

537  
Э 63

А. ЭНГЕЛЬ И М. ШТЕНБЕК

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА  
В ГАЗАХ**

ТОМ ВТОРОЙ

ОПТИ — НКТИ — 1936

A. ENGEL und M. STEENBECK

**ELEKTRISCHE GASENTLADUNGEN  
IHRE  
PHYSIK UND TECHNIK**

ZWEITER BAND  
ENTLADUNGSEIGENSCHAFTEN  
TECHNISCHE ANWENDUNGEN

Mit 259 Textabbildungen

*Электрические разряды  
Симметричные разряды  
мгновенный разряд  
дуговой разряд  
сварочный дуг*

BERLIN  
VERLAG VON JULIUS SPRINGER  
1934

ДАР 537  
СТОЛЯРОВА Е.Л

А. ЭНГЕЛЬ и М. ШТЕНБЕК

Э 63

192

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА  
В ГАЗАХ**

ТОМ ВТОРОЙ  
СВОЙСТВА ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ  
ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Перевод с немецкого  
Д. КАНАСКОВА, Э. РЕЙХРÜДЕЛЯ и Г. ТЯГУНОВА  
под редакцией проф. Н. А. КАПЦОВА.

Утверждено Наркомпросом РСФСР  
в качестве учебника для университетов

Цена 9 р. 25 к., перепл. 1 р. 25 к.



ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НТТИ СССР  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ОБЩЕТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ И НОМОГРАФИИ  
МОСКВА 1936 ЛЕНИНГРАД

537.523

#### АННОТАЦИЯ

Книга содержит подробное описание всех видов газового разряда и физических явлений в них, а также их технических применений. Все разбираемые явления иллюстрируются большим количеством графиков и таблиц, что одновременно придает книге характер подробного справочника.

Книга предназначена для студентов старших курсов, инженерно-технических работников, изучающих данную область или работающих в ней, а также для работников научно-исследовательских институтов.

#### Предисловие редактора перевода

Предлагаемый читателю второй том книги Энгеля и Штенбека представляет собой в настоящее время наиболее полное, простое и связанное изложение физических явлений в главнейших видах газового разряда. Все вопросы проработаны в книге так, что допускают количественные подсчеты при приложении к практическим задачам. Изложению технических применений разряда посвящено более одной трети всего объема второго тома. Так как явления и приборы газового разряда в настоящее время находят все более и более широкое применение в электротехнике и светотехнике, то книгу Энгеля и Штенбека следует горячо рекомендовать каждому инженеру, работающему в этих областях. Для физика-исследователя второй том книги Энгеля и Штенбека ценен тем, что многие вопросы рассматриваются в нем с новых точек зрения и что здесь изложен экспериментальный и теоретический материал, добытый за последние годы. Хотя этот материал и переработан авторами несколько субъективно, это не представляет собой недостатка, так как один из авторов (Штенбек) является в настоящее время очень серьезным работником в области газового разряда.

Состав переводчиков несколько изменился по сравнению с первым томом. В переводе участвовали гг. Э. М. Рейхрудель, Г. А. Тягунов и Д. Р. Канасков; § 53—76 переведены мною. Весь перевод попрежнему просмотрен и отредактирован мною.

*Н. Канцов.*

17 ноября 1935 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

В то время как первый том этой книги содержит изложение законов основных явлений, имеющих место в газовом разряде, настоящий второй и последний том дает описание свойств и особенностей различных видов газового разряда и их технических применений.

Два года тому назад наши познания в области элементарных процессов газового разряда достигли уже такой полноты, что со времени выхода в свет первого тома до сегодняшнего дня в этой области появилось лишь очень мало существенно новых данных, которые можно было бы использовать, излагая физику газового разряда. Между тем в объяснении действительно имеющих место видов разряда и их свойств на основании законов элементарных явлений достигнуты существенные успехи как раз за этот промежуток времени. Изложение этих успехов является *одной из задач* второго тома.

В первой части этого тома при рассмотрении свойств отдельных видов газового разряда будет не только показано качественно, как можно объяснить эти свойства на основе отдельных элементарных процессов, но здесь сделана также далеко идущая попытка притти к результатам, допускающим численную количественную проверку, каковым является, например, подсчет характеристики какого-либо вида разряда на основе наших знаний об элементарных процессах. Почти во всех случаях для этого оказалось необходимым очень сильно упростить исходные представления, тем более, что мы поставили себе задачей пользование средствами математики лишь в ограниченном размере и то лишь простейшими из них. Поэтому мы постарались осветить главным образом те процессы, которые являются действительно существенными или, лучше сказать, которые нам сегодня кажутся действительно существенными. При этом нам пришлось поступиться многими, самими по себе важными, экспериментальными наблюдениями и теоретическими соображениями, а также историческим характером изложения. Выбор излагаемых вопросов неизбежно оказался субъективным. Может быть, по мнению многих из наших читателей, особенно тех, которые более или менее знакомы с предметом этой книги, мы зашли слишком далеко в наших упрощениях. Наше изложение может, пожалуй, оставить впечатление, что, собственно говоря, все излагаемые вопросы довольно просты и в большинстве случаев все задачи уже решены, что, конечно, не имеет места. И все же нам кажется, что такое упрощение изложения здесь вполне уместно, тем более, что уже имеются труды, принимающие во внимание также и многочисленные, усложняющие вопрос, побочные обстоятельства. Говоря это, мы имеем в виду прежде всего известную книгу Р. Зеелигера. По соглашению с ее автором мы произвели разграничение материала между нашей книгой и вторым изданием его книги.

Значение применений газового разряда для всех областей техники значительно возросло. Рациональное практическое использование разрядных явлений требует не только качественного знания процессов, определяющих собой свойства разряда, но и возможно полного овладения его количественной стороной. Поэтому *второй задачей* нашего труда является связанное изложение важнейших добытых в этом отношении данных, поскольку они сегодня являются до известной степени надежными. Здесь также излагается преимущественно самый процесс разряда и способы использования его для данной цели. Конструктивные и экономические точки зрения в нашем изложении не нашли себе места. Возможно, что объем технической части покажется сравнительно небольшим. Однако нужно иметь в виду, что свойства разрядов уже до этого изложены обстоятельно, так как уже в первой части второго тома описаны результаты многочисленных исследований, предпринятых с техническими целями. Из-за недостатка места мы не касались ни вопросов химии разряда, ни физиологических действий ионов, — тем, которые на сегодня разработаны наименее полно.

Прежде всего мы постарались, как и в первом томе, возможно полно представить в наглядном виде основной экспериментальный материал, причем во многих случаях мы дополнили его результатами специально предпринятых для этого собственных измерений. Ссылки на источники наших графиков и таблиц снова даны в виде специального указателя. Кроме того этот том содержит обзор литературы к первому и второму томам, разбитый по отдельным параграфам книги.

Хотя изложение местами и получилось несколько коротким, тем не менее мы не преминули показать на численных примерах применение формул, графиков и таблиц. Как и в первом томе, мы пользовались при всех выводах электростатической системой единиц. При разборе численных примеров произведен пересчет на техническую систему единиц. Для облегчения таких пересчетов в конце книги (стр. 358) помещена особая таблица.

В нашей работе нам помогли, путем представления материалов и критических замечаний к нему, много коллег по данной специальности, работающих как в нашей стране, так и за границей. Прежде всего мы должны выразить нашу благодарность В. А. Вэйли, К. Т. Комптону, В. Дейчу, Дж. Франку, А. Гертоу, В. де-Грооту, А. Гюнтершюльце, А. фон-Гинцелю, И. Лангмюру, Э. Марксу, М. Пеннинггу, М. Пирани, В. Роговскому, Р. Рюденбергу, В. Шуману, Р. Зеелигеру, Е. О. Зейтцу, Дж. Слепиану, Теплеру, Дж. С. Таунсенду, М. Верли, а также фирмам Сименс, АЭГ, Браун-Бовери и К<sup>о</sup> и Осрам. Мы чувствуем себя особенно обязанными по отношению к нашим ближайшим сотрудникам за их участие и советы. Издательство Юлиус Шпрингер поддерживало нас во всех отношениях, за что мы также высказываем ему нашу особую благодарность.

А. Ф. Энгель, М. Штенбек.

Берлин, август 1934 г.

## Оглавление

Предисловие редактора перевода . . . . .	5
Предисловие авторов . . . . .	6

## ЧАСТЬ I

## СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

§ 1. Введение . . . . .	13
-------------------------	----

Глава первая  
СТАЦИОНАРНЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 2. Подразделение стационарных разрядов на отдельные типы . . . . .	15
--	----

## Несамостоятельные разряды

§ 3. Ток насыщения в слабо ионизированных извне газах . . . . .	—
§ 4. Начальная электропроводность в слабо ионизированных извне газах . . . . .	16
§ 5. Характеристика разряда в слабо ионизированных извне газах . . . . .	17
§ 6. Искажение поля при прохождении тока через слабо ионизированные извне газы . . . . .	18
§ 7. Катодное падение, анодное падение, промежуточные области падения потенциала, остои разряда . . . . .	22
§ 8. Случай плоских электродов, из которых один является источником ионов (униполярный ток) . . . . .	23
§ 9. Случай, когда два плоских электрода оба являются источниками заряженных частиц (биполярный ток) . . . . .	24
§ 10. Случай коаксиальных цилиндрических электродов, из которых один является источником заряженных частиц (униполярный ток) . . . . .	26
§ 11. Случай двух коаксиальных цилиндрических электродов, из которых оба являются источниками заряженных частиц (биполярный ток) . . . . .	29

## Токи в сильно ионизированных газах (токи плазмы)

§ 12. Определение понятия „сильно ионизированный газ“, общие свойства такого газа . . . . .	30
§ 13. Электростатическая теория плазмы . . . . .	31
§ 14. Токи на зонды в плазме; плоские зонды . . . . .	37
§ 15. Цилиндрический и шаровой зонды в плазме . . . . .	43
§ 16. Критические замечания к теории зондов . . . . .	50

## Механические действия потока ионов

§ 17. Механическое действие потока ионов на нейтральный газ . . . . .	51
§ 18. Механические действия ионных потоков на электроды . . . . .	54

## Самостоятельные разряды

§ 19. Определение самостоятельных разрядов . . . . .	55
--	----

## Темный разряд

§ 20. Переход несамостоятельного темного разряда в самостоятельный . . . . .	57
§ 21. Зависимость потенциала зажигания от пространственных зарядов . . . . .	63

## Глеющий разряд

§ 22. Переход темного разряда в тлеющий . . . . .	73
§ 23. Качественный ход изменения потенциала, напряженности поля, плотности тока и пространственных зарядов в тлеющем разряде . . . . .	75
§ 24. Объяснение явлений тлеющего разряда с точки зрения элементарных процессов . . . . .	76
§ 25. Влияние, оказываемое на тлеющий разряд расстоянием электродов друг от друга и от стенок трубки. Затрудненный разряд и ограниченный разряд . . . . .	82

## Теория области катодного падения тлеющего разряда

§ 26. Предположения, лежащие в основе теории . . . . .	84
§ 27. Плотность тока в области катодного падения . . . . .	86
§ 28. Катодное падение . . . . .	87
§ 29. Условия стационарности в области катодного падения . . . . .	—
§ 30. Нормальный и аномальный тлеющий разряд . . . . .	89
§ 31. Сравнение распределения поля, положенного в основу расчета поля, с полученными результатами . . . . .	93
§ 32. Поднормальный тлеющий разряд . . . . .	95

## Теория сплошного положительного столба тлеющего разряда

§ 33. Общие свойства сплошного столба . . . . .	96
§ 34. Уничтожение зарядов в столбе . . . . .	97
§ 35. Вычисление температуры электронов в положительном столбе . . . . .	101
§ 36. Вычисление напряженности продольного электрического поля в положительном столбе . . . . .	103
§ 37. Расчет распределения концентрации зарядов по радиусу положительного столба . . . . .	105
§ 38. Подсчет распределения потенциала по радиусу положительного столба . . . . .	107

## Теория анодного падения

§ 39. Анодное падение . . . . .	108
---------------------------------	-----

## Законы подобия

§ 40. Свойства подобных разрядов . . . . .	111
§ 41. Условия, при которых законы подобия справедливы . . . . .	113
§ 42. Разрешенные и запрещенные процессы в подобных стационарных разрядах . . . . .	116

## Численные данные о тлеющих разрядах

§ 43. Нормальные разряды . . . . .	120
§ 44. Аномальные разряды . . . . .	122

§ 45. Затрудненный и ограниченный разряды . . . . .	123
§ 46. Положительный столб . . . . .	—
§ 47. Полная характеристика тлеющего разряда <i>Дальнейшие свойства тлеющих разрядов</i>	126
§ 48. Влияние магнитного поля на тлеющий разряд . . . . .	127
§ 49. Полые катоды в тлеющем разряде . . . . .	132
§ 50. Катодное распыление. Аномалии в затрудненном тлеющем разряде	134
§ 51. Тлеющий разряд при высоком давлении . . . . .	135
§ 52. Безэлектродный разряд . . . . .	136
<i>Дуговой разряд</i>	
§ 53. Переход от тлеющего разряда к дуговому . . . . .	137
§ 54. Определение дугового разряда . . . . .	142
§ 55. Феноменология дугового разряда . . . . .	143
§ 56. Распределение поля в дуге постоянного тока . . . . .	145
§ 57. Элементарные процессы в дуговом разряде . . . . .	146
<i>Законы дугового разряда</i>	
§ 58. Катодное падение потенциала, ширина катодного пространства и плотность тока . . . . .	150
§ 59. Баланс энергии на катоде . . . . .	152
§ 60. Баланс энергии на аноде . . . . .	155
§ 61. Положительный столб дуги . . . . .	157
§ 62. Действие магнитного поля на положительный столб дуги . . . . .	170
§ 63. Блуждающая дуга . . . . .	171
§ 64. Общая характеристика дуги при постоянном токе . . . . .	173
§ 65. Дуговой разряд в вакууме с искусственно накаливаемым катодом	177
§ 66. Дуговой разряд при переменном токе . . . . .	185

## Глава вторая

### ПРОЦЕССЫ УСТАНОВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ

#### Условия устойчивости разряда

§ 67. Равновесное состояние цепей, содержащих омическое сопротивление и разрядный промежуток . . . . .	192
§ 68. Устойчивые и неустойчивые состояния равновесия электрической цепи, содержащей газовый разрядный промежуток . . . . .	193
§ 69. Нарушение устойчивости вследствие электрической инерции разрядного контура . . . . .	196

#### Протекание зажигания разряда во времени

§ 70. Запаздывание зажигания . . . . .	198
§ 71. Зажигание разряда в однородном поле без учета собственных пространственных зарядов . . . . .	201
§ 72. Зажигание разряда с учетом искажения поля пространственными зарядами . . . . .	204
§ 73. Пробой в неоднородном поле . . . . .	211
§ 74. Зажигание разряда с накаленным катодом без управляющей сетки . . . . .	214

§ 75. Зажигание разряда с накаленным катодом при наличии управляющей сетки . . . . .	215
§ 76. Повторное зажигание в дуговых разрядах переменного тока . . . . .	220

## ЧАСТЬ II

### ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

#### Применения тихого разряда для измерения излучения

§ 77. Ионизационная камера . . . . .	224
§ 78. Газонаполненные фотоэлементы . . . . .	225
§ 79. Счетчики с острием. Трубочатые счетчики . . . . .	227

#### Применение разряда для измерения напряжений

§ 80. Измерения напряжения по длине пробиваемого искрового промежутка . . . . .	228
§ 81. Измерения при помощи скользящих разрядов . . . . .	235

#### Коронный разряд на проводах на открытом воздухе

§ 82. Корона при постоянном напряжении . . . . .	238
§ 83. Корона при переменном токе . . . . .	243

#### Электрическая очистка газов

§ 84. Принцип очистки . . . . .	249
§ 85. Явление короны в электрофильтре . . . . .	—
§ 86. Зарядка взвешенных частиц в поле ионов . . . . .	253
§ 87. Законы движения взвешенных частиц . . . . .	255
§ 88. Процесс оседания взвешенных частиц . . . . .	257

#### Технические применения тлеющего разряда

§ 89. Предохранительные устройства с тлеющим разрядом. Громоотводы . . . . .	259
§ 90. Выпрямитель с тлеющим разрядом . . . . .	262
§ 91. Управляемые разрядники с прерывистым тлеющим разрядом . . . . .	263
§ 92. Управляемые разряды с непрерывным током. Четырехэлектродные усилители и усилители, использующие токи на стенку . . . . .	265
§ 93. Осциллограф с тлеющим разрядом . . . . .	267

#### Источники света, использующие газовый разряд

§ 94. Введение . . . . .	268
§ 95. Излучение отрицательного свечения . . . . .	270
§ 96. Разряд с положительным столбом в замкнутом пространстве при низких давлениях газа или паров . . . . .	272
§ 97. Зажигание. Питание газосветных трубок переменным током . . . . .	279
§ 98. Источники света большого давления (излучение положительного столба и излучение электродов) . . . . .	281

#### Применение разрядов для преобразования тока

§ 99. Введение . . . . .	286
§ 100. Принципы действия . . . . .	—
§ 101. Стекланные ртутные выпрямители . . . . .	288
§ 102. Выпрямители для больших мощностей (железные выпрямители)	293
§ 103. Зажигание ртутных выпрямителей . . . . .	295

§ 104. Электродинамика цепей тока с управляемыми выпрямителями . . . . .	297
§ 105. Сеточное управление ртутных выпрямителей . . . . .	300
§ 106. Выпрямители с накаливаемым катодом, наполненные газом или парами . . . . .	303
§ 107. Выпрямители с накаливаемым катодом и с управляющей сеткой . . . . .	307
§ 108. Выпрямители с вольтовой дугой . . . . .	311
<b>Сварочные дуги</b>	
§ 109. Введение . . . . .	314
§ 110. Общие соображения о дуговой сварке при постоянном и переменном напряжении . . . . .	—
§ 111. Специфические свойства сварочной дуги постоянного тока, горящей в воздухе . . . . .	316
§ 112. Специфические свойства сварочной дуги переменного тока в воздухе . . . . .	318
§ 113. Устойчивость дуги и меры, принимаемые для придания сварочной дуге устойчивости . . . . .	320
§ 114. Перенос материала при электросварке . . . . .	322
§ 115. Влияние магнитного поля на сварочную дугу . . . . .	324
§ 116. Дуговая сварка в защитном газе . . . . .	326
<b>Разряды, служащие в качестве предохранителей и выключателей</b>	
§ 117. Введение и классификация . . . . .	326
<i>Разряды, имеющие место при замыкании и размыкании постоянного тока</i>	
§ 118. Процесс размыкания цепи постоянного тока с чисто омическим сопротивлением . . . . .	328
§ 119. Процесс размыкания цепи постоянного тока с сопротивлением и самоиндукцией . . . . .	331
§ 120. Облегчение разрыва дуги . . . . .	334
§ 121. Практическое выполнение описанных приемов гашения дуги . . . . .	337
<i>Разряды, возникающие в выключателях переменного тока</i>	
§ 122. Общие соображения . . . . .	339
§ 123. Размыкание цепи с чисто омическим сопротивлением . . . . .	340
§ 124. Размыкание индуктивной цепи . . . . .	342
§ 125. Размыкание емкостной цепи . . . . .	343
§ 126. Воздействие при помощи элементов схемы . . . . .	344
§ 127. Воздействия на разрядный промежуток . . . . .	345
§ 128. Практические конструкции . . . . .	352
<i>Разряды, возникающие в предохранителях</i>	
§ 129. Процесс размыкания в разрядах, возникающих в предохранителях . . . . .	356
§ 130. Техника разрядов, возникающих в предохранителях . . . . .	—
Литература к таблицам и рисункам . . . . .	359
Литературный указатель . . . . .	361
Предметный указатель . . . . .	375

## СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

**§ 1. Введение.** В электрических разрядах всех видов имеют место одновременно различные элементарные процессы, рассмотренные в первом томе: возникновение, движение и уничтожение заряженных частиц. Количественно вывести свойства разрядов из основных законов удается пока только в небольшом числе случаев и то лишь путем введения существенных упрощений задачи. Это происходит оттого, что часто количественные выражения законов недостаточно точно известны, а также вследствие математических затруднений, возникающих при комбинировании различных закономерностей. Однако часто в разрядах можно по крайней мере качественно установить взаимодействие элементарных процессов.

Как вообще в цепях тока, так в частности и в цепях электрических разрядов установившиеся процессы легче объяснить, чем неустановившиеся; понимание установившихся разрядов тем легче, чем меньше элементарных процессов в них участвует. Число отдельных процессов, которые необходимо учитывать, растет с увеличением концентрации заряженных частиц, возбужденных атомов, фотонов и т. д., участвующих в разряде, т. е. с увеличением тока. О концентрации заряженных частиц можно судить, хотя и неоднозначно, по интенсивности излучаемого разрядом света.

Поэтому в подразделении стационарных разрядов на темные, тлеющие и дуговые постепенное возрастание яркости должно указывать на увеличение числа имеющих место в данном разряде отдельных элементарных процессов. Так, например, в темном разряде концентрации заряженных частиц в большинстве случаев настолько малы, что можно пренебречь рекомбинацией и диффузией и часто даже искажением поля пространственными зарядами; существенным остается возникновение ионов и свободных электронов и их перемещение в электрическом поле. В тлеющем разряде искажение поля пространственными зарядами играет уже решающую роль; нельзя также пренебрегать диффузией. В дуговом разряде и названным уже процессам прибавляются термическая ионизация и диссоциация, ступенчатая ионизация и т. д.

Легче всего разбираться в разрядных явлениях в тех случаях, когда приходится учитывать только движение ионов и электронов, но не их возникновение. Это имеет место тогда, когда электроны и ионы возникают каким-либо образом помимо разряда и пространственное и временное распределение их задано. В этом случае причина возникновения зарядов точно известна. Такие разряды мы называем *несамостоятельными* в отличие от *самостоятельных*: темного, тлеющего и дугового разрядов, в которых заряженные частицы возникают под действием самого разряда.

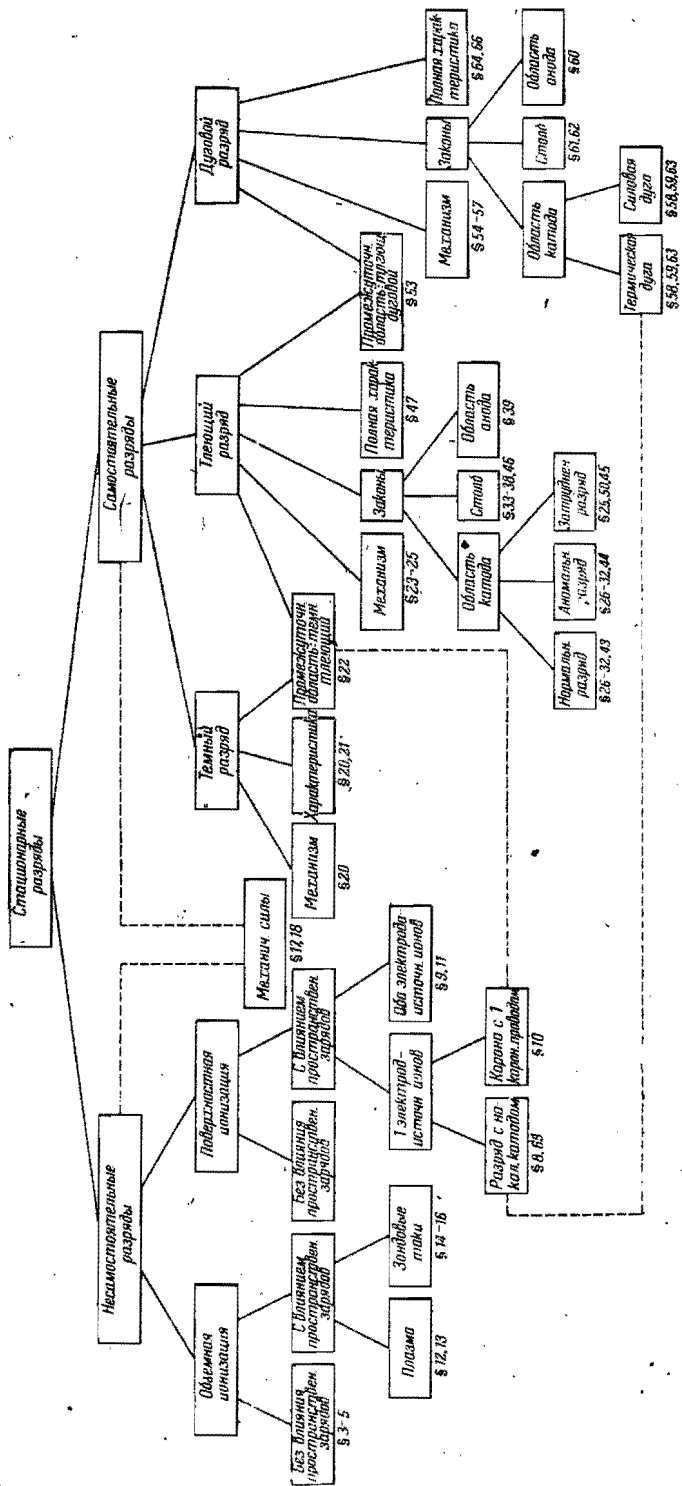


Рис. 1.

## Глава первая

### СТАЦИОНАРНЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 2. Подразделение стационарных разрядов на отдельные типы. На рис. 1 показано подразделение, согласно которому в дальнейшем будут рассмотрены стационарные разряды. К стационарным формам разрядов при этом отнесены и такие колеблющиеся во времени разряды, при которых изменения происходят так медленно, что влияние последствий предыдущих состояний на существующее в данный момент состояние совершенно не связывается. Таким образом медленно затухающие разряды постоянного тока и разряды переменного тока низкой частоты могут быть также отнесены к стационарным формам разрядов. При этом указанные разряды могут проходить последовательно через различные формы. Количественных указаний о допустимых скоростях изменения режима разряда вообще дать нельзя. Тлеющие разряды до нескольких тысяч периодов в секунду приблизительно еще свободны от влияния последствий, если давление газа и расстояние между электродами не слишком велики; напротив, дуговые разряды переменного тока уже при 50 пер/сек показывают сильные явления последствий. При разрядах переменного тока во время прохождения тока через нуль происходят явления, которые в принципе не относятся к стационарным разрядам; к происходящим при этом процессам установления мы вернемся в главе второй.

### НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 3. Ток насыщения в слабо ионизированных извне газах. Если в объеме газа между электродами *A* и *B* (рис. 2) находятся заряженные частицы, то через газ проходит электрический ток до тех пор, пока заряженные частицы передвигаются в газе под действием электрического поля, созданного наложенным на электроды напряжением *U*. Непрерывающийся постоянный ток может иметь место при этом лишь в том случае, если постоянно будет восполняться убыль заряженных частиц, происходящая оттого, что они уносятся к электродам и там нейтрализуются, а также исчезают путем рекомбинации в объеме газа.

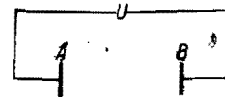


Рис. 2.

Пусть какой-нибудь источник ионизации (например, свет короткой длины волны) образует в единице объема в 1 сек.  $\frac{dN}{dt}$  новых пар заряженных частиц, начальной скоростью которых можно пренебречь. При сильных полях перемещение заряженных частиц к электродам преоб-



падает над уничтоженным их вследствие рекомбинации; при достаточно сильных полях все заряженные частицы попадают на электроды. Полученный при этих условиях ток не может быть увеличен, даже если столь угодно увеличивать напряжение между электродами. При этом предполагается лишь, что высокое напряжение между электродами не вызывает добавочную ионизацию соударениями. Максимально возможный ток называется *током насыщения*. Так как в  $1 \text{ см}^3$  в 1 сек. образуется  $\frac{dN}{dt}$  новых заряженных частиц, то число этих частиц, возникающих в объеме газа  $\tau$  в 1 сек., равно  $\int \frac{dN}{dt} d\tau$ , где интеграл распространяется на весь объем, охваченный силовыми линиями поля. Ток насыщения  $i_s$  отсюда равен:

$$i_s = e \oint \frac{dN}{dt} d\tau \quad (1)$$

Если электроды плоско-параллельны и расстояние между ними равно  $d$ , а  $\frac{dN}{dt}$  в объеме постоянно, то на каждый квадратный сантиметр электродов попадают ионы, которые возникают в лежащем перед этим квадратным сантиметром объеме  $d$ , т. е.  $d \frac{dN}{dt}$  ионов в 1 сек. Плотность тока  $j_s$  поэтому равна:

$$j_s = ed \frac{dN}{dt} \quad (2)$$

При действии на атмосферный воздух средней по мощности рентгеновской трубкой в  $1 \text{ см}^3$  возникает в среднем  $10^7$  пар ионов в 1 сек. Плотность тока насыщения  $j_s$  между двумя плоскими электродами, находящимися на расстоянии в 5 см, оказывается равной:

$$j_s = 4,77 \cdot 10^{-10} \cdot 5 \cdot 10^7 = 2,39 \cdot 10^{-2} \text{ эл.-стат. единиц} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2.$$

**§ 4. Начальная электропроводность в слабо ионизированных извне газах.** Если электрическое поле между электродами недостаточно велико, чтобы увести к электродам все заряженные частицы и они частично рекомбинируют в объеме газа, то ток меньше, чем  $i_s$ . Если в объеме газа постоянно возникают вновь  $\frac{dN}{dt}$  заряженных частиц, которые исчезают *исключительно вследствие рекомбинации*, то устанавливается такая концентрация ионов  $N$ , при которой число заряженных частиц  $\rho N^2$  ( $\rho$  — коэффициент рекомбинации), уничтожаемых рекомбинацией в 1 сек. в  $1 \text{ см}^3$ , в точности компенсируется возникающими вновь  $\frac{dN}{dt}$  заряженными частицами. Стационарная концентрация удовлетворяет, таким образом, уравнению  $\frac{dN}{dt} = \rho N^2$  [уравнение (313), т. I] или

$$N = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dN}{dt}} \quad (3)$$

Наличие такой же концентрации можно принять и в том случае, когда поле между электродами столь слабо, что число уносимых полем заря-

женных частиц мало по сравнению с числом частиц, уничтожаемых рекомбинацией. Плотность тока составляется аддитивно из потоков положительных и отрицательных зарядов:  $j = j^+ + j^- = eN(v^+ + v^-)$  [уравнение (159), т. I]. Скорость переноса  $v = bE$  [уравнение (256), т. I]; отсюда полная плотность тока  $j$  получается равной:

$$j = eN(b^+ + b^-)E \quad (4)$$

или

$$j = e(b^+ + b^-) \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dN}{dt}} E \quad (4a)$$

$j$ , таким образом, пропорционально напряженности поля; ток подчиняется закону Ома. Приведенный выше пример дает при  $\frac{dN}{dt} = 10^7 \text{ см}^3/\text{сек}$  и  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$  (рис. 116, т. I) согласно (3):  $N = 2,43 \cdot 10^6$  пар ионов в  $1 \text{ см}^3$ . Подвижность согласно табл. 27а, т. I получается при  $p = 760 \text{ мм рт. столба}$  равной  $\frac{1}{760} 1,6 \cdot 10^8$  для отрицательных и  $\frac{1}{760} 1 \cdot 10^8$  для положительных ионов, если поле измеряется в  $\text{В/см}$ . При этом плотность тока для  $E = 1 \text{ В/см}$  равна:

$$j = \frac{2,6 \cdot 10^8}{760} 4,77 \cdot 10^{-10} \cdot 2,43 \cdot 10^6 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ эл.-стат. единиц} = 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2.$$

Таким образом газ при малых напряженностях имеет „начальную электропроводность“:

$$\frac{j}{E} = e(b^+ + b^-) \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dN}{dt}} = 1,3 \cdot 10^{-12} \frac{1}{\Omega \cdot \text{см}}.$$

**§ 5. Характеристика разряда в слабо ионизированных извне газах.** Для средних напряженностей поля, при которых убывание числа заряженных частиц вследствие рекомбинации сравнимо с уменьшением вследствие переноса в электрическом поле, устанавливающаяся концентрация  $N$  меньше, чем если бы имела место рекомбинация. Это уменьшение  $N$  вызывает согласно уравнению (4) плотность тока, меньшую, чем вычисленная из начальной электропроводности. Таким образом плотность тока с увеличением напряжения нарастает медленнее, чем линейно.

Приближенное вычисление характеристики возможно, если принять, что все число вновь образованных в  $1 \text{ см}^3$  в 1 сек.  $\frac{dN}{dt}$  ионов уничтожается в равной мере рекомбинацией и переносом к электродам  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_j$

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{рек}} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_j \quad (5)$$

Соотношению  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{рек}} = \rho N^2$  соответствует равновесная концентрация

$$N = \sqrt{\frac{1}{\rho} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{рек}}} \quad (6)$$

Соответствующая переносу к электродам  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_j$  плотность тока по (2) или (4) равна:

$$j = cd \left(\frac{dN}{dt}\right)_j = cN(b^+ + b^-)E; \quad (7a, b)$$

из четырех уравнений (5), (6), (7a, b) могут быть вычислены  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{рек}$ ,  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_j$ ,  $N$  и  $j$  как функции от  $E$  и  $\frac{dN}{dt}$ . Для плотности тока получается:

$$j = \frac{e(b^+ + b^-)^2}{2cd} E^2 \left[ \sqrt{1 + \frac{4cd^2}{E^2(b^+ + b^-)^2} \frac{dN}{dt}} - 1 \right]. \quad (8)$$

Из уравнения (8) для очень больших  $E$  получается уравнение тока насыщения (2), а для очень малых  $E$  — ток уравнения (4a), соответствующий начальной электропроводности. В приведенном выше числовом примере для поля с напряженностью  $E = 12 \text{ В/см}$  получаем плотность тока  $j = 6,5 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2$ . На рис. 3 приведена полная характеристика, вычисленная для нашего примера.

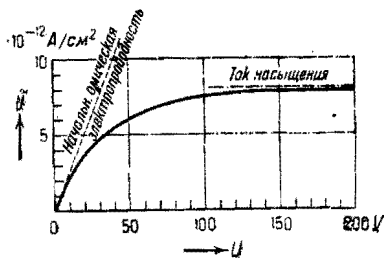


Рис. 3. Пример вычисленной вольтамперной характеристики несамостоятельного разряда с объемной ионизацией.

ошибки. Основная погрешность лежит в предположении, что везде в ионизированном объеме концентрация положительных и отрицательных ионов одинакова.

1. Электростатическим полем зарядов электродов одноименно заряженные ионы отталкиваются, а ионы противоположного знака притягиваются. Таким образом перед каждым из электродов возникает избыточная концентрация ионов противоположного знака. Это значит, что в выражении для рекомбинации число уничтожаемых заряженных частиц должно быть выражено не через  $\rho N^2$ , а через  $\rho N^+ N^-$ .

2. Более существенно то, что избыточная концентрация зарядов одного знака означает наличие пространственного заряда и поэтому влияет на первоначальное поле электродов и тем самым на скорость переноса заряженных частиц.

3. Неравномерное распределение концентрации ионов по объему ведет к появлению диффузии.

4. В случае ненасыщенного тока по вышеприведенному подсчету положительные и отрицательные частицы переносятся из газового объема к электродам в различных количествах: ток положительных ионов равен  $NeEb^+$ , ток отрицательных ионов равен  $NeEb^-$ ; обе эти части в общем случае  $b^+ \neq b^-$  — различны. Но если ионы удаляются

в различных количествах из объема, в котором они возникли в одинаковом числе, то должен появиться избыток менее подвижных ионов. Если, например,  $b^+ < b^-$ , то в объеме газа в общем появляется избыточный положительный пространственный заряд; он нарастает до тех пор, пока уход положительных ионов из газа на электроды вследствие взаимного отталкивания и диффузии не возрастет настолько и пока уход отрицательных зарядов, удерживаемых притяжением остающихся в газовом объеме положительных, не замедлится настолько, что в дальнейшем положительные и отрицательные ионы в одинаковом количестве доходят до электродов. Такой избыток менее подвижных ионов появляется независимо от рода ионизации во всех тех случаях, когда возникновение ионов происходит преимущественно в объеме газа, а также при разрядах с образованием ионов вследствие самих разрядных процессов. Проведение вычисления с учетом всех этих влияний приводит к нерешенной в настоящее время системе уравнений. Напротив, для случая тока насыщения между двумя плоско-параллельными электродами искажение поля равноионными пространственными зарядами перед электродами легко поддается расчету. Пусть на рис. 4 объем между электродами  $A$  и  $B$  опять однородно ионизирован, причем в  $1 \text{ см}^3$

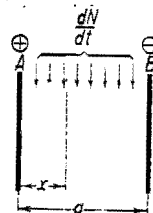


Рис. 4.

в 1 сек. возникает  $\frac{dN}{dt}$  пар ионов. Тогда все положительные ионы, которые возникли между анодом и плоскостью, проведенной на расстоянии  $x$  от анода, должны пройти к катоду и при этом пересечь плоскость  $x$ . Таким образом через  $1 \text{ см}^2$  плоскости, находящейся на расстоянии  $x$ , должно пройти в 1 сек.  $x \frac{dN}{dt}$  положительных ионов:

$$j_x^+ = ex \frac{dN}{dt}. \quad (9)$$

Если обозначить через  $E_x$  напряженность поля в точке  $x$ , то ионы имеют в этой точке скорость  $v_x^+ = b^+ E_x$ , направленную к катоду. Для того чтобы могла иметь место плотность тока  $j$  при скорости ионов  $v$ , по уравнению (158), т. I, необходимо, чтобы плотность пространственных зарядов  $\rho = \frac{j}{v}$  была:

$$\rho_x^+ = eN_x^+ = \frac{j_x^+}{v_x^+} = \frac{ex}{b^+ E_x} \frac{dN}{dt}. \quad (10)$$

Для отрицательных ионов находят соответственно, что все возникшие на пути  $(d-x)$  отрицательные ионы должны пересечь плоскость  $x$ :

$$\rho_x^- = eN_x^- = \frac{e(d-x)}{b^- E_x} \frac{dN}{dt}. \quad (11)$$

действующий электростатически пространственный заряд в точке  $x$  равен  $e(N_x^+ - N_x^-)$ . В соответствии с этим уравнение пространственного заряда для приведенного линейного случая будет:

$$\frac{dE_x}{dx} = 4\pi\rho = 4\pi e(N_x^+ - N_x^-). \quad (12)$$

Если заменить в (12)  $N_x^+$  и  $N_x^-$  их выражениями из (10) и (11), то получится:

$$E_x \frac{dE_x}{dx} = 4\pi e \frac{dN}{dt} \left( \frac{x}{b^+} - \frac{d-x}{b^-} \right) \quad (13)$$

и после интегриации

$$E_x^2 = 4\pi e \frac{dN}{dt} \left( \frac{x^2}{b^+} - \frac{2dx}{b^-} + \frac{x^2}{b^-} \right) + E_0^2 \quad (14)$$

Постоянная интегриации  $E_0$  в выражении (14) ( $E_0$  = напряженность поля на поверхности анода) зависит от напряжения  $U$ , наложенного между электродами. Она получается вторичной интеграцией выражения (14) в пределах от  $x=0$  до  $x=d$ .

Получающееся в соответствии с этим распределение поля имеет минимум, начиная от которого напряженность поля симметрично возрастает в обе стороны. Для положения минимума напряженности поля  $x_0$  из уравнения (13) при  $\frac{dE_x}{dx} = 0$  получается:

$$\frac{x_0}{b^+} = \frac{d-x_0}{b^-} \quad (15)$$

Таким образом расстояния минимума от электродов относятся друг к другу, как подвижности заряженных частиц. Если, например,  $b^+ < b^-$ , то получается ход поля, изображенный на рис. 5. Вследствие симметричности хода кривой относительно  $x_0$  напряженность поля на поверх-

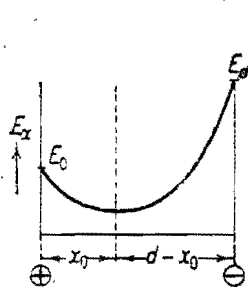


Рис. 5. Распределение поля при токе насыщения ( $b^+ < b^-$ ).

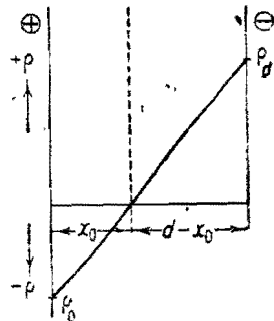


Рис. 6. Распределение пространственного заряда при токе насыщения ( $b^+ < b^-$ ).

ности того электрода, который находится на большем расстоянии от минимума, выше, чем на противоположном. Перед тем электродом, который притягивает ионы с меньшей подвижностью, создается более сильное поле; ионы с меньшей подвижностью скопляются в большем количестве и вызывают появление перед притягивающим их электродом большего пространственного заряда (рис. 6). В уравнении (14)  $E_0^2$  для

больших напряжений  $U$  на электродах переходит в  $\frac{U^2}{d^2}$ ; с увеличением  $U$  напряженность поля все более приближается к значению  $\frac{U}{d}$  и искажение поля пропадает. На рис. 7 показаны ход напряженности поля и ход пространственного заряда между электродами конденсатора, использованного нами различным образом; расстояние между пластинами равно 5 см; при напряжении на электродах  $U = 300$  В, при котором практически достигнут ток насыщения, вновь возникает  $\frac{dN}{dt} = 10^7$  ионов  $\frac{см^3}{сек}$ .

Если наряду с уменьшением числа ионов вследствие их переноса к электродам имеет место убывание их вследствие рекомбинации в газовом объеме, то получаются качественно сходные результаты. И в этом случае противоположно заряженные ионы скопляются перед электродами в виде облаков пространственного заряда. Эти пространственные заряды повышают напряженность поля у электродов и уменьшают ее в середине межэлектродного пространства.

Качественную картину устанавливающихся при этом поля и распределения потенциала дают рис. 8 и 9. Главное отличие от случая тока насыщения состоит в том, что искажение поля пространственными

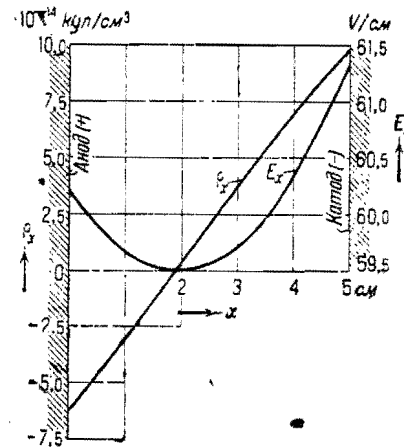


Рис. 7. Пример расчета распределения поля и плотности пространственного заряда между плоскими электродами при токе насыщения.

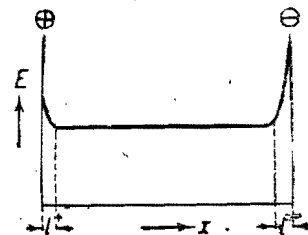


Рис. 8. Распределение напряженности поля между плоскими электродами при движении заряженных частиц и рекомбинации их в газе ( $j < j_s$ ).

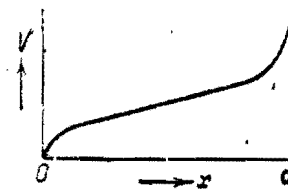


Рис. 9. Распределение потенциала между плоскими электродами при движении заряженных частиц и рекомбинации их в газе ( $j < j_s$ ).

зарядами ограничивается областью, лежащей непосредственно у электродов, в то время как в средней области напряженность поля остается приблизительно постоянной. Ширина областей перед электродами,

в которых напряженности поля заметно отклоняются от постоянного значения в средней области ( $l^+$  и  $l^-$  на рис. 8), равна:

$$l^+ = \frac{b^+}{b^+ + b^-} \frac{j}{e} \frac{1}{\frac{dN}{dt}} = d \frac{b^+}{b^+ + b^-} \frac{j}{j_s}, \quad (16)$$

$$l^- = \frac{b^-}{b^+ + b^-} \frac{j}{e} \frac{1}{\frac{dN}{dt}} = d \frac{b^-}{b^+ + b^-} \frac{j}{j_s}. \quad (17)$$

Таким образом эти области при очень слабых токах ограничиваются непосредственными прилегающими к электродам слоями газа. С увеличением тока они растут и в случае тока насыщения сливаются друг с другом.

§ 7. Катодное падение, анодное падение, промежуточные области падения потенциала, остова разряда. Если ток достаточно мал по сравнению с током насыщения, т. е. если образуется ясно выраженная средняя зона с постоянной напряженностью поля, то картина распределения потенциала в разряде распадается на три отдельные области: по одной зоне с особенно большой напряженностью поля ( $AB$ ,  $CD$ ) вблизи электродов и одна средняя зона ( $BC$ ) с постоянной напряженностью поля. Распределение потенциала приводим еще раз на рис. 10. Увеличенное падение потенциала перед электродами представляет собой явление, которое встречается во многих формах разряда. Падение перед катодом называется „катодным падением“, соответственно падение перед анодом — „анодным падением“. Катодное и анодное падения означают падение потенциала между каждым из электродов и точками  $B$  или  $C$ , до которых

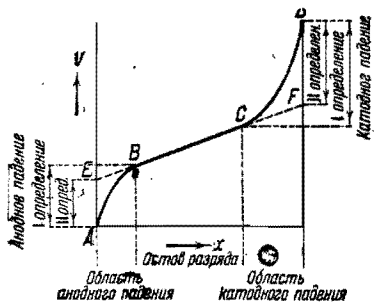


Рис. 10. Определение катодного и анодного падений и остова разряда на основе распределения потенциала между плоскими электродами ( $j < j_s$ ).

распространяются катодная и соответственно анодная области падения потенциала (первое определение). Однако точки  $B$  и  $C$  определены не строго, так как переход от областей падения в среднюю зону происходит совершенно непрерывно. Часто за катодное или соответственно анодное падение принимают те разности потенциалов, которые появляются в этих областях дополнительно сверх напряжений, соответствующих однородному полю.

На рис. 10 это будут отрезки ординат, обозначенные через  $AE$  и  $DF$ . В этом втором определении катодного и анодного падений не содержится никаких предположений о положении точек  $B$  и  $C$ . Зато теперь величины катодного и анодного падений зависят от напряженности поля в промежуточной области. Различие обоих определений в самостоятельных разрядах мало. Часть  $BC$  разряда называют остовом разряда или положительным столбом, а приходящееся на нее падение потенциала — падением потенциала в столбе.

по одной зоне с особенно большой напряженностью поля ( $AB$ ,  $CD$ ) вблизи электродов и одна средняя зона ( $BC$ ) с постоянной напряженностью поля. Распределение потенциала приводим еще раз на рис. 10. Увеличенное падение потенциала перед электродами представляет собой явление, которое встречается во многих формах разряда. Падение перед катодом называется „катодным падением“, соответственно падение перед анодом — „анодным падением“. Катодное и анодное падения означают падение потенциала между каждым из электродов и точками  $B$  или  $C$ , до которых

§ 8. Случай плоских электродов, из которых один является источником ионов (униполярный ток). Этот случай осуществлен строго, например, в разряде, где один электрод является накаливаемым катодом или эмитирует электроны под действием освещения ультрафиолетовым светом. Однако он имеет место приближенно также во многих случаях самостоятельных разрядов, когда ионизация хотя и происходит в газе, но только в непосредственной близости от одного электрода, как это, например, имеет место при тлеющих остриях или коронирующих проводах; эти разряды в отношении прохождения тока через остальную область, в котором никакого возникновения ионов не происходит, можно также рассматривать так, как если бы заряженные частицы вылетали непосредственно из „коронирующего“ электрода.

Пусть на рис. 11 левый из пары плоских параллельных электродов представляет такой источник ионов. Тогда ионы, заряженные одноименно с  $A$ , притягиваются в электрическом поле к правому электроду  $B$ . Освобожденные случайно также из  $A$  противоположно заряженные ионы вообще не могут покинуть  $A$  и, таким образом, не должны приниматься во внимание. При этом мы исключаем тот случай, когда эти ионы могут вылетать в пространство с заметной энергией. Таким образом поток заряженных частиц через газовый промежуток содержит лишь ионы одного знака (униполярный ток). Пусть на расстоянии  $x$  от  $A$  имеют место напряженность поля  $E_x$ , плотность зарядов  $\rho_x$  и скорость ионов  $v_x$ ; эти величины, вообще говоря, зависят от места, плотность же ионного тока  $j$ , наоборот, в стационарном случае не зависит от  $x$ .

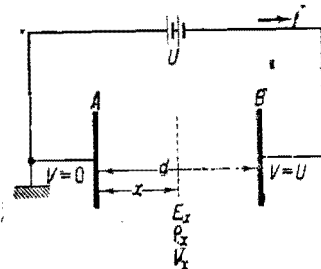


Рис. 11. К характеристике несамостоятельного разряда между плоскими электродами с поверхностной ионизацией.

Если введем постоянную подвижность ионов  $b$ , то известным образом справедливо соотношение [уравнения (158) и (256), т. I]

$$j = \rho_x v_x = b \rho_x E_x. \quad (18), (19)$$

Далее, справедливо

$$\frac{dE_x}{dx} = 4\pi \rho_x, \quad (20)$$

откуда:

$$E_x dE_x = \frac{4\pi j}{b} dx, \quad (21)$$

$$E_x^2 = \frac{8\pi j}{b} x + E_0^2, \quad (22)$$

где  $E_0$  — напряженность поля на поверхности  $A$  при  $x=0$ . Вторичная интеграция с  $V=0$  при  $x=0$  дает:

$$V_x = \frac{b}{12\pi j} \left\{ \sqrt{\left( \frac{8\pi j}{b} x + E_0^2 \right)^3} - E_0^3 \right\}, \quad (23a)$$

или

$$U = \frac{b}{12\pi j} \left\{ \sqrt{\left( \frac{8\pi j d}{b} + E_0^2 \right)^2} - E_0^2 \right\}, \quad (23b)$$

где  $U$  — напряжение между электродами.

Если электрод  $A$  может эмитировать больше ионов, чем требует ток  $j$ , то по основаниям, аналогичным приведенным в т. I стр. 157 для электронного тока, ограниченного пространственными зарядами в высоком вакууме,  $E_0 = 0$ ; в случае газа уравнение, соответствующее уравнению (197), т. I, для ионного тока, ограниченного пространственным зарядом вместо уравнений (23a) и (23b) принимает вид:

$$V = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi j}{b}} d^{\frac{3}{2}} \quad (24)$$

или

$$j = \frac{9}{32} \frac{b}{\pi} \frac{V^2}{d^3}. \quad (24a)$$

Если принять скорость ионов не  $\sim E$ , а  $\sim \sqrt{E}$  (подвижность электронов!), т. е. вместо уравнения (19) написать:

$$j = \rho_x v_x = b' \rho_x \sqrt{E_x}, \quad (25)$$

то совершенно аналогичным вычислением получим вместо (24a)

$$j = \frac{5\sqrt{5}}{18\pi\sqrt{3}} b' \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^{\frac{3}{2}}}. \quad (26)$$

В азоте при атмосферном давлении к плоскому аноду, расположенному на расстоянии 1 см от плоского, хорошо эмитирующего накаливаемого катода при наложенной между ними разности потенциалов в 100 В согласно уравнению (26) идет ток в  $6 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> ( $b' = 4,6 \cdot 10^4$ , отнесенное к атмосферному давлению, см/сек и В/см, вычисленное из рис. 103, т. I, даст при пересчете на электростатические единицы в  $\sqrt{300}$  раз большее значение, равное  $8,0 \cdot 10^6$ ;  $U = 100V = 0,33$  эл.-стат. единиц;  $d = 1$  дает  $j = 1,8 \cdot 10^4$  эл.-стат. единиц или  $6 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>); при этом не принимается во внимание уменьшенные плотности газа, могущее происходить вследствие выделения тепла током или накаливаемым катодом.

§ 9. Случай, когда два плоских электрода оба являются источниками заряженных частиц (биполярный ток). Выражение для ограниченного пространственными зарядами униполярного тока через газ отличается от выражения для ограниченного пространственным зарядом тока в высоком вакууме только другими числовыми множителями и другими показателями степеней. Существенное отличие по сравнению с высоким вакуумом получается, если оба электрода являются источниками электронов, так как анод эмитирует положительные ионы, а катод — отрицательные ионы или электроны. Правда, этот случай непосредственно в разрядах никогда не имеет места; но так ведут себя ионы газа в непосредственной близости от электродов.

При отсутствии ионизации и рекомбинации в объеме не только полный ток  $j$  постоянен везде между электродами, но и оба составляющих его тока  $j^+$  и  $j^-$  постоянны, так как ионы нигде не возникают и не уничтожаются. Поэтому получаем:

$$j^+ = \rho^+(x) E(x) b^+, \quad (27a)$$

$$j^- = -\rho^-(x) E(x) b^-, \quad (27b)$$

причем подвижность предполагается постоянной. Знак минус в уравнении (27b) необходим, если  $b^-$  принимается за положительный множитель пропорциональности, так как скорость  $v^-$  отрицательных ионов направлена против поля. Тогда уравнение пространственного заряда примет вид:

$$\frac{dE(x)}{dx} = 4\pi\rho = 4\pi(\rho^+ + \rho^-) = \frac{4\pi}{E(x)} \left( \frac{j^+}{b^+} - \frac{j^-}{b^-} \right) \quad (28)$$

или после интегриации:

$$\frac{1}{2} E^2(x) = 4\pi \left( \frac{j^+}{b^+} - \frac{j^-}{b^-} \right) x + \text{const.} \quad (29)$$

При достаточно большой эмиссии ионов из обоих электродов  $E$  на электродах должно обратиться в нуль; для того чтобы  $E_x$  обратилось в нуль при  $x = 0$ , постоянная интегриации в (29) должна быть равна нулю; для того же, чтобы поле обратилось в нуль также при  $x = d$  на другом электроде, выражение в скобке должно быть также равно нулю, т. е.

$$\frac{j^+}{b^+} = \frac{j^-}{b^-}. \quad (30)$$

Таким образом установившиеся токи положительных и отрицательных ионов относятся друг к другу, как их подвижности. Какими же могут быть  $j^+$  и  $j^-$ ? Из уравнения (29) при указанных нами предположениях и после подстановки выражения (30) получается, что  $E_x$  везде равно нулю, и дальше, как легко видеть, для всякой конечной силы тока  $|\rho^+| = |\rho^-| = \infty$ . Таким образом, если не принимать во внимание потерю ионов в пространстве, наполненном газом, положительные и отрицательные ионы образуют столь большие, как-раз взаимно компенсирующиеся объемные заряды, что через газ можно пропускать как угодно большие токи при произвольно малых напряженностях поля. В этой форме результат, конечно, не соответствует физической действительности. Это происходит потому, что предыдущий вывод основан на предположении отсутствия какого-либо исчезновения ионов. При биполярном токе в объеме, наполненном газом, некоторая напряженность поля может образоваться только в случае, если имеет место объемная рекомбинация или поглощение ионов на стенках. Если это исчезновение заряженных частиц сделать достаточно малым, то при любом токе напряженность поля может быть снижена в желаемой степени. В полученном здесь результате ничто не изменится, если положить скорость заряженных частиц пропорцио-

нальной  $\sqrt{E}$  или для ионов одной полярности  $\sim E$ , а для другой —  $\sim \sqrt{E}$ : в равной степени результат сохраняется для электродов произвольной формы.

Если между электродами происходит потеря заряженных частиц, например рекомбинация, то и при токе, ограниченном пространственными зарядами с  $E=0$  на обоих электродах, для получения тока действительно оказывается необходимой *конечная величина* разности потенциалов между электродами. Точный расчет в предположении  $b^+ = b^- = b$  и справедливости уравнения (320), т. I, дает для значения полного тока:

$$j = \frac{8}{\pi^3} b \frac{U^2}{d^3}. \quad (30a)$$

Коэффициент рекомбинации входит в числовой множитель через уравнение (320), т. I. Сравнение с уравнением (24a) показывает, что при одинаковых  $U$  и  $d$  ток не просто удваивается в результате эмиссии ионов также и вторым электродом, но вследствие компенсации объемных зарядов возрастает в  $\frac{256}{9\pi^2} = 2,9$  раза.

§ 10. Случай коаксиальных цилиндрических электродов, из которых один является источником заряженных частиц (униполярный ток). На рис. 12 изображен эмитирующий ионы внутренний цилиндр радиуса  $r_i$ , противоположный электрод радиуса  $r_a$  и вводимый всегда при мысленном рассмотрении промежуточный цилиндр радиуса  $r$ . Напряженность поля  $E_r$ , плотность зарядов  $\rho_r$ , скорость ионов  $v_r$  и плотность тока  $j_r$  зависят от  $r$ , полный же ток  $i$  (отнесенный к единице длины) постоянен. В этом случае мы опять положим скорость пропорциональной напряженности поля:

$$i = 2\pi r j_r = 2\pi r \rho_r v_r = 2\pi b r \rho_r E_r. \quad (31)$$

Уравнение пространственных зарядов для цилиндрического случая имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d(rE_r)}{dr} = 4\pi \rho_r. \quad (32)$$

В дальнейшем индекс  $r$  при переменных, зависящих от  $r$ , мы будем опускать. После подстановки  $\rho_r$  из (31) в (32) получится:

$$rE_r \frac{d(rE_r)}{dr} = \frac{2i}{b} r. \quad (33)$$

или после интегриации:

$$(rE_r)^2 = \frac{2i}{b} r^2 + \text{const.} \quad (34)$$

Если мы обозначим напряженность поля на поверхности внутреннего цилиндра через  $E_i$ , то постоянная интегрирования будет

$$(r_i E_i)^2 - \frac{2i}{b} r_i^2,$$

откуда:

$$(rE)^2 - (r_i E_i)^2 = \frac{2i}{b} (r^2 - r_i^2). \quad (35)$$

Если  $r$  столь велико, что по сравнению с ним можно пренебречь членами, содержащими  $r_i$ , то для постоянной предельной напряженности поля  $E_g$  получается:

$$E_g = \sqrt{\frac{2i}{b}}. \quad (36)$$

Результат вторичного интегрирования (35) для получения вольт-амперной характеристики зависит еще от того, больше ли  $E_i$ , меньше ли или равно  $E_g$ . Случай  $E_g = E_i$  согласно (35) дает  $V = (r - r_i) E_g$ .

1 случай.

$$E_i < E_g.$$

В предположении  $V=0$  при  $r=r_i$  интегрирование (35) дает:

$$V_r = \sqrt{E_g^2 (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - E_i r_i + \\ + r_i \sqrt{E_g^2 - E_i^2} \left\{ \text{arc ctg} \frac{\sqrt{E_g^2 (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2}}{r_i \sqrt{E_g^2 - E_i^2}} - \right. \\ \left. - \text{arc ctg} \frac{E_i}{\sqrt{E_g^2 - E_i^2}} \right\}. \quad (37)$$

Если, в частности,  $E_i = 0$ , что бывает при чрезмерном выделении ионов внутренним цилиндром, т. е. при токе, ограниченном объемными зарядами, то уравнение (37) упрощается и одновременно разрешается относительно  $i$ . Введя напряжение на внешнем электроде  $U$  при  $r=r_a$ , получим:

$$i = \frac{bU^2}{2r_i^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2 - 1 - \text{arc tg} \sqrt{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2 - 1}}}. \quad (38)$$

Трубка с прямым накаленным катодом из проволоки радиуса  $r_i = 5 \cdot 10^{-3}$  см и с коаксиальным цилиндрическим анодом  $r_a = 0,5$  см, наполненная воздухом при атмосферном давлении, при анодном напряжении в 100 В и в предположении, что электроны тотчас по выделении их образуют отрицательные ионы, пропускает ток максимально в  $5 \cdot 10^{-6}$  А на единицу длины оси (подвижность отрицательных ионов воздуха при 760 мм по табл. 27а, т. I:  $b^- = \frac{1}{760} \cdot 1,6 \cdot 10^9 = 2,1 \text{ см/сек} \cdot \text{V/см} = 300 \cdot 2,1 = 6,3 \cdot 10^2 \text{ CGSE}$ ;  $U = 100 \text{ В} = 0,333 \text{ CGSE}$ ,

откуда получается  $i = 1,4 \cdot 10^4 CGSE = 5 \cdot 10^{-6} A$ . Эта величина может увеличиться еще примерно вдвое вследствие уменьшения плотности газа от нагрева теплом, выделяемым катодом и разрядом, и увеличения от этого подвижности.

2 случай.

$$E_i > E_g.$$

В предположении  $V = 0$  при  $r = r_i$  интегрирование (35) дает:

$$V_r = \sqrt{E_g^2 (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - E_i r_i + \frac{1}{2} r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2} \ln \frac{(\sqrt{E_g^2 (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2})(E_i + \sqrt{E_i^2 - E_g^2})}{(\sqrt{E_g^2 (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} + r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2})(E_i - \sqrt{E_i^2 - E_g^2})}. \quad (39)$$

Для весьма важного в дальнейшем случая малых токов это уравнение может быть сильно упрощено. Именно, если

$$i \ll b \frac{E_i^2 r_i^2}{r_a^2}, \quad (40)$$

и  $E_i$  задано и не зависит от тока, то, принимая  $V = U$  для  $r = r_a$ , получим вольтамперную характеристику:

$$i = \frac{2b}{r_a^2 \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} V_0 (U - V_0). \quad (41)$$

$V_0$  обозначает здесь разность потенциалов, вызывающую напряженность поля  $E_i$  на внутреннем электроде цилиндрического конденсатора с радиусами  $r_a$  и  $r_i$  при отсутствии пространственных зарядов:

$$V_0 = E_i r_i \ln \frac{r_a}{r_i}. \text{ При } U < V_0 \text{ получаем } i = 0.$$

При больших напряжениях ток лучше передается соотношением:

$$i \sim U (U - V_0). \quad (41a)$$

Приблизительно такой разряд имеет место, если, например, внутренний цилиндр заряжен так сильно по отношению к наружному, что начинает „коронировать“, т. е. в сильных полях у его поверхности имеет место непрерывная ударная ионизация газа. Так как такое образование ионов может происходить лишь в сильных полях, то здесь оно имеет место только в непосредственной близости от внутреннего цилиндра. Образующиеся ионы противоположного знака по сравнению с внутренним цилиндром не могут поэтому удалиться от него.

Из области короны вылетают, таким образом, наружу лишь ионы, заряженные одноименно с внутренним цилиндром. Такая ионизация появляется при определенной, зависящей от  $r_i$  напряженности поля, которая поэтому и должна быть осуществлена для возможности появления разряда. При проволоке радиуса  $r_i = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  в атмосфер-

ном воздухе напряженность поля, при которой происходит зажигание разряда (см. ниже рис. 27),  $E_i = 7,2 \cdot 10^4 \text{ V/cm} = 2,4 \cdot 10^2 CGSE$ . Поэтому для внешнего цилиндра радиуса  $r_a = 15 \text{ см}$  начальное напряжение  $V = 1,8 \cdot 10^4 \text{ V} = 60 CGSE$ . При напряжении на электродах  $U = 30 \text{ kV} = 100 CGSE$  и при  $b^- = 6,3 \cdot 10^3 CGSE$  (см. выше) в этом разрядном промежутке получится ток:

$$i = \frac{1,26 \cdot 10^4 \cdot 60 \cdot 40}{2,25 \cdot 10^2 \cdot 5,7} = 2,35 \cdot 10^3 CGSE = 7,8 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2.$$

Предельная напряженность поля

$$E_g = \sqrt{\frac{2 \cdot 2,35 \cdot 10^3}{6,3 \cdot 10^2}} = 2,73 CGSE = 820 \text{ V/cm}.$$

§ 11. Случай двух коаксиальных цилиндрических электродов, из которых оба являются источниками заряженных частиц (биполярный ток). Если оба электрода рис. 12 могут эмитировать заряженные частицы соответствующих им знаков, то в пространстве между электродами имеются ионы обоих знаков и объемные заряды отчасти взаимно компенсируются. Если в пространстве, наполненном газом, нет никаких потерь ионов вследствие рекомбинации, то результат, полученный в § 9, справедлив также и здесь; в газе напряженность поля равна нулю, если электроды эмитируют достаточное количество ионов. Напротив, если учесть действие рекомбинации, то для поддержания тока потребуется конечная разность потенциалов между электродами, так как в соседстве с каждым электродом заряженные частицы одинаковой с ним полярности будут находиться в избытке. Мы рассмотрим специальный случай, важный для короны на двух параллельных проволоках при постоянном напряжении (см. также § 82). За разрядный промежуток мы примем здесь два коаксиальных цилиндра, причем на поверхности внутреннего при коронировании должна господствовать критическая напряженность поля  $E_i$ ; далее, мы примем, что внешний цилиндр эмитирует как раз столько заряженных частиц одного с ним знака, сколько на него попадает частиц противоположного знака. Простой расчет этого случая возможен лишь, если ограничиться малыми токами и принять одинаковыми подвижности обоих родов заряженных частиц. Соответствующая уравнению (41) для униполярного тока между цилиндрами зависимость тока  $i$ , приходящегося на единицу длины, от критической разности потенциалов  $V_0$ , приводящей к требуемой напряженности поля у поверхности внутреннего электрода, и от действительной разницы потенциалов между электродами при  $\frac{r_a}{r_i} > 5$  имеет вид:

$$i = 4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{\frac{1}{2}} b^{\frac{3}{2}}}{V^2 \left( r_a \ln \frac{r_a}{r_i} \right)^2} \left( V_0^{\frac{1}{2}} \Gamma_0^{\frac{3}{2}} - \Gamma_0^{\frac{3}{2}} \right) \quad (42)$$

При данном избытке напряжения  $(U - V_0)$  ток  $i$  тем больше, чем меньше коэффициент рекомбинации  $\alpha$ ; этот результат содержит в качестве предельного случая исчезающе-малого коэффициента рекомбинации

$\rho = 0$ , когда уже произвольно малый избыток напряжения дает возможность проходить через газовый промежуток бесконечно большим токам. Насколько сильно эта взаимная компенсация объемных зарядов и уменьшение экранирования поля на поверхности коронирующей проволоки увеличивает ток по сравнению с униполярным случаем, мы покажем вычислением отношения  $q$  токов для одинаковых напряженностей поля  $E_i$  на внутреннем цилиндре. Отношение  $i$  из уравнения (42) и  $i$  из (41) имеет вид:

$$q = 2\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \sqrt{\frac{be}{p}} \sqrt{\frac{V_0}{U - V_0}} \quad (43)$$

или, приняв во внимание уравнение (320), т. I, при  $b^+ = b^- = b$ :

$$q = \frac{1}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \sqrt{\frac{V_0}{U - V_0}} \quad (44)$$

Это уравнение также справедливо только для очень малых токов и одновременно для очень малых  $(U - V_0)$ . Для больших  $(U - V_0)q$  могло бы согласно уравнению (44) быть меньше 1; это значит лишь, что в данном случае перейдена граница применимости уравнения. Униполярный ток превышает униполярный ток тем больше, чем меньше избыток напряжения над начальным напряжением. При двух параллельных проволоках, амитирующих электроны одна по направлению к другой, плоскость, проведенная между проволоками на равном расстоянии между ними, играет роль внешнего электрода, как в только что разобранным случае, так как через эту плоскость проходит в одном направлении столько положительных ионов, сколько в другом направлении отрицательных.

### Токи в сильно ионизированных газах (токи плазмы)

**§ 12. Определение понятия „сильно ионизированный газ“; общие свойства такого газа.** В газе, содержащем в единице объема достаточно большое количество ионов и электронов („плазма“, т. I, § 66), не могут появляться большие разности потенциалов, если только пренебречь искажениями поля в непосредственной близости от электродов или стенок. Большая концентрация ионов обуславливает настолько большую проводимость ионизованного газа, что разности потенциалов должны, как в металле, тотчас же выравниваться передвижением заряженных частей. Определенная выше в § 4 „начальная электропроводность“, например в неоне при давлении  $p = 1$  мм и при концентрации электронов и положительных ионов, равной  $10^{12}$  на  $см^3$ , что вполне может иметь место в разряде, имеет величину около  $1 (\Omega \cdot см)^{-1}$ . Это примерно вдвое больше электропроводности аккумуляторной кислоты. Вследствие невозможности возникновения больших разностей потенциалов в плазме положительно и отрицательно заряженные частицы должны во всех частях плазмы присутствовать в примерно одинако-

вых концентрациях (т. I, § 63). Поэтому сколько-нибудь удаленная от стенок и электродов плазма имеет всюду одинаковый потенциал.

Отрицательно заряженными частицами в плазме являются главным образом электроны; большая концентрация отрицательных ионов не может быть длительной вследствие сильной рекомбинации их с положительными ионами. Всегда, когда мы будем говорить о плазме без дополнительных оговорок, мы будем подразумевать под отрицательно заряженными частицами исключительно свободные электроны. Такая плазма предполагает в качестве нейтрального газа благородные газы или пары металлов.

**§ 13. Электростатическая теория плазмы.** Мы будем в дальнейшем предполагать плазму как данную с неизменной во времени концентрацией заряженных частиц. Имеющиеся в действительности во всякой плазме потери ионов и электронов должны непрерывно восполняться посредством некоторого механизма. Позднее, при обсуждении положительного столба тлеющего или дугового разряда в вакууме, мы увидим этот случай осуществленным в действительности. При больших концентрациях заряженных частиц электростатические силы взаимодействия их зарядов настолько значительны, что движение частиц определяется исключительно этим взаимодействием. Мы приняли, что положительные и отрицательные заряды в каждой единице объема плазмы находятся в равных количествах и вследствие этого плазма в целом электрически нейтральна. Однако это справедливо только тогда, когда мы усредняем по достаточно большой области; только в этом случае исчезают случайные избытки электрического заряда.

В действительности все пространство наполнено электрическими полями отдельных ионов и электронов, так как точечные заряды отдельных частиц не могут находиться в одном и том же месте, а потому не могут полностью нейтрализоваться. Поля между заряженными частицами, конечно, зависят от случайного расположения всех частиц друг относительно друга. Эти поля меняются постоянно по величине и по направлению. Изменения имеют место как во времени в заданной точке, так и в различных частях пространства в заданный момент времени. Таким образом величина силы поля может быть каждый раз задана лишь в очень малой части пространства и для очень короткого промежутка времени. Поэтому мы назовем эту как бы раздробленную на отдельные участки картину поля „микрополе“.

В пространственно-временных мгновенных значениях микрополя мы знаем только то, что они совершенно беспорядочны и подчиняются лишь законам случая. Поэтому невозможно и не имеет никакого смысла делать какие-либо указания о характере микрополя в какой-либо момент времени; единственно возможный род осмысленных высказываний может относиться только к среднему значению и статистическому распределению отдельных значений вокруг этой средней величины. Мы отказываемся при этом от высказываний о судьбе отдельных ионов и электронов, но зато получаем возможность охватить определенное событие, происходящее во всем коллективе заряженных частиц.



Вследствие взаимного ускорения заряженных частиц в микрополе они находятся в состоянии постоянного взаимного обмена энергией. При этом распределение их по скоростям должно быть, повидимому, такое же, как у молекул нейтрального газа: оно приближается к максвелловскому распределению (т. I, § 75). Для различных родов частиц это состояние оказывается различным. Так как электроны вследствие своей малой массы гораздо сильнее могут поддаваться действию микрополя, т. е. проходят в микрополе с ускорением много большие отрезки пути, чем ионы, то увеличение или уменьшение энергии электронов в микрополе, а вследствие этого и обмен энергиями электронов между собой, происходит много интенсивнее, чем обмен энергией у ионов между собой или между ионами и электронами. Следствием этого является то, что максвелловское распределение скоростей среди электронов устанавливается гораздо скорее, чем среди ионов.

Так как в действительности никогда — за исключением, может быть, звездных туманностей — плазма не может оставаться предоставленной самой себе без вмешательства извне, а именно, так как для поддержания плазмы необходим некоторый электрический разряд, — распределение энергии и стремление к максвеллову распределению непрерывно нарушается некоторым внешним влиянием. Поэтому мыслим случай, который в действительности большей частью и имеет место, а именно, что максвеллово распределение может быть с достаточным приближением достигнуто в действительности только для таких частиц, для которых оно устанавливается быстрее всего; в то же время продолжающийся между другими заряженными частицами (между ионами и между ионами и электронами) обмен энергией оказывается недостаточно интенсивным, чтобы повести к установлению распределения Максвелла наперекор внешним воздействиям. Так как обмен энергией между ионами и электронами вследствие большой разницы в массах (§ 10, т. I) происходит особенно медленно, энергетическое равновесие между ионами и электронами никогда не имеет места. Более того, средняя кинетическая энергия электронов обычно много больше таковой у ионов, так как электроны в возмущающем поле разряда, необходимого для поддержания плазмы, ускоряются гораздо сильнее и, следовательно, приобретают гораздо большую энергию, чем ионы. Поэтому получается, что электроны плазмы имеют большую среднюю энергию, чем другие частицы в плазме, и что электроны могут группироваться вокруг этого среднего значения энергии согласно максвелловскому распределению скоростей. В этом случае электронному газу можно приписать определенную *температуру*. Раньше (§ 53, т. I) это обозначение было введено нами только для описания неупорядоченного движения электронов, устанавливающегося при постоянном рассеянии электронов нейтральными молекулами газа. Таким образом здесь в противоположность плазме отсутствовал необходимый для достижения максвелловского распределения скоростей обмен энергией между самими электронами. Существуют также разряды (дуги при высоких давлениях), в которых имеет место „изотермическая плазма“ с приблизительно равными температурами электронов, ионов и нейтральных молекул.

Соударения электронов с нейтральными молекулами газа не нарушают максвелловского распределения скоростей электронов в том случае, если эти соударения упруги, так как вследствие большой разницы между массой электронов и массой молекул упругие столкновения ведут только к изменению направления, а не к изменению скорости электронов. Напротив, возбуждающее или ионизирующее соударение электрона с молекулой газа обозначает торможение электрона и, следовательно, уменьшение энергии электронов, искажающее максвелловское распределение. Максвелловское распределение будет достигнуто, если отдельный электрон между двумя газокинетическими соударениями испытывает в микрополе обмен энергией порядка средней величины энергии электронов.

Вычислим теперь отрезок пути, на котором электрон получает или отдает микрополю количество энергии, равное средней энергии электронов. Напряженность микрополя мы можем приблизительно вычислить следующим образом: если в единице объема в статистическом пространственном распределении находится  $N$  электронов и  $N$  ионов, то всего в единице объема находится  $2N$  точечных зарядов величины  $e$ . Таким образом в среднем каждый точечный заряд определяет напряженность микрополя в объеме величиной  $\frac{1}{2N}$ . Мы можем представить себе этот объем как шар с радиусом  $R$ , построенный вокруг точечного заряда. Радиус  $R$  определится тогда из уравнения

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{1}{2N}, \quad (45)$$

или

$$R = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{3}{\pi} N^{-\frac{1}{3}}}. \quad (46)$$

Если для начала пренебречь влиянием всех других зарядов, кроме центрального, то средняя арифметическая величина напряженности поля по всему объему такого шара будет выражаться через

$$\bar{E} = \frac{1}{\frac{4}{3} \pi R^3} \int E d\tau, \quad (47)$$

причем интеграл должен быть распространен по всему объему шара и  $d\tau$  обозначает элемент объема. В качестве элемента объема мы примем объем шарового слоя толщиной  $dr$  и радиуса  $r$ , тогда  $d\tau = 4\pi r^2 dr$  и соответствующая напряженность поля  $\frac{e}{r^2}$ . После подстановки этих величин мы получим:

$$\bar{E} = \frac{3e}{R^2} \quad (48)$$

или после исключения  $R$  из уравнения (46):

$$\bar{E} = 12 \left( \frac{\pi}{3} \right)^{\frac{2}{3}} e N^{\frac{2}{3}}. \quad (49)$$

Полученное таким образом среднее значение напряженности поля на-верное чересчур мало, так как при образовании среднего значения выпали те составляющие, которые вызывались во внутренности шара прочими заряженными частицами. Но ошибка, вероятно, невелика, так как составляющие напряженности поля, создаваемые далеко отстоящими заряженными частицами, по мере удаления от центра нашей сферы быстро взаимно уничтожаются; они даже совсем уничтожились бы, если бы прочие заряды были не точечными, а были непрерывно распределены в пространстве. Точное вычисление средних арифметических значений напряженности микрополя до настоящего времени еще не произведено. Можно считать приближенно, что действительная напряженность микрополя меньше удвоенного значения вычисленной здесь величины, так что мы можем при вычислениях принимать значение:

$$\bar{E} \approx 20cN^{\frac{2}{3}}. \quad (50)$$

Для плазмы с  $N = 10^{10}$  электронами и ионами на  $1 \text{ см}^3$  получается средняя напряженность микрополя около  $5 \cdot 10^{-2} \text{ CGSE} = 15 \text{ В/см}$ ; для плазмы с  $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  аналогично получается  $1,5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ . Так как напряженность поля в разряде, необходимая для образования и поддержания плазмы, имеет порядок величины только  $1 \text{ В/см}$ , то для величины ускорения электрона в *каждый данный момент времени* влияние микрополя является решающим.

Напротив, передаваемые электрону микрополем количества энергии гораздо меньше, чем можно было бы предполагать из соотношения величин напряженности поля. Это происходит потому, что микрополе полностью изменяет свою величину и направление уже на очень коротких отрезках пути: электрон, ускоряемый в одной точке микрополя, может уже вновь тормозиться противоположно направленным микрополем, пройдя лишь очень короткий отрезок пути. Поэтому, чтобы оценить передачу энергии электрону микрополем, мы должны знать протяженность области, в которой напряженность микрополя сохраняет свой знак.

Среднее взаимное расстояние заряженных частиц в плазме представляет собой величину порядка  $2R$ . Если мы выделим в плазме две геометрические точки  $P_1$  и  $P_2$  с расстоянием между ними, равным  $2R$ , то в одинаковые моменты времени геометрическое расположение близких частиц — вследствие их статистического распределения (противоположный случай: кристаллическая решетка) — имеет для этих точек совершенно различный вид и поэтому в них имеют место совершенно различные по величине и направлению напряженности микрополя. Поэтому при приблизительных расчетах мы можем считать напряженность микрополя сколько-нибудь однородной по величине и направлению на расстояниях самое большее от  $R$  до  $2R$ . Для упрощения мы примем, что пространство, занимаемое микрополем, может быть разделено на ячейки протяжением  $R$ , так что внутри каждой ячейки микрополе имеет одинаковое по величине и направлению значение, по что направление микрополя в разных ячейках распределено совершенно хаотически. Для величин напряженности микрополя мы под-

ставим вышеполученное значение  $\bar{E}$ . Разность потенциалов в такой микроячейке  $\Delta U$  есть:

$$\Delta U = \bar{E}R \approx 10cN^{\frac{1}{3}}. \quad (51)$$

Если электрон пролетает одну такую микроячейку, то его кинетическая энергия может при этом увеличиться максимум на  $e\Delta U$ . Но так как электрон пролетает микроячейку вообще не прямо в направлении поля, а под некоторым углом к этому направлению, то величина изменения энергии при пролетании микроячейки равняется в среднем как раз половине вычисленной выше величины. Таким образом при пролете микроячейки электрон испытывает изменение энергии порядка  $\frac{1}{2}e\Delta U$ . Это изменение энергии может обуславливать ускорение или замедление. Таким образом если электрон пролетает всего  $q$  микроячеек, то изменение его энергии не в  $q$  раз больше, чем при пролете одной ячейки, так как часть всего числа изменений энергии приведет к ускорению, а часть — к замедлению электрона. С другой стороны, в каждом частном случае ускорения и замедления редко точно компенсируют друг друга, так как электрон случайно проходит большее число ускоряющих ячеек, чем замедляющих, или наоборот. Согласно одному из законов исчисления вероятностей после пролетания  $q$  отдельных микроячеек ( $q \gg 1$ ) в среднем оказывается на  $\sqrt{q}$  ячеек больше пройдено при одном направлении ускорения, чем при другом. Таким образом, если электрон пролетел всего, например, 100 микроячеек, то чрезвычайно невероятно, чтобы все 100 действовали на электрон в одном направлении, но также невероятно, чтобы точно в пятидесяти ячейках происходило торможение и точно в пятидесяти ускорение. При статистическом распределении наиболее вероятен случай, когда примерно 55 ячеек ускоряют, а 45 замедляют, или наоборот; в среднем, таким образом, микроячеек ускоряющих в одном направлении на  $\sqrt{100} = 10$  больше. Если электрон пролетает в некотором направлении, например в направлении  $x$  некоторой системы координат, отрезок пути  $S$ , то в этом направлении он пролетает  $q = \frac{S}{R}$  ячеек. Изменение его энергии при этом имеет порядок величины:

$$V\sqrt{q} \cdot \frac{1}{2}e\Delta U = \sqrt{\frac{S}{R}} \cdot \frac{1}{2}e\Delta U \quad (52)$$

в ту или другую сторону. Отсюда мы можем вычислить, как велик должен быть отрезок пути  $S$ , который должен пролететь электрон, чтобы изменение его энергии было порядка его средней кинетической энергии. Очевидно такая длина уже приблизительно достаточно для полного обмена энергиями электронов друг с другом. Эта «длина релаксации» получается из уравнения  $\sqrt{\frac{S}{R}} \cdot \frac{1}{2}e\Delta U = \frac{1}{2}kT$ . При этом мы для кинетической энергии подставляем  $\frac{1}{2}kT$ , а не  $\frac{3}{2}kT$  потому, что мы должны учесть среднюю кинетическую энергию электрона

только в одном из трех координатных направлений, так как средний путь релаксации мы хотим вычислить в одном направлении. Для пути релаксации получается отсюда выражение:

$$S = \frac{k^2 T^2 R}{e^2 (\Delta U)^2} \approx \frac{k^2}{200e^4} \frac{(T^-)^2}{N} \approx 1,8 \cdot 10^3 \frac{(T^-)^2}{N}. \quad (53)$$

Согласно этому длина релаксации в плазме с  $N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и при температуре электронов  $T^- = 10\,000^\circ$  получается  $S = 18 \text{ см}$ . В плазме с  $10^{18}$  ионов и электронов в  $1 \text{ см}^3$  и при  $30\,000^\circ$ ,  $S = 0,16 \text{ см}$ . Если свободный пробег электронов в нейтральном газе, а также взаимное расстояние ограничивающих стенок, больше, чем вычисленная таким путем длина релаксации, мы должны приять, что среди электронов устанавливается максвеллово распределение скоростей, а следовательно, и вполне определенная температура электронов. Наблюдения показывают, что электроны могут приходить в термическое равновесие уже на более коротких расстояниях (примерно вдвое меньших). Это происходит потому, что, кроме рассмотренных возможностей обмена энергиями электронов, действуют еще другие, о которых мы ниже еще не много скажем. Вопрос о том, как велика численно устанавливающаяся при этом температура электронов, будет рассмотрен ниже (§ 35).

Ионы в плазме участвуют в обмене энергиями в значительно меньшей степени, так как они двигаются гораздо медленнее. В то время как по отношению к электронам мы всегда могли приближенно считать, что во время пролета электрона через одну ячейку микрополя внутри ее не изменяется, в случае ионов мы должны учесть, что поле колеблется со временем как по величине, так и по направлению даже внутри одной микроячейки. При этом при пролете области микроячейки ион приобретает не энергию  $e\Delta U$ , а только обусловленный статистическим усреднением избыток. Просчет дает, что длина релаксации  $S^+$  положительных ионов относится к длине релаксации  $S^-$  электронов, как

$$\frac{S^+}{S^-} = \sqrt{\frac{m^+}{m^-}} \cdot \sqrt{\left(\frac{T^+}{T^-}\right)^3}. \quad (54)$$

Согласно этому  $S^+$  вообще больше чем в десять раз превышает  $S^-$ , так как температура электронов  $T^-$  больше температуры ионов  $T^+$  лишь раз в десять. Поэтому вообще максвелловское распределение скоростей ионов никогда не выражено так же хорошо, как у электронов. Если пожелать сохранить понятие температуры ионов, то его необходимо поставить в связь с средней кинетической энергией иона, но нельзя предполагать, в частности, равновесного распределения энергии.

Кроме нерегулярно колеблющихся электрических сил микрополя на каждую частицу действует сопряженная ей сила. Летящий через плазму „внешний электрон“ отталкивает ближайшие к нему электроны. Таким образом в областях, которые электрон только что пролетел, электронов несколько недостает, так как они, как волны в воде за кормой корабля, несколько расходятся. Напротив, пространственный положительный заряд ионов, если пренебречь тем, что ионы притягиваются этим

внешним электроном, должен сохранить по крайней мере прежнюю величину. Поэтому за каждым электроном на некотором расстоянии позади него находится в среднем некоторая область положительного пространственного заряда, снова заполняемая электронами вследствие диффузии. Этот положительный пространственный заряд за электроном ограничен поэтому лишь небольшой областью и для каждого данного отдельного случая вряд ли может быть определен. Он может быть рассчитан лишь в том случае, если статистически усреднить распределение заряженных частиц за электроном для большого числа случаев. Вследствие наличия этого положительного пространственного заряда, который каждый электрон влечет за собой в плазме, каждый такой электрон тормозится электростатической силой, противоположной направлению его полета.

По закону сохранения энергии торможению всех частиц должно соответствовать компенсирующее его ускорение. Это ускорение производится за счет микрополя. Выше мы рассматривали только такие случаи изменения энергии электрона в микрополе, которые совершаются по направлению или против направления мгновенного значения скорости и в среднем компенсируются. Но вследствие статистического распределения полей в отдельных микроячейках каждый электрон получает также слагающие скорости, перпендикулярные к направлению движения, вследствие чего истинная величина скорости должна быть непрерывно увеличиваться. Точный просчет показывает, что ускорения, вызванные в микрополе перпендикулярно действующими силами, как-раз компенсируют в среднем статистическое торможение под действием остающегося позади электрона положительного пространственного заряда. Эта компенсация также не имеет места для отдельных случаев (мгновенных значений), так что этот механизм открывает добавочную возможность обмена энергиями электронов в микрополе, которая делает релаксационную длину меньше вычисленного выше значения. Дальнейшие пути к обмену энергиями электроны имеют в следующих процессах: соударения второго рода; ускорение в переменных электромагнитных полях, излучаемых прочими электронами при их торможении; соударение с фотонами.

Отклонение электронов после пролетания релаксационного пути  $S$  действует как добавочное газокинетическое соударение, уменьшающее средний пробег от величины  $\lambda$ , соответствующей отсутствию микрополя, до величины  $\frac{\lambda S}{\lambda + S}$ . Вследствие этого, например, уменьшается подвижность электронов.

§ 14. Токи на зонды в плазме; плоские зонды. Согласно § 12 плазма характеризуется концентрацией заряженных частиц  $N$ , температурой электронов  $T^-$ , температурой ионов  $T^+$  и, наконец, потенциалом плазмы  $V_p$ . Эти четыре величины  $N$ ,  $T^+$ ,  $T^-$  и  $V_p$  могут быть вычислены из характеристики зависимости тока от напряжения для тока, текущего между плазмой и погруженными в плазму электродами; вычисление возможно в предположении, что электроды малы и плазма вблизи них искажается незначительно. Такие „зонды“ применялись

многократно для исследования состояния плазмы, образующейся в разряде.

Проще всего соотношение при плоском зонде. Пусть между электродами  $A$  и  $B$  (рис. 13) происходит разряд, который образует в пространстве разряда плазму. Зонд  $S$  заряжен до напряжения  $V_S$  относительно электрода  $B$  (например анода). Около зонда плазма имеет напряжение  $V_P$ . Таким образом между плазмой и зондом приложено напряжение

$$U = V_S - V_P. \quad (55)$$

Ток  $i_S$ , текущий из плазмы на зонд, замыкается через источник напряжения  $V_S$  и электрод  $B$  снова на плазму. „Зондовую характеристику“ представляет собой соотношение  $i_S = f(V_S)$ . Пусть на рис. 14 зонд  $S$  заряжен отрицательно ( $U < 0$ ) по отношению к омывающей его плазме. Вследствие этого электроны плазмы в непосредственной близости от зонда отталкиваются от него, в то время как положительные ионы притягиваются и разряжаются на поверхности зонда. Поэтому перед зондом образуется зона, содержащая почти исключительно положительные ионы. Если двигаться от поверхности зонда через зону положительного пространственного заряда в плазму, то все большее число силовых линий поля, исходящих из отрицательно заряженной поверхности зонда, экранируется положительным пространственным зарядом, находящимся между зондом и плазмой. Поэтому напряженность поля падает и, наконец, на некотором критическом расстоянии  $d$  делается равной нулю. Вне этой зоны  $d$  зонд вообще больше не действует на плазму. Поэтому во всей области, лежащей дальше  $d$ , находится неискаженная плазма зарядов. Вследствие теплового движения электроны залетают только в самую внешнюю часть зоны пространственных зарядов и затем вследствие наличия отталкивающих сил поля снова выбрасываются из этой зоны по изогнутым траекториям. Если разность потенциалов  $U$  между зондом и плазмой очень велика по сравнению с кинетической энергией электронов, выраженной в эквивалентных вольтах (вольт  $\times$  элементарный заряд), то эта граничная область, содержащая электроны, настолько тонка, что ею можно пренебречь. Тогда на расстоянии  $d$  от зонда мы можем

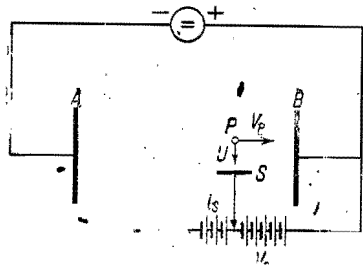


Рис. 13. Ток на зонд  $i_S$ , напряжение на зонде  $V_S$ , потенциал плазмы  $V_P$  и разность потенциалов зонда и плазмы  $U$ .

схематическое представление (темной) зоны объемных зарядов  $d$  перед плоским погруженным в плазму зондом  $S$  при отрицательном потенциале на нем.

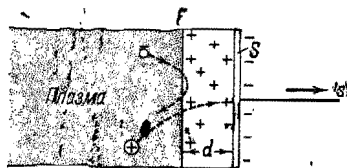


Рис. 14. Схематическое представление (темной) зоны объемных зарядов  $d$  перед плоским погруженным в плазму зондом  $S$  при отрицательном потенциале на нем.

условно расположить граничную поверхность  $F$  таким образом, что вне  $F$  находится неискаженная плазма, а между  $F$  и зондом  $S$  — только положительный пространственный заряд. Все ионы, которые проходят из плазмы сквозь  $F$ , захватываются электрическими силами зонда, притягиваются к зонду и на нем разряжаются; это состояние поддерживается стационарным лишь в том случае, если ионный ток непрерывно отводится с зонда. Так как вне  $F$  зонд вообще никакого действия более не производит, то и число ионов, попадающих из плазмы на поверхность  $F$  и проходящих сквозь нее, не зависит от потенциала зонда: плотность ионного тока через поверхность  $F$  определяется только концентрацией и собственным тепловым движением ионов в плазме; это чисто диффузионный ток. Этот ток приходит на зонд неизменным, если в области пространственных зарядов отсутствует образование новых зарядов, что может быть достигнуто при достаточно малой плотности нейтрального газа ( $d \ll \lambda$ ). Таким образом мы можем до известной степени рассматривать граничную поверхность  $F$  как электрод, эмитирующий с единицы поверхности  $n^+$  в единицу времени к зонду совершенно определенное число  $n^+$  ионов. При этом  $n^+$  есть число ионов, попадающих на единицу поверхности  $F$  из плазмы в единицу времени. Число это мы вычислили в томе I, в уравнении (372):

$$n^+ = \frac{1}{4} N^+ v^+. \quad (56)$$

Здесь  $N^+$  представляет концентрацию, а  $v^+$  — среднюю величину линейной скорости иона в плазме. В остальном течение ионов между  $F$  и  $S$  происходит совершенно так же, как исследованный ранее в томе I [уравнение (197)] электронный ток в вакууме между плоским катодом и плоским анодом, так как и здесь на поверхности  $F$ , как бы эмитирующей заряженные частицы, напряженность поля равна нулю. Таким образом для плотности тока положительных ионов справедливо уравнение:

$$j^+ = en^+ = \frac{1}{4} eN^+ v^+ = \frac{\sqrt{\frac{2e}{m}} U^{\frac{3}{2}}}{9\pi d^2}. \quad (57)$$

Так как ионный ток из плазмы, как исключительно диффузионный ток, при данных  $N^+$  и  $v^+$  постоянен, напряжение  $U$  влияет только на  $d$ , причем  $d$  пропорционально  $U^{\frac{2}{3}}$ . Увеличенное (отрицательное) напряжение на зонде увеличивает скорость ионов в слое пространственных зарядов и этим уменьшает плотность пространственного заряда, вследствие чего последний простирается дальше в пространство. Уравнение (57) может быть непосредственно проверено экспериментально, так как толщина  $d$  образующегося перед зондом слоя ионов может быть отчетливо определена глазом как темная зона среди остальной, всегда светящейся плазмы: внутри зоны пространственных зарядов  $d$  отсутствуют электроны, поэтому здесь не может появиться ни свечение возбуждения, ни свечение рекомбинации. Рис. 15 пред-

ставляет собой фотографию такой зоны пространственных зарядов перед плоским электродом; на этой фотографии толщина  $d$  определяется легко. Приведенное линейное соотношение между потенциалом

на зонде и  $d^{\frac{4}{3}}$  действительно всегда выполняется в пределах точности измерений. Кроме того, при этом оказывается, что  $d$  уменьшается с увеличением концентрации ионов  $N^+$ , как того требует уравнение (57). Для плазмы в ртутных парах при  $N^+ = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  со средней скоростью ионов, соответствующей 0,1 вольт-электр., т. е. примерно  $3 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ , при отрицательном напряжении на зонде  $U = 60 \text{ В}$  оказывается, что толщина слоя  $d \approx 0,4 \text{ см}$ . В ртутных парах при  $N^+ = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , как это имеет место в технических разрядах,  $d \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Если мы будем уменьшать дальше потенциал на зонде  $U$ , то вначале будет заметно только уменьшение толщины слоя без изменения величины ионного тока. Но если  $U$  будет уменьшено настолько, что наиболее быстрые электроны, летящие из плазмы против отталкивательных электрических сил зонда, начнут попадать в заметном количестве на зонд, то на ионный ток

начинает накладываться ток электронов. Ток, который мы должны отводить с зонда, делается при этом по абсолютной величине меньше, так как часть заряда, отдаваемая зонду положительными ионами, теперь уже компенсируется электронами, идущими из плазмы. Рис. 16 показывает схематически получающуюся при этом часть зондовой характеристики  $i_s = f(V_s)$ . При больших отрицательных значениях  $V_s$  течет постоянный ионный ток, на который при меньших отрицательных значениях  $V_s$  накладывается электронный ток (обозначенный пунктирной линией), уменьшающий общий ток. В этой области ионный ток имеет такую же величину, как и при большом отрицательном  $U$  (штрихованная линия).

Электронный ток может быть вычислен из максвелловского распределения по скоростям электронов в зависимости от напряжения на зонде. На зонд должны попадать все те электроны, которые случайно имеют компоненту скорости  $v_x$ , направленную к зонду, соответствующую энергии:

$$\frac{1}{2} m v_x^2 \geq eU. \quad (58)$$

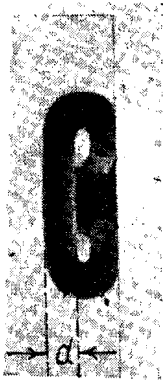


Рис. 15. Плоский отрицательно заряженный зонд в неоновой плазме (29).

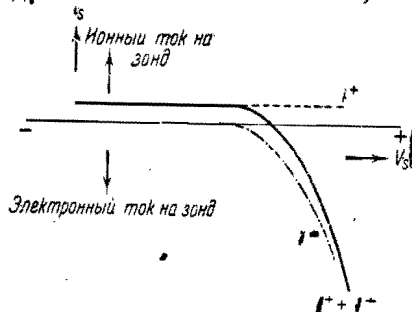


Рис. 16. Ток на зонд  $i_s$ , состоящий из ионного тока  $i^+$  и электронного тока  $i^-$  в зависимости от напряжения на зонде  $V_s$ .

Эти электроны могут вследствие имеющегося у них запаса кинетической энергии преодолеть отталкивательные силы зонда. Максвелловское распределение по компонентам скоростей в направлении  $x$  дано уравнением (§36), т. I:

$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot w} e^{-\frac{v_x^2}{w^2}}; \quad w = \sqrt{\frac{2kT^-}{m^-}}, \quad (59), (60)$$

причем мы должны использовать соотношения (341) и (343) тома I ( $T^-$  — температура электронов,  $m^-$  — масса электронов). Функция вероятности  $f(v_x)$  была при этом определена так, что из  $N$  электронов  $dN = N f(v_x) dv_x$  обладают скоростями в пределах от  $v_x$  до  $v_x + dv_x$ . Число  $n^-$  электронов, могущих пролетать против напряжения  $U$  в единицу времени и на единицу поверхности, соответствует скоростям, начиная от граничной скорости по уравнению (58), до  $v_x = \infty$ . Интеграция дает для числа  $n^-$  значение [уравнение (371), т. I]:

$$n^- = \frac{1}{4} N^- v^- e^{-\frac{eU}{kT^-}} = N^- \sqrt{\frac{kT^-}{2\pi m^-}} e^{-\frac{eU}{kT^-}} = \frac{j^-}{e} = \frac{i^-}{fe}, \quad (61)$$

( $f^-$  — действующая поверхность зонда).

Таким образом

$$\ln j^- = \text{const} - \frac{eU}{kT^-} \quad (62)$$

или

$$\frac{d(\ln j^-)}{dU} = \frac{d(\ln j^-)}{dV_s} = -\frac{e}{kT^-}. \quad (63)$$

Если нанести характеристику рис. 16 в виде логарифма электронного тока, как функции от  $V_s$ , то согласно уравнению (63) должна получиться прямая линия с наклоном  $-\frac{e}{kT^-} = -1,17 \cdot 10^4 \frac{1}{T^-}$  на 1В.

Наклон  $\frac{d(\ln j^-)}{dV_s}$  есть обратная величина разности напряжений  $\Delta V_s$  между двумя точками, в которых соответствующие электронные токи относятся, как 1:2,72. Из

$$\frac{1}{\Delta V_s} = \frac{e}{kT^-} = 1,17 \cdot 10^4 \frac{1}{T^-} \quad (63a)$$

находим:

$$T^- = 1,17 \cdot 10^4 \Delta V_s, \quad (64)$$

причем  $\Delta V_s$  измеряется в вольтах, а  $T^-$  — в градусах Кельвина. Температура электронов  $T^-$  как первая подлежащая определению в плазме величина, таким образом, вычислена, так как  $\Delta V_s$  может быть получена из зондовой характеристики.

Если мы будем еще дальше уменьшать напряжение на зонде  $V_s$ , сохраняя однако еще  $U$  отрицательным ( $V_s < V_p$ ), то электронная со-

оставляющая полного тока продолжает возрастать. Еще при отрицательных значениях  $U$  она достигает величины, по абсолютному значению такой же большой, как постоянный ионный ток; при этом потенциале зонда полный текущий на зонд ток равен нулю. До такого же потенциала заряжается и изолированный, помещенный в плазму зонд, так как изолированный зонд не может уводить из плазмы никаких зарядов. Потенциал на нем устанавливается таким, что на его поверхность попадает как раз одинаковое число электронов и ионов. Этот потенциал  $U_{\text{изол}}$  можно найти из  $n^+ = n^-$  или согласно уравнениям (56) и (61):

$$\frac{1}{4} N^+ v^+ = \frac{1}{4} N^- v^- e^{-\frac{eU}{kT^-}}. \quad (65)$$

Если согласно § 12 положить  $N^+ = N^-$ , то

$$U_{\text{изол}} = \frac{kT^-}{e} \ln \frac{v^-}{v^+} = \frac{kT^-}{2e} \ln \frac{T^- m^+}{T^+ m^-}.$$

Так как  $v^- \gg v^+$ , то  $\ln \frac{v^-}{v^+} > 0$  и  $U_{\text{изол}}$  имеет отрицательный знак.

Таким образом изолированный зонд заряжается относительно окружающей плазмы отрицательно. Это явление показывает, что, просто измеряя электростатически потенциал плазмы изолированным зондом, нельзя получить истинный потенциал плазмы; при этом получается величина напряжения, сдвинутая в отрицательную сторону на некоторую величину, зависящую от параметров плазмы. Впрочем, это явление не ограничивается плазмой в газовом разряде, а известно как совершенно общее явление „контактного потенциала“ также и между жидкостями и твердыми проводниками. Только величина контактного потенциала по отношению к жидкостям и твердым проводникам известна, в то время как в непромеренной еще плазме она неизвестна.

Закон линейной зависимости  $\ln j^-$  от напряжения зонда  $V_S$  справедлив лишь до тех пор, пока зонд заряжен отрицательно по отношению к плазме. Поэтому, если нанести  $\ln j^-$  как функцию от  $V_S$ , то прямая получится лишь до тех значений  $V_S$ , при которых зонд отрицателен по отношению к плазме, т. е. только для  $V_S < V_P$ . В момент, когда  $V_S$  делается равным потенциалу плазмы  $V_P$ , т. е. когда исчезнет  $U$ , зависимость между электронным током и напряжением на зонде начинает подчиняться другому закону. Это обстоятельство находит свое выражение в том, что кривая  $\ln j^-$  в зависимости от напряжения на зонде в этом месте изгибается (подобно тому как ниже, на рис. 23). Положение места изгиба дает, таким образом, истинный потенциал плазмы.

Согласно уравнению (61) электронный ток при  $U=0$ :

$$j_{(U=0)}^- = cN^- \sqrt{\frac{kT^-}{2\pi m^-}}. \quad (67)$$

Таким образом этот ток зависит только от концентрации электронов  $N^-$  и температуры их  $T^-$ . Так как температуру электронов мы уже определили, мы можем теперь вычислить концентрацию электронов  $N^-$  при помощи измерения электронного тока, соответствующего точке изгиба кривой. Концентрация электронов в рассматриваемом до сих пор простом случае отсутствия отрицательных ионов равна концентрации  $N^+$  положительных ионов, которая, таким образом, также оказывается определенной.

Теперь мы можем вычислить последний определяющий плазму элемент — „температуру ионов“. При максвелловском распределении скоростей средняя арифметическая скорость

$$v^+ = \sqrt{\frac{8kT^+}{\pi m^+}};$$

если максвелловское распределение по скоростям не существует, то мы под  $T^+$  будем понимать такую величину, которая, будучи подставлена в это выражение, дает правильное среднее арифметическое значение скорости. Тогда по уравнению (57) плотность ионного тока будет:

$$j^+ = en^+ = eN^+ \frac{v^+}{4} = eN^+ \sqrt{\frac{k}{2\pi m^+}} \cdot \sqrt{T^+}. \quad (68)$$

Так как  $j^+$  мы определяем экспериментально, а  $N^+$  может быть положено равным определенной ранее концентрации электронов  $N^-$ , то остается вычислить одну неизвестную величину. Таким образом мы могли определить из характеристик плоского зонда в принципе все величины, характеризующие режим плазмы.

**§ 15. Цилиндрический и шаровой зонды в плазме.** Определение характеризующих плазму величин редко производится при помощи плоских зондов и гораздо чаще при помощи цилиндрических или шаровых. Причина этого заключается в том, что уравнения, выведенные для плоских зондов, справедливы лишь тогда, когда зонд настолько велик, что мы можем производить расчет, как в случае плоской задачи. Но, с другой стороны, большой зонд искажает плазму, извлекая из нее большое число заряженных частиц. Поэтому мы должны применять небольшие зонды, при которых мы не можем рассматривать задачу как плоскую.

Особенно просто получается расчет для случая цилиндрического или шарового зонда. На рис. 17 изображен шаровой зонд радиуса  $r_0$ , находящийся в плазме; при этом в дальнейшем мы будем отвлекаться от наличия очень тонкого (изолированного) подводящего проводника. Когда зонд заряжен, как в § 14, отрицательно по отношению к плазме, вокруг него образуется концентрический, зависящий от  $U$  слой положительного пространственного заряда. Радиус наружной поверхности этого шара положительных зарядов пусть будет  $r_0$  (рис. 17). Здесь целесообразно вместо плотности ионного тока ввести ионный

ток на всю поверхность шарового зонда. Ионный ток насыщения  $i^+$  есть:

$$i^+ = 4\pi r_0^2 \frac{v^+}{4} eN^+, \quad (69)$$

где принято опять, что все положительные ионы, диффундирующие из плазмы сквозь граничную поверхность  $F$  (радиуса  $r_0$ ), отводятся полем к зонду. Соотношения между  $r_0$ ,  $r_s$ , полным током  $i$  и напряжением на зонде  $U$  получаются при применении приведенных к уравнению (57) соображений о пространственных зарядах к случаю шаров:

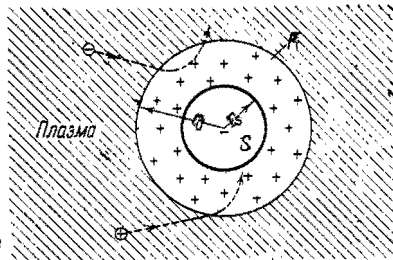


Рис. 17. Шаровой зонд в плазме при отрицательном потенциале на зонде.

$$i^+ = \frac{4}{9} \left( \frac{2e}{m^+} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{\varphi_k}. \quad (70)$$

Здесь  $\varphi_k$  — функция, зависящая от отношения  $r_0$  к  $r_s$  и не могущая быть выраженной в конечном виде. Мы представили ее на рис. 18

графически, причем на оси абсцисс откладывали выражение  $\frac{r_0}{r_s} - 1$ , чтобы точнее охватить случаи, в которых  $r_0$  лишь немного больше  $r_s$ .

Разделение ионной и электронной составляющих тока при небольших отрицательных  $U$  производится, аналогично плоскому случаю, путем экстраполяции полного тока прямолинейно от больших отрицательных значений напряжения на зонде к малым и считая электронным током разность между действительным и экстраполированным зондовым током. Эта электронная составляющая тока изменяется, так же как в плоском случае при отрицательном по отношению к плазме зонде, пропорционально  $e^{-\frac{eU}{kT}}$ ; таким образом температура электронов определяется, как и прежде, из уравнения (63):

$$\frac{d(\ln i^-)}{dU} = \frac{d(\ln i^-)}{dV_s} = -\frac{e}{kT}.$$

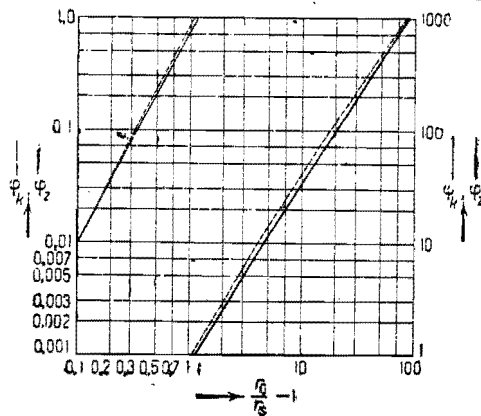


Рис. 18. Коэффициенты  $\varphi_k$  и  $\varphi_s$  для определения полей объемных зарядов вокруг шаровых и цилиндрических зондов по уравнениям (70) и (71) (1).

При  $U=0$ , а следовательно, при  $r_0=r_s$ , электронный ток должен иметь плотность  $j^- = \frac{1}{4} N^- v^-$ , как в плоском случае. Соответственно этому полный ток будет  $4\pi r_s^2 j^-$  или

$$i_{U=0}^- = 4\pi r_s^2 eN^- \sqrt{\frac{kT^-}{2\pi m^-}}. \quad (71)$$

Так как температура электронов  $T^-$  уже известна, мы можем, найдя предварительно потенциал плазмы  $V_P$ , определить концентрацию электронов  $N^-$  и можем поэтому из измеренной характеристики найти значение тока  $i_{U=0}^- = i_{V_S}^- = V_P$ .

При шаровом зонде в принципе можно также определять потенциал плазмы  $V_P$  по положению изгиба на кривой  $\ln i$  как функции  $V_S$ . Но, вообще говоря, этот изгиб выражен не очень резко, а потому и определение потенциала плазмы по этому способу неточно.

Для определения потенциала плазмы цилиндрическими или шаровыми зондами имеется еще один путь, дающий вообще более точные результаты.

Положительно заряженный зонд обволакивается такой же зоной отрицательных пространственных зарядов, как и зона положительных пространственных зарядов, которую мы получали раньше при отрицательном зонде. Однако для обеих полярностей получается существенное различие, вследствие большого различия в массах электронов и ионов. Если мы захотим вычислить радиус  $r_0$  зоны пространственных отрицательных зарядов вокруг положительно заряженного шарового зонда, мы должны будем снова использовать уравнение (70), в котором теперь вместо  $m^+$  и  $i^+$  надо будет вставить массу электронов  $m^-$  и электронный ток  $i^-$ . Так как  $m^- \ll m^+$ , то вычисление даст в последнем случае при одинаковых  $i$  гораздо большие  $\varphi_k$ , а потому и гораздо большие  $r_0$  (рис. 18). Соответственно этому на рис. 19 мы повторили рис. 17 для  $r_0 \gg r_s$  и измененной полярности. Если в зону пространственных зарядов вступает из плазмы электрон, то, хотя он и захватывается положительным зарядом зонда и притягивается к последнему, в действительности зонда достигают лишь те электроны, которые перед вступлением в зону пространственных зарядов имели не слишком большую тангенциальную составляющую скорости (рис. 19, электрон I). Это происходит потому, что, с одной стороны, напряженность поля, влекущая электрон к зонду, вследствие большой толщины слоя мала, а с другой стороны, потому, что скорость, с которой заряженная частица влетает в слой, много больше в случае изменен-

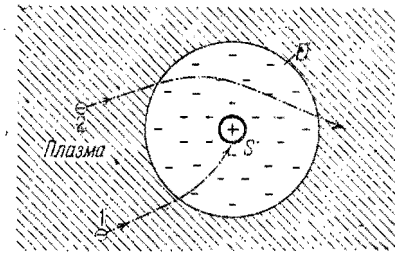


Рис. 19. Шаровой зонд в плазме при положительном потенциале на зонде.

ной полярности. Электрон 2 (рис. 19), имеющей большую тангенциальную слагающую скорости, только отклоняется зондом по кривой, подобной пути кометы, не достигая самого зонда, и потому ничего не прибавляет к току на зонд. Какое количество электронов пролетает мимо зонда по таким траекториям, зависит от величины  $r_0$ ,  $r_s$ ,  $U$  и  $T^-$  (как меры начальной скорости). Более точный расчет показывает, что для относительного числа пролетающих мимо электронов существенны лишь отношения  $\frac{r_0}{r_s}$  и  $\frac{eU}{kT^-}$ . Чем больше  $\frac{eU}{kT^-}$ , тем больше притяжение зонда превышает начальную скорость электронов, тем меньшее число электронов может пролететь мимо зонда. Чем

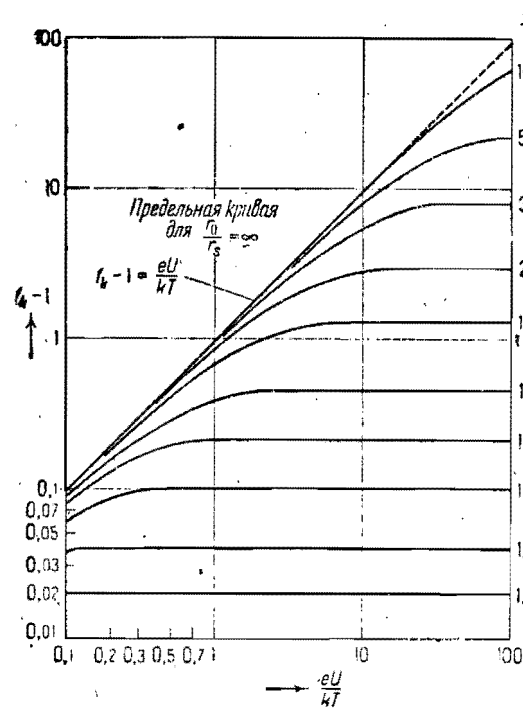


Рис. 20. Коэффициент  $f_k$  для определения электронного тока на шаровые зонды по уравнению (71) (1).

и отводятся к зонду. В этом случае плотности токов через внешнюю и через внутреннюю сферы относятся, как  $\frac{r_s^2}{r_0^2}$ . Так как плотность электронного тока через внешнюю сферу равна плотности диффузионного тока  $j_{r_0=r_s}^-$ , согласно уравнению (71), поправочный множитель  $f_k$  для плотностей тока для больших значений  $\frac{eU}{kT^-}$  равен просто  $\frac{r_0^2}{r_s^2}$ .

$\frac{r_0}{r_s} \gg 1$  больше  $\frac{r_0}{r_s}$ , тем больше вероятность того, что электрон пролетит мимо зонда. В случае

$$\frac{eU}{kT^-} > 3 \frac{r_0^2 - r_s^2}{r_s^2} \quad (71a)$$

по меньшей мере 95% всех электронов достигают зонда. Для произвольных значений  $\frac{eU}{kT^-}$

и  $\frac{r_0}{r_s}$  электронный ток, текущий к зонду, можно вычислить по формуле:

$$i^- = i_{(r_0=r_s)}^- \cdot f_k, \quad (72)$$

где  $f_k$  представляет собой поправочный множитель для шарового зонда, находимый из

рис. 20. Если  $\frac{eU}{kT^-} \gg 1$ ,

то практически все электроны, попадающие во внешнюю сферу радиуса  $r_0$ , захватываются полем

Для малых значений  $\frac{eU}{kT^-}$  поправочный множитель принимает простой вид  $f_k = 1 + \frac{eU}{kT^-}$ . Это уравнение позволяет легко определить потенциал плазмы, получающийся при  $U = 0$ . Именно, если нанести ток на зонд  $i^-$  как функцию наложенного на зонд напряжения  $V_s$ , то для случая, когда зонд стал уже положительным по отношению к плазме, получится ток, растущий пропорционально  $1 + \frac{eU}{kT^-}$ :

$$i_{(U>0)}^- = \text{const} \left( 1 + \frac{e}{kT^-} \right) = \text{const} \left[ 1 + \frac{e}{kT^-} (V_s - V_p) \right]. \quad (73)$$

Если эту прямую экстраполировать к  $i = 0$  [т. е. в область  $U < 0$ , для которой уравнение (73) несправедливо и дает поэтому отклонения от измеренных точек], то потенциал зонда в точке пересечения с осью абсцисс определится равенством:

$$V_s = V_p - \frac{kT^-}{e}. \quad (74)$$

Эта прямая пересекает ось напряжений при значении напряжения  $V_s$ , сдвинутом относительно потенциала плазмы на  $\frac{kT^-}{e}$ . Так как предыдущими измерениями температура электронов  $T^-$  уже определена, то потенциал пространства  $V_p$  может быть определен из уравнения (74). Это определение потенциала плазмы базируется на применимости приближенного уравнения  $f_k = \frac{eU}{kT^-} + 1$ ; поэтому оно годится только для очень больших значений  $\frac{r_0}{r_s}$  (очень маленькие шаровые зонды) и для не слишком больших положительных величин  $\frac{eU}{kT^-}$ . Когда известно  $V_p$ , определение  $N^- (= N^+)$  и  $T^+$  производится, как и раньше.

Для цилиндрических зондов соотношения совершенно аналогичны. Поэтому мы ограничимся тем, что приведем соответствующие уравнения, отнесенные к току на единицу длины зонда. Вместо уравнения (69) теперь будем иметь:

$$i^+ = 2\pi r_0 \frac{v^+}{4} N^+, \quad (75)$$

для тока положительных ионов при отрицательно заряженном зонде, и вместо уравнения (70):

$$i^+ = \frac{2}{9} \left( \frac{2e}{m^+} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{r_s \varphi_s}. \quad (76)$$

Уравнение (76) определяет толщину слоя пространственных зарядов, образующегося вокруг цилиндрического зонда, через напряжение на



зонде и ток; входящий сюда коэффициент  $f_z$ , представлен на рис. 21 как функция от  $\frac{r_0}{r_s} - 1$ . При положительно заряженном зонде электронный ток практически является насыщенным уже тогда, когда

$$\frac{eU}{kT^-} > 2 \frac{r_0^2 - r_s^2}{r_s^2}, \quad (77)$$

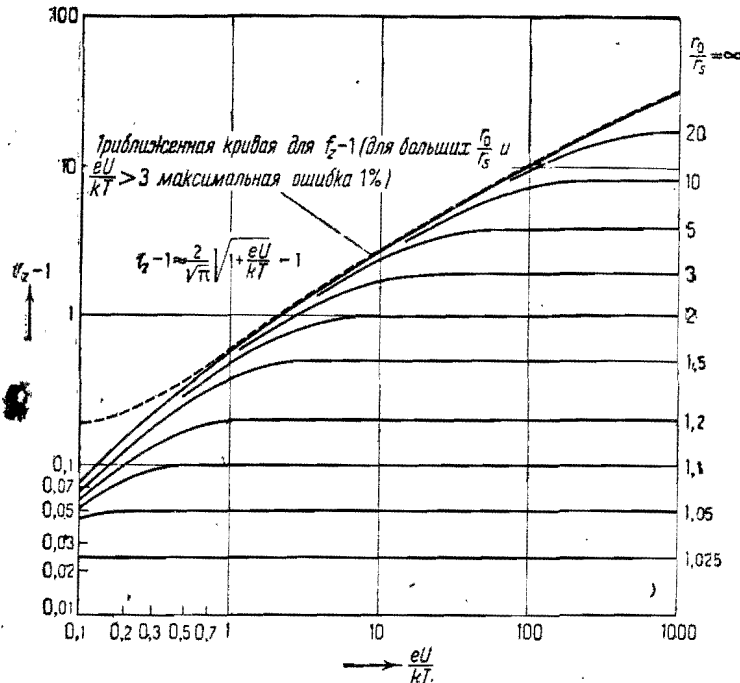


Рис. 21. Коэффициент  $f_z$  для определения электронного тока на цилиндрический зонд по уравнению (78) (1).

соответственно уравнению (71а) для шаровых зондов. Вместо уравнения (72) получается:

$$\bar{i} = \bar{i}_{(U=0)} = \bar{i}_{(r_0=r_s)} \cdot f_z, \quad (78)$$

причем

$$\bar{i}_{(U=0)} = 2\pi r_s^2 e N^- \sqrt{\frac{kT^-}{2\pi m}}. \quad (79)$$

Значения поправочного множителя  $f_z$  в уравнении (78) также нанесены на рис. 21 в виде  $f_z - 1$ , как функции от  $\frac{eU}{kT^-}$  при  $\frac{r_0}{r_s}$  в качестве параметра. Для очень больших значений  $\frac{eU}{kT^-}$   $f_z$  снова равняется отношению поверхностей цилиндров  $r_0$  и  $r_s$ ; иначе говоря, в этом случае  $f_z = \frac{r_0}{r_s}$ . Для очень больших значений  $\frac{r_0}{r_s}$  (очень тонкий

зонд в виде проволоки) и при не очень малой величине  $\frac{eU}{kT^-} f_z$  может быть представлено как  $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \frac{eU}{kT^-}}$ . Таким образом вместо пропорциональности  $1 + \frac{eU}{kT^-}$ , как в случае шаровых зондов, для электронного тока на положительный цилиндрический зонд мы имеем здесь пропорциональность величине  $\sqrt{1 + \frac{eU}{kT^-}}$ . Поэтому если нанести

квадрат электронного тока на положительный зонд  $i^2$  как функцию от напряжения на зонде  $V_s$ , то снова получится прямая линия, точка пересечения которой с осью напряжений смещена на величину  $\frac{kT^-}{e}$  в сторону отрицательного потенциала по сравнению с истинным потенциалом плазмы.  $N^-$ ,  $N^+$  и  $T^+$  определяются, как и раньше. Действительное проведение измерений при помощи цилиндрического зонда (с поверхностью  $2,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ ) в неоновой плазме показано на рис. 22 и 23. На рис. 22 нанесена непосредственно измеренная зондовая характеристика  $i = i^+ + i^- = f(V_s)$ : экстраполированием верхнего, приблизительно горизонтального отрезка кривой можно получить ионную составляющую тока в зависимости от  $V_s$ , несколько меняющуюся вследствие изменения  $r_0$  в зависимости от  $V_s$ . Электронный ток  $i^-$  получается, как  $i - i^+$ . Значения его логарифма нанесены на рис. 23 слева как функция от  $V_s$ . Входящая в уравнение (63а) разность напряжений  $\Delta V_s$ , соответствующая возрастанию тока в 2,72 раза, получается из наклона логарифмической прямой, равной 1,65 V, потому температура электронов  $T^-$  согласно уравнению (64) равна  $1,17 \cdot 10^4 \cdot 1,65 = 19300^\circ \text{ K}$ . Потенциал плазмы  $V_P$  получается из положения точки изгиба логарифмической кривой (примерно около точки пересечения касательных) равным приблизительно — 9,7 V по отношению к аноду. Для более точного определения  $V_P$  на рис. 23 справа нанесены квадраты значений  $i^-$  в зависимости от  $V_s$ , что для

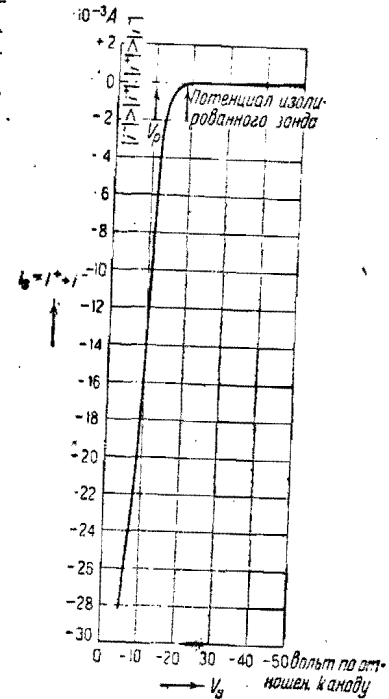


Рис. 22. Вольтамперная характеристика цилиндрического зонда в неоновой плазме  $i_s = f(V_s)$  (29).

больших значений  $(i^-)^2$  снова дает прямую линию, продолжение ко-

торой до оси напряжений пересекает последнюю в точке, соответствующей —11,4V. Последняя величина меньше (алгебраически) потенциала плазмы  $V_p$  на величину  $\frac{kT^-}{e} = 1,65$  V. Таким образом для  $V_p$  получается более точное значение —9,75 V. Контактный потенциал (разность между потенциалами плазмы и зонда при отсутствии тока на зонд) согласно рис. 22 оказывается равным —9,25 V. Из уравнения (66) получается  $T^+ \approx \frac{1}{2} T^-$ , величина, которая, вероятно, чересчур велика. Концентрация электронов  $N^-$  определяется из плотности тока по уравнению (79):  $j^- = \frac{i_{r=r_s}}{2\pi r_s} = eN^- \cdot \sqrt{\frac{kT^-}{2\pi m^-}}$ . При  $r = r_s$ , т. е. со-

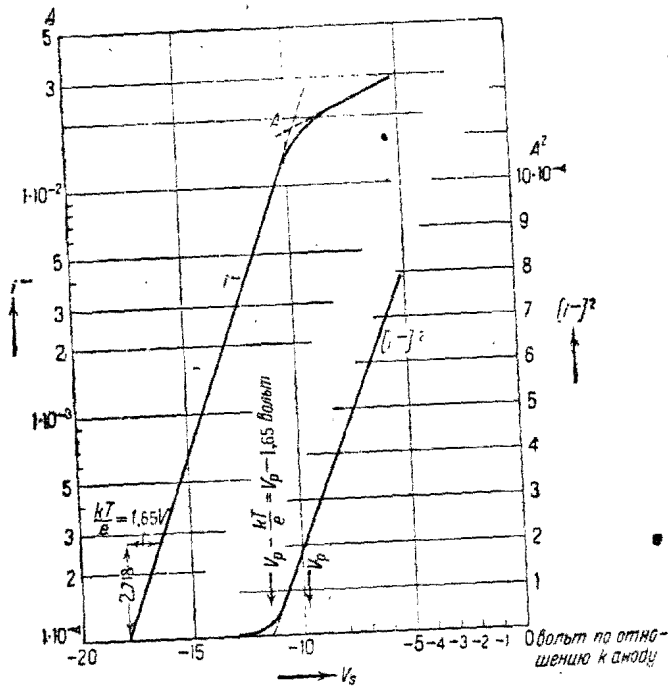


Рис. 23. Обработка зондовой характеристики, изображенной на рис. 22 (29).

ответственно при  $U = 0$ ,  $j^- = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ A} / 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 = 0,68 \text{ A/см}^2 = 2,04 \cdot 10^9$  эл.-стат. единиц, согласно рис. 23. Отсюда получаем  $N^- \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

§ 16. Критические замечания к теории зондов. Приведенное в двух последних параграфах объяснение вольтамперных характеристик токов из плазмы на внесенные в нее электроды справедливо прежде всего при предположении, что в слоях пространственных зарядов заряженные частички движутся как в высоком вакууме. Соударения

с нейтральными молекулами могут вести к ионизации и, следовательно, к дальнейшему образованию пространственных зарядов и к полному изменению уравнений для пространственных зарядов и плотностей токов. Далее, при выводе этих уравнений мы пренебрегали рассеянием заряженных частиц в микрополе в области пространственных зарядов. Это последнее влияние количественно охватить труднее; однако для тонких слоев пространственных зарядов, т. е. вблизи  $U = 0$ , где как раз проводится большинство зондовых измерений, ошибка, вызываемая случайным микрополем в области пространственных зарядов, исчезает. Развитое в § 15 объяснение вольтамперных характеристик шаровых и цилиндрических зондов при простом применении их для определения потенциала плазмы предполагает возможность вычисления, пользуясь приближенным значением  $f_k$  или соответственно  $f_s$ . Однако это почти никогда не имеет места достаточно точно. Тщательное проведение зондовых измерений при помощи цилиндрических или шаровых зондов, в сожаление, требует очень большой кропотливости: необходимо измеренные зондовые характеристики согласовать с комплексом кривых рис. 18, 20 и 21, используя уравнения (69) — (79). Это может быть произведено только путем последовательных графических приближений; поэтому уже для одной единственной измеренной точки приходится терять чрезвычайно много времени. В большинстве случаев довольствуются приведенным в предыдущих параграфах приближенным вычислением и используют комплекс кривых только для приближенного определения пределов ошибок. Более точные расчеты, вероятно, не имеют смысла уже потому, что остаются неучтенными ошибки, происходящие от освобождения электронов из зонда попадающими на зонд ионами и метастабильными атомами, от фотоэлектронов, освобождаемых излучением разряда, и от появляющегося при малых зондовых напряжениях отражения прилетающих к зонду заряженных частиц. Обсуждения этих ошибок, для которого числовой материал имеется в томе I, мы здесь приводить не будем. Дальнейший источник ошибок заключается в предположении, что уже непосредственно за граничной поверхностью находится невозмущенная плазма, в то время как, например, при отрицательном зонде все летящие к зонду положительные ионы уводятся отсюда, а все или большая часть электронов отражаются, так, что в действительности здесь должен появиться избыток электронов. Так, измерения с помощью двух близко расположенных зондов показывают, что возмущающее влияние одного зонда еще очень заметно на большом расстоянии. Температура электронов измеряется, по видимому, правильно, в то время как в определении концентрации может быть сделана ошибка раз в пять.

### Механические действия потока ионов

§ 17. Механическое действие потока ионов на нейтральный газ. Сила, действующая со стороны электрического поля между электродами на заряженные частицы в высоком вакууме, используется целиком для ускорения движения частиц. Если в пространстве между электродами присутствует нейтральный газ, то заряженные частицы при

своем движении испытывают своего рода трение (подвижность, § 59, т. I). Сила трения тем больше, чем больше плотность газа, и при высоких плотностях газа трение можно считать решающим по сравнению с ускоряющими силами.

Ион, движущийся в электрическом поле, передает механический импульс нейтральному газу, что приводит к образованию потока газа или местной разности давлений газа. Пусть на рис. 24 к плоским электродам *A* и *B* приложено постоянное напряжение и пусть газ в пространстве между электродами ионизирован каким-либо образом. Пусть трение ионов как раз компенсирует электрические силы, действующие на ионы так, что в кинетическую энергию ионов превращается лишь исчезающе малая доля полученной в поле энергии. Электрическая сила, действующая на единицу объема газа, будет тогда  $\rho E$ ; здесь  $\rho$  обозначает действующий электростатический объем-

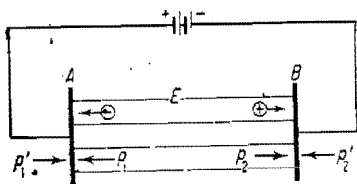


Рис. 24. Силы давления на плоские электроды, между которыми происходит разряд.

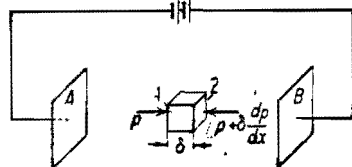


Рис. 25. К выводу величины падения давления в разряде.

ный заряд. Если этот объемный заряд поддерживается стационарно и вследствие симметрии течение газа не начинается, то в нейтральном газе должно образовываться падение давления  $\frac{dp}{dx}$ , которое действует на единицу объема нейтрального газа с такой же силой в противоположную сторону. Сила, действующая на единицу объема вследствие падения давления  $\frac{dp}{dx}$ , равна  $-\frac{dp}{dx}$  (рис. 25). При давлении  $p$  на левую плоскость 1 единичного кубика действует в направлении падения давления  $\frac{dp}{dx}$  просто сила  $p$  положительного направления: на правую плоскость 2 — сила  $-(p + \frac{dp}{dx})$ . Таким образом результирующая сила есть  $-\frac{dp}{dx}$ . Так как в случае равновесия силы давления и электростатическая сила должны взаимно уничтожаться, мы получаем:

$$\rho E - \frac{dp}{dx} = 0. \quad (80)$$

В случае плоской задачи это уравнение может быть просто проинтегрировано, принимая  $\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dx}$ :

$$\frac{1}{4\pi} E \frac{dE}{dx} = \frac{dp}{dx}, \quad (81)$$

или для произвольных точек 1 и 2:

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{8\pi} (E_1^2 - E_2^2). \quad (82)$$

Разности давлений, вычисляемые из уравнения (82), представляют верхний предел: они уменьшаются, во-первых, если появляется течение газа и, во-вторых, если кроме трения ионов имеет место также и ускорение их.

Разность давлений газа на оба электрода плоского конденсатора с расстоянием между обкладками  $d$ , причем по всему объему газа равномерно и неизменно во времени образуется  $\frac{dN}{dt}$  пар ионов в единице объема и в единицу времени, в случае того насыщения не зависит от величины напряжения, наложенного на электроды. Если определить  $E_1^2$  (при  $x=0$ ) и  $E_2^2$  (при  $x=d$ ) из уравнения (14) и подставить в уравнение (82), то для разности давлений газа непосредственно перед электродами получится:

$$\Delta p = \frac{ed^2}{2} \frac{dN}{dt} \left( \frac{1}{b^+} - \frac{1}{b^-} \right). \quad (83)$$

При использованных ранее значениях  $d = 5$  см,  $N = 10^7$  сек<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>,  $b^+ = 300 \cdot 1,32$  эл.-стат. единиц и  $b^- = 300 \cdot 2,1$  эл.-стат. единиц получим разность давлений между электродами  $5,7 \cdot 10^{-5}$  дин/см<sup>2</sup> =  $4,3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. столба.

Однако, если между электродами производится сильная ионизация и, кроме того, ионы имеют малую подвижность, разность давлений делается заметной. Например, если в пространстве между электродами продуваются газы, образуемые в пламени и содержащие очень мало подвижные ионы, то разность давлений делается столь большой, что в переменном поле, наложенном на электрод, возникают колебания давления такой частоты, как частота переменного поля, которые производят впечатление звука (говорящее пламя). В самостоятельных разрядах разность давлений заметна и при ионах нормальной подвижности. В случае слабо аномального тлеющего разряда при  $p = 10$  мм рт. столба перед катодом имеет место напряженность поля порядка  $1 \cdot 10^4$  В/см, а перед анодом — около 100 В/см. При этом разность давлений между катодом и анодом имеет порядок  $40$  дин/см<sup>2</sup> =  $3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. столба.

У поверхности острей, „коронирующего“ в атмосферном воздухе, имеют место поля порядка  $10^6$  В/см. Уравнение (82) приводит к разности давлений между острием и окружающим его газом около 3 мм рт. столба. Эта разность уже может проявляться в ясно ощутимых струях газа. „Электрический ветер“ при этом, действительно, обнаруживается, но уравнение (83) непосредственно неприменимо, так как оно справедливо только для плоского случая. Вычисленная величина может рассматриваться скорее как верхняя граница для больших токов с острия.

§ 18. Механические действия ионных потоков на электроды. В результате электрического разряда электроды газового разрядного промежутка испытывают три различные механические силы: электрическое поле притягивает электроды друг к другу с силой  $\frac{E^2}{8\pi}$ . Вторую слагающую силы дает разность давлений нейтрального газа или вызванный этой разностью давлений поток газа. Третью слагающую силы дает импульс заряженных частиц, попадающих на электроды, равный на единицу поверхности  $mv \frac{j}{e}$  ( $\frac{j}{e}$  равно числу ионов, попадающих на единицу поверхности в единицу времени;  $mv$  равно импульсу отдельного иона).

О полной величине действующей на электроды силы можно высказать одно очень общее соображение. Пусть происходит разряд между параллельными, плоскими неограниченными электродами, расстояние между которыми поддерживается неизменным при помощи особого приспособления, так что по отношению к внешнему миру разрядный промежуток аналогичен одной плоско-параллельной пластинке, через которую проходит ток. Предположим, что давления на обратные стороны электродов друг другу равны. Возникающие в разряде механические силы аналогичны внутренним напряжениям в пластине и не могут сообщать пластине постоянное ускорение во внешнем пространстве. Таким образом сумма сил, действующих на оба электрода, должна равняться нулю. Если  $v$  — направленная скорость заряженной частицы, то:

$$\frac{1}{8\pi}(E_1^2 - E_2^2) - (p_1 - p_2) - \frac{j_1^+}{e} m^+ v_1^+ - \frac{j_1^-}{e} m^- v_1^- - \frac{j_2^+}{e} m^+ v_2^+ - \frac{j_2^-}{e} m^- v_2^- = 0. \quad (84)$$

Индексы 1 и 2 обозначают при этом величины непосредственно у электродов. Однако уравнение (84) справедливо не только в случае, когда индексы 1 и 2 относятся к областям непосредственно электродов. При отсутствии течения газа исчезают не только силы, действующие на электроды, но и на произвольный элемент объема нейтрального газа, и уравнение (84) справедливо также и для двух произвольных точек 1 и 2 в области разряда. Численное определение давления из уравнения (84) предполагает предварительное знание скоростей положительных и отрицательных частиц во всех точках пространства. Влияние кинетического давления заряженных частиц делается заметным по сравнению со стационарным давлением нейтрального газа только тогда, когда скорость заряженной частицы соответствует значительной части, пройденной между точками 1 и 2 разности потенциалов.

Во многих типах разрядов, особенно в самостоятельных (глюкций или дуговой разряд), у поверхности анода напряженность поля относительно невелика. Кроме того, об анод ударяются только электроны, несущие малый импульс. Поэтому действующие на анод механические

силы, независимо от давления газа, малы, а вследствие уравнения (84) то же самое имеет место и для катода. Тем не менее сильные электрические поля на катоде притягивают его внутрь разряда. В противоположном направлении действуют бомбардировка катода ионами и возможное повышение давления газа. Таким образом эти силы должны взаимно уничтожаться. Если при этом ускорение ионов происходит на расстоянии одного или нескольких свободных пробегов от поверхности катода, то импульс, отдаваемый ионами нейтральному газу, мал по сравнению с импульсом, передаваемым катоду, так что силы, вызванные действием поля, компенсируются в значительной мере одной лишь ионной бомбардировкой.

В уравнении равновесия сил не учтена составляющая импульса, уносимая в пространство между электродами молекулами, образующимися из нейтрализующихся на поверхности электрода ионов; эта составляющая делается особенно заметной в том случае, если ионы отражаются, сохраняя скорость своего движения, хотя они при этом и успевают разрядиться. Грубых искажений этих явлений, вызванных, например, струями пара, исходящими из погруженного в разряд электрода, мы обсуждать не будем.

#### САМОСТОЯТЕЛЬНЫЕ РАЗРЯДЫ

§ 19. Определение самостоятельных разрядов. В изученных до сих пор формах разрядов мы не заботились о самых процессах образования заряженных частиц; вернее сказать, мы предполагали, что ионизация происходила в результате некоторых внешних воздействий (например, освещение посторонним светом; посторонний, образующий плазму разряд; каким-либо образом накаленный катод, эмитирующий электроны и т. п.). Все описанные разряды были связаны с этим непрерывным образованием ионов и должны были прекращаться при прекращении подачи ионов извне. В противоположность этому значительно большую роль играют „самостоятельные“ формы разрядов, производящие сами все необходимые для переноса тока ионы.

Во всех самостоятельных стационарных разрядах имеют место элементарные процессы, приводящие к образованию больше чем одного рода заряженных частиц. При этом могут иметь место все описанные в первом томе процессы образования ионов. Например, часто комбинируются ионизация в объеме газа электронными ударами и образование заряженных частиц на поверхности электрода под действием положительных ионов. Эти виды образования частиц взаимно поддерживают друг друга. Например, в какой-либо данной комбинации ионизация электронами производит в газе положительные ионы, которые в свою очередь при попадании на электрод (катод) снова освобождают электроны, эти электроны образуют в газе следующую серию положительных ионов и т. д. При разрядах с достаточной силой тока эти процессы протекают одновременно и параллельно, так что получается однородный разрядный ток; только при очень малых токах делаются заметными явления увеличенных (относительно) статистических колебаний силы тока, происходящих, например, вследствие того,

что положительные ионы, образованные случайной особенно плотной лавиной электронов, лишь после определенного конечного интервала времени попадают на катод соответственно более плотным потоком и освобождают там в свою очередь количество электронов, превышающее среднее. Однако мы в дальнейшем не будем заниматься подробно этими явлениями, могущими выражаться, например, в неприятных шумах в телефоне при усилительных лампах, работающих при помощи газового разряда, и ограничим наши подсчеты лишь средними значениями.

Существует одно очень общее правило для интенсивности ионизации при элементарных процессах, справедливое для всех стационарных самостоятельных разрядов: каждая заряженная частица должна в среднем понизировать настолько интенсивно, что — непосредственно или посредством некоторого числа произвольных промежуточных процессов и при учете всех потерь — на первоначальном месте частицы должна снова появиться подобная ей заряженная частица. Хотя при этом происходят процессы непрерывного отвода и уничтожения отдельных частиц (например, посредством диффузии, рекомбинации и т. д.), эта убыль постоянно возмещается процессами „генерации“ точно таких же заряженных частиц, так что в среднем ионизация остается неизменной. Таким образом в приведенном выше примере электрон, освобожденный из катода бомбардировкой положительными ионами, должен на своем пути к аноду непосредственно или в результате всех вторичных, третичных и так далее процессов ионизации образовать столько положительных ионов, чтобы все эти ионы, вместе взятые, снова освободили из катода один новый электрон. Если разность потенциалов между электродами разряда слишком низка, то ионы, образованные в газе некоторой группой первичных электронов, чересчур малочисленны для осуществления выхода из катода такого же числа новых первичных электронов и т. д.; следующие друг за другом лавины частиц будут ослабевать все более и более, а разряд будет затухать, или может иметь место обратный случай. Поэтому если известна зависимость ионизации от напряжения на электродах, то из этого „условия стационарности“ можно вычислить напряжение на электродах. Однако обычно степень ионизации определяется не только одним напряжением на электродах, но зависит также и от силы тока в разряде. Это может происходить оттого, что ионы искажают картину электростатического поля разряда, вследствие чего вероятность ионизации изменяется тем больше, чем больше имеется ионов, т. е. чем больше сила тока; или же это происходит потому, что в зависимости от разрядного тока газ нагревается и при этом изменяется его плотность, или, наконец, оттого, что в заметной степени имеет место ступенчатая ионизация, которая тем более вероятна, чем больше концентрация заряженных частиц, т. е. чем больше ток. Напряжение на электродах  $U$ , необходимое в этих случаях для поддержания стационарного разряда, зависит поэтому от тока разряда  $i$ ; при этом вольтамперная характеристика  $U = f(i)$  может как возрастать, так и падать ( $\frac{dU}{di} > 0$  или соответственно  $< 0$ ). Нашей основной

задачей в дальнейшем и будет вывод этой характеристики на основе знания элементарных процессов, действующих в разряде, по основным числовым данным, приведенным в томе I.

### Темный разряд

§ 20. Переход несамостоятельного темного разряда в самостоятельный. Пусть между двумя электродами, имеющими форму плоских параллельных пластин с расстоянием между ними  $d$ , наложено постепенно увеличиваемое напряжение от источника постоянного тока и пусть один из этих электродов — катод — постоянно освещается так, что с каждой единицей площади его поверхности непрерывно эмитируется  $n_0$  фото-электронов в единицу времени. Если напряжение на электродах настолько мало, что эти первичные электроны на своем пути к аноду через газ ионизируют еще незначительно и если также отсутствуют причины, вызывающие потери заряженных частиц, то в цепи течет только лишь несамостоятельный начальный ток плотности  $j_0 = en_0$ . При большем напряжении на электродах первичные электроны ускоряются до столь больших скоростей, что при соударениях с нейтральными молекулами газа электроны могут ионизовать молекулы, и это будет случаться тем чаще, чем больше напряженность поля, т. е. чем больше разность потенциалов между электродами. Мы обозначим через  $\alpha$  среднее число ионизирующих соударений, переносимых электроном на единице пути вдоль линий поля; в § 34, т. I, показано, что  $\frac{\alpha}{\rho} = f\left(\frac{E}{\rho}\right)$  [уравнение (118), т. I] и что эта функция  $f\left(\frac{E}{\rho}\right)$  может быть представлена в виде  $Ae^{-\frac{B\rho}{E}}$  [уравнение (126), т. I] (с постоянными  $A$  и  $B$ , зависящими от рода газа, согласно табл. 15, т. I).

Коль скоро ударная ионизация в достаточно сильных полях между электродами происходит при заметной величине  $\alpha$ , ток возрастает по сравнению с начальным несамостоятельным током в  $e^{\alpha d}$  раз; его плотность возрастает вследствие одной лишь добавочной ударной ионизации электронами с  $j_0$  до  $j_0 e^{\alpha d}$  [уравнение (131), т. I]. Но образованные при ионизации газа положительные ионы со своей стороны дают начало дальнейшим процессам образования заряженных частиц. Может случиться, что каждый ион при попадании на катод освобождает из него  $\gamma$  новых электронов, которые сами в дальнейшем ионизируют; тогда действительная плотность тока определится по уравнению (137), т. I:

$$j = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (85)$$

или положительные ионы могут ионизировать газ подобно электронам, причем каждый ион на единице длины своего пути в направлении поля ионизирует  $\beta$  раз; тогда по уравнению (132), т. I:

$$j = j_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}} \quad (86)$$

Если действуют оба процесса, то для  $\alpha \gg \beta$  справедливо уравнение (138), т. I<sup>1)</sup>. В дальнейшем, при качественном описании перехода не-самостоятельного разряда в самостоятельный, мы будем применять для вычислений уравнение (85), т. е. будем считать, что ионы вызывают появление заряженных частиц только на поверхности катода; при других видах образования заряженных частиц под действием положительных ионов характер процесса будет сходным, но менее наглядным.

Если теперь разность потенциалов между электродами будет увеличиваться сверх необходимой для начала ударной ионизации в газе, то в уравнении (85) по мере увеличения  $\alpha$  с напряжением возрастает также и  $j$  по сравнению с  $j_0$ , при этом  $\frac{j}{j_0}$  вначале растет главным образом за счет растущего с  $\alpha$  числителя в уравнении (85): только при больших напряжениях, т. е. при больших  $\alpha$ , когда  $\gamma(e^{ad} - 1)$  приближается к 1, уменьшение знаменателя делается решающим. Так как при увеличивающемся  $\alpha$  величина  $\gamma(e^{ad} - 1)$  может в конце концов достигнуть значения, равного 1 (безотносительно ко всему остальному даже превысить это значение! <sup>2)</sup>), знаменатель может стать произвольно малым, а степень усиления  $\frac{j}{j_0}$ , таким образом (согласно расчету!), — произвольно большой. Когда знаменатель совсем исчезает, т. е. когда имеет место

$$1 = \gamma(e^{ad} - 1) \quad (87)$$

или

$$ad = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad (88)$$

то для каждого конечного значения  $j_0$  текущий в цепи ток делается бесконечно большим (согласно расчету!), т. е. незначительная постоянная внешняя ионизация делается ничтожно малой по сравнению с количеством производимых самим разрядом дополнительных заряженных частиц. Разряд в этом случае сам производит необходимые для его поддержания заряженные частицы и делается самостоятельным. Урав-

<sup>1)</sup> В общем случае имеет место равенство

$$j = j_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{(1 + \gamma)\alpha - (\beta + \alpha)e^{(\alpha - \beta)d}},$$

превращающееся в (85) при  $\beta = 0$  и в (86) при  $\gamma = 0$  (уравнение Дюбуа). (Прим. ред.)

<sup>2)</sup> При пользовании формулой (85)  $\gamma(e^{ad} - 1) > 1$  не имеет физического смысла, так как приводит к  $i < 0$ . Но если отказаться от упрощенного вывода условия пробоя путем приравнивания нулю знаменателя формулы (85) и перейти согласно теории Роговского к рассмотрению постепенного нарастания мощности следующих одна за другой лавин, то  $\gamma(e^{ad} - 1)$  приобретает значение „ионизационного нарастания“ и при разворачивании процесса пробоя не только может быть больше единицы, но и достигает по Роговскому очень больших величин, возвращаясь при окончании процесса пробоя к единице. (Прим. ред.)

нение (88) представляет собой, таким образом, условие существования самостоятельных разрядов, в которых появление заряженных частиц вызывается ударами электронов в газе и ударами ионов о поверхность катода.

Точно так же условия стационарного существования для разрядов с ионизацией ионами также и в газе получаются приравниванием нулю знаменателей в уравнении (86) или соответственно в уравнении (138), т. I.

Что эти условия стационарности выражают не что иное, как общий, высказанный в предыдущем параграфе критерий — в среднем каждая заряженная частица должна сама создать себе заместителя — легко показать на уравнении (87). Один первичный электрон должен посредством образования свободных вторичных, третичных и т. д. электронов к прибытию на анод размножиться до  $e^{ad}$  электронов [уравнение (131), т. I]; таким образом ионизация в газе прибавляет к первичному электрону  $e^{ad} - 1$  новых электронов. Но при этом в газе образуется одновременно также  $e^{ad} - 1$  положительных ионов, которые при попадании на катод по условию освобождают в среднем  $\gamma(e^{ad} - 1)$  новых электронов. Каждый первичный электрон будет полностью заменен одним вылетающим из катода последующим электроном в том случае, если это число электронов, освобожденных ударами ионов,  $\gamma(e^{ad} - 1) = 1$ , а это и есть условие стационарности (87).

Из уравнения (88) и уравнения (126), т. I, при данном расстоянии между электродами  $d$  и данном давлении газа  $p$  может быть вычислено напряжение на электродах  $U$ , при котором разряд начинает переходить в самостоятельный; это напряжение кратко называют „напряжением зажигания“ или „потенциалом зажигания“ разряда  $U_0$ . Заменяя  $E$  в уравнении (126), т. I, через  $\frac{U_0}{d}$  и вставляя эту величину в уравнение (88), получим:

$$Ape^{-\frac{U_0 pd}{U_0}} = \frac{1}{d} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad (89)$$

$$U_0 = B \frac{pd}{\ln \left( \frac{Apd}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)} = B \frac{pd}{\text{const} + \ln(pd)}. \quad (90)$$

Таким образом потенциал зажигания зависит только от произведения  $pd$ ; подобные разрядные промежутки,  $\gamma$  которых при изменении расстояния между электродами давление газа подбирается так, чтобы  $pd$  оставалось постоянным, имеют поэтому одинаковые потенциалы зажигания. Это первое проявление „закона подобия“, который в общем виде будет рассмотрен впоследствии. Рис. 26 показывает вычисленный по уравнению (90) ( $A \approx 15$ ,  $B \approx 400$ ,  $\gamma \approx 0,02$ , см. табл. 15 и 19)

<sup>1)</sup> Т. е. если „ионизационное нарастание“ равно единице. (Прим. ред.)

потенциал зажигания для разряда между плоскими электродами в воздухе в зависимости от  $pd$  и потенциал зажигания, наблюдаемый в действительности. Согласно получается удовлетворительное. Замечателен минимум потенциала зажигания для определенного значения  $pd$ , получаемого дифференцированием уравнения (90):

$$(pd)_{\min} = \frac{2,718 \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A} \quad (91)$$

Этот минимальный потенциал —

$$U_{\min} = 2,718 \frac{B}{A} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (92)$$

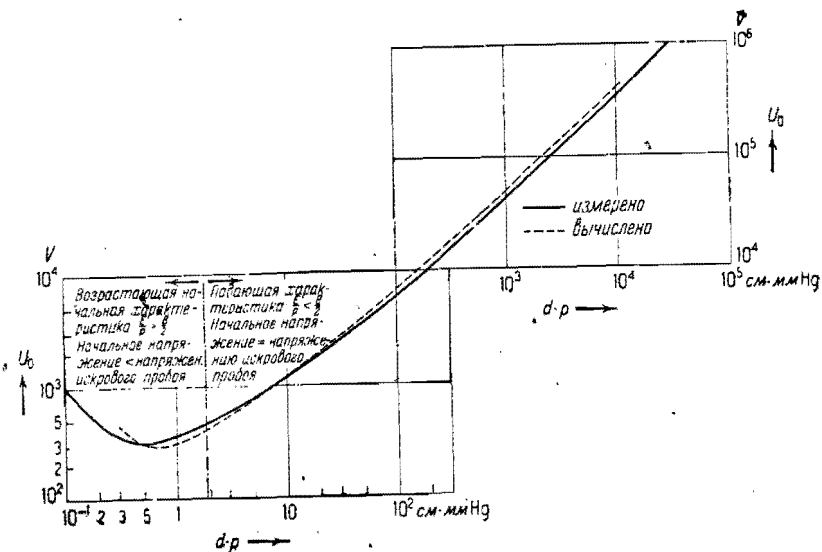


Рис. 26. Зависимость напряжения зажигания самостоятельного разряда  $U_0$  от произведения давления  $p$  на расстояние между электродами  $d$  для плоского разрядного промежутка в воздухе; — наблюде-но; --- вычислено по уравнению (90) (33).

Если для измерения напряжения принять безразмерную величину  $\varphi = \frac{U}{U_{\min}}$  и для произведения  $pd$  также безразмерную величину  $\delta = \frac{(pd)}{(pd)_{\min}}$ , то уравнение (90) может быть также написано в виде:

$$\varphi = \frac{\delta}{1 + \ln \delta}. \quad (93)$$

1) Необходимо заметить, что формула (88) относится к плоским безграничным электродам и не учитывает краевых эффектов, а при получении приведенных в литературе значений потенциала зажигания краевые эффекты не всегда были устранены. (Прим. ред.)

Уравнение (93) передает очень точно потенциал зажигания, например для азота и водорода, для  $0,7 < \delta < 7$ . Это уравнение не охватывает всей области давления, вероятно, прежде всего потому, что величина  $\gamma$  не постоянна, а растет с возрастанием скорости падающих на катод ионов, т. е. с увеличением  $\frac{E}{p}$  (см., например, рис. 49, т. I). По этой причине нельзя в уравнениях (89)—(92) подставлять для  $\gamma$  просто значения, взятые из табл. 19, т. I: для малых  $\frac{E}{p}$  следует подставлять значительно меньшие, а для больших  $\frac{E}{p}$  — большие величины. К счастью,  $\gamma$  входит во все уравнения под логарифмом, так что неточное знание  $\gamma$  вносит в результат лишь небольшую ошибку.

Появление минимума потенциала зажигания можно легко понять, если представить себе меняющимся давление газа при постоянном расстоянии между электродами. При очень малых давлениях свободные пробеги столь велики, что многие из повинувших катод электронов на своем пути к аноду вообще не испытывают соударений и потому не образуют новых положительных ионов; ионизация происходит в невыгодных энергетических условиях и требует больших напряжений на электродах (предельный высокий вакуум пробивается только при  $E > 10^6$  В/см). В обратном смысле действует очень высокое давление газа, электроны соударяются с молекулами газа уже после столь малых свободных пробегов, что лишь очень немногие из всего числа их ускоряются до скоростей, достаточных для ионизации. И в этом случае ионизация происходит в невыгодных энергетических условиях и потому здесь снова необходимо большое напряжение на электродах. Лежащий между этими областями минимум напряжения соответствует, как легко можно

Таблица 1. Минимальное напряжение  $U_{\min}$  (в вольтах) разрядного промежутка плоских электродов и соответствующие значения произведения расстояния между электродами на давление  $pd$  в см·мм Hg для различных газов и паров (3).

Газ	$U_{\min}$ В	$(pd)_{\min}$ см·мм Hg
Воздух	330	0,567
H <sub>2</sub>	270	1,15
O <sub>2</sub>	450	0,70
N <sub>2</sub>	250	0,67
He	≈ 156	≈ 4,0
Ag	233	0,76
Пары Na	335	0,04
CO <sub>2</sub>	420	0,5

напряжения зажигания для различных газов. Эти величины заметно зависят от материала катода, что определяется влиянием  $\gamma$  на потенциал зажигания. В табл. 1 одновременно проставлены соответствующие значения  $(pd)_{\min}$ . У благородных газов эти значения так сильно зависят от ничтожнейших загрязнений (образование отрицательных ионов, метастабильных атомов и т. д.), что приводимые цифры (прежде всего для  $pd$ ) имеют только ориентировочное значение. Минимальные потенциалы зажигания в гелии или смеси гелия с неоном на катодах из щелочных металлов могут быть заметно ниже 100В.

Уравнение (88) ясно показывает, что для того, чтобы мог существовать самостоятельный разряд, каждый электрон на пути от катода к аноду должен производить сам (не считая вторичных и т. д. ионизаций) в среднем  $\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$  ионизирующих соударений. В этой форме условие стационарности справедливо также и для неоднородных полей:

$$\int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha ds = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \approx \text{const.} \quad (94)$$

При этом величина  $\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$  не является абсолютной постоянной, а имеет меньшую величину при больших  $\frac{E}{p}$  (примерно 4—7), чем при малых  $\frac{E}{p}$  (примерно 10—15), так как именно при больших  $\frac{E}{p}$   $\gamma$  больше, чем при малых. Вследствие экспоненциального роста  $\alpha$  с  $E$  колебания в величине  $\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$  обуславливают лишь очень незначительные изменения в величине вычисляемой отсюда напряженности поля. Условие, подобное уравнению (94), может быть выведено также из уравнения (86), если положить знаменатель его равным нулю в предположении  $\alpha \sim \beta$  и  $\alpha \gg \beta$ .

Уравнение (94) может быть применено как условие для зажигания разряда, например между коаксиальными цилиндрическими электродами. Пусть  $r_a$  будет радиус внешнего,  $r_i$  — внутреннего цилиндра,  $p$  — давление газа и  $E_i$  — напряженность поля на поверхности внутреннего цилиндра; тогда  $E$  на расстоянии  $r$  определится из:

$$E_r = \frac{1}{r} E_i r_i \quad (95)$$

и соответствующее  $\alpha$ , по уравнению (126), т. I, из

$$\alpha_r = A p e^{-\frac{B p}{E_i r_i} r} \quad (96)$$

Условие (88) самостоятельности разряда даст при этом:

$$\begin{aligned} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) &= \int_{r_i}^{r_a} \alpha_r dr = \\ &= A p \int_{r_i}^{r_a} e^{-\frac{B p}{E_i r_i} r} dr = \frac{A E_i r_i}{B} \left[ e^{-\frac{B p}{E_i} r_i} - e^{-\frac{B p}{E_i} \frac{r_a}{r_i}} \right]. \end{aligned} \quad (97)$$

Если  $p$  достаточно велико и  $r_a \gg r_i$ , то второе слагаемое в скобках очень мало по сравнению с первым и может быть опущено без большой ошибки; физически это означает, что ошибка для больших  $r$  столь мала и прибавляет поэтому к  $\alpha$  столь малую величину, что для

подсчета  $\int_{r_i}^{r_a} \alpha dr$  совершенно не важно, каково  $r_a$ , если только оно

достаточно велико. В этом случае условие существования самостоятельного разряда превращается просто в требование наличия определенной минимальной напряженности поля на поверхности тонкого

цилиндра; если пренебречь  $e^{-\frac{B p}{E_i} \frac{r_a}{r_i}}$ , то уравнение (97) дает:

$$\frac{B}{E_i} e^{-\frac{B p}{E_i}} = \frac{A}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} p r_i \quad (98)$$

Таким образом  $\frac{E_i}{p}$  есть функция  $p r_i$ . Рис. 27 показывает вычисленную по уравнению (98) „начальную напряженность поля“ одновременно с нанесенными там же действительно наблюдаемыми величинами, слегка различными для обеих полярностей при  $p = 760$  мм в воздухе и при  $25^\circ \text{C}$  (поправка на плотность) ( $A$  взято из табл. 15, т. I;  $\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = 8,9$ ;  $B = 325$ ).

Хотя разница между рассчитанными и наблюдаемыми величинами составляет лишь несколько процентов, она лежит вне границ ошибок измерений и должна быть отнесена на счет упрощений, положенных в основу расчета [справедливость приближенного уравнения (126), т. I, постоянство  $\gamma$  и т. д.].

**§ 21. Зависимость потенциала зажигания от пространственных зарядов.** Вывод условий существования самостоятельных разрядов путем приравнивания нулю знаменателя в уравнениях (85), (86) или (134), т. I, не вполне безукоризнен, так как этот способ необходимо ведет к бесконечно большим токам в предшествовавшем несамостоятельном разряде, если только  $j_0$  имеет некоторую конечную величину. Рис. 28 должен сделать это наглядным: пусть  $U_0$ , вычисляемое указанным способом, напряжение зажигания; тогда при постоянном  $j_0$  ток  $j$  возрастает с  $U$  так, что при  $U = U_0$  ток  $j = \infty$  [уравнения (85) и (86)]. Для катода, освещаемого совершенно произвольно, т. е. для произвольного начального тока  $j_0$ , вольтамперная характеристика (кривые  $b, c, d$ , рис. 28) во всех случаях подходит асимптотически к  $U_0$  (кривая  $a$ , рис. 28). То, что напряжение  $U_0$ , при ко-

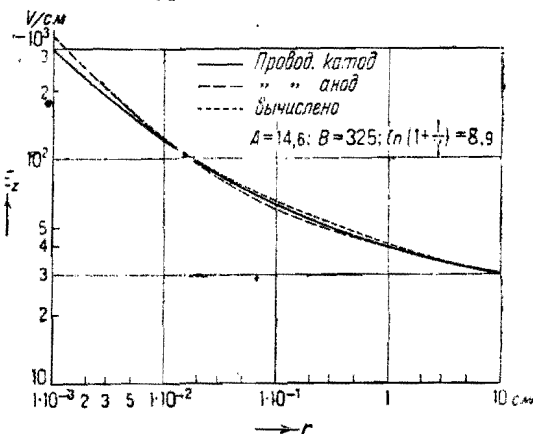


Рис. 27. Напряженность поля  $E_i$  на поверхности цилиндрического проводника, при которой возникает самостоятельный разряд на достаточно удаленный электрод противоположного знака как флуэция от радиуса цилиндра  $r$  (атмосферный воздух) при  $25^\circ \text{C}$  (2).



тором разряд делается самостоятельным, согласно расчету может быть достигнуто только при бесконечно большом подводимом токе, означает, что  $U_0$  собственно не могло бы вообще быть достигнуто в противоположность тому, что нам показывают наблюдения. При выводе условий стационарного существования разряда мы допустили непоследовательность, когда, с одной стороны, рассчитывали ионизацию при неискаженном поле между электродами, а с другой — допустили произвольно возрастающие токи, т. е. произвольно увеличивающиеся объемные заряды и, таким образом, — произвольно нарастающие искажения поля. В действительности эти объемные заряды как раз и обуславливают то, что самостоятельный разряд начинается уже при конечных и даже обычно при очень малых несамостоятельных начальных токах.

Однако прежде чем обратиться к этим недостаткам, необходимо установить, какой смысл сохраняют выведенные выше условия, например уравнение (94). Для этого представим себе, что в разрядном промежутке внезапно приложено напряжение зажигания, вычисленное вышеуказанным способом; имеющиеся при этом вследствие какой-нибудь посторонней ионизации заряженные частицы должны быть налицо в столь малом числе, что сами они на картину поля еще не

влияют. С другой стороны, напряжение  $U_0$  должно быть наложено на электроды так внезапно, что вследствие инерции всех заряженных частиц новая ионизация не исказит картину поля в тот момент, когда разность потенциалов достигнет значения  $U_0$ . В таком случае мы имеем неискаженное поле между электродами с несколькими находящимися в нем заряженными частицами и можем рассчитывать происходящие в дальнейшем процессы ионизации, принимая вначале поле за неискаженное. Напряжение зажигания как раз достаточно для того, чтобы каждая заряженная частица могла обеспечить себе заместителя посредством ионизации в газе или на электродах. Если бы в дальнейшем освещение было прекращено и напряжение поддерживалось точно равным напряжению зажигания, то имевшееся вначале количество ионов как раз поддерживалось бы на начальном уровне. Однако всякое произвольно малое превышение напряжения над напряжением зажигания и всякое новое освещение катода, никогда не могущее быть полностью исключенным, должны приводить к увеличению количества ионов в разрядном промежутке и в конце концов к изменению картины поля, а следовательно, и к изменению вероятности ионизации.

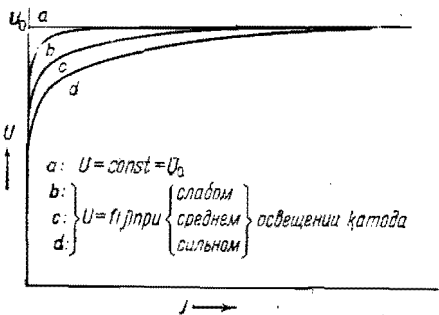


Рис. 28. Схематический вид вольт-амперных характеристик несамостоятельных разрядов при различной силе начального освещения, без учета искажения поля объемными зарядами.

влияют. С другой стороны, напряжение  $U_0$  должно быть наложено на электроды так внезапно, что вследствие инерции всех заряженных частиц новая ионизация не исказит картину поля в тот момент, когда разность потенциалов достигнет значения  $U_0$ . В таком случае мы имеем неискаженное поле между электродами с несколькими находящимися в нем заряженными частицами и можем рассчитывать происходящие в дальнейшем процессы ионизации, принимая вначале поле за неискаженное. Напряжение зажигания как раз достаточно для того, чтобы каждая заряженная частица могла обеспечить себе заместителя посредством ионизации в газе или на электродах. Если бы в дальнейшем освещение было прекращено и напряжение поддерживалось точно равным напряжению зажигания, то имевшееся вначале количество ионов как раз поддерживалось бы на начальном уровне. Однако всякое произвольно малое превышение напряжения над напряжением зажигания и всякое новое освещение катода, никогда не могущее быть полностью исключенным, должны приводить к увеличению количества ионов в разрядном промежутке и в конце концов к изменению картины поля, а следовательно, и к изменению вероятности ионизации.

Здесь возможны два случая: при постоянном напряжении на электродах, равном  $U_0$ , искаженное поле может быть более выгодно для новой ионизации, чем первоначальное, или же менее выгодно. В первом случае каждая заряженная частица создает в среднем больше одного заместителя; коль скоро искажение поля делается таким, что может оказывать влияние, число ионов в разрядном промежутке также возрастает, искажение поля делается сильнее, картина поля делается при этом еще выгоднее для дальнейшей ионизации и образование частиц развивается ускоренно. Разрядный ток самопроизвольно увеличивается все дальше, пока некоторый процесс, не учитывавшийся до сих пор, не затормозит его. Разрядный промежуток „зажигается“, как только напряжение зажигания будет достигнуто; поэтому это начальное напряжение и называют напряжением зажигания. Таким образом, чтобы самопроизвольное нарастание тока могло произойти, картина поля должна при увеличении тока становиться более выгодной для дальнейшей ионизации. Поэтому для того, чтобы разряд, уже проводящий ток, мог сам поддерживаться стационарным, необходимо *меньшее* напряжение на электродах, чем начальный потенциал зажигания. Если, как в данном случае, напряжение на электродах при самостоятельном разряде при увеличении тока падает ( $\frac{dU}{di} < 0$ ), то говорят о падающей характеристике, и мы примем для дальнейшего, что при постоянном напряжении на электродах нарастание тока продолжается самопроизвольно все время, пока характеристика является падающей. Условия, при которых это происходит самопроизвольно, подробнее обсуждаются в главе II. Если, напротив, картина поля при начинающемся искажении пространственными зарядами делается менее выгодной для дальнейшей ионизации, то для стационарного поддержания увеличенного тока необходимо будет более высокое напряжение на электродах: характеристика — возрастающая и ток самопроизвольно не нарастает; хотя ток и поддерживается самостоятельно при  $U = U_0$ , но стабилизируется при этом на очень малой величине. При этом, конечно, вообще возможно, что возрастающая в таком случае характеристика при несколько больших токах и соответственно при напряжении на электродах, большем чем  $U_0$ , проходит через максимум напряжения  $U_{max}$  и переходит в падающую характеристику. Тогда и в этом случае с увеличением силы тока разряд развивается дальше самопроизвольно; однако это происходит не тогда, когда переходят за напряжение на электродах  $U_0$ , но лишь тогда, когда будет достигнуто более высокое значение  $U_{max}$ . В этом случае напряжение зажигания какой-нибудь формы разряда с увеличенным током более не идентично с начальным потенциалом зажигания.

Теперь мы установим условия, при которых небольшое искажение поля делает ионизацию более выгодной по сравнению с неискаженным полем или соответственно менее выгодной. Критерием при этом будет служить увеличение или уменьшение при искажении поля общего числа ионизирующих соударений  $\int_{\text{катод}}^{\text{анод}} ads$  одного первичного электрона.

вылетающего из катода. Мы примем, что в некотором почти совершенно однородном поле (при расстоянии между электродами, равном  $d$ ) истинная напряженность поля отличается от постоянной величины  $E$  на небольшую величину  $\Delta$  вследствие наличия какого-нибудь появившегося в разрядном промежутке объемного заряда; при этом хотя  $\Delta$  должно однозначно зависеть от расстояния (отсчитываемого от поверхности катода), в остальном оно может принимать произвольные (но малые!) положительные и отрицательные значения.

$$E_x = E_0 + \Delta_x. \quad (99)$$

Напряжение на электродах также изменится на величину:

$$\Delta U = \int_0^d \Delta_x dx. \quad (100)$$

Так как  $E_x$  по уравнению (99) зависит от расстояния,  $\alpha$  оказывается также зависящим от расстояния. Отметим это индексом  $x$ :  $\alpha = \alpha_x$ . По уравнению (126), т. I,

$$\alpha_x = Ape^{-\frac{Bp}{E_0 + \Delta}} = Ape^{-\frac{Bp}{E_0} \cdot \frac{1}{1 + \Delta/E_0}} \quad (101)$$

или, так как должно быть  $\Delta \ll E_0$ , то после разложения в ряд до члена с  $\frac{\Delta}{E_0}$  в квадрате

$$\alpha_x = Ape^{-\frac{Bp}{E_0} \left[ 1 - \frac{\Delta}{E_0} + \left( \frac{\Delta}{E_0} \right)^2 \right]}, \quad (102)$$

$$\alpha_x = Ape^{-\frac{Bp}{E_0}} e^{\frac{Bp\Delta}{E_0^2}} - \frac{Bp\Delta^2}{E_0^3}, \quad (103)$$

$$\alpha_x = Ape^{-\frac{Bp}{E_0}} \left( 1 + \frac{Bp}{E_0^2} \Delta + \frac{B^2 p^2}{E_0^4} \frac{\Delta^2}{2} \right) \left( 1 - \frac{Bp}{E_0^3} \Delta^2 \right), \quad (104)$$

$$\alpha_x = \alpha_0 \left[ 1 + \frac{Bp}{E_0^2} \Delta + \frac{Bp}{E_0^4} \left( \frac{Bp}{2} - E_0 \right) \Delta^2 \right]. \quad (105)$$

При этом для сокращения через  $\alpha_0$  обозначено  $\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E_0}}$ , соответствующее неискаженному полю  $E_0$ . Соответственно этому общее число ионизирующих соударений первичного электрона, вылетевшего из катода, в искаженном поле будет:

$$\int_0^d \alpha_x dx = \alpha_0 d + \frac{\alpha_0 Bp}{E_0^2} \Delta U + \frac{\alpha_0 Bp}{E_0^4} \left( \frac{Bp}{2} - E_0 \right) \int_0^d \Delta^2 dx, \quad (106)$$

причем, здесь использовано уравнение (100). Интеграл в последнем члене во всех случаях положителен, так как  $\Delta^2$  всегда должно быть

положительным. Таким образом последний член положителен, если  $\frac{Bp}{2} > E_0$ , и наоборот. Представим себе, например, что искажение поля произошло при постоянном напряжении на электродах ( $\Delta U = 0$ ), тогда:

$$\int_0^d \alpha_x dx - \alpha_0 d > 0 \quad \text{для} \quad \frac{E_0}{p} < \frac{B}{2}, \quad (107)$$

$$\int_0^d \alpha_x dx - \alpha_0 d < 0 \quad \text{для} \quad \frac{E_0}{p} > \frac{B}{2}. \quad (108)$$

Если, напротив, искать такие изменения напряжения на электродах, которые снова возвращают ионизацию в искаженном поле к ее первоначальной величине в неискаженном поле ( $\int_0^d \alpha_x dx - \alpha_0 d = 0$ ), то:

$$\Delta U = \left( E_0 - \frac{Bp}{2} \right) \frac{1}{E_0^2} \int_0^d \Delta^2 dx. \quad (109)$$

Отсюда:  $\Delta U < 0$  для  $\frac{E_0}{p} < \frac{B}{2}$ . (110)

$\Delta U > 0$  для  $\frac{E_0}{p} > \frac{B}{2}$ . (111)

Уравнения (107) и (110) указывают, что однородное поле  $E_0$ , меньшее критической величины  $\frac{Bp}{2}$ , вследствие искажения поля делается выгоднее для ионизации при постоянном напряжении на электродах. В этом случае для поддержания ионизации в искаженном поле на том же уровне, что и в неискаженном, необходимо меньшее напряжение на электродах („падающая“ характеристика); уравнения (108) и (111) соответственно показывают, что искажение поля невыгодно для ионизации, если неискаженное поле больше критической величины („возрастающая“ характеристика). Согласно табл. 15, т. I, эта критическая напряженность поля для атмосферного воздуха равна  $138 \cdot 10^3$  В/см. Замечательной особенностью уравнений (107) — (111) является то, что выводы из них совершенно не зависят от того, как в каждом частном случае происходит искажение поля.

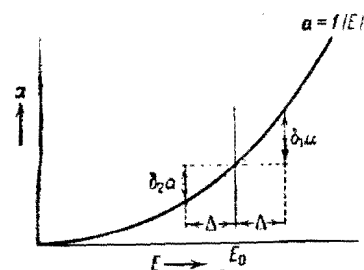


Рис. 29. Улучшение условий ионизации вследствие искажения поля при  $\frac{d^2 \alpha}{dE^2} > 0$ .

Критическая напряженность поля  $\frac{Bp}{2}$  определяется точкой перегиба

кривой  $\alpha = f(E)$ ; как легко подсчитать из формулы  $\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}}$ ; для  $E < \frac{Bp}{2}$  функция  $\alpha = f(E)$  имеет положительную кривизну ( $\frac{d^2\alpha}{dE^2} > 0$ ) и наоборот. Рис. 29 делает более понятными результаты, полученные выше в уравнениях (107)—(111). Пусть  $E_0$  — неискаженная напряженность поля, соответствующая изогнутой влево части кривой  $\alpha = f(E)$ . Если мы теперь увеличим в некоторых местах напряженность поля на величину  $\Delta$ , то  $\alpha$  увеличится здесь на  $\delta_1\alpha$ ; если мы, чтобы поддержать неизменным общее напряжение, уменьшим на таком же числе других мест напряженность поля на ту же величину  $\Delta$ , то  $\alpha$  уменьшится здесь на величину  $\delta_2\alpha$ . Но так как вследствие искривления кривой влево  $\delta_1\alpha > \delta_2\alpha$ , то полная величина напряжения возрастает. Для кривой, изогнутой вправо (с отрицательной кривизной), соответственно получается обратный результат.

Как показывает рис. 26, для всех напряжений зажигания правее штрихпунктирной линии напряженность поля  $\frac{E_0}{P}$  (вычисляемая как  $\frac{U}{pd}$ ) меньше критической величины  $\frac{B}{2} = 182 \frac{V}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}}$ . В этом случае — им мы теперь и ограничиваемся — искажение поля обозначает более выгодные условия для ионизации. Именно согласно уравнению (109), для того чтобы вылетевший из катода электрон мог ионизировать с той же интенсивностью, что и в неискаженном поле  $E_0$ , необходимо напряжение на электродах, меньшее на величину

$(E_0 - \frac{Bp}{2}) \frac{1}{E_0^2} \int_0^d \Delta^2 dx$ . Это, в частности, справедливо также и для

таких  $\int \alpha dx$ , которые согласно уравнению (94) достаточно велики чтобы положительные ионы освобождали как раз один новый электрон из катода и разряд делался бы самостоятельным. Так как уменьшение напряжения на электродах пропорционально  $\int \Delta^2 dx$  и так как  $\Delta$  должно быть пропорционально объемному заряду, а следовательно, и плотности тока,  $\Delta U$  получается пропорциональным  $j^2$ . Таким образом падающая начальная характеристика при малых токах и напряженностях поля, меньших критической напряженности  $\frac{Bp}{2}$ , может быть выражена так:

$$U = U_0 - kj^2, \quad (112)$$

где  $k$  есть пока еще неизвестный коэффициент пропорциональности. Обратное, для напряженности поля выше критической величины получается возрастающая характеристика:

$$U = U_0 + kj^2. \quad (113)$$

Численное определение  $k$  возможно, если ограничиться малыми токами и учитывать объемные заряды только положительных ионов. Чтобы это было законно, отрицательными заряженными частицами должны быть электроны, так как вследствие быстрого своего ухода из пространства между электродами электроны не могут образовывать заметных объемных зарядов. Пространственное распределение объемных зарядов принимается при этом таким, которое образуют электроны, ионизирующие в однородном поле, причем учитываются первичные, вторичные и так далее ионизации. Таким образом получается (из экономии места мы опускаем проведение самого расчета):

$$k = \frac{4}{3} \pi^2 \frac{pd^3}{E_0^4 v^2} \left( \frac{B}{2} - \frac{E_0}{P} \right). \quad (114)$$

Рис. 30 показывает вычисленную таким образом характеристику самостоятельного разряда между плоскими электродами ( $d = 1 \text{ см}$ ) в атмосферном воздухе ( $k = 1,9 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} = 5 \cdot 10^{11} \frac{V \cdot \text{см}^2}{\Lambda^2}$ ). Для  $j = 0$

справедлива величина  $U_0$ , вычисленная по уравнению (90) для неискаженного поля, которую мы положим равной  $3 \cdot 10^4 \text{ V}$  (см., например, рис. 26 или 135); заметные уменьшения напряжения появляются впервые только при плотностях токов в несколько  $10^{-8} \text{ A/cm}^2$ . Для плотностей тока, больших нескольких  $10^{-5} \text{ A/cm}^2$ , искажения поля чересчур велики для сделанных при выводе предположений, так что дальнейшее, вычисление характеристики этим способом не имеет никакого смысла.

В то время как без учета объемных зарядов мы получаем независимое от тока напряжение зажигания ( $U = U_0 = \text{const}$ , кривая  $a$  на рис. 28), характеристика рис. 30 получается некоторым отгибанием книзу горизонтальной характеристики рис. 28. Ясно, что при данном токе  $j$  напряжение должно быть еще меньше, чем то, которое соответствует самостоятельной характеристике рис. 30, так как разряд должен образовываться сам не все необходимые для переноса тока ионы, а подобно несамостоятельному разряду получает некоторую часть их от внешних ионизаторов. Точно также, как на рис. 28, характе-

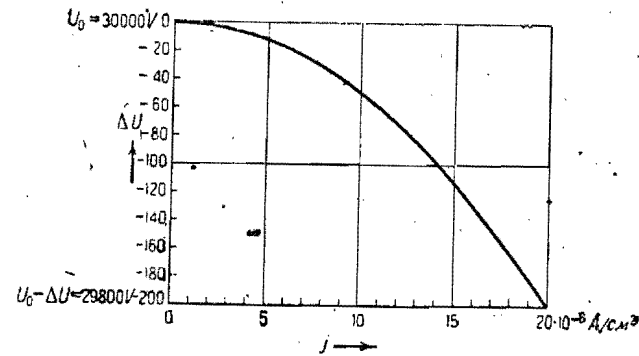


Рис. 30. Вольтамперная характеристика самостоятельного стационарного темного разряда при учете искажения поля объемными зарядами, рассчитанная по уравнениям (112) и (114).

ристини еще самостоятельных разрядов должны лежать ниже самостоятельных и характеристики на тем большую величину, чем сильнее основной ток  $j_0$ , даваемый посторонним ионизатором. Рис. 31 показывает качественно, как соответственно этому изменяется рис. 28 при учете искажений поля объемными зарядами. Горизонтальная самостоятельная характеристика  $a$  рис. 28 переходит в кривую  $a$  рис. 31 (при одинаковом напряжении зажигания при  $j=0$ ). Характеристики самостоятельных разрядов при малых токах растут на рис. 31 так же, как и на рис. 28, так как слабые токи не дают еще никаких искажений поля, а следовательно, и викакой разницы по сравнению с рис. 28. При больших токах они должны, точно так же как на рис. 28, приближаться асимптотически к кривой  $a$ , идя вниз. Кривые  $b, c, d$ , рис. 28 получают, таким образом, вид кривых  $b, c, d$  рис. 31. При больших токах они снова начинают падать, пройдя максимумы напряжений в точках  $B, C, D$ . Таким образом если увеличивать постепенно напряжение на электродах при постоянном освещении катода, то нарастание тока вначале идет нормально, как указано на рис. 28; при больших начальных токах искажение поля собственными объемными зарядами улучшает условия ионизации, так что для получения тех же токов, что и на рис. 31, необходимы меньшие напряжения, чем по старому подсчету, соответствующему рис. 28. При дальнейшем увеличении тока улучшение условий ионизации вследствие искажения поля заходит даже так далеко, что характеристика делается падающей, и от этой точки дальше развивается описанное выше самопроизвольное нарастание силы тока (стр. 65). Таким образом разряд делается самостоятельным, как только будут перейдены точки  $B, C$  или  $D$  (смотря по силе начального освещения катода). Напряжение зажигания самостоятельного разряда с начальным освещением катода будет, таким образом,  $U_b$ , или  $U_c$ , или  $U_d$  соответственно;  $U_0$  сохраняет смысл предельного случая при очень слабом начальном освещении. Таким образом начальное освещение катода снижает напряжение зажигания самостоятельного разряда на величины  $\Delta U_b, \Delta U_c$  или  $\Delta U_d$  по сравнению с вычисленной выше величиной  $U_0$ . Но одновременно оказывается, что начальный самостоятельный ток не может более нарастать безгранично; он может быть увеличен только до величины  $j_b, j_c$  или  $j_d$  после чего дальнейшее нарастание происходит в условиях самостоятельного разряда. Этим устраняется парадокс бесконечно нарастающих самостоятельных начальных токов, встретившийся нам в уравнении (85).

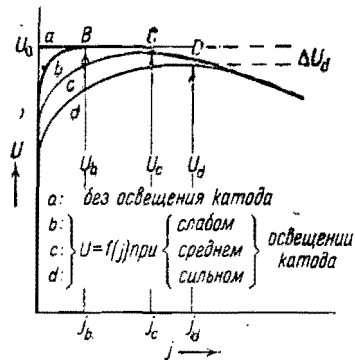


Рис. 31. Схематический вид вольтамперных характеристик самостоятельных разрядов при различных освещенностях катода и при учете искажения поля объемными зарядами и переход к падающей характеристике самостоятельного разряда.

стоятельным, как только будут перейдены точки  $B, C$  или  $D$  (смотря по силе начального освещения катода). Напряжение зажигания самостоятельного разряда с начальным освещением катода будет, таким образом,  $U_b$ , или  $U_c$ , или  $U_d$  соответственно;  $U_0$  сохраняет смысл предельного случая при очень слабом начальном освещении. Таким образом начальное освещение катода снижает напряжение зажигания самостоятельного разряда на величины  $\Delta U_b, \Delta U_c$  или  $\Delta U_d$  по сравнению с вычисленной выше величиной  $U_0$ . Но одновременно оказывается, что начальный самостоятельный ток не может более нарастать безгранично; он может быть увеличен только до величины  $j_b, j_c$  или  $j_d$  после чего дальнейшее нарастание происходит в условиях самостоятельного разряда. Этим устраняется парадокс бесконечно нарастающих самостоятельных начальных токов, встретившийся нам в уравнении (85).

Подсчет, произведенный на основании этих представлений, дает уменьшение напряжения, зависящее от предварительного освещения  $j_0$ , следовательно, от начального тока  $j_0$ , равное:

$$\Delta U = \sqrt{\frac{3}{8\pi^2}} j_0^{\frac{2}{3}} \frac{d^{\frac{5}{3}} \left(\frac{B}{2} - \frac{E_0}{p}\right)^{\frac{1}{3}}}{B^{\frac{2}{3}} b^{\frac{2}{3}} \left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]^{\frac{2}{3}} \gamma^{\frac{2}{3}} p^{\frac{2}{3}}} \quad (115)$$

и наибольшую плотность тока самостоятельного разряда  $j_m$ , соответствующую максимуму напряжения характеристики:

$$j_m = \sqrt{\frac{3}{8\pi^2}} j_0^{\frac{1}{3}} \frac{E_0^2 b^{\frac{2}{3}}}{\gamma^{\frac{1}{3}} \left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]^{\frac{1}{3}} B^{\frac{1}{3}} p^{\frac{2}{3}} d^{\frac{2}{3}} \left(\frac{B}{2} - \frac{E_0}{p}\right)^{\frac{1}{3}}} \quad (116)$$

где  $b$  снова обозначает подвижность положительных ионов. Для разрядного промежутка при  $d=1$  см в атмосферном воздухе получается численно:  $\Delta U = 2,6 \cdot 10^8 j_0^{\frac{2}{3}}$  и  $j_m = 2,2 \cdot 10^{-2} j_0^{\frac{1}{3}}$ . Так как начальное освещение едва ли может дать  $j_0 > 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup>, понижение напряжения  $\Delta U$  составляет здесь максимально около 250V (при соответствующем  $j_m = 2,2 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>), т. е. только 0,8% начального напряжения зажигания; такая незначительная зависимость напряжения зажигания от начального освещения действительно наблюдалась на опыте. Максимальное увеличение тока  $j_m$  согласно (116) получается пропорциональным  $\frac{1}{j_0^{\frac{2}{3}}}$  и таким образом падает с увеличением начального освещения.

Что степень усиления тока может быть увеличена лишь до некоторого конечного наивысшего значения, имеет большое значение, например, для применения газонаполненных фотоэлементов (см. ниже).

Рис. 32 показывает качественный ход характеристик начальных токов для различных начальных освещенностей в атмосферном воздухе при  $d=1$  см, получающийся при учете искажения поля объемными зарядами. Начальное напряжение зажигания при этом снова положено равным точно  $3 \cdot 10^4$  V. Ход характеристики получается такой же, как и качественно представленный на рис. 31 (на рис. 32 масштаб тока логарифмический!).

В неоднородных полях между электродами (острие или проволока, расположенные против пластины или друг против друга; охватывающие один другого цилиндры или подобные этим расположения) начальная характеристика в зависимости от геометрических условий может падать или возрастать точно так же, как для плоских электродов. Мы ограничимся здесь только качественным обоснованием этого положения. Например, если расстояние между двумя коаксиальными цилиндри-

дрическими электродами  $r_a$  —  $r_k$  относительно мало по сравнению с радиусами  $r_a$  и  $r_k$ , то поле, образованное ими, до известной степени однородно, и мы можем, предполагая достаточно высокие давления

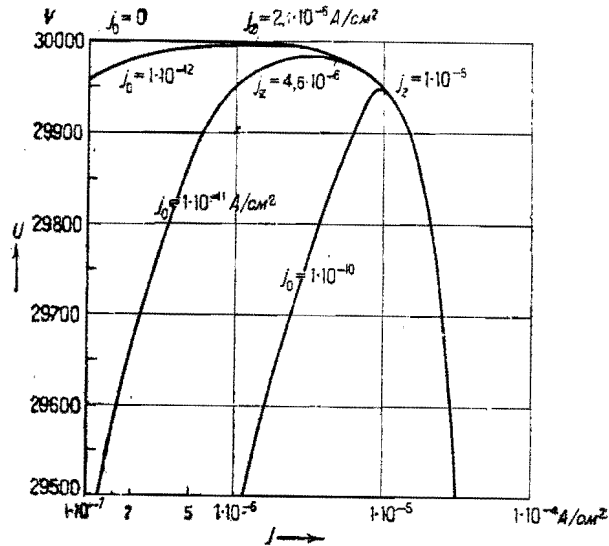


Рис. 32. Вольтамперные характеристики разряда между плоскими электродами с расстоянием между ними в 1 см при равных начальных освещенностях, подсчитанные для атмосферного воздуха.

около наружного цилиндра поле уже слишком слабо, то как бы последовательно со светящейся зоной [см. выше уравнение (41)]

оказывается включенным темный разряд с возрастающей характеристикой, служащий для отвода ионов. При достаточно большом  $r_a$  вся начальная характеристика может стать возрастающей. В этом случае начальное напряжение зажигания еще не достаточно для самопроизвольного развития разряда большой интенсивности — искры: „напряжение зажигания искры“ лежит выше начального напряжения зажигания.

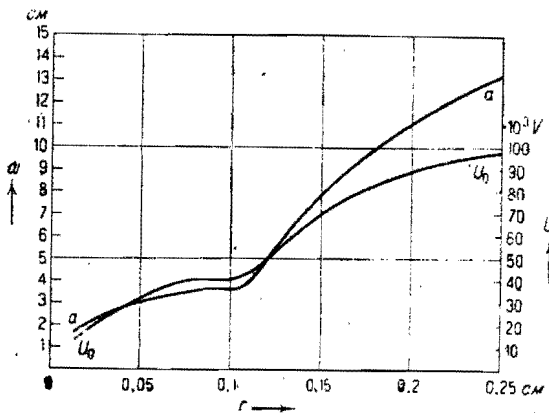


Рис. 33. Измеренный ход зависимости от расстояния  $a$  того начального напряжения зажигания  $U_0$ , при котором потенциал начала искрового разряда между параллельными цилиндрами радиуса  $r$  в атмосферном воздухе начинает превышать начальное напряжение зажигания (2).

газа (рис. 26), просто предсказать также и здесь существование падающей начальной характеристики, так что после перехода через потенциал зажигания начинается самопроизвольное развитие разряда с увеличением тока, например появляется искровой разряд. Напротив, если расстояние между электродами слишком велико по сравнению с  $r$ , так что ионизация происходит главным образом только около проволоки, эмитирующей ионы, а

искра появляется лишь после того, как внутренняя проволока начала уже до этого коронировать. Рис. 33 показывает критические расстояния между параллельными проволоками в атмосферном воздухе при 25°C, при котором искровое напряжение и напряжения коронирования как раз начинают разделяться; там же показаны соответствующие напряжения коронирования. При расстоянии, большем  $a$ , начальная характеристика — падающая, напряжение коронирования совпадает с напряжением зажигания искры и обратно. Подробности о механизме зажигания искры будут даны в следующей главе.

### Тлеющий разряд

§ 22. Переход темного разряда в тлеющий. При больших силах тока темный разряд развивается непосредственно в тлеющий. В тлеющем разряде имеют место те же элементарные процессы, что и в темном разряде; однако при больших токах становятся существенными объемные заряды и вызванные ими искажения поля. Резкое отграничение тлеющего разряда от темного невозможно.

Рис. 34 показывает полную вольтамперную характеристику разряда между плоскими электродами, начиная с весьма слабых токов. Умень-

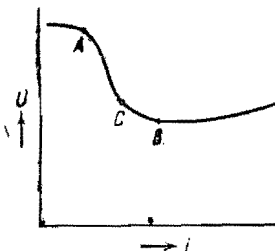


Рис. 34. Вольтамперная характеристика самостоятельного разряда между плоскими электродами (переход от темного разряда к тлеющему).

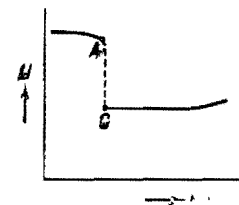


Рис. 35. Скачкообразный переход от темного разряда к тлеющему.

шение напряжения на электродах начинается уже при очень слабых токах (точка A). Это является следствием возникающего искажения поля пространственными зарядами. После того как напряжение перестает уменьшаться (точка B), может наступить вновь нарастание потенциала горения (§ 30). В точке B тлеющий разряд уже полностью образовался, но в общем к тлеющему разряду относят также и разряд с несколько более слабыми токами (точка C). В сторону более сильных токов тлеющий разряд не ограничен, если только не возникают дополнительно новые элементарные процессы на катоде. Точное указание точки C становится возможным лишь тогда, когда, как это часто бывает, понижение напряжения между A и B в некотором месте происходит скачком (рис. 35). Форма перехода (непрерывно или скачком) существенно зависит, кроме свойств разрядного промежутка, еще от условий во внешней цепи.

Описанный ход вольтамперной характеристики сопровождается постепенным возникновением световых явлений, которые, однако, в первой стадии наблюдаются главным образом только при пониженном давлении и в совершенно темном помещении (рис. 36). При очень слабых токах разряд происходит практически без свечения. Полной темноты, естественно, и в этом случае нет, так как всегда, когда появляются заряженные частицы столь большой скорости, что они способны ионизировать, то имеет место также возбуждение соударениями и свечение рекомбинации. При развитии дальнейшей стадии разряда

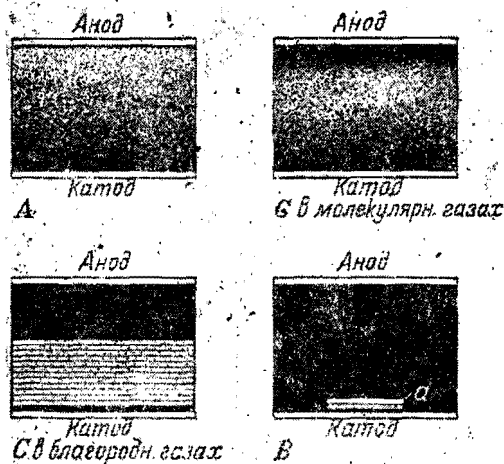


Рис. 36. Схема явлений свечения при переходе от темного разряда к тлеющему при пониженном давлении (около 1 мм рт. ст.). А, В, С ср. с рис. 34.

рис. 34). При скачкообразном изменении характеристики светящееся облачко внезапно придвигается близко к катоду и одновременно сжимается до размера незначительной части прежнего общего свечения разряда, причем сила света значительно увеличивается. Появившиеся до этого перед катодом светящиеся слои исчезают. Описанная светящаяся область у катода типична для тлеющих разрядов. При дальнейшем нарастании силы тока свечение перед катодом расширяется в стороны; в пространстве между этим светящимся облачком и анодом может также появиться ряд дальнейших светящихся зон, однако это отнюдь не обязательно, между тем как светящаяся полоса *a* рис. 36 в тлеющем разряде имеется всегда.

При темных разрядах в неоднородных полях, например между острием и пластинкой, характеристика, соответствующая рис. 34, вначале возрастающая. Все же и здесь при некоторых обстоятельствах очень скоро появляется типичный, вполне законченный тлеющий разряд, в особенности в том случае, когда катодом является острие. Микро-

скопическое изучение такого разряда (когда катодом является острие) при атмосферном давлении и при силе тока выше примерно  $10^{-6}$  А показывает, что свечение имеет вид, подобный описанному нами выше для катода при пониженном давлении, но вследствие большей плотности газа (§ 40—42) отдельные светящиеся части концентрируются очень близко у острия (рис. 37). Образовавшиеся вблизи острия заряженные частицы переносятся в электрическом поле к противоположному электроду, причем на некотором расстоянии от острия никакого заметного свечения больше не появляется. Такой разряд является своего рода последовательным соединением тлеющего разряда с несамостоятельным темным разрядом. В зависимости от расстояния между анодом и собственно границей тлеющего свечения перед острием общее падение потенциала в разрядном промежутке может обуславливаться в основном либо напряжением, необходимым для поддержания тлеющего разряда, либо напряжением, которое необходимо для удаления заряженных частиц через промежуточную область. Полная характеристика может поэтому быть возрастающей также в области развития собственно тлеющего разряда, так как несамостоятельный темный разряд перед остриями или проволоками имеет возрастающую характеристику [уравнение (41), § 10]. Мы рассмотрим прежде всего явления, наблюдаемые при чисто тлеющих разрядах, и только в заключение займемся расчетом таких „смешанных“ характеристик.

§ 23. Качественный ход изменения потенциала, напряженности поля, плотности тока и пространственных зарядов в тлеющем разряде. Рис. 38, *e* показывает качественно ход напряженности *E* продольного поля между двумя параллельными плоскими электродами на оси цилиндрической разрядной трубки с изолирующими стенками. Если бы рис. 38, *a* правильно представлял соотношение величин, то разряд горел бы под давлением уже в несколько десятых долей миллиметра ртутного столба. Распределение объемного заряда, выведенное из распределения силового поля или потенциала, показано на рис. 38, *e*. Здесь мы видим непосредственно у катода слабый отрицательный объемный заряд, к которому примыкает во всей остальной области катодного падения положительный объемный заряд. Далее следует опять маленькая зона с избыточным отрицательным зарядом, которая постепенно переходит в зону, свободную от пространственных зарядов, в „положительный столб“. Примыкая к столбу, непосредственно перед анодом в анодной области падения потенциала располагается отрицательный пространственный заряд. Эти пространственные заряды образуются вследствие избытка ионов одного знака. Вероятный ход концентрации каждого рода заряженных частиц в отдельности показан раздельно на рис. 38, *f* и *g*. Ток разряда распадается на ток положительных ионов, идущий к катоду, и на ток электронов и отрицательных ионов, направленный к аноду. Соотношение между этими токами сильно

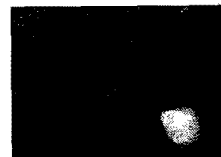


Рис. 37. Вид покрытого тлеющим разрядом в атмосферном воздухе отрицательного острия (увеличено приблизительно в 30 раз) с катодной темной областью (39).

колеблется в зависимости от выбранной в разряде точки. Рис. 38, *h* и *k* показывают величину плотностей этих обоих токов отдельно. Сумма их дает в каждой точке разряда постоянную плотность разрядного тока. Разделение потоков отрицательных ионов и электронов не проведено, потому что о концентрации отрицательных ионов можно говорить только на основе очень сомнительных цифровых данных. Наконец, рис. 38, *b* дает приблизительное указание об интенсивности видимого излучения отдельных частей разряда. Эта кривая дает, однако, только качественный ход интенсивности свечения областей, наименования которых даны на рис. 38, *a*.

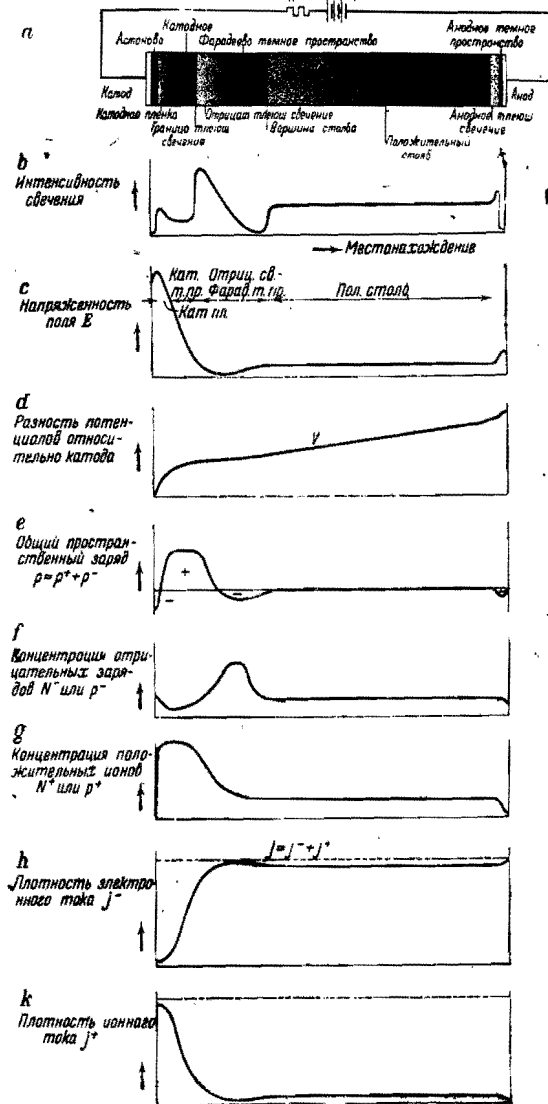


Рис. 38. Качественное распределение напряженности поля, разности потенциалов, пространственного заряда, концентрации, плотности тока и интенсивности свечения вдоль тлеющего разряда.

при больших плотностях тока, а также через метастабильные состояния в некоторых газовых смесях). Этим обоим процессам количе-

ственно уступают все остальные мыслимые способы образования ионов. Возможно, что некоторую роль играет также образование ионов и электронов в объеме газа вследствие ионизации быстро движущимися положительными ионами (например, в разрядах при высоком давлении).

Среди движущихся через газовый объем заряженных частиц имеются также, скорости которых зависят только от существующей в точке наблюдения напряженности поля (подвижность, § 59, т. I): между тем в других местах это движение представляет собой нечто среднее между свободным движением электронов в вакууме (катодного луча) и движением с постоянной скоростью в газе в электрическом поле. Часто движение частиц происходит почти исключительно вследствие разности концентраций, в качестве диффузионного тока: при этом отчасти даже против тормозящих электрических полей.

Процессами уничтожения заряженных частиц являются главным образом отдача зарядов частиц электродам и накопление их с последующей нейтрализацией на стенках, ограничивающих разряд. В благородных газах при этом в некоторых областях разряда играет роль также и рекомбинация в объеме.

Электроны, освобожденные из катода бомбардировкой положительными ионами, ускоряются в электрическом поле разряда настолько, что становятся способными ионизировать молекулы газа. Образовавшиеся при этом положительные ионы перемещаются в поле обратно к катоду и освобождают там новые электроны. Условие стационарности здесь то же, что и для темного разряда: каждая заряженная частица производит в среднем столько частиц противоположного знака, чтобы эти последние обеспечили равноценную замену первой частицы. Так, например, каждый электрон, освобожденный из катода ударом иона, должен образовать ударной ионизацией в газовом объеме непосредственно или через промежуточные процессы столько положительных ионов, чтобы эти ионы, появляясь на катоде, освобождали в среднем опять ровно один электрон. Если образуется больше ионов, то сила разрядного тока возрастает и наоборот (стабилизирующие процессы, гл. 2).

Эмитируемые катодом электроны имеют при выходе из катода столь малую скорость, что они не могут ни ионизировать, ни возбуждать. Они поэтому должны предварительно пролететь в электрическом поле определенное расстояние, пропорциональное напряженности поля у поверхности катода, чтобы накопить энергию, достаточную для возбуждения. В первой области перед катодом поэтому нет свечения (рис. 38, *a* „катодовое темное пространство“). Свечение появляется, как только катодные электроны („первичные электроны“) пробежали падение потенциала, равное потенциалу возбуждения. Из этого представления непосредственно следует, что здесь спектральные линии выступают в порядке последовательного увеличения их энергии возбуждения. Появляющаяся при этом светящаяся зона представляет собой первый катодный слой, или первую светящуюся катодную пленку. Первичные электроны получают затем в поле дальнейшее ускорение; они приобретают при этом такие скорости, которые больше скоростей, соответ-

ствующих максимумам функции возбуждения (§ 17, т. I). Таким образом число возбуждающих столкновений электронов с газовыми молекулами уменьшается и вместе с этим уменьшается также сила света, эмитируемого из первого катодного слоя. Мы теперь находимся в *катодном темном пространстве*. Так как здесь в противоположность астонову пространству имеются быстрые электроны, то здесь все еще происходят процессы возбуждения. Катодное темное пространство поэтому значительно светлее, чем астоново.

Величина скорости первичных электронов в катодном темном пространстве больше, чем величина ее в максимуме функции возбуждения, но все же она меньше, чем в максимуме функции ионизации. Следовательно, в каждом темном пространстве происходит сильная ионизация; возникающие при этом электроны мы называем вторичными электронами. Только те вторичные электроны, которые образовались *достаточно близко к катоду*, могут получить ускорение в сильном поле и вызывать со своей стороны третичную и так далее ионизации. В *более же отдаленных* от катода областях катодного темного пространства напряженность поля уже настолько понижена, что вторичные электроны могут получить только небольшие скорости. Первичные электроны также не могут уже покрыть за счет электрического поля те потери энергии, которые они претерпели при столкновениях с нейтральными газовыми молекулами; их движение заторможено. Поэтому их скорость приближается опять к максимуму функции возбуждения и наступает новое свечение, сменяющее катодное темное пространство, — *отрицательное тлеющее свечение*. Так как первичные электроны вступают в тлеющее свечение с постепенно уменьшающейся скоростью, то прежде всего у „границы тлеющего свечения“ проявляются те спектральные линии, максимальное возбуждение которых происходит при больших скоростях электронов, в противоположность тому, что происходит на границе между астоновым темным пространством и катодным слоем. Кроме этого свечения, возбуждаемого при соударениях, в тлеющем свечении имеется также свечение рекомбинации. Измерениями установлено, что в отрицательном тлеющем свечении находится минимум напряженности поля. В область слабого поля проникают многочисленные вторичные электроны, имеющие малые скорости; здесь, таким образом, должна образоваться большая концентрация медленных электронов. Одновременно здесь должно быть наличие и большое число положительных ионов, как это можно заключать из хода изменения потенциала на рис. 38 *d*. А именно, ход потенциала указывает на отсутствие больших эффективных пространственных зарядов. Отрицательный пространственный заряд многочисленных медленных электронов должен, следовательно, приблизительно компенсироваться равным числом положительных ионов. Происхождение этих положительных ионов мы рассмотрим ниже. Большая концентрация медленных электронов и положительных ионов в слабых полях является условием возникновения процессов рекомбинации (§ 70—73, т. I).

Во многих газах и прежде всего в благородных резкость границы тлеющего свечения разительна. Это внезапное изменение интенсивности света представляет собой, однако, явление большей частью только зри-

тельное и обусловлено влиянием контраста. Фотометрическое определение отдельных спектральных линий, правда, указывает на сильное повышение интенсивности в этом месте, но переход совершается вполне непрерывно.

Из хода интенсивности вытекает, во-первых, что каждая спектральная линия имеет свою собственную границу тлеющего свечения, причем подтверждается вышеуказанное правило границы тлеющего свечения о последовательности появления линий, и, во-вторых, что нарастание интенсивности происходит на довольно значительном протяжении. Тот факт, что граница тлеющего свечения более резка в благородных газах, чем в хорошо очищенных инертных газах, дает основание предположить, что причиной резкости границы тлеющего свечения является не только крутой максимум функции возбуждения, но в значительной степени также наличие свечения рекомбинации. Последнее должно проявляться более сильно в благородных газах, так как медленные электроны ведут к значительной концентрации отрицательных ионов, а для отрицательных ионов имеет место более высокий коэффициент, чем для рекомбинации электронов. Эта „ступенчатая“ рекомбинация может иметь место только в очень слабых полях, так что граница тлеющего свечения появляется в том месте, где напряженность поля понизилась до критической величины.

От границы тлеющего свечения далее в направлении к аноду тлеющее свечение постепенно затухает. Первичные электроны потеряли свою энергию, и поэтому при большем удалении от катода они могут производить лишь незначительное число возбуждений. Так как энергии первичных электронов сильно рассеивается при многочисленных столкновениях в области катодного падения, то происходит постепенное уменьшение яркости свечения возбуждения в области тлеющего свечения. Интенсивность свечения рекомбинации тоже должна вновь уменьшаться, так как, начиная от минимума напряженности поля вблизи границы тлеющего свечения, напряженность поля в направлении к аноду опять увеличивается и поэтому вероятность рекомбинации уменьшается. Тлеющее свечение, таким образом, исчезает, постепенно переходя в новую темную область — „*фарадеево темное пространство*“.

В то время как рассмотренные до сих пор явления происходят во всех тлеющих разрядах, дальнейший ход как напряженности поля, так и явлений свечения зависит от различных условий опыта. Если вблизи области, лежащей между катодом и анодом, нет стенок, ограничивающих разряд, то фарадеево темное пространство вообще простирается до анода. При этом может иметь место еще новое явление свечения у анода, в особенности если анод имеет малую поверхность. А именно в этом случае электроны из разрядного пространства должны пройти область относительно высокой напряженности поля для того, чтобы достигнуть анода, а не диффундировать мимо анода в окружающую среду. Необходимые для этого большие поля делают возможным появление свечения возбуждения в области анода. При этом анод покрывается тлеющей пленкой, похожей на первый катодный слой, — *анодное тлеющее свечение*. При больших плотностях тока и при анодах, способных испаряться или как-нибудь иначе отдавать газы, могут иметь место



еще новые световые явления, обнимающие, однако, только часть поверхности анода. Причину этого свечения с уверенностью указать еще нельзя. Вероятно в выделяемом анодом газе или паре происходит ионизация, или же сам анод эмитирует положительные ионы (§ 42, т. I). Образованный этими ионами положительный объемный заряд тем больше стягивает электроны из разрядного пространства преимущественно к таким местам анода, на которых концентрируется разрядный ток, чем меньше потенциал ионизации выделенного газа.

Если, наоборот, стенки разрядной трубки расположены близко к разрядному промежутку между отрицательным тлеющим свечением и анодом, то между фарадеевым темным пространством и имеющим иногда место *анодным свечением* при больших расстояниях от анода до тлеющего свечения возникает новая светящаяся область — *положительный столб*. На поверхности стенок, ограничивающих разряд, происходит постоянное отсасывание ионов и электронов вследствие адсорбции их на стенке и последующей рекомбинации (т. I, § 69). При большом расстоянии до анода этим путем могли бы быть уничтожены так много заряженных частиц, что анод не мог бы получать из окружающей среды достаточного количества зарядов, необходимого для поддержания тока, питающего внешнюю цепь, если бы одновременно напряженность поля в разрядном пространстве не повышалась бы настолько, что потери на адсорбцию восполнялись бы здесь ростом ионизации. Приблизительно на расстоянии в 4—6 диаметров трубки позади границы тлеющего свечения устанавливается вновь большая напряженность поля, которая сообщает электронам такую большую скорость, что они получают возможность ионизировать и в особенности возбуждать. Так как в фарадеевом темном пространстве электроны имеют скорости меньшие, чем необходимо для возбуждения, то необходимо заключить, что они выходят из фарадеева темного пространства в положительный столб с нарастающими скоростями. На границе между фарадеевым темным пространством и столбом, в так называемой макушке (или границе) столба, выступают поэтому прежде всего те спектральные линии, которые легче возбуждаются. Граница столба благодаря контрасту воспринимается зрительно довольно резко. Однако объективное нарастание интенсивности совершается здесь еще более постепенно, чем на границе тлеющего свечения. По причинам, еще не твердо установленным, положительный столб может быть „слоистым“; при этом он состоит из ряда расположенных на равных расстояниях друг от друга светящихся слоев, которые разделены темными промежутками. Катодный конец слоев по спектру соответствует макушке неслоистого столба, анодный конец более размыт и переходит в следующее за ним темное пространство, которое, по видимому, является периодическим повторением фарадеевого темного пространства. Существенными для появления слоев должны быть, по видимому, процессы образования отрицательных ионов и процессы рекомбинации, так как неподвижные слои появляются только в присутствии (часто только слабых следов) молекулярных газов. Возникновение бегущих (движущихся) слоев имеет, очевидно, совершенно другую причину.

На рис. 39 схематически представлено распределение скоростей и концентрации электронов вдоль длинного тлеющего разряда. На оси

абсцисс отложено расстояние рассматриваемой точки от катода, на оси ординат — кинетическая энергия электронов в этом месте; густота зачернения служит качественной мерой концентрации. Далее, на оси ординат отмечены: энергия возбуждения  $V_a$ , энергия  $V_a'$ , относящаяся к максимуму функции возбуждения, и потенциал ионизации  $V_i$ .

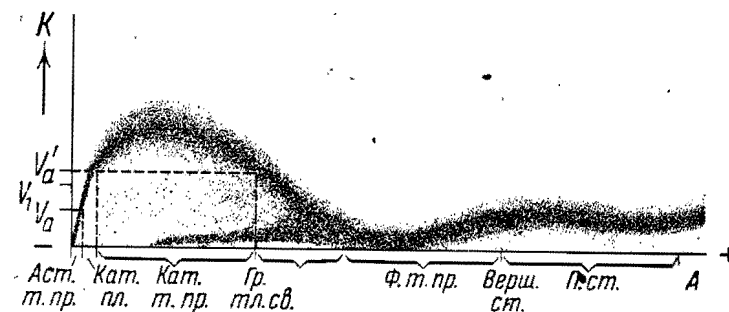


Рис. 39. Качественное распределение энергии электронов и концентрации электронов вдоль тлеющего разряда. Абсциссы: местонахождение (сокращения см. рис. 38). Ордината: энергия электронов;  $V_a'$  — максимум функции возбуждения;  $V_i$  — потенциал ионизации;  $V_a$  — потенциал возбуждения. Степень зачернения — концентрация.

Роль положительных ионов в тлеющем разряде заключается, вероятно, только в *искажении поля* положительным пространственным зарядом и в *освобождении электронов из катода*. Так как напряженность поля в столбе при постоянном поперечном сечении его постоянна, то в столбе не должен возникать избыток зарядов одного знака. Таким образом концентрация положительных ионов здесь должна быть равна сумме концентраций электронов и отрицательных ионов. Части тока, приходящиеся на долю положительных ионов и электронов, относятся между собой, как их подвижности; количество ионов, проходящих через любое поперечное сечение столба в единицу времени по направлению к катоду, составляет, таким образом, по порядку величины 1% количества электронов, проходящих в одинаковое время к аноду. Поэтому из макушки положительного столба в фарадеево темное пространство течет лишь слабый ионный ток. Так как в фарадеевом темном пространстве и в соседнем отрицательном тлеющем свечении ионы увлекаются дальше только очень слабыми полями, то их скорость здесь очень мала и потому концентрация больше, чем в столбе. Кроме того, в этой области первичные электроны создают дополнительные положительные ионы. Большая концентрация ионов и большая концентрация электронов вызывает упомянутые уже выше процессы рекомбинации. Максимум концентрации ионов, вероятно, несколько сдвинут в сторону катода по отношению к максимуму концентрации электронов; при этом падение концентрации ионов в направлении к аноду происходит так же плавно, как падение концентрации электронов, в то время как в направлении к катоду падение концентрации ионов остается значительно большим, чем падение концентрации электронов. Вероятно, лишь

небольшое количество ионов переходит из области тлеющего свечения в катодное темное пространство, так как здесь незначительны как движущие силы поля, так и падение концентрации и вместе с тем диффузионный ток. Наибольшее количество положительных ионов, достигающих катода, образуется поэтому уже в катодном темном пространстве. Максимум скорости ионов, попадающих на катод, соответствует катодному падению потенциала; большая же часть ионов имеет меньшие скорости. Таким образом величина дополнительного падения потенциала между границей тлеющего свечения и анодом очень мало влияет на скорость ионов около катода.

У поверхности катода большая часть разрядного тока переносится положительными ионами. Так как каждый ион освобождает из катода в среднем значительно меньше, чем один электрон (т. I, табл. 19), то количество электронов, покидающих катод, много меньше количества попадающих на него положительных ионов. Электронная доля тока здесь поэтому весьма мала. В этом отношении и в аномальном темном пространстве ничего не меняется, так как здесь еще не происходит новой ионизации. Но в первом катодном слое и еще сильнее в темном катодном пространстве соотношение все больше изменяется в пользу электронной доли тока. Соответственно уменьшается и количество летящих к катоду положительных ионов. У поверхности анода ток поддерживается исключительно электронами, если только анод не эмитирует положительных ионов вследствие высокой температуры или других причин. Рис. 38, *h* и *k*, качественно представляет описанные здесь соотношения.

§ 25. Влияние, оказываемое на тлеющий разряд расстоянием электродов друг от друга и от стенок трубки. Затрудненный разряд и ограниченный разряд.

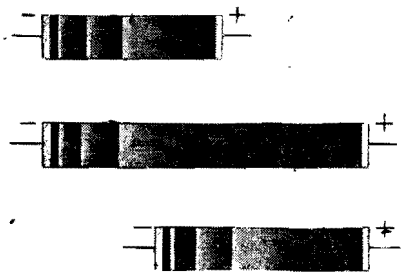


Рис. 40. Смещение частей разряда при изменении расстояния между электродами.

за другим. Разрядные явления вблизи катода остаются незапятнанными. Если же, наоборот, передвигать катод, то передвигаются, совершенно не изменяясь, и катодные части разряда, а остов разряда как бы вдвигается в анод. Напряжение на электродах с увеличением расстояния между ними, т. е. с удлинением положительного столба, растет на величину, которая соответствует напряженности поля в столбе и удлинению последнего. Если увеличивать напряжение, то положи-

тельный столб может быть растянут до какой угодно длины он тогда становится основной областью разряда, излучающей свет.

Если расстояние между электродами уменьшено настолько, что анод погружается в отрицательное тлеющее свечение, то при этом происходит изменение также и катодных частей разряда. Анод бомбардируется первичными электронами, обладающими еще значительной энергией, так как эти электроны уже не могут теперь полностью отдать свою энергию в объеме газа. Таким образом только часть энергии, воспринятой первичными электронами, тратится на ионизацию или возбуждение, остальная часть превращается в тепло при входе первичных электронов в анод. Следовательно, если бы поле перед катодом оставалось постоянным, то первичные электроны могли бы образовать в газовом пространстве меньше ионов, чем при далеко отстоящем аноде. Тогда на катод не поступало бы то количество ионов, которое необходимо для поддержания стационарного тлеющего разряда. Для того чтобы при подобном малом расстоянии между электродами сохранился такой „затрудненный разряд“, в ионизации должны принять участие также вторичные, третичные и так далее электроны. Затрудненный разряд может поэтому существовать только при значительно больших силах поля (также при большем  $\gamma$ ), чем свободный разряд. Если при постоянной силе разрядного тока сблизить электроды больше, чем до определенного критического расстояния, то напряжение на электродах должно сильно возрасти; нарастание напряжения тем больше, чем меньше расстояние между электродами (см., например, рис. 62—67). Так как при наличии положительного столба при сближении электродов потенциал горения уменьшается, то при каждом определенном расстоянии должен существовать минимальный потенциал горения. Если расстояние между электродами равно только половине расстояния, соответствующего минимуму напряжения горения, то разрядное напряжение может стать в десятки раз больше минимального потенциала горения, а при  $1/10$  этого расстояния оно может вырасти в сотни и даже тысячи раз. В сильно затрудненном разряде можно обнаружить только первый катодный слой и часть темного катодного пространства.

Подобное же нарастание потенциала горения, как и при затрудненном разряде, имеет место тогда, когда изолирующие боковые стенки расположены в области катодного падения очень близко к разряду. Пока диаметр трубки велик по сравнению с продольным протяжением области катодного падения, величина катодного падения почти не зависит от диаметра трубки. Когда же диаметр трубки становится равным или меньшим толщины области катодного падения, то наступает нарушение катодных разрядных частей, что проявляется в сильном нарастании катодного падения („ограниченный разряд“). При ограниченном разряде образовавшиеся уже ионы и электроны адсорбируются в большом количестве стенками и там вновь рекомбинируют. Таким образом из ионов, образованных электронами, достигает катода и выделяет там электроны лишь некоторая их часть; чтобы этой доли хватило для освобождения достаточного количества электронов, должен образоваться большой избыток ионов прежде всего в газовом пространстве путем увеличения напряженности поля (а также большего  $\gamma$ ). Анало-

гичные явления имеют место также в случае, когда положительный столб ограничен боковыми изолирующими стенками или трубка имеет малое поперечное сечение. И здесь потери ионов от абсорбции и рекомбинации на поверхности стенок становятся тем больше, чем меньше сечение ограничивающих разряд стенок. Так как эта потеря должна быть восполнена ионизацией в разряде, то напряженность поля в столбе с уменьшением поперечного сечения трубки становится больше.

Теория области катодного падения тлеющего разряда

§ 26. Предположения, лежащие в основе теории. На основе представления о механизме тлеющего разряда в области катодного падения должен быть возможен количественный подсчет распределения поля, потока ионов и характеристики в согласии с приведенными в I томе основными законами возникновения и движения заряженных частиц. Действительно, необходимые для этого исходные уравнения можно составить без затруднений. Это—уравнение пространственных зарядов, соотношение между напряженностью поля и скоростью заряженных частиц, соотношение между скоростью и вероятностью ионизации, условие стационарности и как пограничное условие для поверхности катода—отношение  $\gamma$  плотности электронного тока к плотности ионного тока. Однако решение этой системы уравнений на деле еще до сих пор не найдено. Это решение и не могло бы покамест играть большой роли потому, что некоторые постоянные величины установлены еще недостаточно точно.

Проблема значительно упрощается, если задаться вытекающим из измерений предположением о характере поля в области катодного падения. Прежде всего мы установим соотношения между плотностью тока, катодным падением и толщиной области катодного падения, с одной стороны, и свойствами материала катода и газа, с другой стороны; затем мы обратно проверим, может ли ионизация при предположенном распределении поля привести к образованию таких пространственных зарядов, которые соответствуют положенной нами в основу картины поля. Для более удобного выполнения этих вычислений мы вынуждены прибегнуть к некоторым очень большим упрощениям, так что количественные результаты наших расчетов могут претендовать только на приблизительную пригодность. Напротив, качественно процессы выступают значительно нагляднее.

а) Предположение о возникновении и уничтожении заряженных частиц в области катодного падения. Предполагается, что в каждой точке области катодного падения электроны ионизируют с коэффициентом ионизации  $\alpha$  (§ 33, т. I), соответствующим напряженности поля  $E$ , имеющей место в данный момент времени. При этом не принимается во внимание, что однозначное соответствие между  $\alpha$  и  $E$  имеется только тогда, когда  $E$  остается до некоторой степени постоянным на расстоянии многих свободных пробегов электрона. Если электрон движется при убывающей напряженности поля, как это имеет место в области катодного падения, то  $\alpha$  в действительности будет больше, чем это соответствует напряженности поля в данной точке. Фактически пространственный заряд и плотность тока

будут, таким образом, больше, чем это получается из расчета. Соответственно будет меньше и действительное катодное падение, необходимое для образования достаточного числа ионов.

Мы предполагаем, что положительные ионы не ионизируют в объеме газа ( $\beta = 0$ ), а освобождают электроны лишь при ударе о катод ( $\gamma \neq 0$ ). При этом мы полагаем, что  $\gamma$  зависит от материала катода и от природы газа и не зависит от скорости ионов. Как это видно из рис. 50 и 51 I тома,  $\gamma$  меняется фактически не очень сильно при изменении скорости ионов, пока эта последняя не превышает 100 вольт-электрон.

Нужно представить себе, что уничтожение заряженных частиц происходит путем передачи их заряда электродам. Рекомбинация в объеме газа, вероятнее всего, имеет второстепенное значение ввиду большой напряженности поля и больших скоростей ионов и электронов.

б) Предположение о движении заряженных частиц в области катодного падения. Скорость положительных ионов может быть вычислена из их подвижности и напряженности поля. Но это годится только для достаточно обширных областей с однородной напряженностью поля. В действительности же скорость переноса меньше, если пройденные ранее напряженности поля были меньше, чем рассматриваемые в данный момент, и наоборот. Так как положительные ионы движутся к катоду через области с возрастающей напряженностью поля, то их действительная скорость меньше, чем предположенная. Образованные ионизацией положительные ионы будут, таким образом, медленнее удаляться из области катодного падения к катоду и создадут пространственный заряд-большой плотности. Расчет приводит к слишком большой толщине области катодного падения.

в) Предположение о характере поля в области катодного падения. На рис. 41 вычерчен в увеличенном масштабе измеренный ход поля в области катодного падения, соответствующий рис. 38. В большей части области катодного падения напряженность поля с большой степенью приближения линейно убывает с удалением от катода. Отклонения от линейного хода имеют место лишь в непосредственном соседстве с катодом и в конце области катодного падения. Действительный ход убывания напряженности поля в соседстве с катодом до сих пор экспериментально точно не установлен. Поэтому если пренебречь отступлениями, в этой области, то это вовсе не должно означать грубого отклонения от действительности. Ход поля к концу области катодного падения отличается от линейного хода только в областях с очень малой напряженностью поля, где вероятность ионизации уже очень мала, так что и здесь этим отклонением можно пренебречь. Принятое нами поле представлено на рис. 41 пунктирной линией. Оно характеризуется двумя величинами:

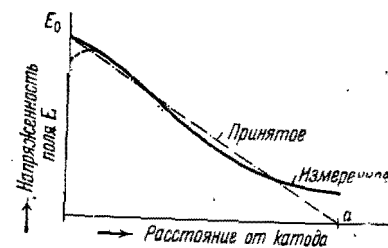


Рис. 41. Распределение напряженности поля в области падения тлеющего разряда.

расстоянием  $d$ , на котором поле падает до значения 0, и напряженностью поля  $E_0$  на поверхности катода. Величина  $d$  при этом приблизительно равна толщине области катодного падения, т. е. расстоянию от катода до границы тлеющего свечения. Однако действительная толщина области катодного падения больше, потому что экстраполяция хода поля, найденного непосредственными измерениями, приводит к  $E=0$  только позади границы тлеющего свечения. В дальнейшем задается только линейный ход поля, но без задания  $E_0$  и  $d$ . Пространственные заряды, ведущие к образованию этого поля, состоят исключительно из положительных ионов; отрицательные ионы исключаются, а электронным пространственным зарядом можно пренебречь вследствие большой подвижности электронов.

§ 27. Плотность тока в области катодного падения. Так как каждый попадающий на катод ион освобождает  $\gamma$  электронов, а количество зарядов, проходящих в единицу времени через каждый квадратный сантиметр, равно плотности тока, то отношение плотности электронного тока к плотности ионного тока на поверхности катода просто равно  $\gamma$ . Если обозначим индексом 0 все значения переменных величин, относящихся к точке непосредственно у поверхности катода, то мы получим:

$$\frac{j_0^-}{j_0^+} = \gamma. \quad (117)$$

При стационарном разряде общая плотность тока  $j = j^+ + j^-$  должна быть в рассматриваемом плоском случае независимой от места; поэтому она может быть вычислена, например, из плотностей тока  $j_0^+$  и  $j_0^-$  на поверхности катода. Из уравнения (117) следует

$$j = j_0^+ (1 + \gamma). \quad (118)$$

Плотность тока  $j_0^+$  по уравнению (191), т. I

$$j_0^+ = \rho_0^+ v_0^+. \quad (119)$$

$\rho_0^+$  получается по уравнению пространственного заряда [(192), т. I] из хода поля. Предполагаемое распределение поля можно представить формулой:

$$E_x = E_0 \left( 1 - \frac{x}{d} \right). \quad (120)$$

Уравнение пространственного заряда дает отсюда:

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi} \frac{E}{d}. \quad (121)$$

Так как согласно предположению мы пренебрегаем влиянием пространственного заряда электронов, то пространственный заряд в уравнении (121) есть просто заряд положительных ионов и, следовательно, в рассматриваемой области постоянен. Скорость пространственного заряда на поверхности катода  $v_0^+$  получается из напряженности поля  $E_0$  и подвижности  $b^+$ :

$$v_0^+ = b^+ E_0. \quad (122)$$

Из уравнений (118), (119), (121), (122), таким образом, получается общая плотность тока:

$$j = \frac{E_0^2 b^+}{4\pi d} (1 + \gamma). \quad (123)$$

§ 28. Катодное падение. Определение катодного падения всегда содержит произвольное предположение о той точке в разряде, до которой простирается область катодного падения (см. выше §7). Мы примем здесь за конец области катодного падения точку, где напряженность поля снижается до 0 ( $x=d$ ). Тогда по уравнению

$$V = \int_0^d E dx \text{ получим катодное падение}$$

$$V_k = \frac{E_0 d}{2}. \quad (124)$$

Исключая отсюда  $E_0$  и подставляя его значение в (123), находим соотношение между катодным падением  $V_k$ , плотностью тока  $j$  и толщиной области катодного падения  $d$ :

$$j = \frac{V_k^2 b^+ (1 + \gamma)}{\pi d^3}. \quad (125)$$

Получив уравнение (125), мы еще не достигли нашей цели — вычислить характеристику катодного падения, т. е. найти выражение функции  $V_k = f(j)$ , так как уравнение (125) содержит еще величину  $d$ , которая сама зависит от катодного падения и плотности тока. Для того чтобы найти характеристику, нам необходимо еще использовать уравнение стационарности.

§ 29. Условия стационарности в области катодного падения. Для того чтобы сила разрядного тока не изменялась во времени, каждая заряженная частица, как известно, должна в течение своего существования как-нибудь обеспечить свою замену равноценным заместителем.

Согласно уравнению (94) получаем:

$$\int_0^d \alpha dx = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (126)$$

Так как после принятых нами упрощений  $\alpha$  однозначно определяется напряженностью поля, то интеграл вычисляется как функция от  $E_0$  и  $d$ , причем природа газа, естественно, проявляется в этой зависимости. Зависимость  $\alpha$  от напряженности поля мы выразили уравнением (126), т. I.

$$\alpha = A p e^{-\frac{Bp}{E}}, \quad (127)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные для каждого газа (табл. 15, т. I), а  $p$  — давление газа при 0°C. Подставляя  $\alpha$  из уравнения (127) в уравнение (126) и принимая во внимание (120), получаем:

$$\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) = A p \int_0^d e^{-\frac{Bp}{E_0(1-\frac{x}{d})}} dx. \quad (128)$$

Этот интеграл можно с помощью подстановки привести к виду:

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = ABp^2 \int_{y=0}^{y=\frac{E_0}{Bp}} e^{-\frac{y}{Bp}} dy = Adp \left(\frac{1}{E_0}\right) S\left(\frac{E_0}{Bp}\right). \quad (129)$$

Функцию  $\int_0^z e^{-\frac{1}{y}} dy = S(z)$  можно привести к интегральному логарифму. Заменяя в уравнении (129)  $E_0$  через  $V_k$  из уравнения (124), получаем:

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = A(dp)^2 \frac{B}{2V_k} S\left(\frac{2V_k}{Bdp}\right). \quad (130)$$

Это уравнение устанавливает недостающее еще соотношение между  $V_k$  и  $d$ , которого не хватало для полного вычисления характеристики  $V_k = f(j)$ . Вставив, например,  $d$  из уравнения (125) в уравнение (130), получаем

$$1 = \frac{(C_1 V_k)^{\frac{1}{3}}}{(C_2 j)^{\frac{2}{3}}} S\left[\frac{(C_1 V_k)(C_2 j)}{1}\right]^{\frac{1}{3}}, \quad (131)$$

где

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}, \quad (132)$$

$$C_2 = \frac{4\pi \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) 1}{AB^2 (bp)(1 + \gamma) p^2}. \quad (133)$$

Уравнение (131) представляет собой характеристику области катодного падения. Величины  $C_1$  и  $C_2$  суть обратные величины напряжений или плотностей токов. Таким образом в данной здесь форме получилась безразмерная характеристика, годная для всех газов и для любого катода. Зависимость между  $V_k$  и  $j$ , как она получается из уравнения (131), представлена на рис. 42.

Для того чтобы получить ток  $i$  в тлеющем разряде с катодом площади  $f$ , достаточно большой по сравнению с толщиной области катодного падения, но все же конечных размеров, можно из рис. 42 взять напряжение, приходящееся на катодное падение, причем вместо плотности тока  $j$  нужно подставить значение  $\frac{i}{f}$ . Пусть, например, из алюминиевого катода с поверхностью в  $10 \text{ см}^2$  в аргоне при давлении  $p = 10 \text{ мм рт. столба}$  нужно получить ток в  $30 \text{ мА}$  в виде тлеющего разряда; тогда  $\gamma$  по табл. 19, т. I, для комбинации алюминий — аргон по непосредственным измерениям равно  $12 \cdot 10^{-2}$ . Подвижность  $b$  положительных ионов в аргоне при  $1 \text{ мм рт. столба}$  по табл. 27а, т. I, равна  $1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ ;  $V/\text{см}$ , или  $3 \cdot 10^5 \text{ эл.-стат. единиц}$ . По табл. 15, т. I, для аргона постоянная  $A = 13,6 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}}$ , а по-

стоянная  $B = 235 \text{ V/см} \cdot \text{мм Hg}$ , или  $0,783 \text{ эл.-стат. единиц/см} \cdot \text{мм Hg}$ .

Плотность тока  $j = \frac{i}{f} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ A/см}^2 = 9 \cdot 10^5 \text{ эл.-стат. единиц}$ . Соответствующее значение абсциссы на характеристике рис. 42 равно поэтому  $C_2 j = 89$ . Этому соответствует значение ординаты в  $14,5$ . Отсюда находим:

$V_k = \frac{14,5}{2A} B \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = 0,93 \text{ эл.-стат. ед.} = 279 \text{ V}$ . Экспериментально для этого случая найдено напряжение в  $265 \text{ V}$  с погрешностью, по условиям опыта, в  $\pm 25 \text{ V}$ .

§ 30. Нормальный и аномальный тлеющий разряд. Характеристика области катодного падения на рис. 42 показывает ясно выраженный минимум. Если уменьшать плотность тока, то это приведет, согласно рис. 42, после прохождения минимума снова к нарастанию напряжения. Следовательно, если мы в развитие вышеприведенного числового примера уменьшаем начальный ток в  $30 \text{ мА}$ , то прежде всего умень-

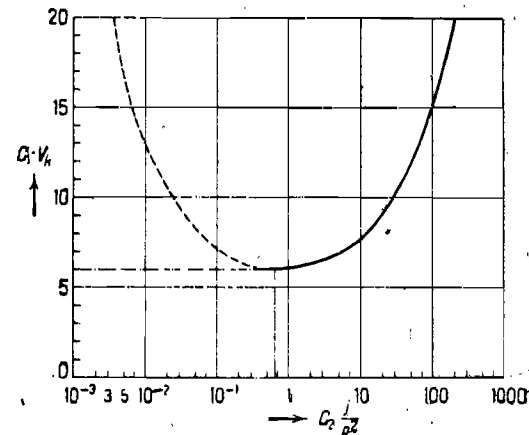


Рис. 42. Общая вольтамперная характеристика области катодного падения тлеющего разряда.

шается требуемое для поддержания тока катодное падение потенциала; это происходит до тех пор, пока  $C_2 j$  не станет равным  $0,67$ , чему соответствует общий ток в  $0,22 \text{ мА}$ . Соответствующее катодное падение найдем из  $C_1 V_k = 6,0 \text{ эл.-стат. единиц}$ , т. е.  $115 \text{ V}$ . Этому значению соответствует измеренное катодное падение в  $100-115 \text{ V}$ . Если еще дальше уменьшать ток, то происходит явление, не укладываемое в рамки приведенной нами теории. Напряжение катодного падения, которое должно было вначале медленно, а потом очень быстро нарастать, фактически остается постоянным, сохраняя свое минимальное значение. Одновременно разряд стягивается и занимает лишь часть поверхности катода. Используемая разрядом часть поверхности катода уменьшается с большой степенью точности пропорционально силе тока, так что плотность тока остается постоянной и имеет значение, соответствующее минимуму потенциала. Поэтому таким путем понизить дальше плотность тока не удастся. Наименьшую постоянную плотность тока называют кратко „нормальной плотностью тока“; соответствующее катодное падение называется „нормальным катодным падением“. В противоположность этому катодное падение при больших плотностях тока и полностью покрытой разрядом поверхности катода называют „аномальным катодным падением“, а соответствующую плотность тока — „аномальной плотностью

тока". Аномальные разряды можно называть также „сверхнормальными разрядами“ в отличие от рассматриваемых дальше „поднормальных разрядов“ (§ 32).

Объяснить характерное для тлеющих разрядов поведение нормального разряда, а именно стягивание разряда на части поверхности катода, удастся путем рассмотрения одного простого условия стабильности. Представим себе разряд (рис. 43) с двумя плоскими электродами, помещенными на таком расстоянии один от другого, что разряд не затруднен, в положительном столбе еще не происходит падения потенциала и что напряжение между электродами равно катодному падению. Тогда, вообще говоря, можно легко представить себе разряд равномерно покрывающим весь катод с плотностью тока,

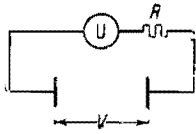


Рис. 43. К образованию нормально-го разряда.

меньшей, чем нормальная. Так как плотность тока меньше, чем нормальная, то, по рис. 42, это означает большее, чем нормальное, катодное падение. Но соответствующая рабочая точка неустойчива. Именно, если по какой-либо причине где-нибудь в разряде плотность пространственного заряда случайно окажется несколько больше, чем в окружающей среде, то это означает, что в данном месте разряд приближается к нормальной форме больше, чем в окружающей среде. Условие стационарности поэтому здесь может быть выполнено уже при меньшем катодном падении, чем в других близлежащих точках. Но так как напряжение между электродами еще так велико, что оно достаточно для поддержания большого катодного падения в окружающей области, где пространственный заряд слабее, — то в рассматриваемой точке с большей плотностью пространственного заряда образуется больше ионов, чем это необходимо для поддержания стационарного разряда. Следовательно, плотность пространственного заряда в этой точке еще больше нарастает, а напряжение между электродами, необходимое для поддержания пространственного заряда, еще больше уменьшается и т. д. Одновременно растет полный ток, так как в рассматриваемом месте теперь образуется и переносится к электродам больше заряженных частиц, чем вначале. Вследствие увеличения тока падение потенциала во внешнем сопротивлении  $R$  возрастает, а потенциал, который приходится на разрядный промежуток, уменьшается. Поэтому напряжения, наложенного на электроды, уже будет недостаточно для того, чтобы выполнить условие стационарности в областях с начальной плотностью пространственного заряда, окружающих рассматриваемую точку. Здесь, следовательно, образуется меньше ионов, чем это необходимо для сохранения плотности пространственного заряда: эта плотность все более и более уменьшается. Меньшая же плотность пространственного заряда уже давно не может остаться стационарной.

Разряд, таким образом, концентрируется на части поверхности катода, и режим разряда устанавливается при этом такой, который соответствует минимуму напряжения. Если бы плотность тока была еще меньше соответствующей минимуму напряжения, то можно было бы продолжать прежние рассуждения и прийти к выводу, что на

некоторых местах поверхности катода плотность тока увеличивается, а на других местах зато уменьшается до нуля. Подобным же образом можно показать, что плотность разрядного тока не может быть больше, чем нормальная, если разряд еще не полностью покрывает катод.

Нормальное катодное падение  $V_n$  определяется численно применительно к характеристике рис. 42 из уравнения  $C_1 V_n = 6,0$  или

$$V_n = 3,0 \frac{B}{A} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad (134)$$

причем значения  $A$ ,  $B$  и  $\gamma$  надо взять из табл. 15 и 19, т. I; тогда нормальное катодное падение получается в вольтах. Нормальная плотность тока, при давлении  $p$  мм рт. столба, соответственно получится согласно рис. 42 (так как  $C_2 j_n = 0,67$ ) равной:

$$j_n = 5,35 \cdot 10^{-2} \frac{AB^2 (bp) (1 + \gamma)}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} p^2, \quad (135)$$

если  $B$ ,  $b$  и  $j_n$  выражаются в электростатических единицах. Если же наоборот,  $j$  взято в  $\text{А/см}^2$ , а вместо  $A$ ,  $B$  и  $b$  вставить числовые величины их из табл. 15 и 27а, т. I, то числовой коэффициент в уравнении (135) становится в  $9 \cdot 10^{11}$  раз меньше:

$$j_n = 5,92 \cdot 10^{-14} \frac{AB^2 (bp) (1 + \gamma)}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} p^2. \quad (136)$$

Так как  $\gamma$  представляет собой величину порядка  $10^{-1}$ ,  $A$  — величину порядка 15, а  $B$  — порядка 300, то катодное падение в зависимости от материала катода и природы наполняющего газа получится порядка от 200 до 250 В. Плотность тока  $j_n$ , при давлении  $p = 1$  мм рт. столба и при  $b$  — порядка  $10^3$ , становится соответственно равной  $10^{-4}$   $\text{А/см}^2$ . Такого же порядка числовые значения, полученные опытным путем (§ 43). Из уравнения (135) следует, что катодное падение не зависит от давления<sup>1)</sup>, а нормальная плотность тока пропорциональна квадрату давления, так как  $bp$  не зависит от давления. Количественное совпадение вычисленных и измеренных величин катодного падения значительно лучше, чем для плотности тока. Последняя оказывается здесь по вычислениям меньше (до  $\frac{1}{10}$ ) значений, приведенных в табл. 5. Выше было уже выяснено и обосновано, что из вычислений получаются слишком малые плотности тока. К этому надо прибавить, что учитываемая при подсчете подвижность положительных ионов больше подвижности соответствующей табл. 27а, т. I, потому что в тлеющих разрядах

<sup>1)</sup> На самом деле все явление протекает несколько более сложно и, например, в неоновых трубках с пилладрическими коаксиальными электродами катодное падение становится независимым от давления лишь при давлениях порядка 30 — 40 мм Hg. (Прим. ред.)

тяжелые ионы путем прилипания незаряженных молекул к ионам не образуются, а напротив, даже в молекулярных газах появляются заметные количества атомных ионов. Кроме этого, измерения частично дают слишком большие значения плотностей тока по причинам, которые рассматриваются дальше. Принимаемая во внимание эти факты и наличие в уравнении для  $j_n$  сравнительно неточно известной величины  $B$ , притом, в квадрате, мы можем примириться с этой разницей.

Можно характеризовать область катодного падения не через  $C_1 V$  и  $C_2 j$ , а употребить в качестве меры напряжения и плотности тока нормальное катодное падение и нормальную плотность тока. На рис. 44 показана характеристика, полученная таким пересчетом  $\frac{V_{an}}{V_n} = f\left(\frac{j_{an}}{j_n}\right)$ . При этом мы рассматриваем только такие плотности тока, которые равны или больше  $j_n$ , так как только эти плотности, по

вышеупомянутым причинам, можно реализовать. Нормальное катодное падение, таким образом, увеличивается с увеличением плотности тока

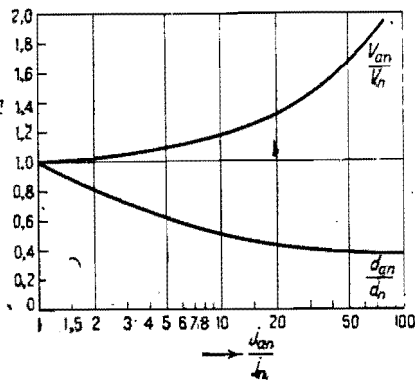


Рис. 44. Зависимость катодного падения  $V_{an}$  и ширины катодного падения  $d_{an}$  от плотности тока  $j_{an}$  при аномальном тлеющем разряде, выраженная в соответствующих значениях  $V_n$ ,  $d_n$  и  $j_n$  нормального разряда.

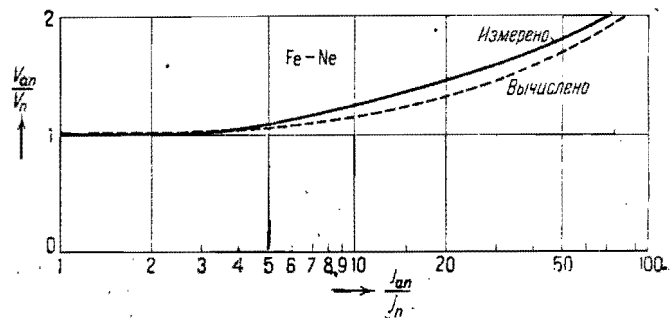


Рис. 45. Зависимость катодного падения  $V_{an}$  от плотности тока  $j_{an}$  в аномальном разряде, отнесенных к нормальным значениям для случая железного катода в неоне (3).

вначале относительно медленно, затем быстрее: это подтверждается и опытным путем (рис. 45).

Ширину области катодного падения  $d$  можно вычислить по уравнению (125), зная катодное падение и плотность тока. Рис. 44 и 46 показывают ширину области катодного падения в зависимости от

катодного падения и плотности тока, и притом опять по отношению к нормальным значениям

$$\frac{d_{an}}{d_n} = f_1\left(\frac{V_{an}}{V_n}\right) \quad \text{и} \quad \frac{d_{an}}{d_n} = f_2\left(\frac{j_{an}}{j_n}\right).$$

Если принять во внимание значения  $V_n$  и  $j_n$  из уравнений (134) и (136), то нормальная ширина области катодного падения получится из (125) в виде:

$$d_n = 0,82 \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} \frac{1}{p}, \quad (137)$$

причем  $\gamma$  и  $A$  представляют числовые значения из табл. 19 или 15, т. I. При средних значениях  $A$  и  $\gamma$  при  $p = 1$  мм рт. столба получается толщина области катодного падения  $d_n = 0,4$  см. Нормальная толщина

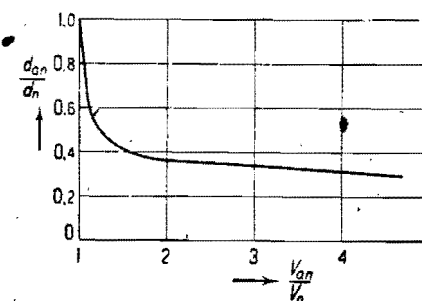


Рис. 46. Зависимость ширины области катодного падения  $d_{an}$  от катодного падения  $V_{an}$  аномального тлеющего разряда, отнесенных к значениям  $d_n$  и  $V_n$  для нормального разряда.

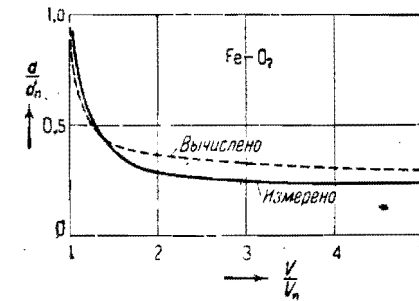


Рис. 47. Зависимость ширины темной области  $d$  от катодного падения  $V$ , отнесенных к нормальным значениям  $d_n$  и  $V_n$  для случая железного катода в кислороде (4).

области катодного падения при этом обратно пропорциональна давлению газа  $p$  и зависит от металла катода и наполняющего газа. Вычисленная аномальная ширина  $d_{an}$  области катодного падения, согласно графику рис. 44, с увеличением катодного падения уменьшается вначале быстро, а потом медленнее и качественно также хорошо совпадает с экспериментальными наблюдениями (рис. 47).

§ 31. Сравнение распределения поля, положенного в основу расчета поля, с полученными результатами. Проведенные до сих пор вычисления основывались на предположении, что напряженность поля в области катодного падения линейно уменьшается с удалением от катода. Мы должны теперь дополнительно показать, что это предположение о распределении поля допустимо. Исходя из предположенного распределения поля, мы вычислим пространственные заряды, которые возникают в области катодного падения потенциала вследствие образования и передвижения заряженных частиц; затем мы проверим, дают ли эти пространственные заряды действительно линейно уменьшающееся поле. Прежде всего согласие должно иметь место в тех

зонах, в которых имеется еще достаточная для образования заряженных частиц напряженность поля.

На рис. 48 показан слева катод, справа — область катодного падения (кончается при  $x=d$ ). Через произвольное сечение разрядного промежутка на расстоянии  $x$  от катода идет разрядный ток, плотности  $j$ , отчасти в виде тока положительных ионов  $j_x^+$ , двигающихся справа налево, отчасти в виде электронного тока  $j_x^-$ , переносимого электронами от катода в направлении к аноду.

$$j = j_x^+ + j_x^- \quad (138)$$

Доля электронов и ионов в этом токе зависит от положения сечения  $x$ . Каждый электрон, проходящий через сечение, образует путем ионизации до конца области катодного падения лавину в  $n_x$  электронов. При этом возникает  $n_x - 1$  ионов. Поэтому в установившемся состоянии на каждый проходящий через  $x$  вправо электрон должно приходиться

$n_x - 1$  идущих влево ионов. Отношение числа электронов, проходящих слева направо, к числу ионов, одновременно проходящих справа налево, равно:

$$\frac{j_x^-}{j_x^+} = \frac{1}{n_x - 1} \quad (139)$$

Число  $n_x$  определяется из выражения  $\frac{dn}{n} = \alpha dx$ :

$$\ln n_x = \int_x^d \alpha dx, \quad (140)$$

причем  $\alpha$  зависит от  $x$  согласно (127), (120). Интегрирование дает выражение:

$$\ln n_x = ABp^2 \frac{d}{E_0} \int_0^{1-\frac{x}{d}} e^{-\frac{1}{y}} dy. \quad (141)$$

Из уравнений (139) и (141) следует

$$\frac{j_x^+}{j_x^-} = e^{\frac{ABp^2 d}{E_0} \int_0^{1-\frac{x}{d}} e^{-\frac{1}{y}} dy} - 1 = e^z - 1, \quad (142)$$

откуда получается с помощью (138):

$$j_x^+ = \frac{j}{1 + \frac{1}{e^z - 1}} \quad (143)$$

Из соотношения

$$\rho_x = \rho_x^+ = \frac{j_x^+}{v_x^+} = \frac{j_x^+}{b^+ E_x} = \frac{j_x^+}{b^+ E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right)} \quad (144)$$

можно по полученному из уравнения (143)  $j_x^+$  вычислить плотность пространственного заряда  $\rho_x$  как функцию  $x$ , а из полученного таким образом распределения пространственного заряда можно вычислить уменьшение напряженности поля в области катодного падения.

Рис. 48 показывает результат, полученный вычислением для случая нормального разряда при  $\gamma = 0,05$  и произвольных  $A$  и  $B$ . Пунктирной линией показан предположенный ход поля; сплошной линией — действительно устанавливающееся вследствие ионизации распределение поля. Таким образом в большей части области катодного падения получается очень близкий ход обеих кривых напряженности поля. Ход поля, получаемый из распределения пространственного заряда (рис. 48), совпадает с измеренным ходом поля (рис. 41) даже лучше, чем линейный ход поля, положенный в основу первого вычисления. Отклонения в правой части потому не имеют значения, что здесь напряженность поля стала уже столь незначительной, что более или менее заметной ионизации уже не происходит. В области между катодом и пунктирной линией возникает 90% всех ионов. На промежуток от катода до  $Q$  приходится 92% катодного падения. Это совпадение поля в обоих случаях дает нам дополнительно право вводить в вычисление линейно уменьшающееся поле. Для такого же случая на рис. 49 нанесено числовое соотношение между плотностями положительного и отрицательного токов во всей области катодного падения. Как видно из этого графика, в ближайшей к катоду половине этой области ток осуществляется главным образом положительными ионами, а в удаленной от катода половине — электронами. На поверхности катода, если принять  $\gamma = 0,05$ , отношение плотностей тока,  $\frac{j^+}{j^-} = \frac{1}{\gamma} = 20$ .

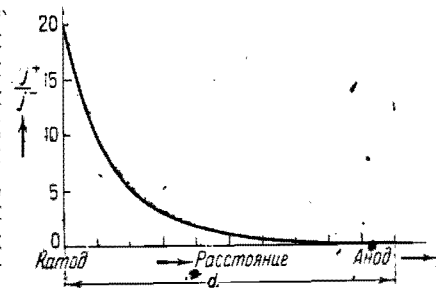


Рис. 49. Отношение плотности ионного тока к плотности электронного тока в области катодного падения тлеющего разряда при  $\gamma = 0,05$ .

§ 32. Поднормальный тлеющий разряд. Если в нормальном разряде постепенно уменьшать силу тока, то размер доли поверхности катода, покрытой разрядом, все больше и больше уменьшается в соответствии с постоянством плотности тока и, наконец, становится сравни-



мым с толщиной области катодного падения. Но тогда нельзя уже рассматривать разряд как линейную задачу, потому что путем диффузии и вследствие наличия поперечной компоненты электрического поля из области собственно разряда в свободную от тока окружающую среду переносится такое количество заряженных частиц, которым уже нельзя пренебречь. Эти покинувшие область разряда заряженные частицы практически совершенно не участвуют в дальнейшей ионизации, потому что в окружающей разряд области нет пространственных зарядов, усиливающих поле и способствующих ионизации, и ушедшие заряды не могут воспроизвести себе заместителей. Поэтому при этих силах тока в области собственно разряда должно образоваться больше заряженных частиц, чем это требовалось бы для просчитанного выше линейного случая. Потенциал горения разряда должен теперь быть выше, чем в нормальном разряде. Такие разряды с катодным падением, вновь нарастающим при малых токах, называют „поднормальными разрядами“. При дальнейшем уменьшении силы тока поднормальный разряд внезапно гаснет или переходит в темный разряд, причем момент перехода зависит от длины положительного столба (если таковой имеется налицо), от наложенного потенциала и от внешнего сопротивления. К причинам этого явления мы еще вернемся в главе II.

Теория сплошного положительного столба тлеющего разряда

§ 33. Общие свойства сплошного столба. Пусть имеется положительный столб с постоянным сечением и длиной, которая велика по сравнению с диаметром столба. Если при постоянной силе тока измерить в таком разряде зависимость наложенного на электроды напряжения от расстояния между электродами, то оказывается, что напряжение линейно растет с увеличением расстояния. Таким образом на каждую единицу длины положительного столба приходится определенное падение потенциала, которое не зависит от длины столба. Постоянство продольного поля положительного столба  $E_z$  показывает, что в каждой единице длины имеется равное число положительных и отрицательных зарядов, так как избыток зарядов одного знака обусловил бы по элементарным электростатическим законам конечное значение  $\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho$ . Для вычисления характеристики разряда необходимо знать лишь продольную напряженность поля  $E_z$ . Из того факта, что положительный столб может быть сколь угодно растянут и что в нем напряженность продольного поля  $E_z$  везде одинакова, видно, что положительный столб представляет собой в осевом направлении однородное образование и что, следовательно, часть столба у начала его должна иметь такие же свойства, как и часть у конца. Эта однородность проявляется не только в постоянстве напряженности продольного поля, но и в постоянстве интенсивности свечения, в постоянстве спектрального состава излучаемого света и т. д. Из наблюдаемого постоянства всех этих величин можно заключить, что и отношение ионного тока в электронному остается постоянным по всей длине столба. Постоян-

ство электронного тока означает, что точно такое же число электронов, какое поступает в столб с катодного конца, оставляет его с анодного конца. То же самое справедливо и по отношению к ионам. Поэтому роль положительного столба в разряде становится очень простой: он служит для проведения электронного тока без потерь из области катодного падения к аноду и также для проведения ионного тока из области анодного падения в катодную область. Разрядный промежуток заполнен при этом плазмой, однородной в осевом направлении. Иногда, в известных пределах силы тока и давления, оказывается, что положительный столб, главным образом в очень чистых инертных газах, состоит из очень быстро перемещающихся от анода к катоду „бегущих слоев“: слои следуют один за другим так быстро, что получается зрительное впечатление однородного столба. В таких случаях данные о температуре электронов, о напряженности поля и т. д. имеют значение только средних величин.

Постоянство электронного тока в положительном столбе свидетельствует о том, что через каждое поперечное сечение столба проходит к аноду одно и то же число электронов, но это совершенно не значит, что через каждое поперечное сечение проходят одни и те же электроны. Больше того, в столбе свободные электроны постоянно исчезают вследствие рекомбинации в объеме с положительными ионами и прежде всего вследствие диффузии к стенкам. Если на единице длины положительного столба в 1 сек. пропадает  $n$  электронов, то равное число электронов должно быть восполнено ионизацией в той же области и в такой же промежуток времени, для того чтобы число электронов, уходящих из какой-либо области к аноду, могло в точности равняться числу приходящих со стороны катода. Эта ионизация происходит при малых плотностях тока преимущественно путем непосредственных соударений электронов с атомами газа. При больших плотностях тока все больше проявляется ступенчатая ионизация. При еще больших токах положительный столб приобретает вследствие происходящих в нем процессов превращения энергии такую высокую температуру, что становится существенной термоионизация в газе (§ 61). Напряженность поля в стационарном столбе устанавливается всегда такой, что ионизация в точности компенсирует уничтожение ионов; при этом компенсация происходит не в среднем по всей длине столба, а имеет место в отдельности для каждого элемента длины столба. При таком представлении можно по потерям заряженных частиц вычислить напряженность продольного поля и вместе с этим характеристику положительного столба.

§ 34. Уничтожение зарядов в столбе. Уничтожение заряженных частиц должно происходить исключительно вследствие адсорбции на изолирующих стенках, так как электрический ток не должен проходить сквозь стенки наружу. При установившемся состоянии в каждую секунду на каждом квадратном сантиметре поверхности стенки должно улавливаться одно и то же число положительных и отрицательных зарядов: на стенке заряды взаимно уничтожаются. Отрицательными частицами являются электроны, положительные должны состоять из однократно заряженных одинаковых ионов. Вследствие большого различия в коэффи-

циентах диффузии электронов и ионов электроны вначале диффундируют к стенке в значительно большем количестве, чем ионы. Но так как пришедшие к стенке электроны согласно предположению уйти отсюда не могут, то этот избыток электронов создает на стенке отрицательный заряд. Поэтому последняя имеет в соответствующих одному и тому же поперечному сечению точках более низкий потенциал, чем середина столба. Этот отрицательный заряд препятствует дальнейшей диффузии электронов к стенке и ускоряет диффундирующие сюда положительные ионы. При равновесном режиме отрицательный заряд на стенке принимает такое значение, при котором уменьшенная диффузия электронов и увеличенная диффузия ионов, каждая в отдельности, гонят к стенке совершенно одинаковое число зарядов.

Диффузия положительных и отрицательных заряженных частиц происходит, таким образом, не независимо одна от другой; они электростатически связаны (амбиполярная диффузия, § 63, т. I). При предполагаемых дальше достаточно больших концентрациях амбиполярная диффузия происходит по простому закону диффузии с коэффициентом диффузии, усредненным в отношении подвижностей:

$$D_a = \frac{D^{+b^-} + D^{-b^+}}{b^+ + b^-}.$$

Это имеет место в том случае, когда число заряженных частиц, приходящихся на единицу длины столба, велико по сравнению с разностью концентраций зарядов, вызывающей появление упомянутой выше электростатической связи. В нашем случае это означает, что число заряженных частиц, имеющих в объеме столба длиной в 1 см, должно быть очень велико по сравнению с числом еще не нейтрализованных заряженных частиц, находящихся на единице длины стенки. Так как на каждую единицу длины столба вследствие постоянства напряженности продольного поля приходится одинаковое число зарядов обоих знаков и так как число частиц, образующих заряд стенки, предполагается меньше числа заряженных частиц в соответствующем объеме, то в объеме газа должно быть приблизительно одинаковое число положительных и отрицательных зарядов. В объеме должен существовать только незначительный избыток положительных зарядов, который на каждую единицу длины

столба точно равен числу отрицательных зарядов стенки на каждую единицу ее длины. Тогда имеющиеся в объеме избыточные положительные заряды полностью компенсируются отрицательными зарядами стенки. Кроме продольного поля разряда появляется направленное наружу радиальное поле. При отсутствии этого радиального поля эквипотенциальные поверхности были бы просто параллельными между собой плоскостями; вследствие наличия радиаль-

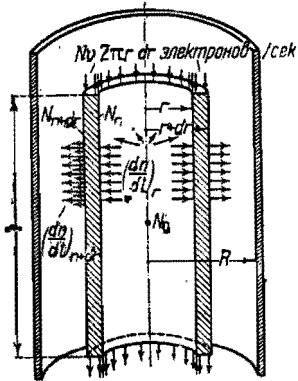


Рис. 50. К диффузии к стенке в положительном столбе.

ного поля эквипотенциальные поверхности принимают форму круглых чашек, вогнутая сторона которых согласно рис. 56 обращена к катоду.

При дальнейшем качественном изучении мы введем одно ограничение, а именно мы примем свободный пробег ионов и электронов малым по сравнению с диаметром трубки, так как только в этом случае можно пользоваться законами диффузии.

При рассматриваемом нами расположении положительного столба, образованного в прямой цилиндрической трубке, можно предположить наличие симметрии вокруг оси трубки. В таком случае плотности тока  $j^+$  и  $j^-$  и концентрации  $N^+ = N^- = N$  являются просто функциями расстояния от оси  $r$ . На рис. 50 выделен кольцевой пояс радиусов  $r$  и  $r + dr$ ; показан также радиус  $R$  разрядной трубки. Изнутри в полый цилиндр единицы длины в 1 сек. диффундируют

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -2\pi r D_a \left(\frac{dN}{dr}\right)_r \quad (145)$$

пар ионов. Одновременно через внешнюю поверхность полого цилиндра диффундируют наружу в единицу времени:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{r+dr} = -2\pi(r+dr) D_a \left(\frac{dN}{dr}\right)_{r+dr} \quad (146)$$

пар ионов. Если бы в цилиндрическом кольце не происходило новообразования ионов, то в единицу времени в нем становилось бы ионов меньше на число  $dv$ , равное избытку ионов, уходящих наружу, над числом их, вступающим внутрь:

$$dv = \left(\frac{dn}{dt}\right)_{r+dr} - \left(\frac{dn}{dt}\right)_r = 2\pi r D_a \left(\frac{dN}{dr}\right)_r - 2\pi(r+dr) D_a \left(\frac{dN}{dr}\right)_{r+dr} \quad (147)$$

Опуская бесконечно малые члены высшего порядка, получаем:

$$dv = -2\pi D_a \left( r \frac{d^2N}{dr^2} + \frac{dN}{dr} \right) dr \quad (148)$$

Для поддержания стационарной концентрации такое же число  $dv$  ионов должно быть вновь образовано в кольцевом цилиндре в каждую единицу времени ионизацией соударениями. За счет приобретенной в электрическом поле скорости каждый электрон должен ионизировать  $z'$  раз в секунду. В общем в единицу времени должно вновь образовываться ударами электронов в кольцевом цилиндре

$$dv = z' N 2\pi r dr \text{ ионов.} \quad (149)$$

Сравнивая (149) с (148), получаем:

$$\frac{d^2N}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dN}{dr} + \frac{z'}{D_a} N = 0. \quad (150)$$

Подставив в это уравнение

$$r = \sqrt{\frac{D_a}{z'}} x, \quad (151)$$

получаем:

$$\frac{d^2N}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dN}{dx} + N = 0. \quad (152)$$

Решением этого дифференциального уравнения будет функция Бесселя нулевого порядка

$$N = N_0 J_0(x) = N_0 J_0\left(r \sqrt{\frac{z'}{D_a}}\right), \quad (153)$$

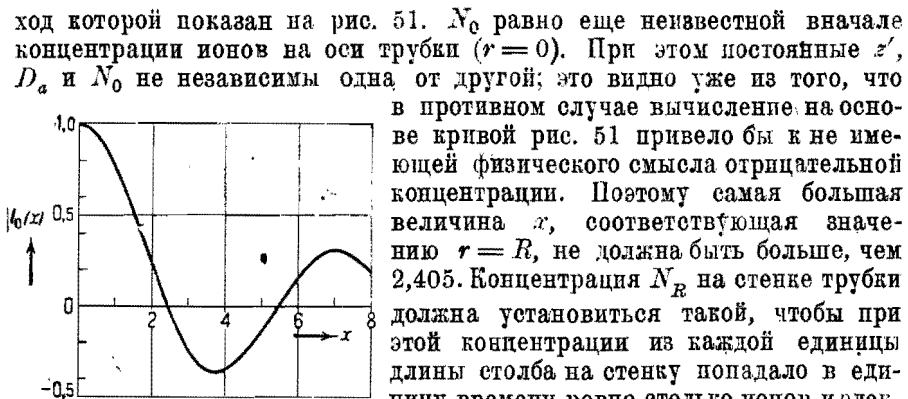


Рис. 51. Бесселева функция нулевого порядка (действительная часть) (5).

ход которой показан на рис. 51.  $N_0$  равно еще неизвестной вначале концентрации ионов на оси трубки ( $r=0$ ). При этом постоянные  $z'$ ,  $D_a$  и  $N_0$  не независимы одна от другой; это видно уже из того, что в противном случае вычисление на основе кривой рис. 51 привело бы к не имеющей физического смысла отрицательной концентрации. Поэтому самая большая величина  $x$ , соответствующая значению  $r=R$ , не должна быть больше, чем 2,405. Концентрация  $N_R$  на стенке трубки должна установиться такой, чтобы при этой концентрации из каждой единицы длины столба на стенку попадало в единицу времени ровно столько ионов и электронов, сколько их в общем образуется на каждую единицу длины в единицу времени. Концентрация на стенке  $N_R$  должна приобрести такое значение, чтобы диффузионный ток при падении концентрации от  $N_0$  до  $N_R$  отводил в стенке все вновь образованные заряды. Это падение концентрации должно быть тем больше, т. е.  $N_0$  должно тем больше превышать  $N_R$ , чем меньше коэффициент диффузии и, следовательно, чем больше, например, плотность газа.

При достаточно большой плотности газа отношение  $\frac{N_R}{N_0}$  может поэтому стать сколь угодно малым. При  $r=R$ ,  $x$  должно иметь значение, по величине очень близкое к 2,405, т. е. первому положению нуля функции Бесселя. Это значение  $x$  хотя и зависит от отношения  $\frac{N_R}{N_0}$ , но отклонение его от  $x=2,4$  очень незначительно. Мы поэтому делаем только небольшую ошибку, принимая

$$x_R = \sqrt{\frac{z'}{D_a}} R = 2,405. \quad (154)$$

Уравнение (154) устанавливает связь между основными для положительного столба постоянными:  $z'$ , характеризующей новообразования заряженных частиц, и коэффициента диффузии  $D_a$ , характеризующего их убыль. Если в уравнении (153) заменить радикал его значением из (154), то получится:

$$N_r = N_0 J_0\left(2,405 \frac{r}{R}\right). \quad (155)$$

Подсчет концентрации заряженных частиц приведен ниже.

§ 35. Вычисление температуры электронов в положительном столбе. Из уравнения (154) можно вычислить температуру электронов, так как  $D_a$  и  $z'$  могут быть представлены как функции температуры электронов  $T^-$ . По уравнению (282), т. I,

$$D_a \approx \frac{D^- b^+}{b^-}, \quad (156)$$

причем по уравнению (266), т. I, можно вместо  $\frac{D^-}{b^-}$  поставить также  $\frac{kT^-}{e}$ . Тогда получается:

$$D_a = \frac{k}{e} T^- b^+. \quad (157)$$

По уравнению (114), т. I, пренебрегая единицей по сравнению с  $\frac{1}{2} \frac{eV_j}{kT^-}$ , получаем:

$$z' = \frac{600 \text{ amp}}{e\sqrt{\pi}} \omega^3 e^{-\frac{eV_j}{kT^-}} \cdot \frac{1}{2} \frac{eV_j}{kT^-}. \quad (158)$$

В этом уравнении  $a$  означает коэффициент пропорциональности (табл. 4, т. I), характерный для относительной ионизации согласно (55), т. I,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $p$  — давление газа,  $w$  — наиболее вероятная тепловая скорость, которая по уравнению (348), т. I, связана с электронной температурой (в дальнейшем кратко обозначается через  $T^-$ ). Если в (158) заменить  $w$  его значением из уравнения (348), т. I, и вставить полученное таким образом значение  $z'$  и  $D_a$ , согласно (157), в уравнение (154), то после некоторых преобразований температуру электронов получаем из выражения:

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{eV_j}{kT^-}}} e^{\frac{eV_j}{kT^-}} = \frac{600 \sqrt{2} \sqrt{e}}{(2,405)^2 \sqrt{\pi} \sqrt{m}} \frac{a \sqrt{V_j}}{b^+ p} p^2 R^2 = 1,16 \cdot 10^7 c^2 p^2 R^2, \quad (159)$$

причем  $R$  выражен в сантиметрах,  $p$  — в миллиметрах ртутного столба,  $V_j$  (табл. 10, т. I) и  $b^+$  (табл. 27а, т. I) — в вольтах и в  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{сек} \times \text{мм Hg}$ . Постоянная

$$c = \sqrt{\frac{a \sqrt{V_j}}{b^+ p}} \quad (160)$$

характерна для каждого газа и величина ее для различных газов показана в табл. 2.

Уравнение (159) показывает, что отношение  $\frac{V_j}{T^-}$  представляет собой однозначную функцию от  $cpR$  независимо от рода газа, от его давления и от радиуса трубки. Поэтому отношение  $\frac{T^-}{V_j}$  как функцию от  $cpR$  можно представить в виде универсальной кривой (рис. 52). При применении этой кривой нужно иметь в виду следующие ограничения: средняя длина свободного пути должна быть мала по сравне-

Таблица 2. Постоянная  $c$  для вычисления электронной температуры по уравнению (159)

Газ	$c$
He	$3,9 \cdot 10^{-3}$
Ne	$5,9 \cdot 10^{-3}$
Ar	$5,3 \cdot 10^{-2}$
Hg	$1,1 \cdot 10^{-1}$
N <sub>2</sub>	$3,5 \cdot 10^{-2}$
H <sub>2</sub>	$1,35 \cdot 10^{-2}$
H <sub>1</sub> в H <sub>2</sub>	$5,7 \cdot 10^{-3}$

нию с радиусом трубки; концентрация ионов и электронов и тем самым и сила тока должны быть так велики, что можно пользоваться законами амбиполярной диффузии, но, с другой стороны, сила тока не должна быть слишком велика, чтобы в основном каждый электрон ионизировал независимо от всех остальных. В противном случае ступенчатая

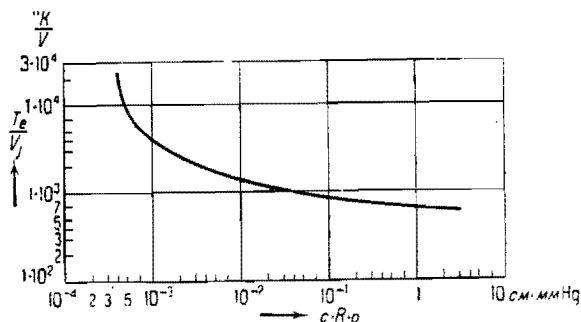


Рис. 52. Зависимость отношения температуры электронов  $T_e$  к потенциалу ионизации  $V_j$  от давления  $p$  и радиуса трубки для различных газов  $c$  из табл. 2.

ионизация могла бы играть большую роль, между тем как она вовсе не принята во внимание в уравнении (158) для определения числа  $z$  новообразованных заряженных частиц.

Следующий числовой пример уясняет применение кривой (рис. 52). В трубке радиуса  $R=1$  см, наполненной неонам ( $c=5,9 \cdot 10^{-3}$ ;  $V_j=21,5V$ ) при давлении в 1 мм ( $p=1$ ),  $cRr=5,9 \cdot 10^{-3}$ . Этому значению соответствует  $\frac{T_e}{V_j}=1,58 \cdot 10^3$  и отсюда получается температура электронов  $T_e=34\ 000^\circ$  К. Рис. 53 показывает  $T_e=f(pR)$  для Ne и Ar. Чем больше будет давление газа, тем меньше становится коэффициент диффузии согласно § 57, т. I. В этом случае при постоянном радиусе до стенки в единицу времени доходит относительно

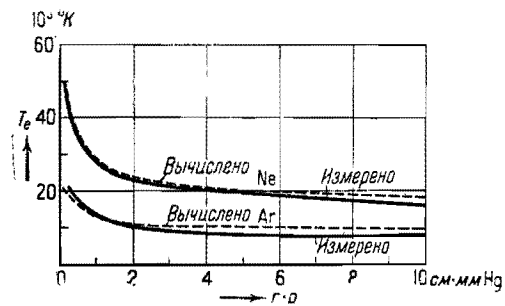


Рис. 53. Измеренная и вычисленная по рис. 51 температура электронов  $T_e$  в зависимости от радиуса трубки  $r$  и давления газа  $p$  в Ne и Ar (6).

меньше заряженных частиц; поэтому и образоваться вновь должно также относительно меньшее число заряженных частиц. Средняя скорость электронов, а следовательно, температура электронов, устанавливается при равновесии более низкая. Если плотность тока достаточна для ступенчатой ионизации, то образование ионов может происходить при меньших скоростях электронов. Поэтому при более сильных токах температура электронов несколько (на  $10\text{--}20\%$ ) понижается. То, что

давление газа и радиус трубки фигурируют только в виде произведения  $pR$ , объясняется справедливостью законов подобия.

§ 36. Вычисление напряженности продольного электрического поля в положительном столбе. Напряженность продольного поля  $E_l$  должна быть достаточной, чтобы поддерживать согласно уравнению (159) температуру электронов при всяких потерях энергии. Зависимость между температурой электронов  $T_e$  и напряженностью продольного поля дана в уравнении (260), т. I:

$$E_l = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{V_x k T_e}{\lambda_e e} = 6,1 \cdot 10^{-7} \frac{V_x}{\lambda_e} T_e \text{ эл.-стат. единиц} = 1,83 \cdot 10^{-4} \frac{V_x}{\lambda_e} T_e [\text{В/см}]. \quad (161)$$

Если принять во внимание, что средняя длина свободного пути обратно пропорциональна давлению газа, то можно (161) представить в виде:

$$\frac{E_l}{p} = 1,83 \cdot 10^{-4} \frac{V_x}{\lambda_e p} T_e \left[ \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}} \right] \quad (162)$$

Так как  $T_e$  есть функция  $Rr$  (по § 35), то

$$\frac{E_l}{p} = f(pR). \quad (163)$$

Для различных газов значение  $\kappa = f(T_e)$  в уравнении (162) может быть взято из рис. 101 и 102, т. I;  $\lambda_e = f(T_e)$  дано на рис. 89, т. I. Рис. 54 и 55 показывают результаты вычислений для  $N_2$  и  $H_2$ ; на абсциссе нанесено произведение  $Rr$  в см·мм Hg, на ординате — соответствующее  $\frac{E_l}{p}$  в  $\frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}}$ .

Для контроля на этих рисунках показаны сплошными линиями также и измеренные напряженности продольных полей; эти последние довольно удовлетворительно совпадают с результатами вычислений, если иметь в виду неточности при определении входящих в (161) и (162) величин, в особенности величины  $\kappa$ .

В тех случаях, когда все константы элементарных процессов за исключением величины  $\kappa$  известны, можно косвенно определить  $\kappa$  суммированием всех потерь, которые происходят при соударениях электронов. Пусть  $Z$  есть отношение числа возбуждающих ударов, производимых электроном в среднем в секунду, к числу ионизирующих

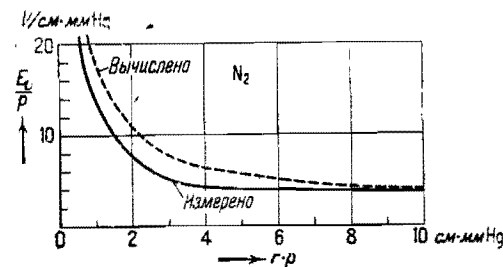


Рис. 54. Относительная напряженность продольного поля  $\frac{E_l}{p}$  положительного столба в азоте в зависимости от давления  $p$  и радиуса трубки  $r$  (7).

ударов (по стр. 143, т. I, при малых  $\frac{E}{p}$  для He, например, приблизи-

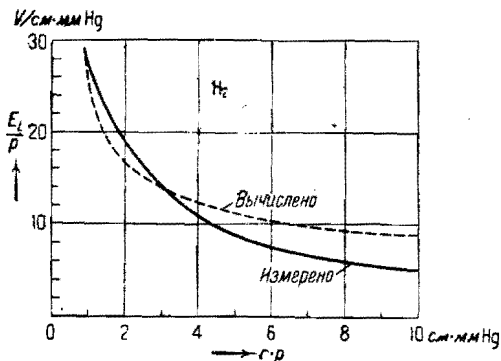


Рис. 55. Относительная напряженность продольного поля  $\frac{E_i}{p}$  положительного столба в водороде в зависимости от давления  $p$  и радиуса трубки  $r$  (7).

тельность  $Z=9$ ). При образовании пары ионов должна быть произведена, кроме работы ионизации  $eV_j$ , еще работа возбуждения  $ZeV_a$ ; в сумме, следовательно,  $e(V_j + ZV_a) \approx 170$  вольт-электр. Таким образом, если один электрон производит в среднем  $z'$  электронов в единицу времени [уравнение (158)], то теряемая им в секунду вследствие неупругих соударений энергия равна  $z'e(V_j + ZV_a)$ , при этом происходит  $\frac{v}{\lambda}$  соударений

$$\frac{z'e(V_j + ZV_a)\lambda}{v};$$

так как средняя кинетическая энергия электрона равна  $\frac{3}{2}kT$ , то отсюда получаем:

$$\chi_{\text{неупр}} = \frac{2z'e(V_j + ZV_a)\lambda}{3vkT_e} = 200p\lambda\alpha(V_j + ZV_a)\frac{eV_j}{kT_e} e^{-\frac{eV_j}{kT_e}}. \quad (164)$$

К этим потерям от неупругих соударений может еще добавиться потеря при упругом ударе, происходящая оттого, что летящая масса  $m_1$  (электрон) наталкивается на неподвижную (практически) массу  $m_2$  (молекула газа); эта потеря при упругом ударе по закону сохранения энергии и импульса (§ 10, т. I) в среднем приблизительно равна:

$$\chi_{\text{упр}} = \frac{2m_1}{m_2} = \frac{2 \cdot 1830}{M} \approx 1 \cdot 10^{-3} \frac{1}{M} \quad (165)$$

( $M$  — молекулярный вес); подставив вычисленное таким образом значение  $\chi = \chi_{\text{неупр}} + \chi_{\text{упр}}$  в (162), получим:

$$\frac{E}{p} = f(Rp).$$

Когда  $\chi_{\text{упр}} \ll \chi_{\text{неупр}}$  (при не слишком больших  $Rp$ ), можно  $\chi$  из (164) вставить в (162):

$$\frac{E_i}{p} \sim \sqrt{z'} \sqrt{V_j + ZV_a} \sqrt{\frac{1}{p}} \sqrt{\frac{1}{T^3}} T; \quad (166)$$

при этом  $z'$  будет равно, согласно уравнению (154), если исключить из него  $D_a$  по уравнению (157):

$$z' \sim \frac{1}{R^2} \frac{T}{p}. \quad (167)$$

Таким образом получается

$$\frac{E_i}{p} \sim \frac{1}{R} \sqrt{\frac{T}{p}} \sqrt{V_j + ZV_a} \sqrt{\frac{1}{p}} \sqrt{\frac{1}{T^3}} T; \quad (168)$$

при  $Z = \text{const}$  (приблизительно в инертных газах и парах при малых  $\frac{E}{p}$ ) будем иметь  $E_i \sim \frac{1}{R} T^{\frac{3}{4}}$ . Так как  $T$  по рис. 52 при не слишком малых  $rpR$  изменяется мало, то имеем приблизительно

$$E_i \sim \frac{1}{R}. \quad (169)$$

При меньшем  $Rp$  напряженность поля вследствие ее пропорциональности  $T^{\frac{3}{4}}$  увеличивается быстрее, чем  $\frac{1}{R}$ . Если же, наоборот,  $Rp$  становится очень большим, то  $\chi_{\text{упр}} \gg \chi_{\text{неупр}}$  и поэтому  $\chi = \text{const}$ . Так как в этой области значение  $T$  тоже приблизительно постоянно, то  $E_i$  становится согласно (162) просто пропорционально  $p$ . Предельное значение напряженности поля, достигаемое при больших значениях  $R$ , называется „нормальным градиентом“.

Так как при более высоких плотностях тока температура электронов немного падает (см. выше), то, согласно уравнению (162), уменьшается также и  $\frac{E_i}{p}$ . К тому же при больших токах вследствие выделения тепла из разряда происходит разрежение газа в соответствии с уменьшением  $p$ ; следовательно, даже при постоянном  $\frac{E_i}{p}$  происходит уменьшение  $E_i$ . Оба эти влияния вызывают в области положительного столба появление падающей характеристики.

§ 37. Расчет распределения концентрации зарядов по радиусу положительного столба. Для определения распределения потенциала по радиусу необходимо знать отношение концентраций  $\frac{N_R}{N_0}$  точнее, чем это было получено в § 33. При силе тока  $i$  через каждое сечение разряда в единицу времени проходит  $n = \frac{i}{e}$  электронов. Каждый электрон на единице длины пути производит  $\frac{z'}{v}$  пар ионов ( $v$  — скорость движения в направлении поля); таким образом в единицу времени на единице длины по всему сечению образуется:

$$v = \frac{iz'}{ev}. \quad (170)$$

новых пар ионов. Столь же велико будет вследствие конечного значения концентрации у стенки  $N_R$  и число пар ионов, приходящих к стенке и остающихся на единице длины стенки трубки в единицу

времени. Мы примем, что каждая заряженная частица, достигающая стенки, окончательно покидает газ, т. е. что вероятность прилипания равна единице. Из газа, молекулы которого имеют концентрацию  $N$  и среднюю тепловую скорость  $\bar{v}$ , на единицу поверхности твердой стенки попадает в единицу времени  $N \frac{\bar{v}}{4}$  молекул [уравнение (372), т. I]. Таким образом в нашем случае число заряженных частиц, попадающих на единицу длины столба площадью  $2\pi R$  в единицу времени, равно:

$$v = N_R \frac{\bar{v}}{4} 2\pi R. \quad (171)$$

Из уравнений (170) и (171) получается:

$$N_R = \frac{2z'i}{eR\pi\bar{v}}. \quad (172)$$

В уравнении (172) не определена еще величина  $\bar{v}$ , так как в действительности в качестве заряженных частиц попадают как положительные ионы, так и электроны, имеющие отличную среднюю тепловую скорость. Между коэффициентом диффузии и средней тепловой скоростью согласно уравнению (244), т. I, имеет место зависимость  $D = \frac{\bar{v}\lambda}{3}$ , и мы можем определить  $\bar{v}$  из этого уравнения для  $D = D_a$  при  $D_a$ , взятом из (157):

$$\bar{v} = \frac{3D_a}{\lambda}. \quad (173)$$

Это определение  $\bar{v}$  также еще не вполне однозначно, так как свободные пробеги  $\lambda$  электронов и ионов отличны друг от друга. Если мы будем в дальнейшем под  $\lambda$  понимать некоторую среднюю величину между свободными пробегами положительных ионов и электронов, то мы сможем исключить  $\bar{v}$  из (173) и (172) и получим тогда:

$$N_R = \frac{2z'i\lambda}{3eD_a\pi R}. \quad (174)$$

Связь между  $i$  и  $N_0$  мы можем получить при помощи уравнения (153). Мы будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} i &= \int_0^R v r 2\pi r dr = 2\pi e t \int_0^R N_r r dr = \\ &= 2\pi e v N_0 \int_0^R J_0 \left( \sqrt{\frac{z'}{D_a}} \cdot r \right) r dr. \end{aligned} \right\} \quad (175)$$

или при  $\sqrt{\frac{z'}{D_a}} = \frac{2,4}{R}$  по уравнению (154):

$$i = 2\pi e v N_0 \int_0^R r J_0 \left( \frac{2,4r}{R} \right) dr. \quad (176)$$

или, делая замену  $x = 2,4 \frac{r}{R}$ :

$$i = \frac{2\pi e v N_0 R^2}{(2,4)^2} \int_{x=0}^{x=2,4} x J_0(x) dx. \quad (177)$$

Интеграл  $\int_0^{2,4} x J_0(x) dx$  равен 1,25, поэтому:

$$i = 1,36 e v N_0 R^2 \quad (178)$$

или

$$N_0 = \frac{i}{1,36 e v R^2}. \quad (179)$$

Отношение концентраций у стенки трубки к концентрации на оси ее получается из уравнений (179) и (174):

$$\frac{N_R}{N_0} = \frac{2z'i\lambda}{3eD_a R\pi v} \frac{1,36 e v R^2}{i} = \frac{2,72 z'\lambda R}{3\pi D_a}. \quad (180)$$

Принимая во внимание (154), находим отсюда:

$$\frac{N_R}{N_0} = 1,66 \frac{\lambda}{R}. \quad (181)$$

**§ 38. Подсчет распределения потенциала по радиусу положительного столба.** В § 52, т. I, мы установили соотношения между концентрациями и напряженностью электрического поля [уравнения (278) и (279)], справедливые для рассматриваемого нами случая. Так как средние скорости движения электронов и ионов под действием падения потенциала и падения концентрации равны друг другу и, кроме того, концентрации электронов и ионов  $N^-$  и соответственно  $N^+$ , а также градиенты концентраций  $\frac{dN^-}{dx}$  и  $\frac{dN^+}{dx}$  были приняты близкими друг к другу, эти уравнения можно написать следующим образом, опуская индексы, показывающие полярность  $v$  и  $N$ :

$$v = -\frac{D^+}{N} \frac{dN}{dx} + b^+ E_x = -\frac{D^-}{N} \frac{dN}{dx} - b^- E_x. \quad (181a)$$

Если эти уравнения разрешить относительно  $E$ , то получится:

$$E = \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \frac{D^+ - D^-}{b^+ + b^-}. \quad (181b)$$

Так как подвижность и коэффициент диффузии положительных ионов очень малы по сравнению с соответствующими величинами для электронов, можно пренебречь  $D^+$  по сравнению с  $D^-$  и  $b^+$  по сравнению с  $b^-$ . Оставшийся коэффициент  $\frac{D^-}{b^-}$  равен  $k \frac{T_e}{e}$  согласно уравнению (266), т. I. При этом уравнение (181b) переходит в

$$E = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \frac{k}{e} T_e. \quad (181c)$$

Падение напряжения между двумя точками поля амбиполярной диффузии с концентрациями  $N_1$  и  $N_2$  получается тогда интегрированием уравнения (181c):

$$Edx = -\frac{k}{e} T_e \frac{dN}{N}, \quad (181d)$$

откуда

$$V_2 - V_1 = -\frac{k}{e} T_0 \ln \frac{N_2}{N_1}. \quad (181e)$$

Если мы положим потенциал на оси положительного столба равным  $V_0$  и соответствующую концентрацию частиц равной  $N_0$ , значения  $\gamma$  стенки обозначим через  $V_R$  и  $N_R$  и если мы примем во внимание уравнение (181), то получится:

$$V_R - V_0 = -\frac{kT_e}{e} \ln \left( 1,66 \frac{k}{R} \right). \quad (181f)$$

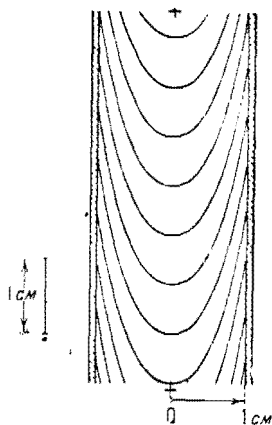


Рис. 56. Ход эквипотенциальных поверхностей в положительном столбе трубки радиусом 1 см, наполненной неонем при давлении 1 мм Hg.

Рис. 56 показывает весь вычисленный таким образом ход эквипотенциальных поверхностей в трубке радиусом 1 см, наполненной неонем под давлением в 1 мм рт. столба.

### Теория анодного падения

§ 39. Анодное падение. Электроны, выходящие из катодной области или из положительного столба, входят в анод, замыкая тем контур тока через разрядный промежуток. Точно так же как перед катодом имеется положительный объемный заряд, приводящий к образованию катодного падения, перед анодом образуется анодное падение вследствие отрицательного объемного заряда электронов. Полной теории анодного падения в настоящее время еще нет, и то же относится к точным опытным данным. Неизвестно даже, можно ли говорить по аналогии с нормальным катодным падением о „нормальном“ анодном падении. Анодное падение очень сильно зависит от загрязнений газа и анода; по абсолютной величине анодное падение обычно так мало, что оно может быть измерено лишь очень неточно. Поэтому мы должны здесь удовлетвориться качественным описанием процессов в области анодного падения.

В положительном столбе положительные и отрицательные объемные заряды компенсируются согласно § 32. Поддержание объемных зарядов требует наличия токов обоих знаков, относящихся друг к другу, как подвижности соответствующих частиц; поэтому электронный ток почти равен полному току. Но для компенсации объемного заряда в положительном столбе совершенно необходима небольшая часть тока в виде положительных ионов. В средней части длинного положительного столба с вполне установившимся режимом от частей, близких к аноду, в направлении к катоду передвигаются положительные ионы с концентра-

цией, постоянной вдоль всего столба; при этом электрическое поле в столбе пополняет потери этого потока ионов, происходящие вследствие диффузии к стенкам. Однако у конца положительного столба, находящегося со стороны анода, уже отсутствует такая часть положительного столба, которая подводила бы к этому концу положительные ионы. Поэтому в конце столба не только должны восполняться потери ионов вследствие диффузии, но должно вообще происходить образование всех необходимых для тока ионов. Это происходит следующим образом: вследствие недостатка ионов в непосредственной близости к аноду здесь находится избыточный отрицательный объемный заряд, благодаря чему напряженность поля между анодом и этим отрицательным зарядом больше, чем напряженность поля в положительном столбе. Таким образом электроны в области анодного падения еще раз особенно сильно ускоряются; при этом увеличивается доля электронов, набравших энергию, достаточную для возбуждения или ионизации. В области анодного падения происходит поэтому усиленное образование новых ионов; сумма всех ионов, выходящих из области анодного падения, как раз и дает ионную составляющую тока положительного столба.

Пусть перед плоским анодом имеется наличие анодного падения толщиной  $d_A$ . Представим себе плоскость  $F$  проведенной на расстоянии  $x$  от поверхности анода. Пусть через плоскость  $F$  от анода течет ионный ток  $j_x^+$ . При  $x=0$  ионный ток должен исчезать (при отсутствии эмиссии ионов из холодного анода). Для малых  $x$  ионный ток равен числу ионов, образующихся в единицу времени между плоскостью  $F$  и анодом. Чем большим мы будем брать  $x$ , тем больше будет делаться объем, в котором образуются ионы, и тем больше становится ионный ток  $j_x^+$ . Однако пока  $j_x^+$  меньше, чем ионная составляющая тока в положительном столбе, до тех пор количество ионов еще недостаточно для компенсации объемного заряда электронов и напряженность поля больше, чем в положительном столбе. На некотором критическом расстоянии  $x$  ионный ток  $j_x^+$  достигает как раз такой величины, что он компенсирует объемный заряд электронов; на этом расстоянии, равном толщине анодного падения  $d_A$ , область анодного падения переходит постепенно в положительный столб. На основании этих представлений можно непосредственно подсчитать величины, характеризующие ионизацию и объемные заряды в области анодного падения. Такой расчет показывает, что величина анодного падения всегда должна очень точно согласоваться с величиной ионизационного потенциала газа и что у примыкающих к аноду частей разряда отсутствует всякое стремление к стягиванию на какой-нибудь одной части поверхности анода, вследствие чего не может появиться и нормальное анодное падение. Напротив, анодное падение растет монотонно с увеличением плотности тока, не слишком разнясь по своей величине от ионизационного потенциала газа.

Вследствие больших скоростей электронов часть анодной области, граничащая со столбом, ярче самого столба. Это „анодное тлеющее свечение“ при больших анодных падениях может быть еще отделено от поверхности анода снова более слабо светящейся зоной — анодным

темным пространством. Темное анодное пространство появляется потому, что в нем большинство электронов приняло уже скорость, большую той, которая соответствует максимуму функции возбуждения, и потому соударения электронов с атомами приводят к меньшему излучению света. Таким образом анодное темное пространство возникает по той же причине, что и катодное темное пространство.

Если поверхность анода очень мала по сравнению с поперечным сечением столба, то перед анодом образуется большая область с очень высокой напряженностью поля. В этом случае вокруг анода образуется светящаяся область, наружная граница которой представляет собой по отношению к положительному столбу как бы увеличенный анод, могущий отбирать весь электронный ток столба без добавочных отсасывающих полей.

С другой стороны, если поверхность анода очень велика, то для отбора электронного тока не нужно совсем никакого отсасывающего поля, так как диффузия электронов к аноду уже вполне достаточно для получения необходимых небольших плотностей тока. В этом случае анод относится к положительному столбу примерно так же, как относился бы к плазме зонд, если бы ток на зонд равнялся всему току. Правда, при более глубоком рассмотрении эта параллель между анодом и зондом в значительной мере теряет свое значение, так как анод, рассматриваемый здесь как зонд, настолько велик, что производит очень заметное обратное влияние на плазму положительного столба <sup>1)</sup>.

Особого упоминания заслуживают явления, имеющие место, когда анод отлагает газ или начинает испаряться вследствие нагревания его разрядом. В этом случае перед зондами, отлаками особенно много газа или пара, электроны испытывают также особенно много соударений с нейтральными молекулами газа и поэтому могут здесь особенно интенсивно ионизировать. Около таких мест положительные ионы появляются в больших количествах, чем перед другими частями поверхности анода. Притягиваемые электроны притягиваются преимущественно к этим положительным зарядам. В результате разряд концентрируется на отдельных частях поверхности анода в виде светящихся образований различной формы. Излучаемый этими областями анодного падения свет зависит от свечения отдаваемых анодом газов или паров материала анода. Если таких образований появляется больше одного, то они часто располагаются перед анодом удивительно симметрично. Какие силы обуславливают такое распределение — не выяснено.

Если анод в тлеющем разряде настолько приблизить к катоду, что положительный столб совсем исчезнет и анод погрузится в наружную часть отрицательного тлеющего свечения, то анодное свечение пропадет и одновременно с ним пропадает анодное падение потенциала (общее напряжение горения разряда уменьшается на 10—20 В). Убедительного представления о причинах этого явления до сих пор не

<sup>1)</sup> Если поверхность анода  $A$  так велика, что  $A_i > I$ , где  $I$  сила, а  $i$  плотность тока в положительном столбе, то у анода образуется обратное направленное „отрицательное“ анодное падение потенциала. (Прим. ред.)

существует. Можно полагать, что при некотором критическом расстоянии первичные электроны из катода могут долетать до анода и при этом сильно ионизировать поверхность анода (адсорбированные газы), так что специальное анодное падение делается излишним. Правда, это представление не учитывает двух соображений, которые не могут быть просто отброшены: во-первых, расстояние между катодом и анодом, при котором пропадает анодное тлеющее свечение, может быть много больше пробега ускоряемого в катодном падении электрона, и, во-вторых, не проверено, освобождают ли электроны ионы в больших количествах из насыщенных газом металлических поверхностей. В пользу приведенного выше представления говорит то обстоятельство, что при увеличении катодного падения критическое расстояние, при котором исчезает анодное тлеющее свечение, очень сильно увеличивается.

### Законы подобия

§ 40. Свойства подобных разрядов. Законы подобия газовых разрядов объединяют свойства разрядов с одинаковым материалом электродов и одинаковым родом наполняющего газа, но с различными геометрическими размерами. К геометрическим размерам причисляются также свободные пробеги, а следовательно, и плотности газа.

Общее значение законов подобия заключается не в формулировке новых истин, а в возможности более наглядно представить уже имеющиеся у нас знания. Для того чтобы законы подобия были справедливы, некоторые элементарные процессы в разряде должны играть лишь подчиненную роль, так чтобы ими можно было пренебречь. Обратное, если известно, что некоторые разряды подобны друг другу, можно сделать заключение об отсутствии этих, не укладывающихся в законы подббия элементарных процессов.

Закон подобия гласит, что два геометрически подобных разрядных промежутка при одинаковом напряжении на электродах проводят одинаковый ток и что распределение потенциала и распределение токов в обоих случаях геометрически подобны. Кроме того, скорости одинаковых частиц в соответственных местах разряда равны друг другу. Геометрическое подобие разрядных промежутков означает, что все линейные размеры этих разрядных промежутков, размеры их электродов, стенок сосудов и т. д. в каком-нибудь разрядном сосуде  $1$  в  $a$  раз больше, чем в другом разрядном сосуде  $2$  ( $\frac{x_1}{x_2} = a$ ). При этом и для свободных пробегов частиц как заряженных, так и нейтральных должно иметь место:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = a, \quad (182)$$

вследствие чего плотность газа в сосуде  $1$  должна быть в  $\frac{1}{a}$  раз больше, чем в сосуде  $2$  ( $\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1}{a}$ ).

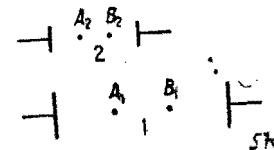


Рис. 57. К выводу законов подобия разрядных промежутков.



Предположим, что имеются два таких подобных разряда. Тогда соответственные точки  $A_1$  и  $A_2$  или  $B_1$  и  $B_2$  (рис. 57) имеют одинаковые потенциалы, причем расстояния  $A_1A_2$  и  $B_1B_2$  относятся, как  $a:1$ ; следовательно, напряженности поля в соответственных точках находятся в отношении  $1:a$ :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{1}{a}. \quad (183)$$

Из (182) и (183) тотчас же следует для двух соответственных точек:

$$E_1 \lambda_1 = E_2 \lambda_2. \quad (184)$$

Так как температура заряженных частиц, так же как и направленная скорость их при данном роде газа, зависит от произведения  $E\lambda$ , то в соответственных местах подобных разрядов скорости и температуры заряженных частиц должны быть равны друг другу. Плотности поверхностных зарядов на электродах или на стенках сосудов  $\sigma = \frac{E}{4\pi}$  относятся, как напряженности полей:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{1}{a}. \quad (185)$$

Так как объемные заряды изменяются пропорционально  $\frac{dE}{dx}$  и так как соответственные значения  $dE$  в сосуде 1 в  $a$  раз меньше, чем в сосуде 2, а соответственные значения  $dx$  в сосуде 1 в  $a$  раз больше, чем в сосуде 2, то для плотностей объемных зарядов получается:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1}{a^2}. \quad (186)$$

Мы примем — впоследствии мы это докажем, — что преобразование умножением на  $\frac{1}{a^2}$  справедливо для каждого рода заряженных частиц в отдельности. Отсюда для концентраций  $N_e^-$  электронов,  $N_i^+$  положительных ионов и  $N_i^-$  отрицательных ионов получим:

$$\frac{N_{e_1}^-}{N_{e_2}^-} = \frac{N_{i_1}^+}{N_{i_2}^+} = \frac{N_{i_1}^-}{N_{i_2}^-} = \frac{1}{a^2}. \quad (187)$$

Вследствие равенства скоростей соответственных частиц в сосудах 1 и 2 плотности токов  $j$  преобразуются, как плотности объемных зарядов:

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{1}{a^2}. \quad (188)$$

Это справедливо для электронного и ионного токов в отдельности, а следовательно, имеет место и для полного тока. Так как два соответственных элемента поверхности в разряде  $df_1$  и  $df_2$  относятся, как  $a^2$ , полные токи при произвольных, но равных напряжениях на обоих разрядных промежутках равны:

$$i_1 = \int j_1 df_1 = \int \frac{j_2}{a^2} a^2 df_2 = \int j_2 df_2 = i_2. \quad (189)$$

Таким образом законы подобия могут быть сформулированы следующим образом: в геометрически подобных разрядных промежутках с соответственно преобразованными плотностями газа вольтамперные характеристики одинаковы. Согласно рассуждениям, изложенным в § 20, сразу получается, что это относится и к потенциалам зажигания.

Время, в течение которого в подобных разрядах разыгрываются соответственные процессы, в сосуде 1 в  $a$  раз больше, чем в сосуде 2, так как пути, которые должны пробегать частицы в сосуде 1, больше в  $a$  раз, а скорости равны в обоих сосудах. Поэтому если рассматриваются только действия простых соударений двух частиц, то интервалы времени, в которые разыгрываются соответственные события, относятся, как:

$$\frac{dt_1}{dt} = a. \quad (190)$$

Табл. 3 дает сопоставление коэффициентов пересчета для наиболее важных величин в подобных разрядах.

Таблица 3.

- Линейные размеры в 1 =  $a$  · линейные размеры в 2.
- Плотность газа в 1 =  $\frac{1}{a}$  · плотность газа в 2.
- Напряженность поля в 1 =  $\frac{1}{a}$  · напряженность поля в 2.
- Плотность объемных зарядов в 1 =  $\frac{1}{a^2}$  · плотность объемных зарядов в 2.
- Плотность поверхностных зарядов в 1 =  $\frac{1}{a}$  · плотность поверхностных зарядов в 2.
- Полное количество газа в 1 =  $a^2$  · полное количество в 2.
- Сумма электрических зарядов в 1 =  $a$  · сумму электрических зарядов в 2.
- Отношение числа ионизированных к нейтральным молекулам в 1 =  $\frac{1}{a}$  · отношение числа ионизированных к нейтральным молекулам в 2.
- Скорость заряженных частиц в 1 = скорости заряженных частиц в 2.
- Вольтамперная характеристика в 1 (включая напряжение зажигания) = вольтамперной характеристике в 2 (включая напряжение зажигания).
- Изменение тока со временем  $\frac{di}{dt}$  в 1 =  $\frac{1}{a}$  · изменение тока со временем  $\frac{di}{dt}$  в 2.

§ 41. Условия, при которых законы подобия справедливы. Мысленный эксперимент, из которого мы определим эти условия, будет следующий: пусть в некотором разрядном промежутке 2, например с меньшими линейными размерами, возбужден и стабилизирован произвольный разряд. Мы предположим лишь, что этот разряд горит стационарно, без колебаний и не производит значительного нагревания.

газа. Разряду 1 мы, наоборот, не позволим возникать самостоятельно; независимо от экспериментальной реализуемости, мы вообразим начальное состояние, представляющее собой разряд, подобный 2, начиная с которого и предоставим разряд 1 самому себе. Уравнения (182)—(190) должны быть поэтому выполнены. Вообще говоря, конечно, некоторая произвольная, искусственно установленная концентрация заряженных частиц и распределение их по скоростям начнут удаляться от начального состояния и будут переходить в некоторую другую стабильную форму. Мы покажем, что, если пренебречь некоторыми элементарными процессами в рассматриваемом нами случае, это явление не наступит, т. е. что такого рода „подобная“ копия некоторого стационарного разряда сама является стационарным разрядом и что поэтому разряды, подобные друг другу, существуют.

Для доказательства стабильности взятого нами начального состояния достаточно показать, что концентрация заряженных частиц во всем объеме газа и на ограничивающих его поверхностях в разряде 1 поддерживается на начальном уровне, т. е. что образование и уничтожение заряженных частиц поддерживаются как-раз в равновесии. Если это имеет место, то распределение потенциала не меняется и, следовательно, не меняется скорость заряженных частиц и распределение их по направлениям. Наше доказательство должно, таким образом, сводиться к установлению уравнения  $\frac{dN_1}{dt} = 0$  для любой произвольно выбранной точки разряда 1, причем доказательство должно быть проведено раздельно для концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов.

Математическое доказательство заключается в доказательстве справедливости уравнения

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{1}{a^3} \frac{dN_2}{dt} \quad (191)$$

для произвольно взятых соответственных точек разрядов 1 и 2 и для всех родов частиц. Для стационарного разряда в 2  $\frac{dN_2}{dt} = 0$ ; справедливость уравнения (191) даст поэтому также стационарное состояние концентрации заряженных частиц в 1. Для нестационарного разряда 2  $\frac{dN_2}{dt} \neq 0$ ; в этом случае в 1 также имеет место разряд, меняющийся во времени. Изменение во времени происходит при этом по одним и тем же функциям от времени, если только более медленные события в 1 [уравнение (190)] измерять в  $a$  раз более долгим масштабом времени.

Полное изменение концентрации по времени есть сумма следующих элементарных процессов:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{электронных соударений}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{соударений с фотонами}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{движения в поле}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{диффузии}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{рекомбинации}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{прилипания}} + \dots \quad (192)$$

Каждый элементарный процесс дает пропорциональное в обоих разрядных промежутках изменение скорости концентрации заряженных частиц:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = q \frac{\partial N_2}{\partial t}, \quad (192a)$$

но коэффициенты пропорциональности  $q$  могут быть различны в различных элементарных процессах. Чтобы закон подобия был справедливым, коэффициенты  $q$  должны иметь значение  $\frac{1}{a^3}$ . Так как  $N_1 = \frac{N_2}{a^3}$  (186),

для соответственных изменений имеет место  $dN_1 = \frac{dN_2}{a^3}$ ; промежутки времени, в течение которых происходят соответственные процессы, относятся согласно (190), как  $dt_1 = a dt_2$ . Таким образом, если законы подобия вообще справедливы, то должно быть:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2. \quad (193)$$

Только элементарные процессы с таким коэффициентом совместимы с законами подобия. Если все элементарные процессы в (192) имеют коэффициент пропорциональности  $\frac{1}{a^3}$ , то имеет место условие (191). (Отвечает проверить, какие из элементарных процессов преобразуются пропорционально  $\frac{1}{a^3}$ , чтобы разделить элементарные процессы на такие, которые могут иметь место в подобных разрядах без всякого ограничения, и на такие, которые должны быть исключены и могут поэтому участвовать в явлениях разряда лишь в незначительной степени.)

§ 42. Разрешенные и запрещенные процессы в подобных стационарных разрядах. а) Ионизация электронами путем однократных соударений (неступенчатая). В единице объема разряда 1 в соответственных точках согласно уравнению (186) находится в  $\frac{1}{a^2}$  меньше электронов, чем в разряде 2. Каждый из этих

электронов вследствие равенства скоростей и большего в  $a$  раз пути испытывает в единицу времени в  $a$  раз меньше соударений, но каждое соударение совершается при одинаковой вероятности ионизации. Полное число пар ионов, образованных в разряде 1 в единицу объема в единицу времени однократными ударами электронов, меньше поэтому в  $\frac{1}{a^3}$  раз, чем в разряде 2. Таким образом ионизация однократными ударами электронов в подобных разрядах может иметь место в любых размерах.

б) Движение заряженных частиц под влиянием электрических полей и диффузии. Для изменения концентрации частиц вследствие одного лишь их движения в электрическом поле разряда справедливо уравнение непрерывности, утверждающее, что в пространстве, занятом разрядом, частицы не могут ни исчезать, ни вновь возникать:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{поля}} = - \left[ \frac{\partial (N v_x)}{\partial x} + \frac{\partial (N v_y)}{\partial y} + \frac{\partial (N v_z)}{\partial z} \right]. \quad (194)$$

$N_x$  есть плотность потока заряженных частиц; если появляются местные изменения в плотности потока, то при отсутствии новообразования и исчезновения в этой области происходит накопление частиц и, следовательно, имеет место изменение во времени концентрации  $\frac{dN}{dt}$ .

Так как  $N_1 = \frac{N_2}{a^2}$  и  $v_1 = v_2$ , то для всех слагающих  $N_1 v_1 = \frac{N_2 v_2}{a^2}$ . Так как относящиеся ко всем соответственным изменениям  $N_x$  элементы длины в разряде 1 в  $a$  раз больше, чем в 2, то:

$$\left(\frac{\partial(Nv_x)}{\partial x}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial(Nv_x)}{\partial x}\right)_2 \quad (195)$$

и то же справедливо для двух других компонент. Следовательно, то же справедливо и для суммы их, и мы получаем:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2 \quad (196)$$

Таким образом передвижение заряженных частиц удовлетворяет условию подобия. Так как при этом доказательстве нигде не упоминалось о том, возникает ли скорость  $v$  в результате действия электрического поля или градиента концентрации, оно сохраняет силу для всех видов движения заряженных частиц.

с) Прилипание электронов к нейтральным молекулам. Если средняя продолжительность жизни электрона при учете одного лишь прилипания есть  $\tau$ , то изменение концентрации электронов со временем равно:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} \quad (197)$$

или, так как согласно уравнению (156), т. I,  $\tau = \frac{l_e}{v_e}$ :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{Nv_e \zeta}{l_e} \quad (198)$$

Так как вероятность прилипания  $\zeta$  зависит только от относительных скоростей электронов и газовых молекул, то  $\zeta_1 = \zeta_2$ . Вследствие того что  $v_{e1} = v_{e2}$ , изменения концентрации со временем относятся, как  $\frac{N_1}{N_2}$ . Так как  $N_1 = \frac{N_2}{a^2}$  и  $\lambda_1 = a\lambda_2$ , то:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2 \quad (199)$$

Таким образом прилипание есть также процесс, дозволенный в любых размерах.

d) Рекомбинация ионов с ионами в объеме. Изменение концентрации со временем вследствие рекомбинации в объеме определяется уравнением (309), т. I:

$$\frac{dN}{dt} = -\rho N_1^+ N_1^- \quad (200)$$

Зависимость коэффициента рекомбинации  $\rho$  от давления непостоянна. При больших давлениях [см. на рис. 116 справа и уравнение (320),

т. I]  $\rho$  уменьшается пропорционально  $\frac{1}{p}$ . Поэтому  $\rho_1 = a\rho_2$  и, так как

$N_1^+ N_1^- = \frac{N_2^+ N_2^-}{a^4}$ , для больших давлений газа имеет место:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2 \quad (201)$$

Следовательно, рекомбинация допустима при любой ее интенсивности. Напротив, при низких давлениях это не имеет места, так как в этой области  $\rho$  увеличивается пропорционально  $p$ . В этом случае после подстановки мы получаем, что  $\frac{dN}{dt}$  пропорционально  $\frac{1}{a^3}$ ; законы подобия будут искажаться, если в этой области давления рекомбинация будет происходить в заметных количествах.

e) Рекомбинация электронов с ионами в объеме. Зависимость от коэффициента рекомбинации электронов от давления получается, на основании соображений § 72, 2, т. I, равной  $\rho \sim \sqrt{p}$ . При некоторых других предположениях, которые распространяются только на рекомбинацию электронов с одновременным излучением света, коэффициент рекомбинации становится независимым от давления. Мы уже установили, что закон подобия не нарушается только в том случае, когда  $\rho$  пропорционально  $\frac{1}{p}$ . Таким образом рекомбинация электронов в подобных разрядах должна играть лишь подчиненную роль.

f) Ступенчатая ионизация. Пусть  $N_a$  — концентрация какого-нибудь возбужденного состояния; в таком случае каждый электрон испытывает в единицу времени  $c_1 N_a$  соударений с возбужденными атомами ( $c$  не зависит от давления). Если каждое соударение приводит к ионизации с вероятностью  $c_2$ , то  $N$  электронов за время  $dt$  образуют в единице объема  $dN = N c_1 c_2 N_a dt$  пар ионов, откуда:

$$\frac{dN}{dt} = c_1 c_2 N N_a \quad (202)$$

$N$  изменяется пропорционально  $\frac{1}{a^2}$ ,  $c_1$  и  $c_2$  вследствие постоянства скорости не меняются. Число вновь образующихся в единицу времени вследствие однократных ударов возбужденных состояний преобразуется точно так же, как вычисленное выше число вновь образующихся при однократных ударах ионов, т. е. пропорционально  $\frac{1}{a^3}$ . Устанавливаю-

щаяся концентрация  $N_a$  связана с этим новообразованием  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_a$  и со средней продолжительностью жизни  $\tau_a$  зависимостью:

$$N_a = \tau_a \frac{dN_a}{dt} \quad (203)$$

В то время как обычные возбужденные состояния уничтожаются самопроизвольно после некоторого постоянного промежутка времени  $\tau$ , для метастабильного атома  $\tau$  ограничено соударениями с молекулами газа или со стенками и поэтому преобразуется пропорционально  $a$ . Концентрации  $N_a$  обычных возбужденных атомов преобразуются пропор-

ционально  $\frac{1}{n^3}$ , так как  $\tau_{a1} = \tau_{a2}$ ; так как в случае метастабильных атомов  $\tau_1 = a\tau_2$ , то концентрации метастабильных атомов преобразуются пропорционально  $\frac{1}{n^2}$ . Для образования ионов через одно промежуточное состояние, что происходит согласно уравнению (202) пропорционально  $NN_a$ , коэффициент преобразования равен  $\frac{1}{a^3}$  для обычных возбужденных атомов и  $\frac{1}{n^4}$  — для метастабильных атомов. Если ступенчатая ионизация происходит больше чем через одно промежуточное состояние, то коэффициент преобразования отличается еще больше от требуемой величины  $\frac{1}{n^3}$ . Поэтому в подобных разрядах ступенчатая ионизация не должна играть заметной роли.

г) Остальные процессы, имеющие местов объеме газа. Процессы возбуждения и ионизации фотонами из постороннего источника света не являются искажающими, если сила света меняется пропорционально  $\frac{1}{n^2}$ ; в случае собственного излучения разряда искажения не появляются, если это излучение получается не от ступенчатого возбуждения и рекомбинации. При такого рода ограничениях (например при резонансном излучении) общий световой поток, излучаемый подобными разрядами, один и тот же. Ионизация соударениями второго рода метастабильных атомов с легко ионизирующейся примесью в газу допустима, если процентное содержание примеси постоянно. Химические реакции допустимы для чисто газовых реакций без изменения числа грамм-молей (например  $N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2NO$ , но не  $3O_2 \rightleftharpoons 2O_3$ ). Колебания плазмы допустимы; их период колебания преобразуется, как и все другие промежутки времени. Микрополя преобразуются пропорционально  $\frac{1}{e^{1/a}}$  вместо  $\frac{1}{a}$ , релаксационные длины пропорциональны  $a^2$  вместо  $a$ . Повышения температуры вследствие выделения тепла разрядным током приводят вообще к непропорциональным изменениям плотности газа в разрядном промежутке и, следовательно, ведут к нарушению законов подобия.

б) Процессы на пограничных поверхностях. Для вывода постоянства поля во времени кроме  $\frac{d\sigma_1}{dt} = 0$  необходимо доказать это постоянство для плотности поверхностных зарядов  $\sigma_1$  на пограничных поверхностях (включая электроды). Это можно сделать совершенно аналогично тому, как было доказано для объемных зарядов; вследствие уравнений (185) и (190) соответствующий критерий дает:

$$\frac{d\sigma_1}{dt} = \frac{1}{a^2} \frac{d\sigma_2}{dt} \quad (204)$$

Уравнение (204) точно выполняется, например, для частиц, движущихся к электродам в электрическом поле и рекомбинирующих на стенках после диффузии их сюда, для электронов, излучаемых катодом в результате фотоэффекта или под влиянием ионной бомбардировки,

Таблица 4. Нормальное катодное падение в вольты для разреженных металловых катодов с различным газом и порогом (16), (17).

Материал катода	Газ							Примечания
	Воздух	Кислород	Азот	Водород	Гелий	Неон	Артон	
Натрий	200	—	178	185	80	75	64	В парах натрия: 115 { В N <sub>2</sub> , CO, CO <sub>2</sub> : 383, 484, 460
Калий	180	—	170	94	59	68	180	
Медь	370	—	208	214	177	220	180	В N <sub>2</sub> , CO, CO <sub>2</sub> : { 330, 480, 410
Серебро	180	—	238	216	162	150	180	
Золото	285	—	233	247	165	158	180	В Cl : 280 В CO : 525
Магний	224	310	188	153	125	94	119	
Кальций	—	—	157	—	86	86	93	В Kt, X, Na, K, Rb, Cs: { 215, 306, 115, 80, 395, 340
Стронций	—	—	157	—	86	—	93	
Барий	—	—	157	—	86	—	93	В Cl, Br, J, NH <sub>3</sub> , CO, CO <sub>2</sub> : { 275, 335, 377, 370, 490, 475
Цинк	277	354	216	184	143	—	119	
Кадмий	266	—	213	200	167	160	119	340
Ртуть	—	—	226	337	143	130	100	
Алюминий	229	311	180	170	140	125	—	245
Таллий	—	—	—	—	—	—	—	
Углерод	—	—	—	280	—	—	—	475
Олово	266	—	216	26	—	—	124	
Свинец	207	—	210	223	117	172	124	353
Сурьма	169	—	225	252	—	—	136	
Висмут	272	—	210	240	137	115	136	305
Молибден	—	—	—	—	—	—	—	
Вольфрам	—	—	—	—	—	125	—	298
Железо	269	290	215	250	150	150	165	
Кобальт	380	—	197	211	158	140	191	275
Никель	296	—	—	—	—	—	—	
Налладий	421	—	—	—	—	—	—	340
Иридий	380	—	—	—	—	—	—	
Платина	277	364	216	276	165	152	191	

в случае, если поверхности катодов в разрядах 1 и 2 имеют одинаковые свойства. Электроны, освобожденные из электродов диффундирующими в последние метастабильными атомами, образуются также в количествах, удовлетворяющих точно уравнению (204).

Численные данные о тлеющих разрядах

§ 43. Нормальные разряды. Согласно законам подобия, напряжения не должны зависеть от давления, длины должны изменяться

Таблица 5. Нормальная плотность тока  $\frac{j_n}{p^2}$  в  $10^{-6} \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{мм}^2 \cdot \text{Hg}}$  для катодов из различных материалов и для разных газов при комнатной температуре (17), (18)

Газ	Х	Кислород	Азот	Водород	Гелий	Неон	Аргон	Ртуть	Примечания
Медь . . .	240	—	—	64	—	—	—	≈ 15	
Золото . .	570	—	—	110	—	—	—	—	
Магний . .	—	—	—	—	3	5	20	—	
Цинк . . .	—	—	—	80	—	—	—	—	
Алюминий .	330	—	—	90	—	—	—	4	
Железо . .	—	—	400	72	2,2	6	160	8	В Кг, X: 43, 16.
Никель . .	← примерно, как у железа →								
Платина . .	—	550	380	90	≈ 5	—	150	—	

Таблица 6. Нормальная толщина катодного падения  $d_{kp}$  в см · мм рт. столба на катодах из различных материалов и для разных газов при комнатной температуре (17).

Газ	Воздух	Кислород	Азот	Водород	Гелий	Неон	Аргон	Ртуть	Примечания
Медь . . .	0,3	—	—	0,8	—	—	—	0,6	
Магний . .	—	0,25	0,35	0,61	1,45	—	—	—	
Цинк . . .	—	—	—	0,8	—	—	—	—	
Кадмий . .	—	—	—	0,87	—	—	—	—	
Ртуть . . .	—	—	—	0,9	—	—	—	—	
Алюминий .	0,25	0,24	0,31	0,72	1,82	0,64	0,29	0,33	
Углерод . .	—	—	—	0,9	—	—	—	0,69	
Свинец . .	—	—	—	0,84	—	—	—	—	
Железо . .	0,52	0,31	0,42	0,9	1,30	0,72	0,33	0,34	В Кг, X: 0,26; 0,23
Никель . .	—	—	—	0,9	—	—	—	0,4	
Платина . .	—	—	—	1,0	—	—	—	—	

пропорционально  $\frac{1}{p}$  и плотности токов — пропорционально  $p^2$ . Если эти зависимости выполняются и не с полной точностью, они все же часто дают возможность удовлетворительно охватить экспериментальный материал: при этом надо учесть, что при возможных появлениях перегревах необходимо вводить поправку на плотность газа. Поэтому в дальнейшем катодные падения приведены непосредственно, плотности токов — в виде  $\frac{j}{p^2}$ , длины — в виде  $d_p$  или  $\gamma p$  и напряженности поля — в виде  $\frac{E}{p}$ .  $p$  при этом обозначает давление, пересчитанное к комнатной температуре.

Табл. 4 дает сводку наиболее вероятных в настоящее время величин нормального катодного падения. Возможная ошибка отдельных значений местами доходит до ± 15%. В общем катодное падение тем ниже, чем меньше работа ионизации газа и работа выхода электронов из катода. Исключениями являются пары Rb, Cs и Hg. Причина этого заключается в малом числе электронов, выделяемых катодом, приходящихся на один попадающий на катод ион, что в свою очередь происходит от малости потенциальной энергии попадающего на катод иона (т. I, стр. 117).

Табл. 5 дает нормальные плотности токов. Неточность данных может достигать максимум 1 : 2. В особенности при более высоких давлениях, следовательно при больших плотностях тока и появляющихся при этом больших нагревах газа, уменьшение плотности газа часто приводит к чересчур низким величинам. С другой стороны, тонкие поверхностные слои, повышающие катодное падение, затрудняют образование разряда около некоторых мест катода, вследствие чего за нормальный можно принять разряд, являющийся на самом деле аномальным, в результате

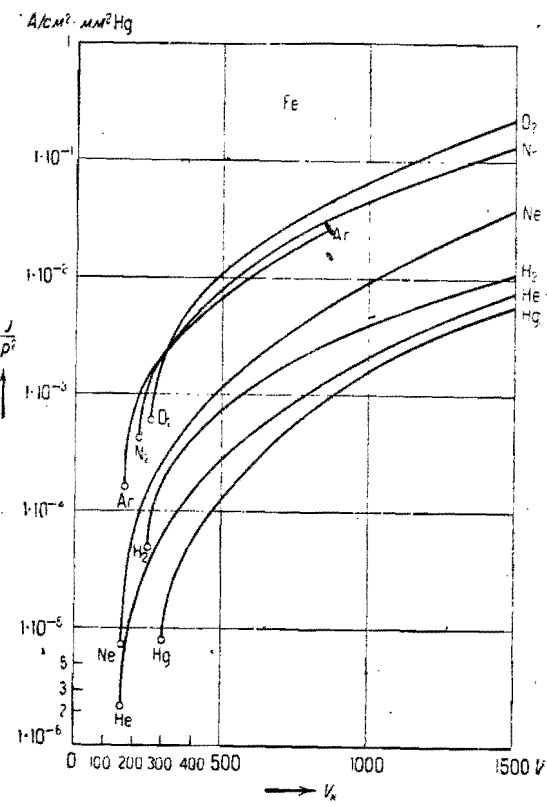


Рис. 58. Зависимость относительной плотности тока  $\frac{j}{p^2}$  от катодного падения  $U_k$  для аномального тлеющего разряда на железном катоде (†). Кружки: величины нормального катодного падения.

чего измерение даст слишком большие величины плотности тока. Поэтому в воздухе, кислороде и азоте нормальные плотности тока могут быть заметно меньше приведенных здесь.

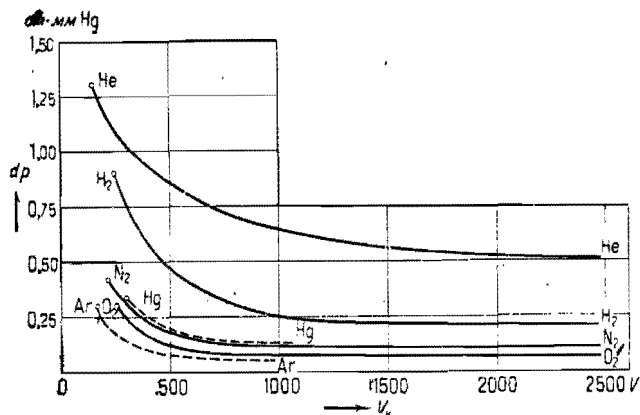


Рис. 59. Относительная толщина катодного падения  $d_p$  в зависимости от величины катодного падения  $V_k$  при железном катоде для аномального тлеющего разряда (4). Кружки: нормальные величины.

Табл. 6 содержит нормальные толщины катодного падения, причем под этой толщиной подразумевается расстояние между катодом и резкой границей тлеющего свечения. И в этом случае

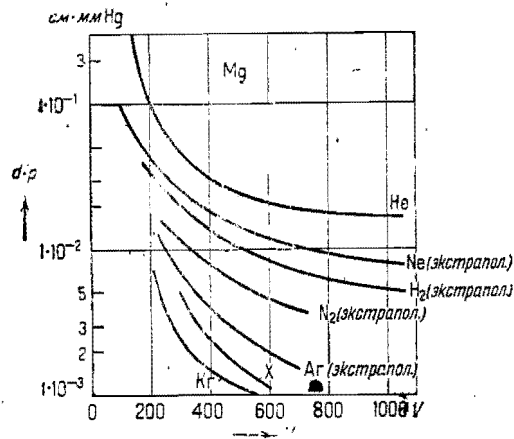


Рис. 60. Относительная толщина  $d \cdot p$  астонова темного пространства в зависимости от катодного падения  $V_k$  при магневом катоде в аномальном тлеющем разряде (8, 9). Относительные толщины: Mg = 1; Al = 0.88; Cu = 1.1; Zn = 1.02; Fe = 1.35.

тельного расчета аномальных разрядов при катодах и из других материалов, кроме железа. Относительно короткий растущий вертикально вверх отрезок характеристики  $V_k = f(j)$ , особенно в случае  $O_2$ ,  $N_2$  и

Ag, наводит на мысль, что здесь также измеренные нормальные плотности тока слишком велики. Рис. 60 дает в виде примера ширину астонова темного пространства в зависимости от катодного падения на магневом катоде. Уменьшение этой ширины с ростом катодного падения идет несколько быстрее прямой пропорциональности толщине области катодного падения, что соответствует представлениям § 24.

§ 45. Затрудненный и ограниченный разряды. При сближении катода и анода при некотором критическом расстоянии между ними  $d_c$  (рис. 61) пленка анодного свечения исчезает и одновременно напряжение

горения разряда снижается на величину, близкую к ионизационному потенциалу газа; напряжение горения равняется тогда только аномальному или нормальному катодному падению. При постоянной плотности тока при дальнейшем сближении электродов напряжение горения снова возрастает до очень больших величин: рис. 62—67 показывают характеристики зависимости напряжения от расстояния в таких затрудненных разрядах. Минимум напряжения, появляющийся в некоторых кривых, вызывается, вероятно, понижением температуры газа вследствие уменьшения расстояния между холодными электродами. Возрастание на-

пряжения для нормальной плотности тока начинается при расстояниях, несколько больших толщины нормального катодного падения, которая при этом опять определяется как расстояние между катодом и границей тлеющего свечения. Рис. 68 показывает возрастание напряжения в ограниченном разряде при уменьшении диаметра стеклянной трубки, в которую помещен катод. Возрастание напряжения начинается при величине относительного диаметра трубки  $2rp$ , примерно равной толщине нормальной области катодного падения  $d_n p$ . В затрудненных и ограниченных разрядах вследствие больших напряжений горения нагрев газа столь значителен, что точное приведение к давлению газа при комнатной температуре было невозможно.

§ 46. Положительный столб. Рис. 69—75 дают относительную продольную напряженность поля  $\frac{E}{p}$  в зависимости от относительного радиуса трубки  $rp$  и отчасти для разных токов. В последнем случае из этих данных может быть построена (падающая) характеристика  $U = E(d)$ . Данные рис. 69 относятся к току, приблизительно равному 0,1 А. Для благородных газов приведенные значения имеют

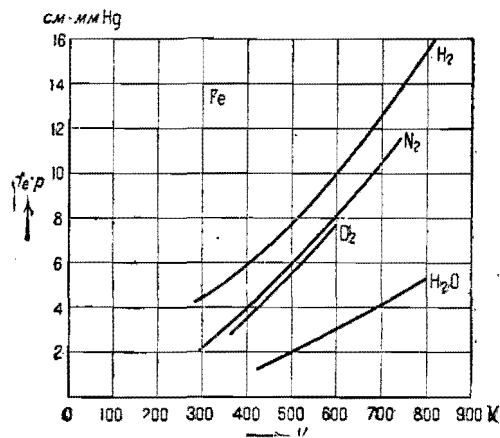


Рис. 61. Критическое расстояние  $d_c p$ , при котором исчезает анодное падение при железных электродах в зависимости от катодного падения  $V_k$  (10) ( $d_c p$  = расстоянию, которое могут пролететь первичные электроны?).

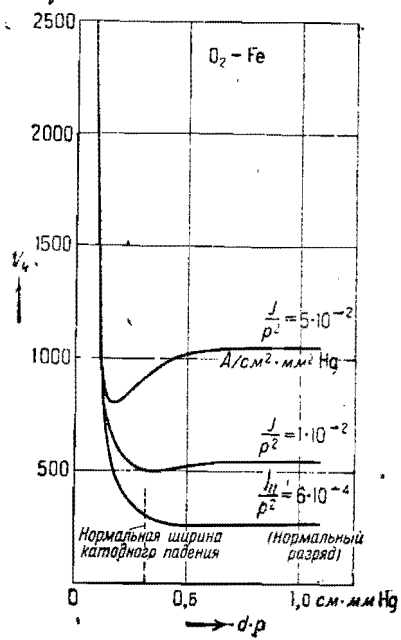


Рис. 62.

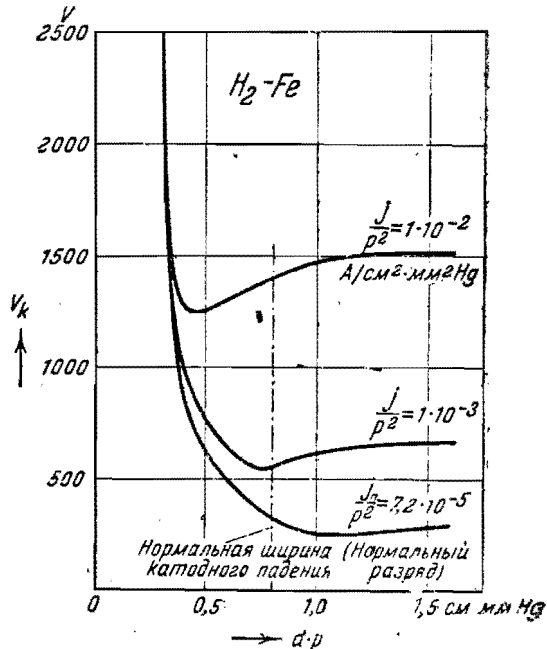


Рис. 63.

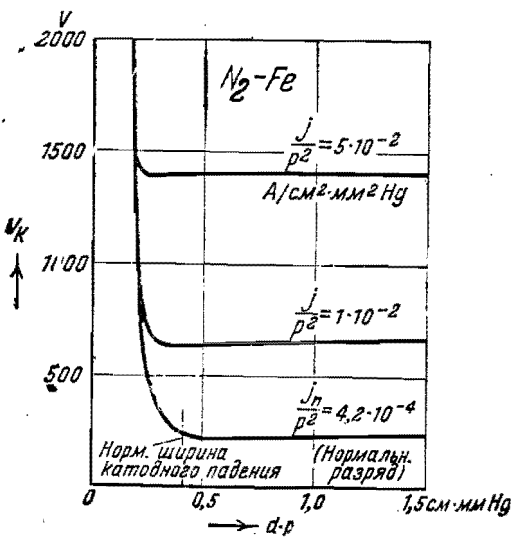


Рис. 64.

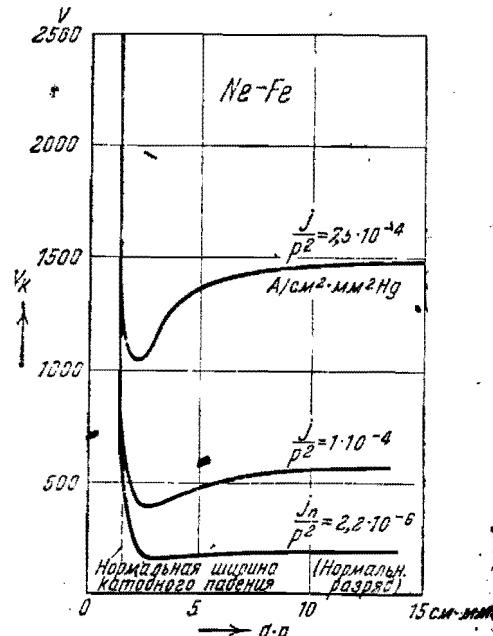


Рис. 65.

Рис. 62—65. Зависимость катодного падения  $V_k$  от относительного расстояния между электродами  $d \cdot p$  при различных относительных плотностях токов  $j/p^2$  на железном катоде в затрудненном разряде (11).

смысл лишь средних вследствие наличия бегущих слоев. При увеличивающемся относительном радиусе относительная продольная напряженность поля приближается к нижнему предельному значению — нормальному градиенту, показанному на рис. 70 пунктирной линией. Табл. 7 дает нормальные градиенты для некоторых газов. Рис. 76—78

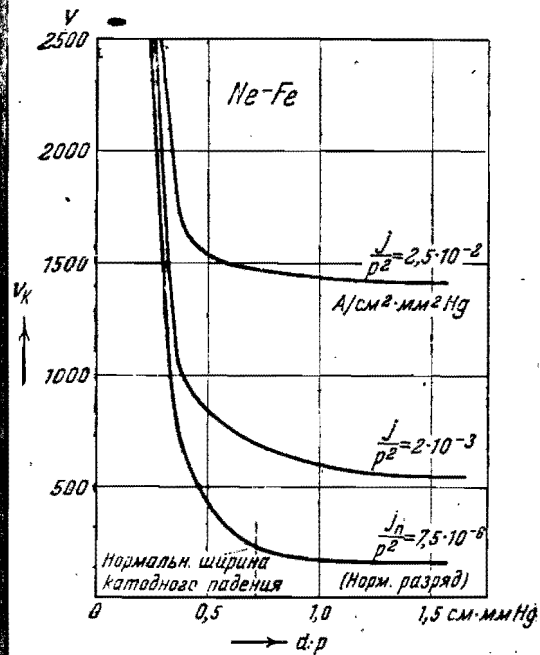


Рис. 66.

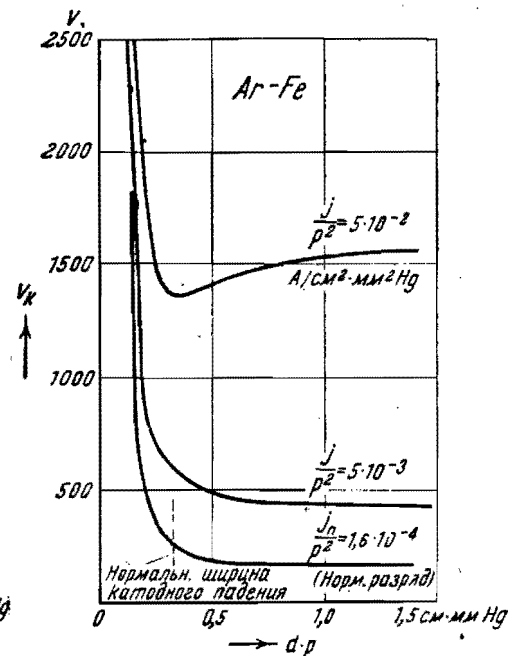


Рис. 67.

Рис. 66—67. Зависимость катодного падения  $V_k$  от относительного расстояния между электродами  $d \cdot p$  при различных относительных плотностях токов  $j/p^2$  на железном катоде в затрудненном разряде (11).

показывают продольную напряженность поля  $E_L$  в ртутных парах при различных давлениях (разные температуры насыщения) как функцию радиуса трубки  $r$ . Так как законы подобия для ртутного пара выполняются особенно плохо (почему?) и так как эти данные имеют большое техническое значение для выпрямителей, здесь приведена зависимость  $E$  не от  $r \cdot p$ , а от  $r$ . Примерно между  $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм и  $3 \cdot 10^{-1}$  мм рт. столба продольная напряженность поля остается приблизительно постоянной. При еще меньших давлениях напряженность поля очень быстро возрастает и притом тем сильнее, чем меньше радиус трубки. Промежуточные величины между  $p = 3 \cdot 10^{-1}$  и  $3 \cdot 10^2$  мм рт. столба могут быть вычислены посредством интерполяции.

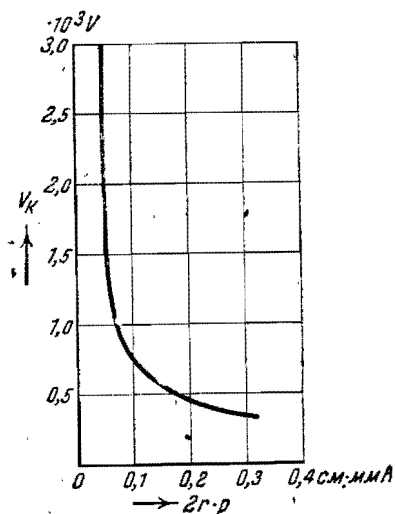
В положительном столбе благородных газов при токе ниже некоторой величины (порядка ампера) появляются бегущие слои (анод →

катод), причем толщина их (равная 3—8-кратному радиусу трубки) уменьшается с увеличением тока. Для подобных друг другу положительных столбов согласно табл. 3 число пробегающих в секунду слоев  $f$  пропорционально давлению  $p$  и в остальном является только функцией от  $r\rho$ . Рис. 79 показывает эту зависимость.

Таблица 7. Нормальный градиент  $E/p$  в  $V/cm \cdot mmHg$  (18), (19).

Кислород	Азот	Водород	Пары $H_2O$	Газы	Неон	Аргон
18.1	3,25	2,28	50	$< 0.12$	$< 2 \cdot 10^{-3}$	$< 2 \cdot 10^{-3}$

§ 47. Полная характеристика тлеющего разряда. Следующий численный пример пояснит применение приведенных числовых данных.

Рис. 68. Катодное падение  $V_k$  тлеющего разряда в воздухе, ограниченного цилиндрической стеклянной трубкой, как функция от относительного диаметра трубки  $2r\rho$  (12).

равно  $E_L \cdot (30 - 15)$ . Согласно рис. 70  $\frac{E_L}{p} = 14 \frac{V}{cm \cdot mmHg}$  для  $r\rho = 3 \text{ см} \cdot \text{мм рт. столба}$  и, следовательно,  $E_L = 28 \text{ V/cm}$ . Поэтому падение напряжения в столбе составляет  $15E_L = 420 \text{ V}$ . Падением напряжения в фарадеевом темном пространстве можно пренебречь ввиду его малости по сравнению с неточностями определения прочих падений напряжения. Таким образом напряжение горения равно  $221 + 15 + 420 \approx 560 \text{ V}$ .

Трубка  $r = 1,5 \text{ см}$  наполнена водородом при  $p = 2 \text{ мм рт. столба}$ ; алюминиевые электроды заполняют все сечение трубки; расстояние между ними  $d = 30 \text{ см}$ . Требуется найти напряжение на трубке при токе  $i = 0,05 \text{ А}$ . Вследствие того, что  $\frac{j}{p^2} = 1,76 \cdot 10^{-3} \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{мм}^2 \text{Hg}}$ , катодное падение  $V_k$  аномально с коэффициентом аномальности  $\frac{j}{j_n} = 19,6$  (табл. 5). Соответственно этому согласно рис. 44 катодное падение равно примерно  $1,3 V_n = 1,3 \cdot 170 = 221 \text{ V}$  (табл. 4). Анодное падение имеется, так как согласно рис. 61 расстояние между электродами  $\gg d_e p$ ; оно приблизительно равно ионизационному потенциалу (стр. 67, табл. 10, т. I)  $\approx 15 \text{ V}$ . Так как анодный столб короче, чем расстояние между электродами (см. стр. 80), примерно на 5 диаметров трубки (т. е. на  $15 \text{ см}$ ), то падение напряжения в столбе

Дальнейшие свойства тлеющих разрядов

§ 48. Влияние магнитного поля на тлеющий разряд. а) Продольное поле. Если магнитные силовые линии имеют то же направление, что и электрическое поле (продольное поле), то заряженные

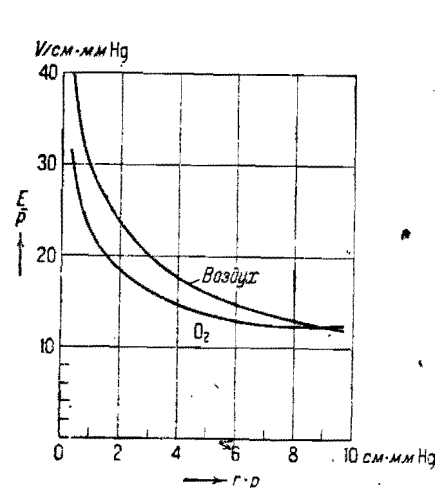


Рис. 69.

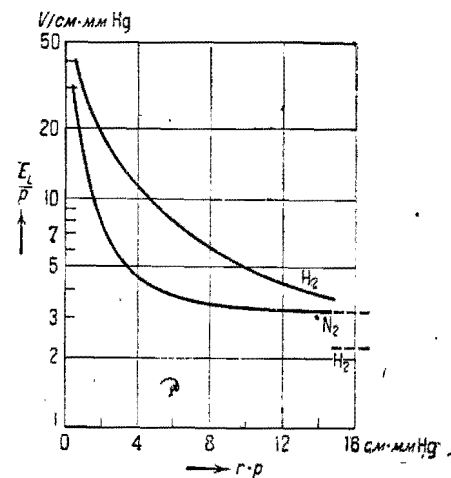


Рис. 70.

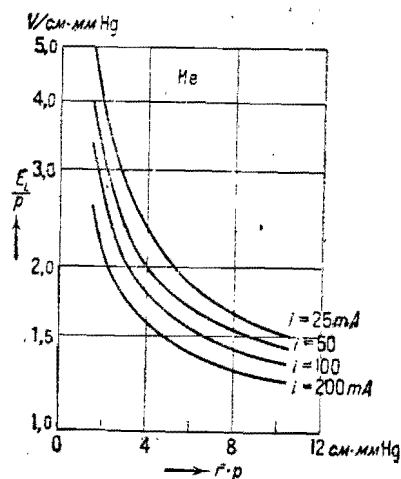


Рис. 71.

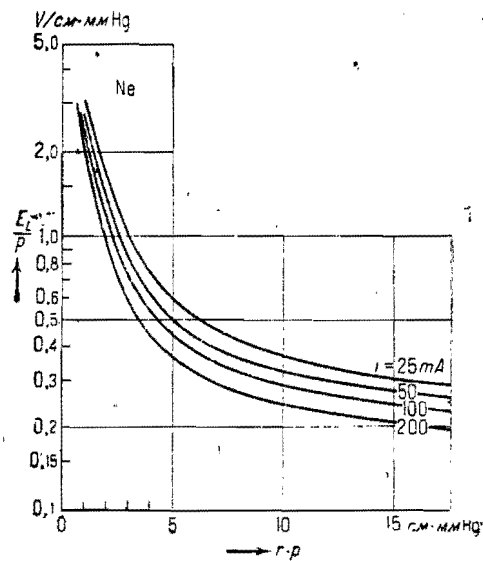


Рис. 72.

Рис. 69—72. Относительная продольная напряженность поля  $E_L/p$  цилиндрического анодного столба тлеющего разряда в зависимости от относительного радиуса трубки  $r\rho$  (13, 7, 14, 15).



частицы при движении вдоль электростатических силовых линий не подвергаются воздействию магнитного поля. Получаемые заряженными частицами вследствие их рассеяния компоненты скорости, перпендикулярные к направлению силовых линий, заставляют электроны лететь по круговым траекториям согласно сказанному в § 50, т. I. Свободные отрезки пути между двумя соударениями с молекулами газа образуют, таким образом, дуги окружности одинаковых длин, подобно отрезкам прямых путей в отсутствии магнитного поля; вследствие этого расстояния по прямой между точками, в которых имеют место два соударения, делаются меньшими, чем в отсутствие магнитного поля.

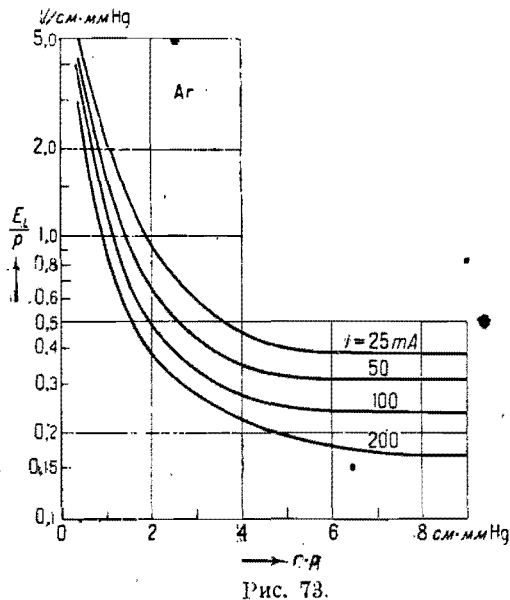


Рис. 73.

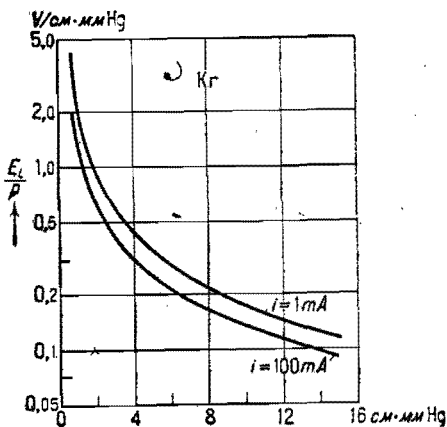


Рис. 74.

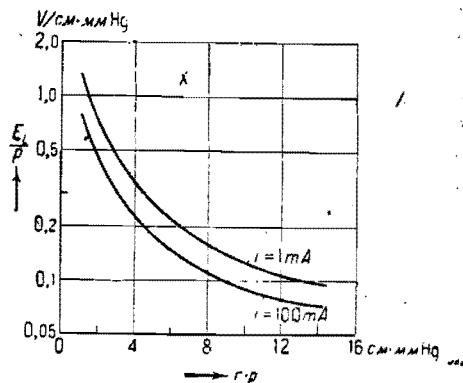


Рис. 75.

Рис. 73—75. Относительная продольная напряженность поля  $\frac{E_L}{p}$  цилиндрического анодного столба тлеющего разряда в зависимости от относительного радиуса трубки  $r/r_0$  (13, 7, 14, 15).

Это уменьшение свободных пробегов также может быть представлено как кажущееся увеличение плотности газа. Это, конечно,

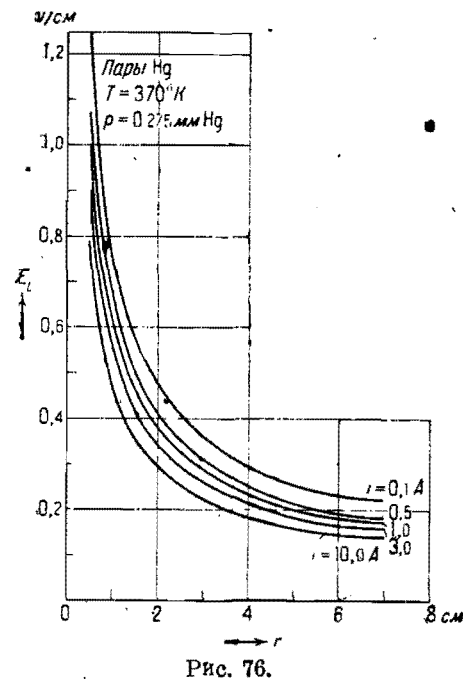


Рис. 76.

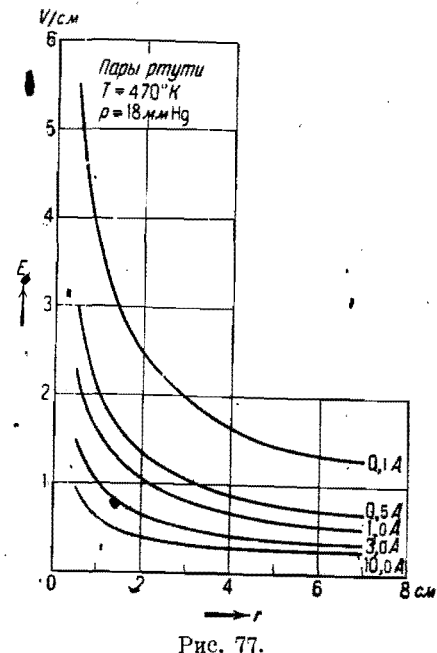


Рис. 77.

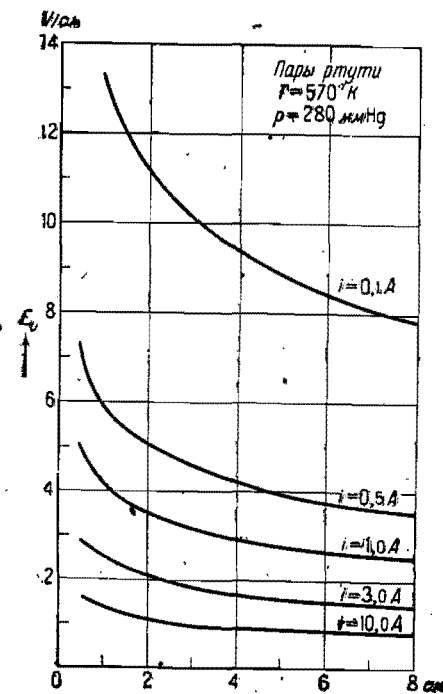


Рис. 78.

Рис. 76—78. Продольная сила поля  $E_L$  в положительном столбе разряда в ртутных парах в зависимости от радиуса трубки  $r$  для различных давлений пара и сил тока (15).

имеет место лишь для движений, перпендикулярных к магнитному полю.

В области катодного падения движение заряженных частиц вследствие относительно больших ускоряющих напряженностей поля оказывается весьма точно направленным продольно; поэтому влияние магнитного поля здесь очень мало. Напротив, на положительный столб разряда такое поле действует заметно сильнее. Уменьшение свободных пробегов в радиальном направлении действует на диффузию частиц в стороны как увеличение плотности газа; сперва начинается уменьшение потока диффундирующих в стороны частиц, а впослед-

ствии и отделение столба от стенок (контрагированный столб). Так как уменьшение потерь частиц, а вследствие этого и необходимого для пополнения потерь образования новых частиц, не сопровождается уменьшением свободных пробегов в осевом направлении, то для возобновления запаса заряженных частиц необходимо меньшее продольное поле, чем при отсутствии магнитного поля. В случае не вполне чистых благородных газов или паров металлов или в молекулярных газах с заметным образованием отрицательных ионов и имеющей вследствие этого место объемной рекомбинации — потери заряженных частиц при отщипывании разряда и при вызванном этим увеличении концентрации заряженных частиц больше, чем при отсутствии магнитного поля. В таких газах продольное магнитное поле может увеличить градиент в положительном столбе.

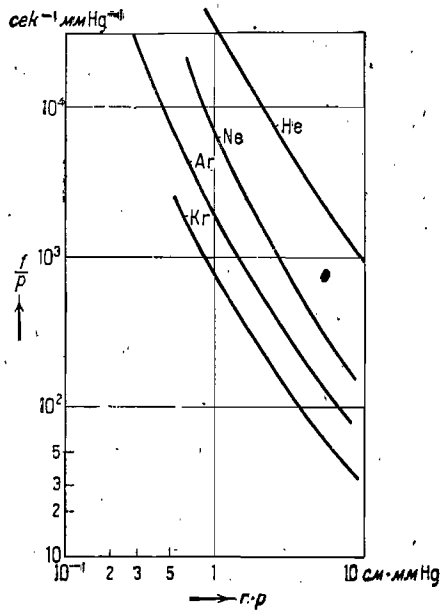


Рис. 79. Зависимость относительного числа  $\frac{f}{p}$  бегущих слоев в благородных газах от  $H/p$  (62).

катодного падения, а при нормальных разрядах вызывает повышение плотности тока; и то и другое наблюдается в действительности. Согласно уравнению (286), т. I, кажущееся увеличение плотности газа зависит только от отношения  $\frac{H}{p}$  (аналогично отношению  $\frac{E}{p}$ !). Поэтому сокращение толщины катодного падения может быть представлено как функция от  $\frac{H}{p}$ . Это имеет место в действительности. На рис. 80 представлено укорочение длины нормального темного пространства как функция от  $\frac{H}{p}$  для некоторых газов и катода из ртути. Только когда толщина катодного падения  $d$  становится равной лишь небольшой доле

первоначальной величины, появляются отклонения от этого закона подобия для магнитного поля, но и они возникают вследствие сильного нагрева газа при высоких напряженностях поля и больших плотностях тока. Плотность тока, как и надо было ожидать, меняется приблизительно пропорционально квадрату кажущейся плотности газа, т. е. обратно пропорционально  $d^2$ . Таким образом поперечное магнитное поле может сильно увеличить плотность тока. Необходимо упомянуть, что в поперечном магнитном поле разряд передвигается по

б) Поперечное магнитное поле. Если линии магнитного поля перпендикулярны к линиям электростатического поля, то влияние магнитного поля на область катодного падения в тлеющем разряде оказывается очень заметным. Теперь укорачиваются как раз те (многочисленные) свободные пробеги, которые проходятся заряженными частицами в направлении электрического поля. Аналогично тому, как показано в уравнении (286), т. I, мы можем опять представить это действие магнитного поля как увеличение плотности газа, что по законам подобия приводит к уменьшению толщины катодного падения, а при нормальных разрядах вызывает повышение плотности тока; и то и другое наблюдается в действительности. Согласно уравнению (286), т. I, кажущееся увеличение плотности

первоначальной величины, появляются отклонения от этого закона подобия для магнитного поля, но и они возникают вследствие сильного нагрева газа при высоких напряженностях поля и больших плотностях тока. Плотность тока, как и надо было ожидать, меняется приблизительно пропорционально квадрату кажущейся плотности газа, т. е. обратно пропорционально  $d^2$ . Таким образом поперечное магнитное поле может сильно увеличить плотность тока. Необходимо упомянуть, что в поперечном магнитном поле разряд передвигается по

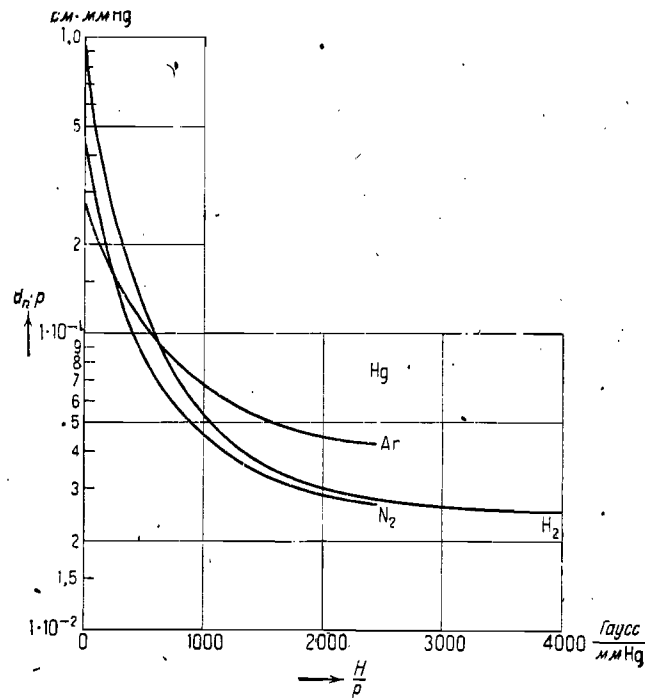


Рис. 80. Относительная толщина области катодного падения  $d_n/p$  на ртутном катоде в зависимости от относительной величины  $H/p$  поперечного магнитного поля (67).

катоде электродинамическими силами со скоростью, которая снова должна согласно законам подобия зависеть лишь от  $\frac{H}{p}$ ; однако до настоящего времени измерение этой скорости не произведено. Далее, уменьшение толщины катодного падения под действием поперечного магнитного поля может привести к тому, что при достаточно малом расстоянии между электродами разряд, затрудненный в отсутствие магнитного поля, т. е. требующий очень большого напряжения горения, — в присутствии магнитного поля может поддерживаться при нормальной величине напряжения горения. Толщина катодного паде-

ния уменьшается при наличии магнитного поля настолько, что становится меньше расстояния между электродами.

В положительном столбе электродинамические силы, возникающие при наличии поперечного магнитного поля, прижимают разряд к одной из стенок. Таким образом в этом случае область большой концентрации заряженных частиц лежит ближе к поглощающей ионы стенке. Потери заряженных частиц вследствие диффузии к стенке возрастают и одновременно возрастает также и падение напряжения в столбе. Достаточно сильным магнитным полем

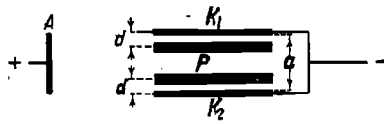


Рис. 81. К принципу действия полого катода.

можно этим методом „разорвать“ тлеющий разряд и, следовательно, совершенно потушить его.

**§ 49. Полые катоды в тлеющем разряде.** Указанное в § 48 увеличение плотности тока вследствие вызванных магнитным полем искривлений путей заряженных частиц и кажущегося в результате этого увеличения плотности газа может быть получено также чисто электростатическими средствами. Пусть на рис. 81  $K_1$  и  $K_2$  представляют собой два катода, включенные параллельно в общий разряд, в то время как анод может быть расположен где угодно. Примем сначала, что расстояние  $a$  между  $K_1$  и  $K_2$  столь велико, что области их катодных падений могут образовываться, не мешая друг другу; оба катода в этом случае друг на друга не влияют. Перед каждым катодом расположено отдельное облако положительного объемного заряда; потенциал точки  $P$  в середине между обоими катодами выше потенциала катода примерно на величину катодного падения. Если приближать оба катода друг к другу или уменьшать плотность газа, то в конце концов наступит момент, когда наиболее быстрые первичные электроны, выходящие из  $K_1$ , уже могут попадать в отрицательное тлеющее свечение перед  $K_2$  и наоборот. Рассмотрим сначала путь одного такого особенно быстро первичного электрона. Он ускоряется в области катодного падения перед  $K_1$ , покидает область отрицательного тлеющего свечения перед  $K_1$  с заметной еще кинетической энергией, пробегает максимум потенциала в точке  $P$  и при дальнейшем приближении к также отрицательно заряженному катоду  $K_2$  начинает тормозиться и отталкиваться обратно. Если бы соударения в дальнейшем не тор-

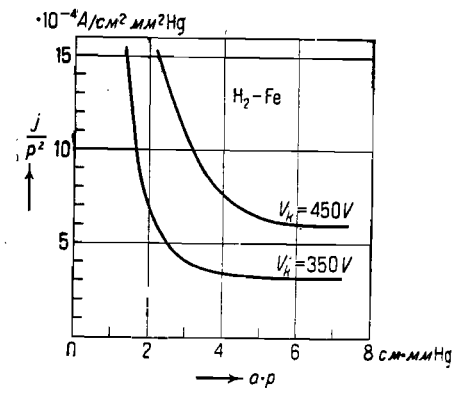


Рис. 82. Зависимость относительной плотности тока  $\frac{j}{P^2}$  от относительного расстояния  $ap$  двух железных катодов в водороде при различных давлениях (10).

мовили электрон, этот процесс мог бы продолжаться произвольное число раз. Чем ближе сдвигаются обе половины катода  $K_1$  и  $K_2$ , тем больше первичных электронов из  $K_1$  попадает с заметной еще кинетической энергией в отрицательное тлеющее свечение  $K_2$  и наоборот. При этом электроны летают между катодными областями до тех пор, пока не потеряют свою энергию вследствие соударений. Очевидно, что при этом вероятность ионизации, производимой электроном, делается много больше, чем если катодное падение пробегается им один лишь раз: это удлинение пути электронов играет для ионизации ту же роль, что и увеличение плотности газа. Вследствие кажущегося увеличения плотности газа увеличивается также и плотность тока. Поэтому при сближении обеих половин катода наблюдается изменение плотности тока на катоде при постоянном катодном падении, подобное изображенному на рис. 82. Если расстояние между  $K_1$  и  $K_2$  больше удвоенной толщины катодного падения  $2d$ , то плотность тока оказывается постоянной и неискаженной, но при  $a < 2d$  она увеличивается, в особо благоприятных условиях в несколько сотен раз (рис. 82а). (При очень малом расстоянии  $a$  плотность тока быстро спадает до нуля, так как ток не находит более пути к аноду из щели между обоими катодами.) Такое взаимодействие катодных частей разряда называется также действием полого катода, так как оно появляется, если в катоде имеются полости с диаметром, меньшим удвоенной толщины катодного падения. Действие полого катода подчиняется законам подобия лишь в ограниченном интервале токов, так как при больших имеющих в этом случае место плотностях тока нагрев газа возрастает и становится неопределенным, равно как и уменьшение плотности газа. По край-

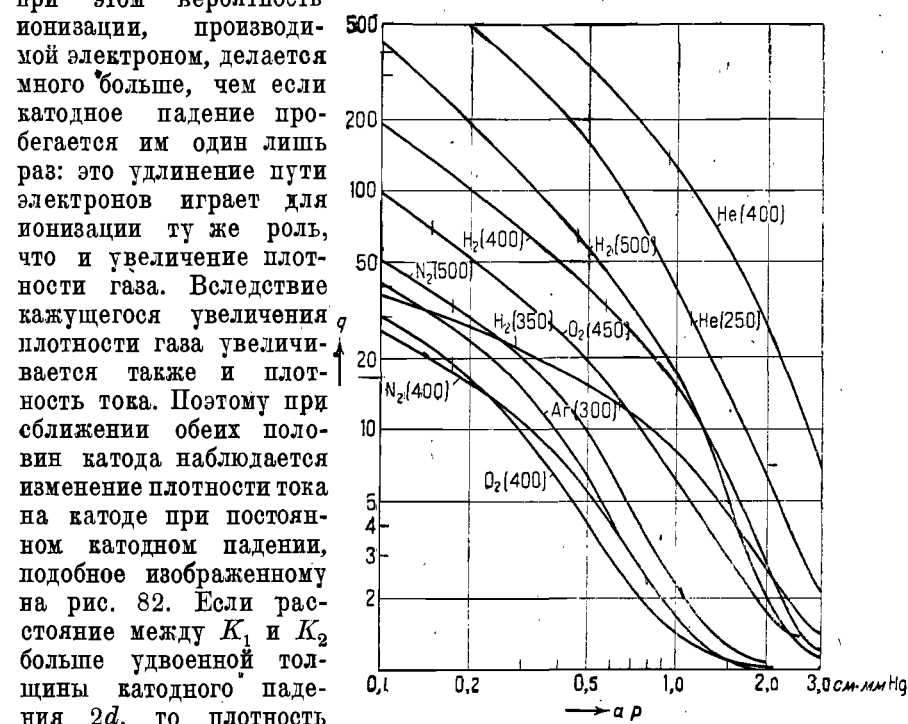


Рис. 82а. Степень увеличения  $q$  плотности тока на пологом катоде, отнесенная к плотности тока на обычном катоде при том же катодном падении, в зависимости от относительных расстояний  $ap$  между двумя половинами плоского катода для различных катодных падений и различных газов. Вертикальные штрихи: толщина катодного падения на обычном катоде (68).

ней мере в настоящее время введение соответствующей поправки еще невозможно.

**§ 50. Катодное распыление.** Аномалии в затрудненном тлеющем разряде. В § 37, т. I, мы указывали, что ион, падающий на поверхность, ограничивающую разряд, вызывает вылетание свободных атомов или групп их. Такого рода „катодное распыление“ имеет место в тлеющем разряде в тем большей степени, чем больше плотность тока и чем больше катодное падение. В табл. 8 приведены количества распыленного металла катода в граммах на амперсекунду для различных металлов при разряде в водороде с катодным падением в 850 В. В особенности велика распыляемая масса, если газ и катод друг с другом реагируют химически, например сурьма в  $H_2$ . Количество распыленного вещества растет линейно с катодным падением и несколько медленнее при катодных падениях, больших 1000В. В парах ртути при катодном падении в 1000В на каждый падающий ион из неамальгамирующихся катодов освобождается примерно один нейтральный атом.

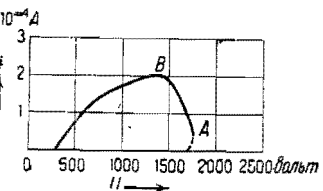


Рис. 83. Падающая характеристика при затрудненном тлеющем разряде (22).

Если в затрудненном тлеющем разряде увеличить напряжение на электродах, то, вообще говоря, возрастает также и плотность тока (см. рис. 62—67). Но при известных условиях это возрастание плотности тока снова может перейти в уменьшение, даже до нуля (см. рис. 83, B—A), и только при еще больших напряжениях на электродах плотность тока начинает снова расти. Это явление, имеющее место лишь

в очень узкой области  $pd$ , происходит, вероятно, вследствие перехода через максимум функции ионизации, так что электроны при увеличении напряжения ионизируют все меньше и в конце концов перестают давать нужное для выполнения условий стационарности количество положительных ионов. Энергия электронов отдается при этом аноду, близкое положение которого препятствует в этом случае дальнейшей ионизации газа. При еще больших напряжениях возрастает число электронов  $\gamma$ , освобождаемых из катода одним ионом, и ионизация производится в объеме газа также и ионами, так что, несмотря на слабую ионизацию, производимую электронами, условия стационарности оказываются снова выполненными.

Таблица. 8. Количество распыленного вещества в  $10^{-6} \frac{г}{А \cdot сек}$  для различных металлов катода при разряде в водороде с  $V_k = 850 В$  (20).

Mg	Fa	Cr	Al	Cd	Mn	Mo	Co	W	Ni	Fe	Sn	C
2,5	4,5	7,5	8	8,9	11	16	16	16	18	19	55	73!
Cu	Zn	Pb	Au	Ag	Sb	As	Te	Bi				
84	95	110	130	205	250!	300!	330!	410!	!-химическая реакция			

**§ 51. Тлеющий разряд при высоком давлении.** Если в тлеющем разряде увеличить давление газа, то плотность тока у катода возрастает пропорционально  $p^2$ , а толщина области катодного падения уменьшится пропорционально  $\frac{1}{p}$ . Энергия, освобождаемая в единице объема в области катодного падения, возрастает, таким образом, пропорционально  $p^3$ . Вследствие этого газ и катод в разряде могут так сильно нагреться, что тлеющий разряд перейдет в дугу с горячим катодным пятном и дуговым столбом. Переход в дугу может быть задержан хорошим охлаждением катода при условиях, соответствующих давлению по меньшей мере до атмосферного и токам до  $\approx 1 А$ . На рис. 84 показан такой тлеющий разряд высокого давления в атмосферном воздухе: у катода нормальный разряд (отрицательное тлеющее свечение), фарадеево темное пространство, затем столб и анодное свечение, характерные для дуги. Плотность тока у катода и толщина катодного падения подчиняются законам подобия при учете появляющихся в газе повышенных средних температур  $\bar{T}$ . Предположив, что теплопроводность газа  $\lambda$  пропорциональна температуре  $T$ :

$$\lambda(T) = \alpha T \quad (205)$$

и что отвод тепла из катодной области к катоду, находящемуся при заданной температуре  $T_K$ , происходит путем теплопроводности газа, можно найти среднюю температуру  $\bar{T}$  в пространстве катодного падения из:

$$\sqrt{\bar{T}(T - T_K)} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{3\alpha} \cdot V_n \left(\frac{j_n}{p^2}\right)_K \cdot (d_n p)_K \cdot \sqrt{p \cdot T_K}} \quad (206)$$

Здесь  $V_n$  обозначает катодное падение,  $\left(\frac{j_n}{p^2}\right)_K$  и  $(d_n p)_K$  — величины относительной плотности тока и толщины темного пространства при соответствующей температуре  $T_K$ ; эти величины выражены в вольтах, амперах, сантиметрах, миллиметрах ртутного столба и градусах Кельвина. Таким образом для нормального разряда в атмосферном воздухе получается  $\bar{T} \approx 1100^\circ К$ , а в  $H_2$  при  $T_K = 285^\circ К$  (охлаждение водой)  $\bar{T} \approx 700^\circ К$ . Уравнение (206) показывает, что при больших давлениях газа повышение температуры настолько уменьшает плотность газа, что плотность тока увеличивается уже не  $\sim p^2$ , а  $\sim p^3$ . Рис. 85 показывает результаты сравнения расчета с измерениями.

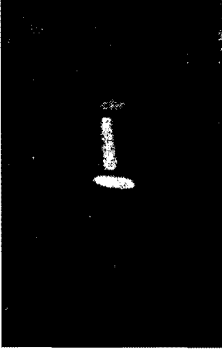


Рис. 84. Нормальный тлеющий разряд в атмосферном воздухе на охлаждаемых медных электродах; увеличено в 4 раза (21).

**§ 52. Безэлектродный разряд.** Переменное электрическое поле, как, например, поле между обкладками конденсатора, на которые наложено переменное напряжение, может производить ионизацию толчком, а следовательно, и электрический разряд в газе в отчасти откаченном сосуде, находящемся между обкладками. Образованные при достаточно низких частотах заряды движутся в электрическом поле к стеклянным стенкам, где и образуют поверхностные заряды, ослабляющие внешнее переменное поле и препятствующие дальнейшему течению тока. При следующей полуволне напряжения поле этих поверхностных зарядов вначале усиливает действующее теперь в обратном направлении внешнее переменное поле, так что опять получается толчок разрядного тока, снова прекращающийся после образования поверхностных зарядов обратной полярности, и т. д. Во время каждого толчка разряда в таком сосуде имеются области, похожие на катодное и анодное падения, но при более высоких частотах эти области сильно искажаются ионизацией во время предыдущей полуволны. При переменных полях высокой частоты заряженные частицы могут при некоторых условиях не долетать до стенки во время одной полуволны; тогда они совершают в газе колебания взад и вперед, производя при этом очень интен-

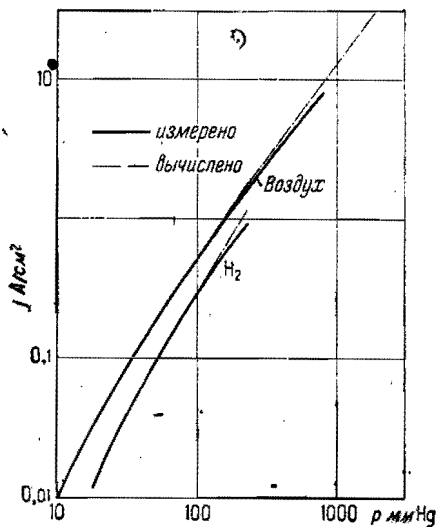


Рис. 85. Сравнение измеренного хода зависимости нормальной плотности тока на катоде  $j$  от давления газа  $p$  для Cu в воздухе и  $H_2$  (21) и вычисленного с поправкой на изменение плотности.

сивную ионизацию. Разрядный ток и световые явления увеличиваются при увеличении частоты и напряженности поля. Такого рода разряд может служить, например, для обнаружения полей высокой частоты и высокого напряжения и может применяться для измерения их, если будет специально определена напряженность поля, при которой зажигается разряд.

В переменном магнитном поле высокой частоты также могут появляться безэлектродные разряды во внесенных в него частично эвакуированных сосудах; их появление вызывается электрическими вихревыми полями. При полной круговой симметрии образуется, по видимому, однородный кольцевой разряд — род заменного на себя положительного столба, часто состоящего из большого числа коаксиальных круговых колец различной яркости и различного цвета. Эти кольца являются как бы заменными накоротко витками вторичной обмотки воздушного трансформатора. Так как в таких безэлектродных разрядах напряженность поля и сила тока могут быть измерены лишь с большим

трудом, числовых данных об этих разрядах почти совершенно нет. Существуют оптимальные частоты, зависящие от размеров сосудов и от давления газа. Иногда имеет место значительная светоотдача (40 люменов/ватт полной мощности). Для спектроскопических исследований безэлектродные разряды имеют то преимущество, что отсутствуют всякие загрязнения, появляющиеся из электродов. Многие химические процессы, имеющие место в разряде (образование озона, перекиси водорода, активного кислорода, атомного водорода), протекают особенно интенсивно в безэлектродном кольцевом разряде, так как отпадает каталитическое действие материала электродов, ускоряющее обратные процессы.

§ 53. Переход от тлеющего разряда к дуговому. Понятие дугового разряда охватывает несколько видов разряда, внешним признаком которых является очень низкое катодное падение, примерно в десять раз меньшее катодного падения тлеющего разряда. Из того факта, что дуговой разряд может поддерживаться при гораздо меньшей разности потенциалов, чем тлеющий, следует, что в дуговом разряде процессы, приводящие к возникновению свободных электронов и ионов, имеют гораздо больший выход (гораздо более экономичны), чем процессы ионизации соударениями и освобождения электронов при ударе положительных ионов о катод, имеющие место в тлеющем разряде. По видимому, в катодных частях дугового разряда может происходить целый ряд таких процессов. Поэтому существует целый ряд отдельных видов дугового разряда. Общим признаком всех этих мощных электроно- и ионообразующих процессов является то, что они начинают становиться заметными лишь при силах тока, гораздо больших, чем сила тока в рассмотренной до сих пор области тлеющего разряда. Во всех случаях образование свободных электронов и ионов происходит при этом не путем взаимодействия двух отдельных частиц, а путем процессов, в которых участвует большое число заряженных частиц.

### Дуговой разряд

Мы приведем для примера особенно наглядный отдельный случай дугового разряда и одновременно покажем, как дуговой разряд может развиваться из тлеющего разряда. Пусть между двумя маленькими электродами из трудно испаряемого материала, например из вольфрама, при помощи источника постоянного тока поддерживается тлеющий разряд, скажем, в азоте. Допустим, что силу тока этого разряда можно менять в широких пределах при помощи изменения сопротивления во внешней цепи и что сначала в этом разрядном промежутке имеет место нормальный тлеющий разряд.

При увеличении силы тока сперва будет изменяться лишь площадь на поверхности катода, покрытая разрядом, в то время как разность потенциалов между электродами будет оставаться постоянной. Дальнейшее увеличение силы тока, после того как вся поверхность катода начинает участвовать в разряде, приводит к увеличению напряжения между электродами (аномальный тлеющий разряд). До сих пор мы

имеем дело с явлениями, известными нам из изучения тлеющего разряда. При дальнейшем увеличении силы тока положение меняется. Согласно вычислениям § 29 или ярым рис. 44, увеличение силы тока в области аномального тлеющего разряда должно быть связано с идущим все далее и далее увеличением катодного падения. Однако на самом деле мы видим на опыте, что при увеличении силы тока напряжение между электродами происходит в конце концов через максимум, за которым следует довольно крутое уменьшение напряжения (рис. 86). Такое отступление от характеристики аномального тлеющего разряда вызвано появлением нового эффекта в разряде. Вследствие выделения энергии в катодных частях разряда и на самом катоде последний сильно нагревается и начинает действовать, как раскаленный катод. Это значит, что катод эмитирует уже не только электроны, вырываемые ударами положительных ионов ( $\gamma$ ; § 37, т. I), но и термоэлектроны. Формально это равносильно увеличению среднего числа эмитируемых катодом электронов, приходящегося на один попадающий на катод положительный ион. Термоионная эмиссия катода действует, таким образом, как увеличение коэффициента  $\gamma$ . Большое значение коэффициента  $\gamma$  на катоде приводит к малому катодному падению [уравнение (134)], так как большая электронная эмиссия с катода требует для своего поддержания в этом случае меньшей концентрации в объеме газа. В тот момент, когда катод начинает эмитировать термоэлектроны в таком количестве, что их число становится сравнимым с числом электронов, освобождаемых ударами положительных ионов, начинается понижение катодного падения по сравнению с катодным падением в аномальном тлеющем разряде. Чем больше увеличивается сила тока, тем выше становится температура катода, тем больше среди вылетающих с катода первичных электронов таких, которые обязаны своим происхождением термоионной эмиссии. Смотри по условиям охлаждения катода, катодное падение в конечном итоге может упасть до значения порядка примерно одной десятой нормального катодного падения. Катодное падение сохраняет лишь такую величину, что количество энергии, выделяющейся в катодных частях разряда (сила тока, умноженная на катодное падение), достаточно

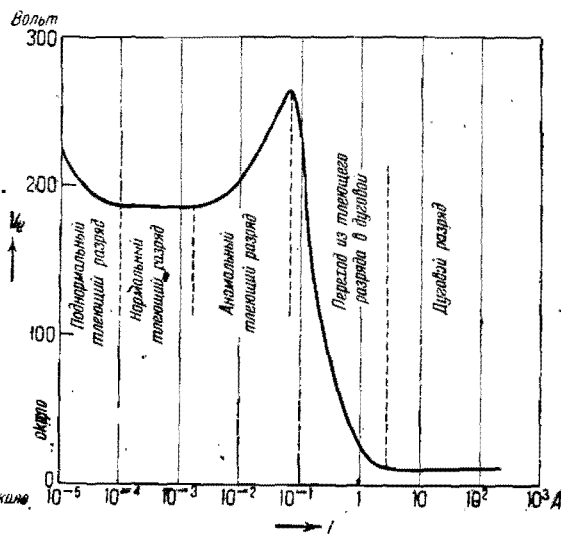


Рис. 86. Схема полной характеристики самостоятельных разрядов.

для того, чтобы поддерживать катод при температуре, необходимой для термоионной эмиссии.

для того, чтобы поддерживать катод при температуре, необходимой для термоионной эмиссии.

На рис. 87 изображены с соблюдением масштаба результаты опыта, проведенного по только что описанной схеме. Катодом служит вольфрамовый шарик диаметром 1,8 мм, сидящий на тонком стержне. Опыт производился в азоте при давлении в 170 мм. Кривая  $V_K$  показывает первоначальное нарастание аномального катодного падения с последующим понижением при образовании дугового разряда. Кривая  $T_K$  дает температуру катода, а кривая  $i_s/i$  — отношение (вычисленное) тока насыщения вольфрамового катода по всему разрядному току. Переход от возрастающей характеристики к падающей совершается при силе тока, при которой  $i_s/i$  становится заметным.

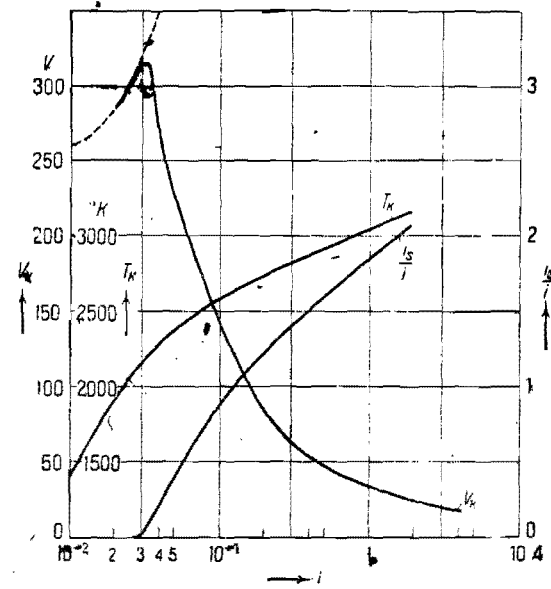


Рис. 87. Наблюдаемый на опыте случай перехода из тлеющего разряда в дуговой на вольфрамовом катоде в азоте.  $V_K$  — катодное падение,  $T_K$  — температура катода,  $i_s/i$  — отношение тока электронной эмиссии к общему току на катоде (23).

На основании подобных соображений можно подвергнуть переход от тлеющего разряда к дуговому количественному подсчету. Мы заменим при этом встречающийся в формулах (132) и (133) коэффициент  $\gamma$  через  $\gamma'$ .  $\gamma'$  также равно числу покидающих катод электронов, приходящихся на один положительный ион, но включает, кроме электронов, освобождаемых непосредственным действием положительных ионов, также и электроны термоионной эмиссии.

$$\gamma' = \left[ \frac{i^-}{i^+} \right]_{\text{на поверхности катода}} = \left[ \frac{i^- + i_s}{i^+} \right]_{\text{на поверхности катода}} \quad (207)$$

Полный ток электронов с катода

$$i^- = \gamma i^+ + i_s \quad (208)$$

$\gamma \approx 0,04$  (табл. 19, т. I), а термоионный ток насыщения

$$i_s = f A T^2 e^{-\frac{B}{T}} \quad (209)$$

( $f$  — площадь поверхности катода,  $A$  и  $B$  подставляем из табл. 21, т. I).

Полный разрядный ток равен:

$$i = i^- + i^+ = i^+(1 + \gamma) + i_0. \quad (210)$$

Вставляя  $i^+$  и  $i^-$  в (207), находим:

$$\gamma' = \gamma + \frac{1 + \gamma}{\frac{i}{i_0} - 1}. \quad (211)$$

Температура катода, а вместе с тем и  $i_0$ , зависит от энергии, выделяемой в области катодного падения. При высоких температурах, которые необходимы для термоионной эмиссии, основную потерю тепла составляет в этом случае излучение катода. Если мы положим излучение нашего вольфрамового шарика равным излучению черного тела, то мы переоценим излучение вольфрамового шарика (серое излучение) и тем самым до некоторой степени учтем добавочную потерю тепла благодаря теплопередаче через газ и через поддерживающий шарик стерженек.

$$i V_k = f \sigma T^4, \quad (212)$$

где  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{град}^4$ .

Подстановка  $T$  из (212) в (209) и  $i_0$  из (209) в (211) приводит к соотношению между  $\gamma'$ ,  $i$  и  $V_k$ , в котором коэффициенты известны. Второе соотношение между  $\gamma'$ ,  $i$  и  $V_k$  дают формулы (131), (132) и (133), относящиеся к аномальному тлеющему разряду. Входящая в эти формулы плотность газа или эквивалентное этой плотности давление требует введения поправки на высокую температуру катода. Для простоты мы проведем подсчет для плотности газа, соответствующей температуре  $2000^\circ$ , что является средней температурой для случая, изображенного на рис. 87. Наконец, входящая в формулу (131) подвижность также требует поправки на уменьшение плотности газа вследствие высокой температуры. Согласно формуле (257а), т. I, поправочный множитель пропорционален  $\sqrt{T}$ . Из этих двух соотношений между  $i$ ,  $V$  и  $\gamma'$  можно получить одно соотношение между  $i$  и  $V$ : это будет характеристика разряда. Если известна зависимость  $V_k = f(j)$ , то, согласно (125), можно тотчас же подсчитать  $d = f(j)$ . Так как в переходной области разряда  $V_k$  убывает, а  $j$  увеличивается, то из этого равенства сейчас же следует, что толщина катодного слоя должна значительно уменьшиться.

Рис. 88 показывает результат такого подсчета. Экспериментальная кривая та же, что и на рис. 87. Вычисленная кривая построена без применения каких-либо произвольно подобранных констант. Совпадение вычисленной и наблюдаемой вольтамперных характеристик настолько хорошее, что можно без сомнения сделать заключение, что развитые выше представления качественно правильны. Для зависимости тол-

щины катодного слоя от силы тока нет точных измерений. Опыт подтверждает лишь уменьшение этой толщины.

Описанный здесь разряд представляет собой лишь один из видов дуги. Образование других видов дугового разряда из тлеющего разряда в настоящее время можно проследить качественно лишь с трудом и тем менее можно это сделать количественно. Пусть в эвакуированном сосуде находится ртутный катод и какой-либо анод и пусть разрядный промежуток заполнен парами ртути при давлении в несколько сотых миллиметра ртутного столба. Между катодом и анодом при этих усло-

виях можно поддерживать тлеющий разряд. Этот тлеющий разряд будет отличаться чрезвычайно малой силой тока, как это следует в случае малой плотности газа из законов подобия тлеющих разрядов. Под действием тлеющего разряда вся поверхность катода несколько нагревается, причем происходит дополнительно испарение некоторого количества ртути. Если в каком-либо месте температура катода случайно будет несколько выше, чем температура окружающих точек, то в этом месте будет испаряться большее количество ртути. Следовательно, здесь плотность паров ртути в слое, непосредственно прилегающем к катоду, будет больше. На основании законов подобия такое увеличение плотности газа вызывает увеличение плотности тока.

Это в свою очередь приведет к еще большему выделению тепла в данной точке катода и, следовательно, к еще более усиленному испарению. Таким образом в этом месте плотность газа, плотность тока и нагревание катода будут возрастать все дальше и дальше, взаимно усиливая друг друга. Отдельные части поверхности катода могут настолько сильно нагреться и непосредственно перед ними могут образоваться такие большие плотности ртутного пара, что плотность тока может достигнуть здесь значения, необходимого для существования дугового разряда. Детальные процессы, сопровождающие в этом случае переход от тлеющего разряда к дуговому, остаются, однако, неизвестными. Во всяком случае такая дуга поддерживается

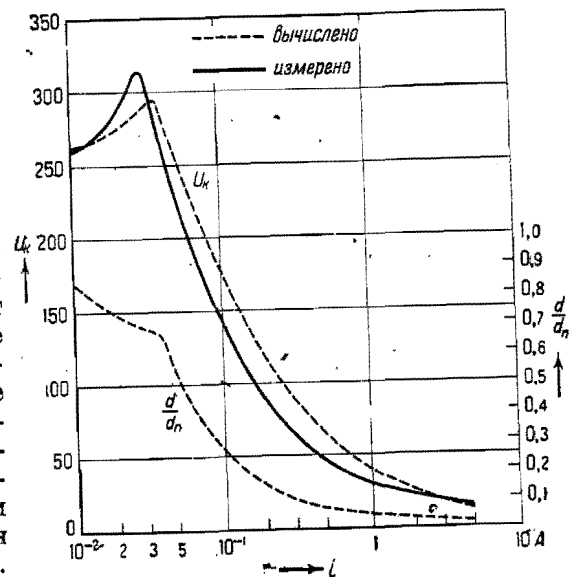


Рис. 88. Вычисленный и наблюдаемый переход тлеющего разряда в дуговой.  $U_k$  — катодное падение,  $\frac{d}{d_n}$  — отношение длины темного катодного пространства к той же длине при нормальном тлеющем разряде.

на путём термоионной эмиссии с катода (холодный катод). Заметим, что дуговой разряд может возникнуть и не проходя через стадию тлеющего разряда, если, например, удалить друг от друга два первоначально приведенные в соприкосновение электрода при наличии в цепи достаточной силы тока и достаточного напряжения. Последние проводящие ток при разрыве электродов слои („контактные мосты“) при этом раскаляются током и образуют на катоде точки, служащие основанием термической дуги. В других случаях в парах, образуемых при испарении таких контактных мостов, возникает нетермическая дуга.

**§ 54. Определение дугового разряда.** При переходе к большим силам тока, согласно § 53, на катоде начинается усиленное по сравнению с тлеющим разрядом выделение электронов. Уменьшение катодного падения является единственным критерием дугового разряда. Общие свойства дугового разряда нельзя указать однозначно, потому что, согласно данному определению, дуговой разряд может охватывать большое число различных видов разряда, причем эти виды коренным образом отличаются один от другого по элементарным явлениям, имеющим место во всех или в отдельных частях разряда. Так, мы знаем дуговые разряды с термоионной эмиссией на катоде, причем высокая температура катода либо возникает под действием самого разряда, как, например, в случае между вольфрамовыми электродами в азоте, либо поддерживается на уровне, достаточном для электронной эмиссии, при помощи специального подогрева извне. При этом дуга может соприкасаться с катодом, концентрируясь на небольшом участке поверхности последнего, или же покрывает собой весь катод. С другой стороны, возможны формы дугового разряда, при которых температура катода, без сомнения, недостаточна для поддержания разрядного тока. В этих случаях при стационарной дуге разряд, повидимому, всегда концентрируется на отдельных точках катода, вероятно, потому, что происходящие при этом процессы эмиссии электронов из катода связаны с большой плотностью тока. В качестве таких процессов мы рассматриваем ниже автоэлектронную эмиссию (§ 40, т. I), т. е. вырывание электронов из катода сильным полем и явление термической ионизации в сильно нагретом слое газа перед катодом.

Между различными формами дугового разряда в остальных частях разрядного промежутка существуют еще большие различия, чем у катода. В вакуумной дуге *положительный столб* может полностью иметь вид положительного столба тлеющего разряда, так что, закрыв катод, нельзя отличить, имеем ли мы дело с дуговым или тлеющим разрядом. С другой стороны, при больших давлениях газа и больших силах тока температура газа в положительном столбе дуги может быть настолько высока, что в процессе образования свободных электронов и ионов в положительном столбе играют весьма существенную роль термическая ионизация, а также одновременно имеющие место химические процессы, что представляет собой коренное различие по сравнению с положительным столбом тлеющего разряда. Между этими двумя видами положительного столба дуги существуют всевозможные

переходные формы. Дуговой разряд может покрывать анод целиком, как это имеет место в тлеющем разряде. Но разряд может также концентрироваться на небольшом участке поверхности анода, причем анод нагревается до температуры, которая значительно превосходит даже температуру катода.

Мы опишем здесь подробнее только те части дугового разряда, которые отличаются от соответствующих частей тлеющего разряда. Кроме существенно отличных, непосредственно прилегающих к катоду частей дуги, мы коснемся лишь положительного столба дуги при высокой температуре и концентрированного анодного свечения.

Для понимания элементарных процессов в разряде существенно, проходит ли разряд в постороннем газе или же газ выделяется из электродов путем испарения при нагревании. Первый случай мы будем в дальнейшем кратко называть „дугой в газе“, второй — „дугой в парах“. Согласно этому определению дуга между вольфрамовыми электродами в парах ртути будет конечно „дугой в газе“.

**§ 55. Феноменология дугового разряда.** В качестве примера „дуги в газе“ мы опишем дугу в атмосферном воздухе между двумя угольными электродами. Рис. 89 дает вид дуги, свободно горящей между двумя однородными угольными электродами при расстоянии между ними около 1 см и силе тока в 10 А. От заостренного катода и от анодного углубления исходят короткие фиолетовые или голубые пламена, обусловленные, повидимому, сгоранием выделяемых дугой газов. При увеличении силы тока заметно увеличиваются размеры отрицательного пламени в направлении оси дуги. При большей длине дуги между положительным и отрицательным пламенем образуется более темный однородный столб. Разряд окружен ореолом, яркость которого быстро убывает по краям. Ореол образован горячими газами и в нем имеют место различные химические реакции (диссоциация, окисление и т. д.). Следует отметить более легкую отклоняемость ореола воздушными потоками (как-то направленный вверх поток горячих газов дуги) и меньшую чувствительность ореола по отношению к действию магнитного поля. Отсюда можно заключить, что ореол участвует в переносе тока лишь незначительно. Отдельные детали внешнего вида дугового разряда очень сильно зависят от взаимного расположения электродов.

Однако описанная здесь дуга между угольными электродами не является чистой „дугой в газе“, так как положительное и отрицательное пламя образованы газами, выделяющимися из электродов. Это обстоятельство выражено еще отчетливее, когда в качестве материала электродов применяется не чистый уголь, а в электродах содержатся легко испаряемые вещества в виде связующих веществ или специальных добавлений (§ 98). Эти добавочные вещества усиливают пламя на электродах и ореол. Дуга между такого рода электродами представляет собой поэтому при не слишком большом расстоянии между

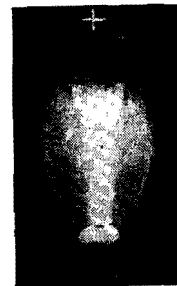


Рис. 89. Дуга между угольными электродами 7 мм  
 $\varnothing, i = 6 \text{ А.}$   
 $l = 1,2 \text{ см (29).}$



последними резко выраженную „дугу в парах“. Выделение электронов на катоде между угольными электродами происходит у описываемых дуг, по видимому, почти исключительно путем термоионной эмиссии. Во всяком случае наблюдаемая на поверхности катода температура вполне достаточна для поддержания разрядного тока дуги этим путем.

Дуга в атмосферном воздухе между медными электродами имеет при большом расстоянии между электродами совершенно такой же вид, как и угольная дуга, — сердцевина окружена ореолом. Вблизи электродов, наоборот, бросается в глаза заметное отличие. Разряд поддерживается здесь в металлических парах, которые светятся в случае медных электродов сине-зеленым светом. Пламена на электродах, сравнительно коротки, но также растут с увеличением силы тока. В непосредственной близости анода и катода разряд, очевидно, представляет собой чистую „дугу в парах“. При больших расстояниях между электродами часть столба дуги, лежащая в середине, представляет собой положительный столб „дуги в газе“. В образовании этого столба в большей или меньшей степени принимает участие атмосферный воздух. Принципиальное отличие по сравнению с угольной дугой имеет место, конечно, в элементарных процессах на катоде. Несмотря на то, что плотность тока на медном катоде примерно в десять раз больше, чем на угольном катоде, температура на медном катоде достигает лишь  $\frac{1}{2}$  или  $\frac{2}{3}$  температуры угольного катода и потому совершенно недостаточна для чистой термоионной эмиссии.

В чистом виде „дугу в парах“ можно получить, если откачать газ из разрядного промежутка между легко испаряемыми электродами. В случае медных электродов давление паров меди, образующихся в разрядном промежутке, достаточно для поддержания стационарного разряда только при больших силах тока, приводящих к большим количествам испаряющейся меди. В нестационарном виде подобная дуга образуется и при более слабых силах тока, если раздвигать в вакууме приведенные в соприкосновение электроды. В этом случае источником паров служит плавление последнего металлического „моста“ между электродами. В стационарном виде дуга в парах может быть легко получена при электродах из легко испаряющихся металлов, как, например, Zn или Hg. Разряд в этих дугах всегда сконцентрирован на катоде на небольшой площади при сравнительно низкой температуре катода. При катоде из жидкой ртути катодное пятно с большой скоростью бежит по поверхности ртути. На твердых амальгмированных электродах, а также в случае жидких катодов, снабженных выступающими вперед штифтами, катодное пятно неподвижно. Во всех случаях катодное пятно может разделиться при больших силах тока на несколько одновременно существующих друг около друга отдельных пятен. Разряд, развивающийся в парах ртути, может иметь положительный столб, вполне соответствующий положительному столбу тлеющего разряда. Лишь при очень высоких температурах, обуславливающих большую плотность ртутного пара, такой столб может переходить в характерный для дуги столб с термической ионизацией.

Если анод представляет собой трудно испаряющийся металл, то анодные части дуги при малой плотности газа или пара покрывают

собой всю поверхность анода. При большой плотности газа или пара или при легко испаряющемся аноде и при большой силе тока площадь соприкосновения дуги с анодом, так же как и на катоде, стягивается в отдельное анодное пятно. На аноде тоже наблюдается разделение пятен на несколько частей. При большой силе тока дуга, горячая спокойно в атмосферном воздухе, может начать шипеть при одновременном уменьшении общего падения потенциала в дуге примерно на 10 V. Так как это явление не имеет места в  $N_2$ , то шипение представляет собой, по видимому, неравномерно протекающее окисление, и притом именно окисление анода<sup>1)</sup>. Более детальный механизм этого явления еще не изучен.

§ 56. Распределение поля в дуге постоянного тока. Мы допускаем, что дуга имеет прямолинейный вид, что может быть, например, достигнуто соответствующим распределением воздушных потоков или другими средствами, и что в средней части дуги находится область, не возмущаемая пламенами, находящимися на электродах. В непосредственной близости катода должны иметь место очень большие напряженности поля, так как катодное падение величиной от 5 до 20 V сосредоточено в очень маленькой области порядка  $10^{-4}$  см и меньше. Произвести экспериментально более подробный анализ катодного пространства до сих пор не удалось. Существование сильных полей можно установить только спектроскопически, по расщеплению спектральных линий в электрическом поле у катода. В соседней с катодом области катодного пламени напряженность поля больше, чем в следующей области невозмущенного положительного столба. Переход от больших напряженностей поля к меньшим совершается непрерывно. В средней части столба стационарной дуги напряженность поля довольно постоянна. При переходе в область анодного пламени она вновь возрастает и достигает в анодном падении очень больших значений. По видимому, напряженность поля у анода все же меньше, чем у катода, несмотря на большую величину анодного падения, так как можно предполагать, что анодное падение потенциала сосредоточено на большем протяжении, чем катодное падение потенциала. Подобный же вид имеет распределение потенциала в вакуумной дуге, если на аноде дуга сосредоточена на небольшой площадке. При анодных частях, напоминающих тлеющий разряд (не сосредоточенных), анодное падение может быть очень малым и даже совершенно незначительным в пределах точности измерений. В вакуумной дуге столб согласно законам подобия разрядов до некоторой степени растянут по сравнению с дугой при высоком давлении и легче поддается исследованию. В этом случае перед областью однородного столба иногда наблюдается минимум напряженности поля. Нельзя считать твердо установленным, что такой минимум напряженности на самом деле имеет место также в дуге при высоком давлении и его только не удавалось до сих пор обнаружить при измерениях.

В тех случаях, когда дуга не выпрямлена указанными выше способами, но искривлена или изломана под действием газовых потоков или

<sup>1)</sup> Шипящая дуга наблюдается только в случае угольного анода. Катод безразличен. (Прим. ред.)

других причин, напряженность поля в столбе нельзя более считать постоянной. В таких случаях в различных частях столба происходит различная потеря энергии (различное охлаждение в разных точках или различное поглощение ионов на стенках). Если разряд продолжает свое стационарное существование, несмотря на эту неоднородность, то это означает, что в точках большей потери энергии происходит и большее ее выделение током: это достигается повышением напряженности поля, так как сила тока остается неизменной.

§ 57. Элементарные процессы в дуговом разряде. а) Дуговой разряд с термоионизацией на катоде, например дуга между угольными электродами в воздухе. Электроны, выходящие из катода вследствие термоионной эмиссии, ускоряются сильным полем катодного падения и, пролетая расстояние, равное одной длине свободного пути, приобретают скорости, достаточные для ионизации молекул газа при столкновении. Ионизироваться могут непосредственно атомы, находящиеся в нормальном состоянии. Однако надо предполагать, что при больших плотностях электронного тока в области катода имеются, налицо возбужденные атомы в таком большом числе, что здесь ионизация ступенями становится особенно интенсивной. В этих случаях приходится даже принимать в расчет дальнейшую ионизацию уже имеющихся налицо ионов, т. е. образование многократно заряженных ионов. Новообразование ионов происходит главным образом в слое, отстоящем от катода на расстоянии порядка величины одного свободного пробега электрона. Образованные при этом положительные ионы направляются полем к катоду и пробегают область катодного падения без газокинетических столкновений: законы движения ионов, таким образом, приблизительно те же, что и при свободном движении ионов в высоком вакууме. Пробегая этот путь, ионы приобретают кинетическую энергию порядка величины катодного падения, т. е. приблизительно равную работе ионизации газа, и достигают катода с запасом, равным сумме их кинетической и потенциальной энергий. Этот запас энергии ионы отдают поверхности катода и способствуют, таким образом, поддержанию высокой температуры последнего. Ниже при разборе баланса энергии на катоде мы показываем подробно, как велика должна быть часть общего тока дуги, приходящаяся у поверхности катода на долю положительных ионов, чтобы последние сообщили катоду количество энергии, достаточное для его постоянного подогрева (§ 59). Отношение ионного тока к общему разрядному току оказывается при этом равным примерно от 10 до 50%.

Существенно здесь то, что размеры области катодного падения вдоль оси разряда малы по сравнению с поперечными размерами этой области. Если бы, наоборот, толщина катодного слоя была одного порядка величины с его поперечными размерами, то часть ионов, образуемых в конце области катодного падения, не попадала бы более на горячее катодное пятно, но падала бы на расположенные рядом более холодные части катода. Тогда бы уже не вся подводимая ионами к катоду энергия затрачивалась на поддержание высокой температуры той части катода, из которой происходит термоионная эмиссия. Чтобы, несмотря на это, поддерживать температуру катода на достаточной

высоте, в области катодного падения должно было бы образоваться большее число ионов, чем в ранее рассмотренном случае. Чтобы иметь большую ионизацию, катодное падение должно было бы быть также больше. Если принять во внимание уменьшение плотности газа вследствие высокой температуры, то размеры области катодного падения в направлении, перпендикулярном к катоду, оказываются по меньшей мере равными длине свободного пробега в газе. При уменьшении давления газа продольные размеры катодных частей разряда растут обратно пропорционально давлению. Начиная с некоторого критического давления, это должно привести согласно вышеуказанному к увеличению катодного падения. Возможность осуществления дугового разряда связана, таким образом, с наличием у катода плотности газа, большей, чем некоторое минимально допустимое значение. На этом основании самостоятельный дуговой разряд на вольфрамовом электроде в азоте при давлении, равном приблизительно 50 мм рт. столба, возможен лишь при очень больших силах тока. Если, наоборот, катод сделан из легко испаряющегося материала, то плотность газа у катода, необходимая для поддержания разряда, достигается путем испарения вещества катода; поэтому при такой „дуге в парах“ давление постороннего газа может быть очень сильно уменьшено. Присутствие этого постороннего газа может даже оказаться совсем ненужным.

В конце области катодного падения, т. е. в начале положительного столба, число электронов по сравнению с катодом настолько увеличилось, что, начиная с этого места, они могут почти полностью осуществлять перенос тока. В положительном столбе дуги число положительных ионов и электронов должно быть одинаково, подобно тому как это имеет место в положительном столбе тлеющего разряда, так как линейный ход потенциала поля свидетельствует об отсутствии декомпенсированных пространственных зарядов. При этих условиях отношение плотностей тока, переносимого положительными ионами и электронами, равно отношению подвижностей ионов и электронов, а подвижности в свою очередь обратно пропорциональны массам [уравнение (257а), т. 1]. Таким образом более 99% общего тока в столбе приходится на долю электронного тока. Баланс заряженных частиц в столбе дуги также и в прочих отношениях близок к их балансу в положительном столбе тлеющего разряда: на единице длины столба путем ионизации вновь образуется столько же ионов и электронов, сколько их исчезает путем рекомбинации или диффузии из того объема более теплого газа, где идет ток в окружающее пространство. Повидному, холодные края канала горячего газа в дуге играют такую же роль, как стенки трубки в случае тлеющего разряда. Заряженные частицы, попадающие путем диффузии в холодную область, обладают там благодаря большей плотности газа такой малой подвижностью, что скорость их передвижения в направлении поля, а следовательно, и переносимая ими здесь доля тока исчезающе малы по сравнению с теми же величинами, относящимися к электронам и ионам в горячем канале в газе по оси разряда. Концентрация заряженных частиц в более холодных краевых частях дуги должна быть очень велика, так что здесь происходит значительная рекомбинация. Кроме того, в более холодных зонах дуги в большей

степени происходит присоединение свободных электронов к молекулам газа и образование этим путем отрицательных ионов. В тех местах, где происходит значительное образование отрицательных ионов, следует ожидать также и усиленную рекомбинацию отрицательных и положительных ионов (§ 73, т. I). В том случае, когда образование свободных заряженных частиц в столбе происходит главным образом путем термической ионизации горячего газа, продольный градиент поля в столбе устанавливается такой величины, что энергия, выделенная на единице длины столба, как раз достаточна для того, чтобы при наличии потерь тепла через теплопроводность, излучение и конвекцию поддерживать температуру горячего „шнура“ газа на высоте, достаточной для термической ионизации.

В дуговом разряде при высоких давлениях переход тока из газа в анод происходит, повидимому, всегда в концентрированном светящемся пятне, напоминающем пятно на катоде. Нельзя считать установленным, исключены ли принципиально для анодов из всевозможных материалов при больших давлениях другие формы перехода от газа к аноду, при которых процессы на аноде были бы аналогичны процессам на аноде в тлеющем разряде. Вероятно, контрагирование (стягивание) анодных частей разряда при высокой температуре анода отчасти сопровождается эмиссией анодом положительных ионов. Положительные пространственные заряды этих ионов обуславливают накопление электронов в тех местах анода, где случайно произошла особенно сильная эмиссия положительных ионов раскаленным анодом. При несколько пониженном давлении (порядка  $\frac{1}{4}$  ат) бывают случаи, когда

дуговой разряд равномерно распределяется по поверхности анода. Это можно объяснить тем, что в этих случаях температура положительного столба дуги еще слишком низка, чтобы вызвать эмиссию ионов с прилегающих частей поверхности анода. Однако в большинстве случаев и при давлениях указанного выше порядка величины анодные части дугового разряда сконцентрированы на небольшом участке поверхности анода. При переходе от равномерного распределения анодных частей к концентрированному спектр анодных частей разряда изменяется: к излучению газа, которое при равномерном распределении одно только и обуславливает вид спектра, в подавляющем количестве добавляется излучение паров того материала, из которого сделан анод.

б) Дуговой разряд с ионизацией сильными электрическими полями на катоде. При большой плотности тока в катодном пространстве здесь должна быть налицо очень большая плотность положительного пространственного заряда, вызывающая появление сильных электрических полей между поверхностью катода и слоем положительных зарядов. Подсчет (§ 59) приводит в этом случае к напряженностям поля порядка  $10^6$  В/см.

Силы, действующие на электроны проводимости при таких напряженностях поля около поверхности металла, одного порядка с силами, удерживающими эти электроны внутри металла. Некоторая доля свободных электронов может быть как бы вырвана из металла этим сильным полем. Таким образом начинается эмиссия электронов из металла

не вследствие высокой температуры последнего (термоионная эмиссия), а вследствие наличия сильного поля (автоэлектронная эмиссия, § 40, т. I). Катод дуги, электронная эмиссия которого осуществляется таким способом, называют „холодным“ катодом. Такое представление о механизме эмиссии в дуге с холодным катодом, повидимому, соответствует действительности. Однако не совсем твердо установлено, достаточно ли его одного для того, чтобы объяснить величину эмиссии с катода количественно.

Чтобы на катоде могла возникнуть такая большая напряженность поля, необходимо наличие у катода пространственных зарядов большой плотности, а следовательно, и больших плотностей тока. Условием возникновения таких больших плотностей тока является большая плотность газа или пара у поверхности катода. При малой плотности газа даже полная ионизация всех атомов газа не могла бы привести к достаточно высокой концентрации ионов. Повидимому, плотность атмосферного воздуха при температуре катода не всегда достаточна для этого. Образование „дуги с холодным катодом“ поэтому, вероятно, всегда связано с испарением материала катода. Образование при данном материале катода дуги с холодным катодом или же дуги с термоионной эмиссией катода зависит, повидимому, от того, что начинается раньше при нагревании катода: испарение материала катода или же термоионная эмиссия. В первом случае образуется дуга с холодным катодом, во втором — термическая дуга. С уверенностью можно сказать, что нетермическую дугу („дугу с холодным катодом“) мы имеем в случае разряда со ртутным катодом (так как ртуть очень легко испаряется), а также в случае цинка и меди. Определенно термическую дугу мы имеем в случае трудно испаряемых веществ, как-то: вольфрама и угля. Неизвестно, можно ли получить и для этих трудно испаряющихся материалов необходимые плотности тока путем заполнения всего разрядного промежутка газом при очень большом давлении, например воздухом при давлении в несколько атмосфер.

На аноде дугового разряда наличие больших плотностей газа не необходимо. Анод только улавливает приходящие из газа электроны. Образование новых заряженных частиц здесь для поддержания разряда не нужно. Таким образом, если дуга должна поддерживаться в трубке вполне эвакуированной от посторонних газов, между легко испаряющимся электродом, например ртутью, с одной стороны, и трудно испаряемым, например электродом из графита, железа или вольфрама — с другой, то ток гораздо легче идет в том случае когда катодом является легко испаряющийся электрод, например ртуть. Этим выпрямляющим свойством ртутных катодов широко пользуются в ртутных выпрямителях.

Понятно, не во всех случаях дуговой разряд можно однозначно отнести к одному из двух главных типов: к дуге с холодным катодом или к термической дуге. Строгое разделение этих двух типов невозможно уже потому, что с увеличением напряженности поля у поверхности катода неразрывно связано уменьшение работы выхода электронов из катода (согласно § 40, т. I), а следовательно, и возрастание термоионной эмиссии.

## Законы дугового разряда

§ 58. Катодное падение потенциала, ширина катодного пространства и плотность тока. Как и в области катодного падения тлеющего разряда, в катодном пространстве дуги имеется избыток положительных ионов. Разрядный ток на поверхности катода переносится в значительной его части положительными ионами. Величину этой доли мы оценили в § 59 из энергетических соображений цифрой в 10—50%. Наоборот, на том конце дуги, который представляет собой положительный столб, почти весь ток переносится электронами. Это увеличение электронной доли тока основано на ионизации соударениями в области катодного падения. Хотя электронный ток и преобладает над ионным в большей части катодного пространства, расположение пространственных зарядов определяется почти исключительно ионной частью тока, так как скорость электронов гораздо больше, чем скорость ионов. Можно подсчитать порядок величины напряженности возникающих электрических полей. Ускоренные катодным падением ионы попадают на катод и освобождают из него электроны либо путем производимого их ударами нагревания катода, либо через посредство вызванного ими поля. Освобожденные из катода электроны ускоряются в области катодного падения и могут произвести ионизацию атома газа не раньше, чем при первом столкновении с таковым, следовательно, в среднем пройдя путь  $\lambda$ . Допустим для упрощения, что все электроны производят ионизацию, пройдя путь  $d \approx \lambda$ . В таком случае мы будем иметь два расположенных друг против друга плоских источника заряженных частиц, причем движение заряженных частиц между этими плоскостями совершается беспрепятственно, как в высоком вакууме. Соотношение между плотностью тока, расстоянием между источниками ионов и электронов и разностью потенциалов между ними дано уравнением (197), т. I. Вместо  $j$  мы должны при этом подставить плотность ионной доли тока  $j^+$ , вместо  $m$  — массу иона  $m^+$ . Так как разность потенциалов между плоскостями, в которых расположены оба источника, должна быть достаточной, для того чтобы электроны могли ионизовать тотчас же после пролета через область катодного падения, последнее должно иметь величину порядка ионизационного потенциала данного газа или пара. Для упрощения задачи мы пока не рассматриваем безусловно возможную при большой плотности тока ионизацию ступенями, при учете которой можно было бы обойтись еще меньшими разностями потенциала (однако не ниже первого потенциала возбуждения). При  $U = V_K = V_j$  уравнение (197), т. I, дает в качестве наибольшей возможной плотности ионного тока:

$$j^+ = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m^+}} \frac{V_n^{3/2}}{\lambda^2}. \quad (213)$$

Для азота при атмосферном давлении получается численно:  $V_K = V_j = 15,8 \text{ В} = 5,3 \cdot 10^{-2} \text{ CGSE}$ ;  $m^+ = 4,66 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ ;  $\lambda = 4,52 \cdot 10^{-3} / 760 = 5,95 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  для газа при комнатной температуре, и соответственно в 10 раз больше, т. е.  $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ , при вероятных в дуговом раз-

ряде температурах от 2000 до 3000° К. Отсюда получается  $j^+ = 5,4 \cdot 10^{11} \text{ CGSE} = 180 \text{ А/см}^2$ . Общая плотность тока повышается на величину электронного тока, которая увеличивается самое большее в несколько раз; так что мы получим  $j \approx 5-10 \cdot 10^2 \text{ А/см}^2$ . И действительно при угольном катоде в азоте наблюдаются плотности тока именно такой величины (табл. 10). Неточность этого подсчета кроется главным образом в неопределенности величины  $\lambda$ , которая, с одной стороны, может иметь для электронов величину большую, чем подставленная нами в формулу, а с другой стороны, может быть сильно уменьшена благодаря большому радиусу сферы действия возбужденных атомов.

Как показывает опыт в случае легко испаряющихся электродов, например меди, при том же давлении воздуха могут возникнуть гораздо большие плотности тока. Для того чтобы объяснить наблюдаемую на медном катоде плотность разрядного тока в  $10^4 \text{ А/см}^2$ , приходится давать  $\lambda$  значения, в 3—4 раза меньшие, что при учете большого эффективного поперечного сечения атомов меди позволяет сделать заключение о парциальном давлении паров меди у катодного пятна в 1—2 ат. Наоборот, расчет показывает, что при низком давлении газа у катода из неиспаряющегося материала плотность тока при катодном падении порядка ионизационного потенциала так мала, что энергии, выделяющейся в области катодного падения, уже недостаточно для нагревания катода до температуры, соответствующей термоионной эмиссии. Поэтому в приведенном выше случае вольфрамового катода в азоте для нагрева катода до белого каления необходимо тем большее катодное падение, чем меньше давление газа. Несмотря на высокую температуру катода, в этом случае не возникает чисто дуговой разряд (слишком большое катодное падение).

Уравнения (196) и (190), т. I, дают для напряженности поля у поверхности катода:

$$E_K = 4 \sqrt{\frac{\pi j^+}{\sqrt{\frac{e}{m^+}}}} \sqrt{V_K}. \quad (214)$$

Заменяя  $j^+$  его значением согласно (213), находим

$$E_K = \frac{4}{3} \frac{V_K}{\lambda}. \quad (215)$$

Для неиспаряющегося катода в атмосферном воздухе имеем  $E_K \approx 3,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ , а для легко испаряющегося катода, например Си в  $\text{N}_2$ , получается благодаря в 3—4 раза меньшему значению  $\lambda E_K \approx 1 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Эти цифры, однако, недостаточно точны для количественных подсчетов в отношении автоэлектронной эмиссии. Они имеют целью только показать, что при больших плотностях тока безусловно достигаются напряженности поля, необходимые для автоэлектронной эмиссии.

§ 59. Баланс энергии на катоде. В дуговом разряде катод получает энергию от летящих на него положительных ионов, более или менее полно отдающих здесь свою кинетическую и потенциальную энергии. Затем катод получает энергию путем химических реакций между материалом катода и газом (например уголь в воздухе), а в некоторых случаях возможно и путем передачи тепла от окружающего катода газа. Катод теряет энергию через теплопроводность, излучение и конвекцию и путем затраты энергии на эмиссию электронов и испарение материала катода. Если бы были известны все слагающие этого баланса, то отсюда можно было бы подсчитать температуру катода.

Среди процессов, приводящих к нагреванию катода, нагрев ударами положительных ионов играет, повидимому, решающую роль, по крайней мере в тех случаях, когда не происходит мощных химических реакций между катодом и газом. Энергия, которую может отдать катоду ион, максимально равна приобретенной ионом в катодном падении кинетической энергии  $eV_K$  плюс та потенциальная энергия  $eV_j$ , которой обладает ион. Однако за счет того же запаса энергии совершается работа выхода электрона, нейтрализующего данный ион при его ударе о катод. Поэтому максимальное количество энергии, отдаваемое ионным током, равно:

$$A = i^+(V_K + V_j - V_{au}). \quad (216)$$

Однако, весьма вероятно, что ионы после нейтрализации на поверхности катода уносят с собой обратно в газ значительную часть присутствующей им энергии. Из процессов теплоотдачи охлаждение электронов вследствие „испарения“ (эмиссии) играет, повидимому, гораздо более значительную роль, чем потеря тепла путем излучения или теплопередачи. Верхнюю границу возможного на основании энергетических соображений электронного эмиссионного тока найдем, если допустим, что вся подводимая к катоду энергия целиком затрачивается на электронную эмиссию. Для поддержания электронного тока нужна затрата энергии в секунду

$$A = i^- V_{au}. \quad (217)$$

Максимальный ток согласно (216) и (217) найдем из:

$$\left(\frac{i^-}{i^+}\right)_{\max} = \frac{V_K + V_j - V_{au}}{V_{au}}. \quad (218)$$

Отсюда для дуги между угольными электродами в азоте при  $V_K = V_j = 15,8$  В и  $V_{au} \approx 4,5$  В получается  $\left(\frac{i^-}{i^+}\right)_{\max} \approx 5$ . Для медного катода в парах меди при  $V_j = 7,7$  и  $V_{au} = 4,3$  В  $\left(\frac{i^-}{i^+}\right)_{\max} \approx 2,5$ . Последнее отношение получается несколько большим, если учесть уменьшение работы выхода благодаря большей напряженности поля: согласно формуле (150), т. I, подсчитанная нами в § 58 напряженность поля в  $10^6$  В/см приводит к уменьшению работы выхода  $V_{au}$  на 0,4 В. Так

как в § 58 мы уже подсчитали из катодного падения и плотности газа плотность тока положительных ионов, то теперь на основании (218) мы можем указать верхнюю границу для общей плотности тока. Это соотношение мы уже использовали в численном примере § 53. Получаемые таким образом значения плотности тока по порядку величины совпадают с наблюдаемыми.

Подсчет температуры катода до сих пор не удается осуществить достаточно точно, так как остальные члены баланса энергии известны лишь приблизительно. Во всяком случае количество выделяющейся на катоде энергии должно быть достаточно велико, чтобы и за вычетом энергии, расходуемой на эмиссию электронов, поддерживать высокую температуру катода, несмотря на излучение (в случае угля) или на потери тепла через теплопроводность (в случае металлов). Таким образом плотность тока оказывается зависящей от условий охлаждения катода. Подобные же подсчеты дают нижний предел для отношения  $\frac{i^-}{i^+}$  в предположении, что катодное падение равно ионизационному потенциалу. В этом случае каждый покидающий катод электрон может произвести в катодном слое в лучшем случае одну ионизацию. По направлению к катоду могут лететь самое большее столько же ионов, сколько электронов покидают катод. Таким образом наименьшее значение для  $\frac{i^-}{i^+}$  оказывается равным единице.

Решение вопроса о том, имеет ли на катоде дуги место термоионная или автоэлектронная эмиссия, можно получить, если сравнить плотность термоионного тока насыщения с наблюдаемой в дуге плотностью тока на катоде. Таким образом находим, что в случае угольного катода с истинной температурой  $T_K \approx 3600^\circ$  и работой выхода электронов  $V_{au} \approx 4,5$  В при плотности тока  $j \approx 500-800$  А/см<sup>2</sup> ток термоионной эмиссии вполне достаточен для объяснения всего тока, в то время как в случае медного катода при  $T_K \approx 2000^\circ$  К и  $j_K \approx 10^4$  А/см<sup>2</sup> такое объяснение совершенно невозможно. Если даже принять во внимание уменьшение работы выхода ввиду сильного поля на катоде, определяя это уменьшение по классическим формулам в 0,4 В, то все же термоионная эмиссия, усиленная полем, оказывается недостаточной для объяснения действительно наблюдаемой плотности тока. Если же вычислять плотность тока как плотность тока автоэлектронной эмиссии по формуле (151), т. I, основанной на выводах волновой механики и лучше оправдываемой опытом, и если при этом воспользоваться численными значениями констант, определенными из опытов со сравнительно слабыми полями, то, согласно данным стр. 132, т. I, в случае железного катода для объяснения наблюдаемой в дуге плотности тока уже достаточно напряженности поля от 2 до  $3 \cdot 10^5$  В/см. А такая напряженность поля несомненно имеет место. Дальнейший подсчет явлений на таких холодных катодах пока не имеет смысла вследствие ненадежности цифровых данных.

Кроме двух разобранных нами возможностей — термоионной и автоэлектронной эмиссии — мыслим третий возможный случай, а именно:

Таблица 9. Катодное и анодное падения, соответствующие электродам из различных материалов в дуге, в газе или парах (29, 69, 70, 71, 72).

Материал	Газ	Сила тока (в А)	$V_K$	$V_A$
Cu	Воздух	1—20	8—9	2—6
C	"	2—20	9—11	11—12
C	Cl	2—10	11—13	
G	Ag	5—20	10—15	
Cd	Вакуум	< 10	9	—
Tl	"	< 10	6,5	—
Fe	Воздух	10—800	8—12	2—10
Hg	Вакуум	1—1000	7—10	0—10
Na	"	5	4—5	—
Na <sub>2</sub> O	Воздух	< 10	5	—
Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	"	< 10	11	—

Таблица 10. Плотность тока  $j^-$  и  $j^+$  в катодном пятне дуги (73, 29, 74).

Материал катода	Газы или пары	$j^-$ А/см <sup>2</sup>	$j^+$ А/см <sup>2</sup>	Сила тока $i_A$
C однородный 11 мм Ø	Атмосф. воздух	470 (± 7%)	65	1,5—10
C однородный 8 мм Ø	N <sub>2</sub>	500	70	4—10
Fe	N <sub>2</sub>	7000	—	< 20
Cu	Воздух	3000	600	< 20
Cu	Вакуум	≈ 14000	—	15—30
Hg	"	4000	—	5—40

Таблица 11. Истинные температуры  $T_K$  и  $T_{an}$  в катодном и анодном пятнах дуги (74, 75, 76, 29, 54).

Материал катода	Газ	Сила тока $i_A$	$T_K$	$T_{an}$
C	Атм. воздух	3—12	≈ 3500	4200
C	N <sub>2</sub>	4—10	≈ 3500	≈ 4000
C	CO <sub>2</sub> и воздух при 5 ата	< 40	—	4700
C	Воздух, O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , Ag при 45 мм Hg	< 20	—	4000
Cu	Атм. воздух, N <sub>2</sub>	10—20	2200	2450
Cu	Вакуум	5—25	2200—3300	—
Fe	Атм. воздух, N <sub>2</sub>	4—17	2400	2600
Ni	" " N <sub>2</sub>	4—20	2370	2450
W	" " "	2,4	3000	4250
Al	" " "	9	3400	3400
Al	" N <sub>2</sub>	9	—	2200
Mg	" воздух	< 10	3000	3000
Mg	" N <sub>2</sub>	< 10	—	3000
Zn	" воздух	2	2350	2350
Zn	" N <sub>2</sub>	< 10	—	1600

термическая ионизация горячего газа в катодном слое. Мы считаем такой механизм поддержания дуги невероятным: во-первых, для того, чтобы получить необходимую для большой наблюдаемой плотности тока степень ионизации (§ 30, т. I), нужны чрезвычайно высокие температуры газа. Во-вторых, вследствие малой толщины катодного слоя эта горячая область газа охватывала бы слой лишь в один, в крайнем случае в несколько свободных пробегов. Таким образом не имелось бы налицо существенного для установления термического равновесия условия, а именно непрерывного обмена энергией между участвующими в равновесии молекулами. При отсутствии такого термического равновесия этот способ образования свободных заряженных частиц нельзя считать случаем термической ионизации, а можно отнести к ступенчатой ионизации. В-третьих, в предполагаемом нами случае весь ток на катод должен был быть ионным током, потому что эмитировал бы электроны в сколько-нибудь заметном количестве не сам катод, а лишь слой газа, непосредственно граничащий с катодом. Если же весь ток будет представлять собой ионный ток, то напряженность поля у катода будет еще значительно больше, так что никак нельзя будет упускать из виду возможности автоэлектронной эмиссии.

В табл. 9, 10 и 11 сопоставлены экспериментально определенные значения катодного падения, плотности тока в дуге и температуры катода в случае катодов из различных материалов и для различных газов.

Рис. 90 показывает плотность тока на угольном катоде в воздухе в зависимости от давления при одной и той же силе тока в несколько ампер. При очень малых давлениях нормальная термоионная дуга уже не может более существовать на основании указанных выше причин. Поэтому когда мы имеем дело с дугой при этих давлениях, то, по видимому, образуется „холодный катод дуги“ в парах углерода (переходная область между  $a$  и  $b$  на рис. 90). Для поддержания такой дуги требуется гораздо большая плотность тока, необходимая для того, чтобы получить температуру, достаточную для испарения углерода.

§ 60. Баланс энергии на аноде. В дальнейшем мы рассматриваем только такие аноды, на которых разряд сосредоточен на небольшой площадке. Определение анодного падения, толщины анодного слоя и напряженности поля у анода нельзя провести таким же образом, как в случае катода. Правда, идущий на анод ток является униполярным током электронов. Тем не менее поле в анодном слое не является полем униполярного потока электронов, ограниченного пространствен-

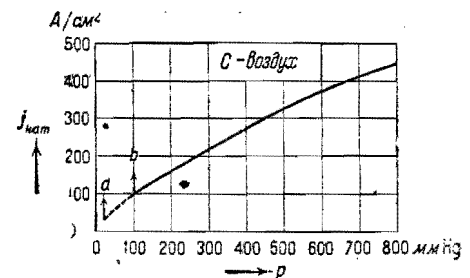


Рис. 90. Зависимость плотности тока на катоде  $j_{кат}$  от давления при постоянной силе тока для случая катода из чистого угля в воздухе ( $a$ — $b$ : предположительно переход в дугу, поддерживаемую вырыванием электронов сильным полем) (77).

ными зарядами, которые снова можно было бы подсчитать по уравнению (197), т. I. Даже незначительное число положительных ионов, образованных в анодном слое, уже полностью искажает картину поля вследствие большой инерции ионов, в то время как поле, образованное у катода положительными ионами, лишь очень слабо изменяется возникающими здесь свободными электронами вследствие их быстрого передвижения. Поэтому наши познания о распределении поля в анодном падении очень ограничены. Из того, что в анодном слое совсем

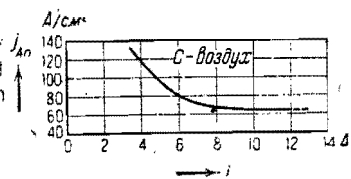


Рис. 91. Зависимость плотности тока на аноде  $j_{an}$  от разрядного тока дуги  $i$  в случае анода из чистого угля в воздухе ( $d = 0,8$  см) (29).

не происходит или же происходит лишь очень слабо штарковское расщепление спектральных линий, можно заключить, что напряженность поля в анодном слое значительно слабее, чем в катодном слое. Так как можно предполагать, что само анодное падение может достигать значений гораздо больших, чем катодное падение, то надо сделать отсюда заключение о большей толщине анодного слоя по сравнению с катодным. С другой стороны, баланс энергии на аноде можно построить точнее, чем на катоде. Анод нагревается электронами, несущими весь ток и ускоряемыми анодным падением  $V_{an}$ . Кроме своей кинетической энергии, эти электроны отдают работу, выигрываемую при их вхождении в материал анода и равную работе выхода  $eV_{an}$ . В качестве дальнейших нагревающих процессов сюда прибавляются прежде всего химические реакции между материалом анода и газом (например, между углем и воздухом). Охлаждение анода происходит путем теплопроводности, излучения и затраты тепла на испарение материала анода. В случае угольного анода выделение тепла химическими процессами, потеря тепла путем теплопроводности и затраты его на испарение материала анода вероятно исчезающе малы по сравнению с другими слагаемыми баланса. В этих условиях температура анода устанавливается в результате равновесия между излучением анода и его нагреванием электронным током. Количество энергии, излучаемой с единицы поверхности при температуре  $T$ , равно  $aT^4$ , где  $a$  характеризует уголь как серый излучатель и лежит в пределах от 0,7 до 0,8. Мощность, подводимая к единице поверхности анода, равна  $jV_{an} + jV_{au}$ . Приравнивая эти выражения, находим анодное падение равным:

$$V_{an} = \frac{aT^4}{j_{an}} - V_{au} \quad (219)$$

Значения величин, входящих в правую часть этого равенства, все известны или устанавливаются непосредственным наблюдением, так что на основании (219) можно подсчитать анодное падение. Табл. 9, 10 и 11 дают наблюдаемые или подсчитанные на основании опытных данных значения анодной температуры, плотности тока и анодного падения

потенциала. Рис. 91 показывает зависимость анодной плотности тока от силы тока в случае анода из чистого угля в атмосферном воздухе.

§ 61. Положительный столб дуги. Положительный столб дуги при пониженном давлении в основном идентичен с положительным столбом тлеющего разряда. Перенос тока осуществляется почти исключительно электронами. Роль положительных ионов заключается в компенсации пространственного заряда электронов. На единице длины положительного столба образуется ровно столько же заряженных частиц, сколько их исчезает путем диффузии в стороны. Температуру электронов, устанавливающуюся в равновесном случае, можно в принципе определить так же, как и в случае положительного столба тлеющего разряда (рис. 52). Однако при больших плотностях тока здесь имеют место некоторые дополнительные явления. Прежде всего при увеличении плотности тока увеличивается вероятность ступенчатого возбуждения. Это означает, что ионизация медленными электронами может происходить в большей степени, так что образование новых заряженных частиц в числе, достаточном для того, чтобы уравновесить потери на диффузию, может иметь место при меньшей температуре электронов. Поэтому с увеличением силы тока температура электронов становится меньше, чем подсчитанная нами величина для малых токов тлеющего разряда. Для осуществления этой более низкой температуры согласно уравнению (260), т. I, требуется наличие меньшего продольного градиента. Таким образом с увеличением силы тока при постоянном давлении продольный градиент должен уменьшаться (падающая характеристика столба). С увеличением силы тока возрастает количество выделяемой током энергии, а следовательно, и температура газа. Наибольшая температура газа и, следовательно, наименьшая его плотность имеют место на оси положительного столба. Так как продольный градиент поля должен быть одинаковым по всему сечению столба, то около оси происходит более сильная ионизация, чем вблизи стенок, так что плотность тока у оси должна увеличиваться. Поэтому при увеличении силы тока разряд стягивается к оси трубки („отшнуровывается“). Это происходит тем легче, чем больше давление и чем больше диаметр трубки. Пока длина свободного пути при низком давлении газа составляет значительную долю диаметра трубки, выравнивание концентрации заряженных частиц путем диффузии от оси к стенкам настолько велико, что отшнуровывание разряда в этих условиях происходить не может и начинается лишь при большей плотности газа.

Таким образом отшнуровывание положительного столба, например, в парах ртути связано с большими плотностями тока, ведущими к образованию больших разностей температур в поперечном сечении трубки. Поэтому при сравнительно слабых токах отшнуровывание происходит лишь в узких трубках. С другой стороны, также необходимо, чтобы длина свободного пробега даже и при высоких температурах была еще мала по сравнению с радиусом трубки, что также требует наличия высокого давления газа. Такой отшнуровавшийся положительный столб появляется поэтому в дуге в парах ртути при высоких давлениях — форма разряда, которой пользуются для получения ультрафиолетового излучения.

Рис. 92 дает для трубки радиуса 0,7 см продольный градиент потенциала в положительном столбе в зависимости от давления ртутного пара. Верхняя кривая снята при силе тока в 3 А. Такая сила тока дает при больших плотностях ртутного пара температуру, достаточную для отщуровывания столба. Кроме того, на том же рисунке начерчена кривая, относящаяся к неотщуровавшемуся столбу, как его можно осуществить при меньших силах тока. Из этих кривых видно, что уменьшение эффективного поперечного сечения разряда вследствие отщуровывания ведет к повышению потенциала горения дуги. Плотность паров ртути, при которой происходит отщуровывание, зависит от силы тока и от поперечного сечения трубки. Если испарение ртути

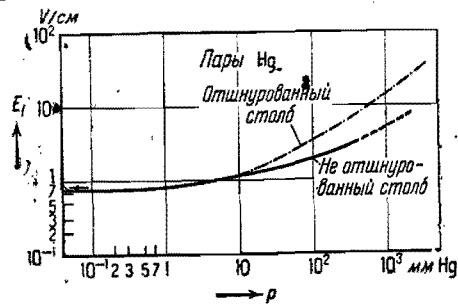


Рис. 92. Зависимость напряженности поля  $E_1$  от давления в положительном столбе дуги в ртутных парах. Радиус трубки 0,7 см (15, 78, 80).

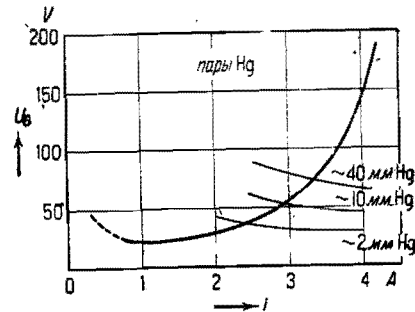


Рис. 93. Статическая и динамические вольтамперные характеристики дуги в парах ртути длиной 11 см при радиусе трубки 0,7 см (78, 79).

происходит за счет тепла, выделяемого самим разрядным током, то с увеличением силы тока увеличивается количество выделяющейся энергии, а вместе с тем увеличивается и давление паров и происходит более сильное отщуровывание, связанное с повышением потенциала горения. Поэтому статическая характеристика ртутного разряда в этих условиях будет возрастающей. Если же при достаточно быстром изменении силы тока давление пара не может быстро установиться ( $p \approx \text{const}$ ), то вольтамперная характеристика, как обычно, падающая. На рис. 93 показана зависимость полного напряжения между электродами такой ртутной лампы высокого давления от силы тока, причем это напряжение включает в себя кроме падения потенциала в положительном столбе длиной в 11 см также и постоянное слагаемое примерно в 10 В, представляющее собой сумму анодного и катодного падений. Наряду со „статической“ характеристикой, возрастающей при больших силах тока, на рисунке приведены также и падающие, „динамические“ характеристики, относящиеся к различным давлениям ртутного пара.

Отщуровывание положительного столба происходит в благородных газах и парах металлов иначе, чем в молекулярных газах. В первом случае вследствие малой вероятности образования отрицательных ионов исчезновение заряженных частиц происходит главным образом путем

диффузии их к стенкам трубки. Правда, вблизи оси трубки образуется большее число ионов и электронов, так что там плотность тока наибольшая, но и весь объем трубки заполнен заряженными частицами, диффундирующими к стенкам и там взаимно нейтрализующимися. Наоборот, в молекулярных газах в более плотных граничных слоях газа скорость передвижения ионов и электронов меньше при одном и том же продольном градиенте поля. Здесь можно обнаружить заметное образование отрицательных ионов, приводящее к значительной объемной рекомбинации. Образование отрицательных ионов и объемная рекомбинация особенно усиливаются, даже и при низких давлениях, путем применения сильно электроотрицательных газов, например галогенов или углеводородов („змеиный разряд“). В этом случае ионы и электроны, уходящие из середины трубки путем диффузии, полностью рекомбинируют в пограничных слоях газа, так что непосредственно около стенок трубки нет ни заряженных частиц, ни свечения газа.

Условимся дальше считать типичным положительным столбом дугового разряда такой столб, который сосредоточивается в центральной части объема, занятого газом, не соприкасаясь со стенками трубки. В таком случае плотность газа в области прохождения тока во много раз меньше, чем в краевых слоях, вследствие чего эти области высокого давления действуют как ограничивающие разряд стенки. Редко выраженный случай такого положительного столба мы имеем в дуге, горящей в атмосферном воздухе. Газ может иметь в этом случае такую высокую температуру, что степень его ионизации в основном определяется термической ионизацией. Мы видели, что при низком давлении согласно (159) температура электронов много выше температуры нейтрального газа, так что ионизация происходит путем электронных ударов. В рассматриваемом нами теперь положительном столбе дуги при больших давлениях газа к этому процессу в значительной степени прибавляются ионизация путем соударений молекул между собой и процессы ступенчатой ионизации. Заметим, что доля ионизаций, приходящаяся на столкновения молекул при термической ионизации, указанная в т. I, значительно преуменьшена вследствие ошибки в подсчете. Энергия, приобретаемая электронами в продольном поле разряда, по видимому, передается нейтральному газу главным образом путем упругих соударений. Несмотря на небольшую величину той доли энергии, которая передается при каждом отдельном столкновении, при большой плотности газа все же происходит значительная передача энергии электронами нейтральным молекулам газа вследствие очень большого числа имеющих место соударений. Таким образом электроны нагревают нейтральный газ. Положительные ионы вероятно, участвуют в этом нагревании не путем передачи молекулам газа приобретаемой ими в поле кинетической энергии. По сравнению с электронами, кинетическая энергия, приобретаемая положительными ионами, мала вследствие их малой скорости и малой разности потенциалов, проходимой за одно и то же время. Вероятно, ион получает больше энергии путем взаимодействия с электронами, чем получает в среднем таким путем нейтральная молекула газа, потому что силовые поля ионов простираются



гораздо дальше, чем скомпенсированные поля нейтральных молекул. Поэтому число соударений отдельного иона с электронами больше, чем число соударений нейтральной газовой молекулы с электронами. С другой стороны, вследствие равенства масс ионы усиленно обмениваются энергией с нейтральными молекулами, так что, вероятно, заметная доля энергии электронов передается нейтральному газу обходным путем через положительные ионы. Обмен энергии еще увеличивается путем соударений второго рода и путем излучения и поглощения квантов света.

Процессы, приводящие к установлению термического равновесия в положительном столбе дуги, таким образом, гораздо многочисленнее, чем такие же процессы в неионизованных газах, так что выравнивание температуры в столбе дуги, вероятно, происходит с большей полнотой. При таком допущении положительный столб дуги должен иметь по всему его сечению довольно равномерную температуру, которая является одновременно температурой газа, температурой возбужденных молекул, ионов и электронов. Однако вследствие описанного выше механизма нагревания газа температура ионов и главным образом температура электронов должны быть несколько выше, чем температура газа. Состояние цилиндрического положительного столба определяется тогда в основном двумя параметрами: радиусом столба  $R$  и температурой столба  $T$ . При термическом равновесии температура согласно уравнению (90), т. I, определяет добой степень ионизации и тем самым плотность тока, имеющую место при данном градиенте поля.

Таким образом общий ток при радиусе столба, равном  $R$ , равен:

$$i = R^2 \pi j = R^2 \pi \rho v = R^2 \pi e N b E. \quad (220)$$

Так как  $N$  и  $b$  возрастают при постоянном давлении вместе с температурой согласно (90) и (257а), т. I, то (220) можно также представить в виде:

$$i = R^2 E f_1(T). \quad (221)$$

Условие теплового равновесия дает второе соотношение: затрачиваемая на единицу длины столба мощность  $Ei$  должна быть достаточно велика, чтобы поддерживать необходимую для термической ионизации температуру при наличии потери тепла путем теплопроводности и излучения:

$$Ei = \text{количеству тепла, теряемому путем теплопроводности} + \text{излучаемая энергия.} \quad (222)$$

Потери на теплопроводность и излучение в отдельности зависят от диаметра столба дуги, от температуры, от природы газа, от воздушных токов и от внешнего температурного поля. Если принять, что при достаточно больших силах тока потеря тепла в основном происходит путем излучения, то эта потеря пропорциональна боковой поверхности положительного столба  $2\pi R$  и в остальном является функцией температуры. Эта функция для черного излучения имеет вид:

$$Ei = 2\pi R \sigma T^4 = R f_2(T). \quad (223)$$

Если даже известны численные значения функций  $f_1(T)$  и  $f_2(T)$ , нельзя определить из двух уравнений, задавшись определенным значением тока в положительном столбе, остальные три величины: радиус положительного столба, его температуру и продольный градиент поля. Таким образом возможно бесконечно большое число случаев положительного столба при одной и той же силе тока. Эти случаи различаются между собой радиусом столба, его температурой и необходимым для поддержания тока продольным градиентом. Из уравнений (221) и (223) следует, что при  $i = \text{const}$  температура столба тем меньше, чем больше его радиус. При очень малом поперечном сечении получаются высокая температура и высокая степень ионизации газа и, следовательно, большая электропроводность положительного столба. Тем не менее при малом сечении необходим большой градиент потенциала для поддержания заданной силы тока. При очень большом поперечном сечении температура, а вместе с ней и электропроводность, понижаются настолько, что, несмотря на большое поперечное сечение положительного столба, опять-таки необходим большой продольный градиент поля. Между этими двумя крайними случаями имеет место минимум градиента. Как и в механике, можно принять, что состояние системы с наименьшей потенциальной энергией, т. е. в данном случае с наименьшим градиентом поля, является действительно устанавливающимся состоянием равновесия. Исключая  $R$  из (221) и (223), находим:

$$E^3 i = \frac{[f_2(T)]^2}{f_1(T)} \quad (224)$$

или в случае  $i = \text{const}$  дифференцируя по  $T$  и приравнявая нулю:

$$3i E^2 \frac{dE}{dT} = \frac{d}{dT} \left\{ \frac{(f_2)^2}{f_1} \right\} = 0. \quad (225)$$

Уравнение

$$\frac{d \left\{ \frac{(f_2)^2}{f_1} \right\}}{dT} = 0 \quad (226)$$

дает  $T = T_B$ , соответствующее минимальному градиенту потенциала. Если вставить это значение в уравнение (224), то правая часть уравнения превратится в константу, и мы имеем  $E^3 i = \text{const} = K$  или

$$E \sim \frac{1}{\sqrt{i}}. \quad (227)$$

Для подсчета температуры дуги и далее константы  $K$  необходимо знать функции  $f_1(T)$  и  $f_2(T)$ . Исходя из уравнения (90), т. I, для термической ионизации и из уравнения (257а), т. I, для подвижности электронов, находим для температуры дуги  $T_B = \frac{2eV}{29k} j$ . Это значение температуры основано на применении законов черного излучения и, следовательно, справедливо лишь для очень большой силы тока. В случае ионизационных потенциалов от 10 до 15 вольт-электр. предельная

температура при большой силе тока  $T_B \approx$  от 8000 до 12000° К. Так как при таких высоких температурах всегда имеется вполне значительное число частиц, ионизирующихся легче, чем нейтральные молекулы основного газа, например, в виде возбужденных молекул газа или молекул, образующихся при высоких температурах химических соединений (например NO) с меньшим потенциалом ионизации, то в действительности "средняя" работа ионизации будет меньше и надо ожидать, что дуга будет иметь более низкую температуру. При малых токах, при которых излучение газа еще не представляет собой главный источник охлаждения положительного столба, соотношение (223) действительно. В этом случае, а также и при больших токах, но при одновременном преобладании охлаждения обдувающими трубку потоками воздуха из воздуходувки, между  $E$  и  $i$  получаются аналогичным путем иные соотношения, а также другая температура положительного столба  $T_B$ .

При таких же точно исходных предположениях можно установить зависимость продольного градиента поля от давления газа при постоянной силе тока. Так как подвижность возрастает, как  $\frac{1}{p}$ , степень ионизации, как  $\frac{1}{\sqrt{p}}$ , а число (концентрация) нейтральных частиц, как  $p$ , то, производя подсчет совершенно таким же путем, как выше, находим:

$$E \sim \sqrt{p}. \quad (228)$$

Имеющимися на сегодняшний день экспериментальными данными нельзя считать безоговорочно проверенной зависимость продольного градиента от силы тока (227) и от давления (228). Соотношение (227), согласно кривой рис. 95, очевидно, очень хорошо оправдывается для токов выше 10А, хотя при токах такой силы потерями на теплопроводность еще нельзя пренебрегать по сравнению с потерями на излучение. Что касается (228), то при сильных токах продольный градиент действительно очень мало возрастает с увеличением давления (рис. 96), но измерения здесь не произведены для достаточно широкой области давлений. При малых токах зависимость градиента поля от давления, повидимому, несколько большая, чем того требует соотношение (228).

Уравнение (220), содержащее концентрацию электронов, соответствующую величине термической ионизации, положенной в основу выведенных выше закономерностей, можно проверить экспериментально, прибегая к ненадежному соотношению (225). В атмосферном воздухе в однородном положительном столбе дуги, растянутом воздушными потоками при силе тока в 2А, были определены экспериментально: радиус столба  $R = 0,25$  см, температура на оси столба  $T = 4600 \pm \pm 350^\circ$  К и продольный градиент  $E = 28V/см$ . Если принять для подвижности  $b$  электронов согласно кривым рис. 103, т. I, для  $\frac{E}{p} \rightarrow 0$  вели-

чину  $b = 1,8 \cdot 10^4 \frac{см^2}{V \cdot сек}$ , увеличив ее еще в  $\sqrt{\frac{T}{273}}$  раз вследствие высокой температуры газа, то для поддержания плотности тока  $\frac{2}{R^2 \pi} = 10A/см^2$  требуется концентрация электронов, равная  $3 \cdot 10^{13}$  электронов /см<sup>3</sup>. Если подставить в формулу термической ионизации (90), т. I, ионизационный потенциал молекулы азота, то для измеренного значения температуры находим концентрацию  $N$ , равную только  $4 \cdot 10^{11}$  электронов /см<sup>3</sup>. Но при таких высоких температурах газа необходимо учитывать происходящие в большом масштабе процессы диссоциации ( $O_2 \rightarrow 2O$ ,  $N_2 \rightarrow 2N$ ) и другие химические реакции ( $N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2NO$ ). Исходя из равновесных концентраций продуктов этих реакций и пользуясь уравнением термической ионизации (93), т. I, находим соответствующую вышеуказанным опытным данным концентрацию электронов  $3 \cdot 10^{13}$  электронов /см<sup>3</sup> при температуре 4650° К, что соответствует наблюдаемой температуре. В этом случае наибольшее число ионизаций приходится на долю молекул NO, имеющих ионизационный потенциал в 11 V. Таким образом уже для дуги в 2А (уголь в воздухе) ионизация газа осуществляется путем термической ионизации. Положительный столб дуги в  $N_2$  при силе тока в 2А имеет температуру  $5300 \pm \pm 300^\circ$ К. В этом случае температура  $N_2$  значительно выше, чем для воздуха. Здесь не происходит образование NO, понижающее эффективный ионизационный потенциал смеси. В  $N_2$  термической ионизации также достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемую силу тока.

Таблица 12. Температура возбуждения в положительном столбе дуги на постоянном токе (81, 82).

Газ	Электроды	Длина дуги см	Сила тока А	Спектр	В какой точке разр. производилось наблюдение	Температура °К
Атм. возд.	C	0,8	1,7	CN-полосы	Сердцевина столба	5870 ± 300
" "	C	0,3—1,8	1,0—12,3	То же	То же	6200—7800 Среднее 6500 ± 300
" "	C + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> C + Ca	1,5—1,9 ?	6—7 180	AlO-полосы Ca+-линия	Край столба Сердцевина столба	2800—3800 ≈ 12000
Атм. H <sub>2</sub>	W	?	4	H <sub>α</sub> — H <sub>β</sub>	То же	4900 →
" H <sub>2</sub>	W	?	8—9	То же	" "	5300—6300
" H <sub>2</sub>	C	?	Несколько единиц	C <sub>2</sub>	" "	5000 →

Кроме того, определение температуры электронов показывает, что она выше температуры газа по крайней мере на 100°. Указание на величину температуры электронов дает распределение интенсивности в ли-

нейчатом спектре, в то время как из полосатого спектра можно таким же путем сделать заключение о температуре нейтрального газа. Табл. 12 дает ряд таких температур возбуждения, определенных спектроскопически, причем частично исследовался спектр специальных примесей.

Уменьшение эффективного свободного пробега электронов под действием микрополей (§ 13) еще не играет существенной роли при указанной выше концентрации электронов, так как подсчет с учетом микрополей приводит к свободному пробегу электронов, лишь на 25% меньшему, чем без этого учета. Необходимая для осуществления данной силы тока концентрация электронов была бы равна вследствие уменьшения подвижности в этих условиях  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , вместо прежних  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что достигается путем термической ионизации при 4700°K вместо прежних 4650°K. Но микрополя должны играть решающую роль при концентрациях электронов, в несколько раз больших, т. е. при большей силе тока.

Излучение дуги при такой силе тока однако ни в коем случае не является черным излучением и не находится в термическом равновесии с газом, в котором происходит разряд. Напротив, интенсивность отдельных линий или отдельных спектральных полос, излучаемых положительным столбом дуги, может соответствовать интенсивности черного излучения при температуре столба. При очень сильных токах излучение приближается к излучению черного тела также и в спектральных промежутках между этими линиями (образование сплошного спектра). Однако для этого необходимы чрезвычайно многочисленные смещения первоначально излучаемой частоты путем эффектов Доплера и Комптона (§ 14, т. I), для этого нужно в свою очередь наличие очень обширных масс газа, рассеивающих свет. Так как в полном соответствии с тем, что мы имеем в случае твердых тел, эти непосредственно не излучаемые частоты не могут также быть непосредственно поглощенными, то они очень мало влияют на установление равновесия возбужденных и ионизированных состояний. Поэтому для установления этого равновесия необходимо только, чтобы интенсивность излучаемых газом линий и полос соответствовала черному излучению. Суммарное излучение положительного столба в этом случае меньше суммарного излучения черного тела той же поверхности и температуры в отношении занятой отдельными линиями и полосами части спектра к общей протяженности всего спектра. Потери тепла на излучение становятся тем больше, чем интенсивнее излучение промежуточных частот при повышении силы тока. На этом основании при малых токах излучаемая мощность составляет лишь несколько процентов общей расходуемой в разряде мощности, в то время как при большой силе тока она составляет существенную долю этой мощности. Более точных указаний о потерях на излучение в дуге нельзя сделать уже потому, что охлаждение путем излучения при малой силе тока особенно чувствительно к примесям посторонних газов и паров, обладающих дополнительными линейчатым и полосатым излучениями. Особенно сильное влияние оказывают при этом выделяемые электродами металлические и другие пары. Увеличением интенсивности излучения путем приме-

шивания к основному газу такого рода паров пользуются в осветительной технике (см. ниже).

При сравнительно малых силах тока, в несколько ампер, и при защите положительного столба от воздушных течений, наибольшую часть тепловых потерь надо, по видимому, отнести за счет охлаждения путем теплопроводности. При этом, однако, нельзя принимать во внимание лишь одну чистую теплопроводность, механизм которой заключается в том, что молекулы газа приобретают в горячих зонах дуги большую кинетическую энергию и снова отдают ее обратно в более холодных зонах. При высоких температурах молекула приобретает в горячих зонах, кроме кинетической энергии поступательного движения ее центра тяжести, еще энергию движения составляющих молекулу атомов по отношению к центру тяжести. Эту энергию молекула также уносит с собой, диффундируя в более холодные зоны. При повышении температуры эта энергия представляет собой сперва только энергию вращательного движения, затем также энергию колебательного движения. При очень высоких температурах сюда прибавляется еще возбуждение атомов. Далее при высокой температуре может происходить диссоциация многоатомных молекул с затратой энергии диссоциации. Частицы, образовавшиеся при диссоциации молекулы, проходят в более холодные области газа отдельно друг от друга, двигаясь особенно скоро вследствие их меньшей массы (по сравнению с молекулой), и вновь соединяются там, отдавая энергию диссоциации. Этот последний процесс особенно важен именно при температурах, свойственных дуге. В этом интервале температур „суммарная теплопроводность“ имеет максимум. При низких температурах увеличение теплопроводности вследствие процесса диссоциации незаметно благодаря малой степени диссоциации при очень высоких температурах ввиду отсутствия явления рекомбинации диссоциировавших частиц. Рис. 94 показывает зависимость теплопроводности азота и водорода от температуры. Кривые вычислены в предположении полного температурного равновесия путем экстраполяции для случая температурного градиента, равного нулю. При больших градиентах температуры градиенты концентраций диссоциировавших частиц настолько велики, что устанавливающееся в этом случае в результате процессов диссоциации и диффузии равновесие приводит к другим значениям теплопроводности, зависящим от ныне еще недостаточно хорошо известной скорости диссоциации и рекомбинации. Поэтому численный подсчет энергии, теряемой путем теплопроводности, слишком нена-

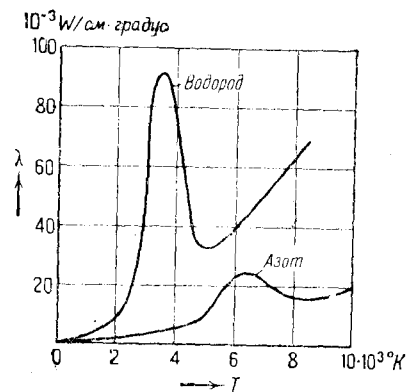


Рис. 94. Теплопроводность в водороде и в азоте при давлении 760 мм Hg, принимая во внимание процессы диссоциации  $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$  и  $\text{N}_2 \rightleftharpoons 2\text{N}$  (63).

дежен, чтобы на нем можно было основывать дальнейшие рассуждения.

Кроме теплопроводности и излучения положительный столб теряет энергию еще путем конвекции. Нагретые путем теплопроводности массы газа уносятся непрерывными воздушными потоками и заменяются новыми холодными массами газа. Такие воздушные потоки возникают вследствие устремления вверх горячих газов в свободно горячей дуге. При большой силе тока эти воздушные потоки могут стать настолько интенсивными, что они проникают в самый положительный столб и производят посредством вызываемых ими вихрей очень сильное перемешивание горячего и холодного газов, причем столб дуги может разорваться на несколько одновременно существующих параллельно светящихся полос. Для того чтобы при таком интенсивном охлаждении поддерживать температуру, необходимую для термической ионизации, в дуге должно происходить усиленное выделение тепла. Поэтому при заданной силе тока конвекция, сопровождаемая большими или меньшими вихрями, увеличивает продольный градиент поля в столбе. Подобные же явления имеют место и при более слабых токах в том случае, когда дуга подвергается действию потока газа извне. Потеря тепла путем конвекции можно избежать, если, например, дуга горит по оси трубки, вращающейся с достаточной скоростью. Вращение оказывает — подобно центробежной машине — то действие, что наиболее легкие, а следовательно, и наиболее горячие массы газа стабилизируются по оси; поэтому столб дуги расположен вдоль по оси и продольный градиент поля очень мал вследствие отсутствия охлаждения конвекционными токами (вращающаяся дуга — Wälzbogen). Подобное же действие достигается, если привести окружающие столб дуги массы газа во вращение другим способом, например вдувая тангенциальные воздушные потоки в цилиндрическую разрядную трубку. И в этом случае столб дуги стабилизируется, занимая положение по оси трубки. При таком расположении опыта нельзя избежать конвекции в такой же полной мере, как в выше описанном случае, так как вдуваемые по направлению касательной воздушные массы должны вновь удаляться и поэтому вдоль оси образуется воздушный поток, постоянно уносящий нагретые путем теплопроводности массы газа из непосредственной близости столба дуги. При малой скорости воздушного потока вдоль оси общее охлаждение дуги, а потому при заданной силе тока и продольный градиент потенциала в ней только немного больше, чем в случае „вращающейся дуги“. Только потоки с большой скоростью вдоль оси достаточно сильно воздействуют на центральную часть столба дуги, для того чтобы вызвать заметное повышение продольного градиента положительного столба дуги. При этом можно, повидимому, заставить плазму дуги целиком передвигаться в продольном направлении почти со скоростью движения окружающего воздуха, так как новые порции втекающего холодного воздуха должны постоянно нагреваться до температуры дуги. Возможно, что этот процесс будет тогда определять собой главный расход энергии. При этом происходит уменьшение продольного градиента в направлении воздушного потока. Причиной того, что только интенсивные воздушные потоки могут

заметным образом проникнуть внутрь самого столба, является сопротивление столба, выражающееся как бы в давлении, которое должен преодолеть идущий извне поток воздуха. Попадающие в область столба дуги холодные воздушные массы расширяются при их нагревании в столбе и это увеличение объема уже проникшего в столб дуги воздуха действует как сила, препятствующая движению последующих масс воздуха. Положительный столб дуги ведет себя по отношению к притекающему к нему извне воздуху, как массивный горячий стержень. Вадерживающему встречному давлению в месте притока воздуха соответствует, конечно, увеличение скорости воздуха в месте его обратной утечки из столба.

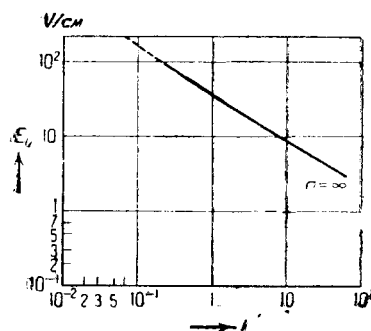


Рис. 95. Зависимость  $E_L$  в однородной части положительного столба дуги в аргоне ( $1 \text{ ат}$ ) от тока  $i$  (при отсутствии влияния стенок и потоков газа); нижняя часть кривой экстраполирована (84, 83).

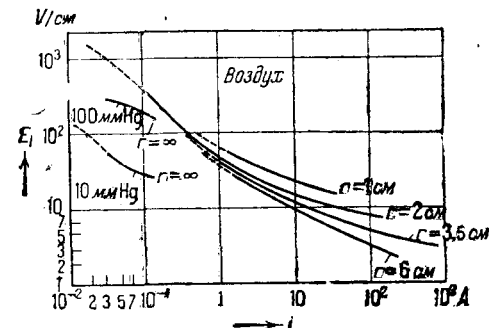


Рис. 96. Зависимость продольной напряженности поля от силы тока в случае длинного положительного столба, стабилизированного при помощи потоков воздуха при давлении в  $1 \text{ ат}$  и меньше и при различных радиусах трубки  $r$  (87, 86, 85).

Рис. 95—102 дают результаты измерений зависимости градиента поля и плотности тока от силы тока в различных газах. Кривые рис. 96—98 и 100—102 получены для длинных положительных столбов, стабилизированных в цилиндрических трубках при помощи воздушных потоков, причем во всех опытах скорость этих потоков была еще настолько мала, что они не действовали на центральные части столба. Продольный градиент лишь слабо зависит от диаметра трубки, по которой течет стабилизирующий поток воздуха, пока для воздушного потока остается достаточно широкий зазор между столбом дуги и стенкой трубки. Плотность тока в широких трубках значительно меньше, чем в узких. Плотность тока уменьшается при малых токах с увеличением тока, пока диаметр столба дуги меньше, чем примерно одна десятая диаметра трубки. При больших токах диаметр столба делается настолько большим, что воздух, протекающий между стенками трубки и столбом дуги, делает дальнейшее увеличение диаметра столба затруднительным. Поперечное сечение дуги в этом случае увеличивается менее быстро, чем сила тока и плотность тока. Ясно, что увеличение плотности тока надо приписать меняющему действию стенок. Согласно

такому представлению, это явление начинает иметь место при тем большей силе тока, чем больше диаметр трубки (ср. рис. 100). По той же самой причине диаметр прерывистой дуги меньше, чем стационарной (рис. 102), так как благодаря короткому времени горения

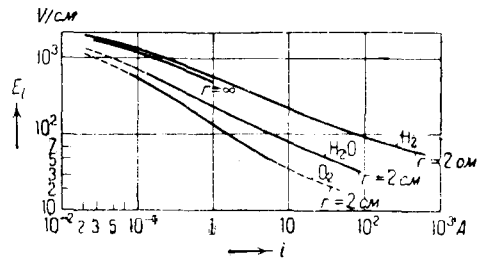


Рис. 97. Зависимость продольной напряженности поля  $E_L$  от силы тока  $i$ , в случае длинного положительного столба в различных газах, стабилизированного при помощи воздушных потоков при атмосферном давлении и радиусе трубки 2 см. Для сравнения приведена кривая для дуги в чистом водороде ( $r = \infty$ ) (84, 86, 85).

прерывистая дуга вызывает только незначительное разрежение окружающего газа и около нее всегда находится в непосредственной близости „стежки“, образуемые газом большой плотности. Если бы можно было осуществить свободно горящую дугу без мешающих воздушных

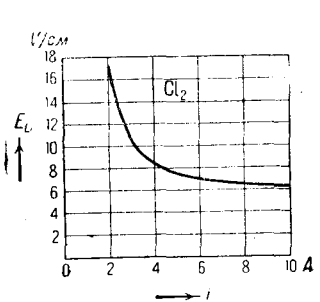


Рис. 99. Зависимость продольной напряженности поля  $E_L$  положительного столба дуги, свободно горящей в хлоре, от силы тока  $i$  (71).

течений, то, повидимому, плотность тока неизменно уменьшалась бы с возрастанием силы тока.

Для дуги, горящей в водороде, потеря энергии особенно велика вследствие очень большой теплопроводности этого газа, которая еще

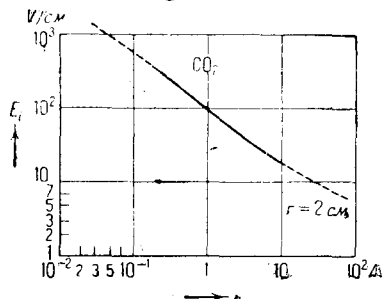


Рис. 98. Зависимость продольной напряженности поля  $E_L$  от силы тока  $i$  в случае длинного стабилизированного положительного столба дуги в углекислом газе при атмосферном давлении (84).

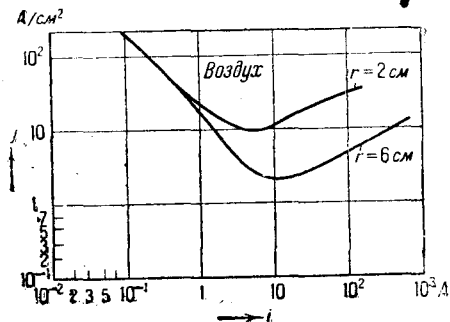


Рис. 100. Зависимость плотности тока  $j$  в положительном столбе длинной дуги в воздухе, стабилизированной при помощи воздушных потоков, от силы тока  $i$  при атмосферном давлении и при различных радиусах трубки  $r$  (29, 86).

сильно увеличивается описанной выше „теплопередачей путем диссоциации“. Поэтому при прочих равных условиях для дуги в водороде продольный градиент потенциала наибольший. Точно так же и дуга, горящая в парах воды, испытывает большие тепловые потери вследствие большой теплопроводности водорода, образующегося при диссоциации воды. Значение продольного градиента лежит в пределах между значениями этой величины для дуги в чистом водороде и для дуги в чистом кислороде. Вводя капельки воды в положительный столб дугевого разряда в парах воды, можно наглядно показать, что продольный градиент устанавливается как раз такой, что произведение из градиента потенциала на силу тока равно потере энергии на единице длины трубки. Затрата мощности на испарение воды проявляется при этом в повышении продольного градиента, причем это повышение довольно точно соответствует количеству энергии, необходимому для

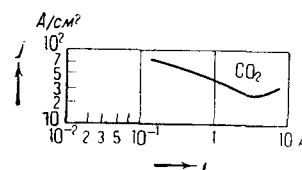


Рис. 101. Зависимость плотности тока  $j$  в положительном столбе стабилизированной дуги в углекислом газе от силы тока  $i$  при атмосферном давлении и при радиусе трубки в 2 см (84).

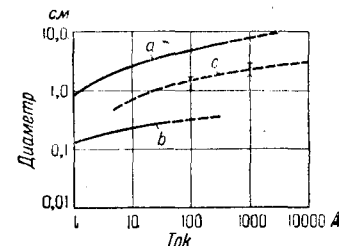


Рис. 102. Диаметр дуги при атмосферном давлении.  $a$  — дуга в воздухе, стабилизированная в трубке диаметром 12 см;  $b$  — дуга в водороде, стабилизированная в трубке диаметром 5 см;  $c$  — дуга в воздухе, возникающая при размыкании контактов (66, 86).

того, чтобы нагреть образовавшееся количество водяного пара до температуры окружающего пара. Затруднениями, возникающими для поддержания дуги при вводе в трубку каплю жидкости, пользуются в дуговых выключателях (§ 127).

В том случае, когда горящая дуга проходит через узкое отверстие (трубку или сопло), стенки которого защищены от действия высокой температуры дуги, например путем охлаждения водой, то при малых токах, при которых сечение отверстия не вполне заполнено разрядом, продольный градиент, как и обычно, уменьшается с возрастанием силы тока. С увеличением силы тока поперечное сечение столба дуги увеличивается и, наконец, столб заполняет собой все отверстие, вплоть до незначительного зазора по краям. При дальнейшем увеличении силы тока поперечное сечение столба больше не может увеличиваться и плотность тока в столбе должна возрастать. Для осуществления этой большей плотности тока необходим как большой продольный градиент (возрастающая характеристика), так и большая степень ионизации газа (более высокая температура) (рис. 103). Подобного же результата

можно достигнуть, поддерживая окружающую дугу среду при низкой температуре путем обдувания дуги струей холодного воздуха, вместо того, чтобы пользоваться охлажденным извне соплом. В этом случае положительный столб дуги также стягивается, поперечное сечение его уменьшается. В то же время увеличиваются температура столба и продольный градиент поля. Таким образом *охлаждение* наружных слоев дуги вызывает *повышение температуры* частей столба, прилегающих к его оси. При очень большой силе тока ( $> 1000$  А) и при очень больших скоростях охлаждающей дугу струи (порядка скорости звука) в дуге может иметь место такая большая плотность тока, что она соответствует почти полной

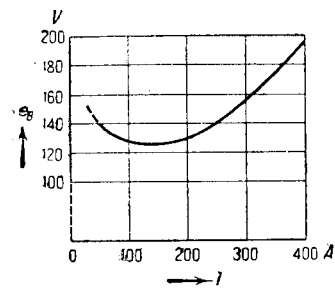


Рис. 103. Зависимость, напряжения горения  $e_B$  дуги в воздухе и водяных парах, окруженной охлаждаемым водой соплом, от силы тока  $i$ . Диаметр сопла 0,4 см (87).

выраженному нарушению действительная концентрация заряженных частиц уже не определяется однозначно температурой газа.

**§ 62. Действие магнитного поля на положительный столб дуги.** Влияние продольного магнитного поля ( $H \parallel E$ ) на положительный столб, по видимому, незначительно и до сих пор мало исследовано. Можно ожидать, что продольное поле обуславливает небольшое увеличение плотности тока, так как оно действует, как увеличение плотности газа (§ 64, т. I), а влияние, оказываемое изменением плотности газа на продольный градиент поля и на плотность тока, согласно § 61, незначительно. В случае поперечного магнитного поля прежде всего проявляются электродинамические силы между током дуги и магнитным полем: на единицу длины столба действует в газе сила  $Ni$ , направленная перпендикулярно к направлению тока и перпендикулярно к магнитному полю. Кроме возможных последствий происходящего при этом изменения длины положительного столба влияние этого передвижения столба проявляется так, как будто бы дуга обдувалась холодным воздухом. Так как доля общего тока, приходящаяся на положительные ионы, в положительном столбе очень мала по сравнению с электронными током, то действие магнитного поля заключается в первую очередь

в отклонении электронов в столбе от направления их поступательного движения. Но отклонение электронов задерживается положительными ионами, только медленно следующими за электронами благодаря их большой инертной массе.

Подсчет скорости отклонения положительного столба дуги пока возможно провести лишь приближенно. Приближенное значение этой скорости можно получить, если рассматривать положительный столб дуги как горячий газовый стержень, на единицу длины которого действует указанная выше электродинамическая сила и скорость движения которого в стационарном случае ограничена трением горячей массы газа в окружающем холодном газе. Аналогия с движущимся твердым стержнем подсказана изложенными выше рассуждениями о встречном давлении в столбе (§ 61). Сопротивление, которое испытывает цилиндрический стержень при движении в покоящемся газе, известно из аэродинамики. Вследствие большой относительной скорости мы должны в нашем случае положить в основу расчета закон трения для турбулентного (вихревого) потока. Если плотность холодного газа —  $\delta$  (в  $г/см^3$ ), радиус столба дуги —  $R$  (в сантиметрах), то для наиболее часто применяемых скоростей отклонения дуги полем  $v$ , при токе  $i$  А и напряженности магнитного поля  $H$  гаусс, находим:

$$v = \frac{1}{2} \text{ до } \frac{1}{3} \cdot \sqrt{\frac{iH}{\delta R}}. \quad (229)$$

Скорость передвижения в атмосферном воздухе ( $\delta = 1,3 \cdot 10^{-3}$   $г/см^3$ ) дуги с  $i = 2$  А и с радиусом положительного столба  $R = 0,25$  см под действием магнитного поля  $H = 10$  гаусс равна в круглых числах 100  $см/сек$ . Уравнение (229) показывает, что эта скорость при увеличении напряженности магнитного поля возрастает несколько быстрее, чем квадратный корень из напряженности магнитного поля, так как при больших напряженностях магнитного поля радиус столба уменьшается ввиду большего охлаждения и связанного с этим увеличения плотности тока при больших скоростях. Эта зависимость удовлетворительно оправдывается на опыте. С другой стороны, при постоянной плотности тока скорость передвижения столба дуги в магнитном поле должна была бы увеличиваться, как корень четвертой степени из силы тока, но так как плотность тока увеличивается с увеличением силы тока уже в случае покоящейся дуги и так как это увеличение плотности тока при передвижении дуги в холодном газе должно быть гораздо сильнее, то следует ожидать, что интересующая нас скорость лежит между значением, пропорциональным корню четвертой степени из силы тока, и значением, пропорциональным самой силе тока. Если столб дуги передвигается в более разреженном (более горячем) газе или в газе меньшего молекулярного веса, то скорость отклонения дуги в магнитном поле изменяется обратно пропорционально квадратному корню из плотности газа. Действительно, в водороде наблюдается значительно большая скорость передвижения дуги в магнитном поле, чем в воздухе.

**§ 63. Блуждающая дуга.** Описанные выше различные типы катодных частей дуги ведут себя различно в отношении возможности их

передвижения вдоль поверхности катода под действием каких-либо сил. Такого передвижения можно добиться, например, отклонением катодного пятна и положительного столба под действием магнитного поля или воздушных струй, путем механического передвижения электродов один по отношению к другому и т. д.

В случае дуги с угольным катодом оказывается, что катодное пятно может передвигаться лишь с такой скоростью, что вновь покрываемые катодным пятном первоначально холодные части поверхности катода успевают нагреваться до температуры, достаточной для выделения с катода числа электронов, необходимого для поддержания данной плотности тока дуги путем электронной эмиссии. Таким образом существует верхняя граница скорости, зависящая, кроме материала электродов, еще от приложенной между ними разности потенциалов. Эта верхняя граница лежит в пределах примерно нескольких сантиметров в секунду в случае чистого угля, токов дуги до 20 А и напряжений до 500 В. При большей величине отклоняющих дугу сил дуга растягивается вплоть до прекращения разряда, если только он не может продолжаться в качестве тлеющего разряда или — особенно при большой силе тока — в качестве разряда с перескакивающим с места на место катодным пятном (одновременное существование нескольких катодных пятен?). Предельная скорость передвижения катодного пятна может быть увеличена предварительным подогреванием соответствующей части поверхности катода со стороны забежавшего вперед анодного пятна (путем излучения), действием загрязнений на катоде и т. д.

Совершенно иначе ведет себя дуга на медном катоде, при котором для электронной эмиссии необходима большая напряженность поля, а не высокая температура катода. В этом случае ограничение скорости передвижения катодного пятна, вызываемое последним обстоятельством, отпадает. Зато здесь требуется большая плотность газа или пара. В точности неизвестно, нужно ли для поддержания блуждающей дуги на медном катоде усиленное испарение меди в катодном пятне и, следовательно, температура не меньшая, чем температура кипения. С уверенностью можно сказать, что очень маленькие, едва заметные следы, оставляемые на медном катоде катодным пятном, позволяют сделать заключение об испарении материала катода в небольших количествах. Правда, подсчеты для случая наибольших наблюдаемых скоростей передвижения катодного пятна (10 м/сек) дают температуру порядка лишь нескольких сотен градусов, совершенно недостаточную для какого-либо испарения. Однако местные перегревы (например, в случае валички на поверхности катода чешуек) и явление катодного распыления могут, несмотря на это, привести к некоторому парообразованию. Наибольшими наблюдаемыми до сих пор скоростями передвижения обладают дуги в вакууме, например с жидким ртутным катодом (до нескольких десятков метров в секунду). Не исключена возможность, что в некоторых случаях дуги, которые в стационарных условиях являются термическими дугами, в случае быстрого отклонения бегают по катоду в качестве дуг с автоэлектронной эмиссией (дуги с холодным катодом). Однако экспериментальных данных в этом направлении еще

не имеется. На аноде разряда до сих пор не наблюдали существования предельных скоростей. Повидному, здесь установление какой-то минимальной температуры не является необходимым. Скорость передвижения разряда по поверхности анода обуславливается, повидному, другими влияниями (трение газа). Поэтому скорость передвижения анодного пятна по существу определяется процессами трения в положительном столбе (§ 62). Так как термический катод во всяком случае, а „холодный катод“ по крайней мере в случае дуги в парах не могут следовать за анодным пятном без задержки, то в случае чистых (полированных) электродов анодное пятно передвигается быстрее, чем катодное пятно, причем оно также может разбиваться на несколько отдельных пятен.

**§ 64. Общая характеристика дуги при постоянном токе.** Разность потенциалов между электродами дугового разряда в общем случае сложным образом зависит от силы тока в дуге и от длины дуги. Это происходит потому, что общее „напряжение“ дуги складывается из падения потенциала в положительном столбе, в анодном и катодном слоях, а также из падения потенциала в промежуточных областях разряда, а эти отдельные падения потенциала различным образом зависят от силы тока. Существование переходных областей не позволяет находить общую характеристику путем простого сложения напряжений, соответствующих отдельным частным характеристикам. Решение вопроса становится еще более затруднительным ввиду того, что расстояния между электродами, природа электродов и газа, сила тока, форма разрядной трубки и т. д. влияют на протяженность переходных областей разряда, и это обстоятельство наряду с исходящими от электродов пламенами по большей части неизвестным образом влияет на характеристики отдельных частей разряда. Таким образом общая характеристика дугового разряда может быть указана лишь для определенных исходных условий опыта.

Пожалуй, лучше всего можно убедиться в необходимости таких ограничений, рассматривая ход кривой зависимости напряжения на дуге от ее длины  $u = f(l)$  при постоянной силе тока  $i$  (рис. 104). При большой длине дуги продольный градиент поля  $E = \frac{du}{dl}$  не зависит от длины дуги. Поэтому при достаточно больших расстояниях между электродами можно подсчитать напряжение на дуге просто из основного падения потенциала, большей частью мало зависящего от

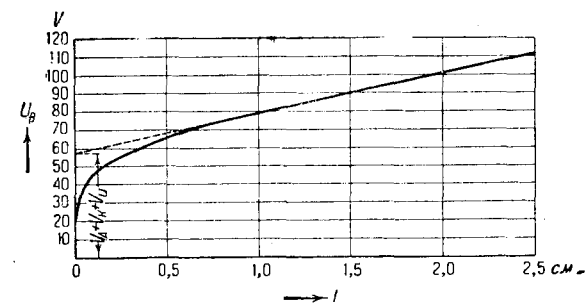


Рис. 104. Зависимость напряжения на дуге  $U_B$  от длины дуги  $l$  в случае угольных электродов в воздухе при токе  $i = 7$  А (29).

силы тока и равно сумме анодного падения  $V_A$  + катодное падение  $V_K$  + падение потенциала в переходных областях  $V_{ii}$  между положительным столбом и катодным и анодным слоями, и из падения потенциала в положительном столбе. Это последнее падение, согласно § 61, равно произведению зависящего от плотности тока градиента потенциала  $f(i)$  и длины положительного столба  $l$ . Если уменьшать длину дуги все больше и больше, то изменение напряжения на единицу длины становится все больше. При очень малом расстоянии между электродами, уже не поддающемся измерению, напряжение на дуге скачкообразно принимает значение нуля. Значение напряжения, имеющее место до этого скачка, равно сумме катодного и анодного падений, которые все же могут в этом случае несколько измениться вследствие побочных явлений. Большой градиент потенциала в коротком столбе дуги вызван различными причинами. Вследствие большой плотности тока у катода и анода, т. е. вследствие малых размеров катодного и анодного пятен, диаметр столба по мере приближения к электродам уменьшается. Одновременно имеют место охлаждение столба благодаря близости более холодных частей поверхности электродов, лежащих вне катодного и анодного пятен, и дальнейшее уменьшение диаметра столба в этом месте. Это уменьшение становится еще больше благодаря потокам холодного воздуха вдоль электродов (несомненно, вихревые потоки). Сюда, возможно, надо еще добавить то обстоятельство, что сидящие на электродах пламена и струи образующегося благодаря испарению электродов пара так сильно проникают во внутренние области столба в случае его короткой длины, что этим вызывается своего рода „внутреннее охлаждение“ газа в столбе. Пары, образующиеся путем испарения электродов, имеют вначале в основном температуру катодного или анодного пятна, которая согласно табл. 11 лежит значительно ниже температуры газа в столбе. Далее, добавочное излучение возбужденных молекул пара приводит к значительно большему охлаждению путем излучения, так что в общем благодаря действию этих двух ведущих к охлаждению причин градиент поля на этом участке дуги может увеличиться. Трудно сказать, в какой мере это влияние может быть уменьшено или компенсировано тем обстоятельством, что газы или пары, проникающие в столб дуги извне, могут вызывать уменьшение эффективной энергии ионизации газа и потому уменьшение градиента поля.

При больших силах тока на аноде дуги — главным образом в случае дуги с угольными электродами в воздухе — начинается шипение (§ 55), сопровождаемое падением напряжения на дуге примерно на 10V при аноде из однородного угля (рис. 105). Еще сложнее поведение, например, дуги в воздухе между угольными электродами с „фитилем“ (заполнение цилиндрической полости по оси угля солями щелочно-земельных металлов). При малой длине дуги и малых силах тока основание дуги (особенно анодное пятно) покрывает собой только часть сечения фитиля, так что газ, в котором горит дуга, представляет собой главным образом пары, выделяющиеся из фитиля (рис. 106). При больших силах тока анодное пятно захватывает поверхность угля,

не содержащую металлических солей, так что теперь газ в дуге содержит сравнительно меньше металлических паров. При средних силах тока точка, соответствующая рабочему режиму, лежит между этими двумя характеристиками: напряжение на дуге сперва уменьшается, а затем при средних значениях силы тока вновь возрастает.

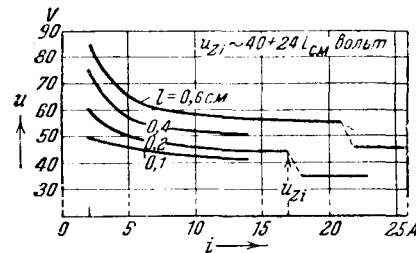


Рис. 105. Вольтамперные характеристики дуг с электродами из чистого угля в атмосферном воздухе при различных длинах дуги. Пунктирная линия: переход в шипящую дугу;  $u_{zi}$  — „напряжение шипения“ перед этим переходом (88).

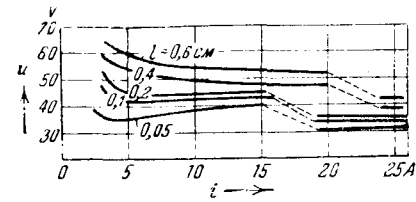


Рис. 106. Вольтамперные характеристики дуги в атмосферном воздухе при угольных электродах с фитилями для различных длин дуги (89).

В дальнейшем приведены некоторые эмпирические законы, дающие соотношения между напряжением на дуге, силой тока и длиной дуги, и указаны пределы их применимости. В качестве общей характеристики получается соотношение вида

$$u_B = a + \frac{b}{i} + cl + \frac{dl}{i}. \quad (231)$$

Первый член правой части этого равенства представляет собой постоянную, второй — переменную часть катодного падения, анодного падения и падения потенциала в переходных областях разряда. Третье слагаемое представляет собой независимую от тока часть падения потенциала в положительном столбе ( $E$  для  $i \rightarrow \infty$ ). Последнее слагаемое учитывает зависимость этого падения от силы тока.

Для стабилизированных при помощи подбора соответствующего внешнего контура длинных дуг в том случае, когда благодаря этой стабилизации не происходит существенных нарушений однородности столба дуги, напряжение дуги получается просто из выражения

$$u_B = V_K + V_A + V_{ii} + E(i, r, p)l. \quad (232)$$

Первые три слагаемые правой части представляют собой здесь опять-таки катодное падение, анодное падение и падение потенциала в переходных областях,  $E$  — продольный градиент потенциала в положительном столбе, зависящий от радиуса  $r$  той трубки, в которой горит дуга, от давления и природы газа,  $l$  — длина дуги. В табл. 13 приведены постоянные формулы (231) и (232) для некоторых типичных случаев. Эти цифры не совсем надежны вследствие неопределенности условий



Таблица 13. Постоянные формулы (231) и (232) для подсчета напряжения горения при постоянном токе для различных электродов и различных тозов при освещении в 1 см (29, 69, 70, 71, 72, 76).

Электроды	Газ	a	b	c	d	Пределы применения в слабых коротких дугах	$\Gamma_K$	$\Gamma_A$	$\Gamma_{\Sigma}$	E
		V	W/A	V/cm	W/cm		V	V	V	V/cm
Медные стержни 1 см Ø	Воздух	17	20	22	180	$l=0,1-1$ см $i=2-15$ А	8	3,3	40	Этими формулами можно пользоваться
Железные стержни 1 см Ø	То же	15	10	22	150	$l=0,5-3$ см $i=2-10$ А	8	4	50	
То же	H <sub>2</sub>	12	10	40	90	То же	80	50	80	
" "	Нары Воды	15	30	30	200	" "				
Однородные угли	Воздух	40	12	20	100	$l=0,1-0,7$ см $i=2-20$ А	11	20	80	
1 см Ø	Ar	20	10	3	50	$l=0,3-1$ см $i=5-20$ А	—	—	—	
0,5 " Ø	CO <sub>2</sub>	45	20	15	90	$l=0,3-1$ см $i=3-10$ А	—	—	—	
0,5 " Ø	Cl <sub>2</sub>	—	—	—	—	$l=0,1-1$ см $i=2-10$ А	—	—	—	
							12			

Данные этой таблицы относятся к коротким дугам с масляными охлаждаемыми электродами в спокойных газах при наличии лишь естественных конвекционных течений. В случае длинных дуг для применимости этих данных необходима стабилизация дуги.

охлаждения электродов, падения напряжения в самих электродах, наличия потоков в газе и особенно вследствие невозможности точно определить длину дуги, особенно в случае дуги с угольными электродами (наличие кратера, искривление дуги).

Если охлаждать электроды дуги, скажем, проточной водой, то напряжение на дуге возрастает в той же мере, в какой увеличиваются тепловые потери. В большинстве случаев при охлаждении обоих электродов этот прирост напряжения достигает нескольких вольт. Напряжение между электродами в случае горения дуги в замкнутом пространстве с устранением свободного притока воздуха, по видимому, лишь немного отличается от напряжения дуги, горящей в открытом воздухе. Можно предполагать, что меньшее обгорание угольного электрода влечет за собой увеличение катодного падения, так как за счет выделяемой в катодном слое энергии должно возмещаться тепло, выделяемое в иных условиях при сгорании угля. Точно так же вполне понятно, что градиент поля несколько возрастает вследствие уменьшения количества кислорода.

Приведенные выше характеристики (231) и (232) действительны только для стационарного режима. Соответствующие константы получены для установившихся дуг (тепловое равновесие). В случае прерывистых дуг время их горения часто недостаточно для установления равновесного режима.

Дуги постоянного тока, горящие в жидкой среде, сами образуют для себя полость, заполненную парами. Поэтому напряжение дуги выше, чем в том случае, когда пар образуется каким-либо внешним путем, так как происходит затрата энергии на испарение жидкости и диссоциацию пара. Однако эта разница в затрачиваемой энергии при коротких дугах невелика (несколько вольт). Вследствие колебаний объема газа, окружающего дугу (неравномерное отпирывание), в этом случае происходят колебания напряжения горения дуги, следующие за изменениями во времени условий охлаждения. Электроды таких дуг сильно распыляются, образуя в жидкости коллоидальные растворы (что находит также и техническое применение).

**§ 65. Дуговой разряд в вакууме с искусственно накаливаемым катодом.** Пусть в широком сосуде, откаченном и затем наполненном парами ртути или благородным газом при низком давлении (0,1—0,001 мм), находится друг против друга анод и плоский накаливаемый катод. К электродам через большое сопротивление подведено достаточно высокое напряжение (рис. 107). Происходящий в этом случае между электродами разряд называется дуговым разрядом в вакууме с накаленным катодом. Такой разряд представляет собой, собственно говоря, *несамостоятельный* дуговой разряд, так как эмиссия электронов из катода вызывается не действием самого разряда, но, за некоторыми исключениями, совершается за счет энергии специального источника тока накала. Этот разряд является дуговым разрядом, потому что катодное падение здесь лишь порядка величины ионизационного потенциала газа, а часто и значительно меньше.

В таком случае в области разряда, достаточно далеко отстоящей от электродов, образуется однородная плазма, описанная в § 12. По-

этому здесь потенциал пространства везде приблизительно один и тот же. Если эта часть разряда заключена в длинную, сравнительно узкую трубку, то она представляет собой обыкновенный положительный столб тлеющего или дугового разряда при пониженном давлении. Здесь существует градиент потенциала, который, однако, обусловлен только явлением рекомбинации ионов на стенках трубки, нарушающим равновесие в плазме. В дальнейшем мы отвлечемся от этого явления и будем

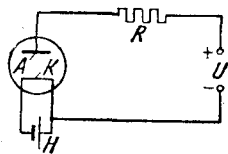


Рис. 107. Схема разряда с накаливаемым катодом.  $U$  — источник напряжения, питающего разряд;  $R$  — потребитель тока с омическим сопротивлением;  $A$  — анод;  $K$  — раскаленный катод;  $H$  — источник тока накала.

принимать, что мы имеем дело с широким разрядным сосудом со сравнительно короткими расстояниями между электродами. В этом случае анодное падение возникает таким же образом, как на аноде неотшнуровавшегося тлеющего или дугового разряда, и не представляет собой чего-либо принципиально нового. Поэтому процессов на аноде мы в дальнейшем касаться не будем.

Если в такой плазме помещен электрод, заряженный отрицательно по отношению к плазме, например зонд (§ 14), то такой электрод окружен слоем положительного пространственного заряда. В зависимости от концентрации ионов и электронов этот слой

занимает лишь более или менее узкое пространство у поверхности зонда и в нем сосредоточено все падение потенциала между плазмой и зондом. Подобный слой образуется и между отрицательно заряженным по отношению к плазме катодом и плазмой. Расположение пространственных зарядов и распределение потенциала в области между катодом и плазмой, т. е. в области катодного падения разряда с накаливаемым катодом, иные, чем в слое между обычным отрицательным зондом и плазмой, потому что такой катод в противоположность зонду постоянно эмитирует электроны. Распределение поля в катодном пространстве определяется в этом случае наличием не только положительных ионов, но также и электронов. Электронный ток с катода ограничен действием пространственных зарядов (§ 49, т. I), пока общий ток в цепи меньше тока насыщения накаленного катода: напряженность поля на поверхности катода равна нулю. На другом конце катодного пространства на границе с плазмой тоже можно провести поверхность, на которой напряженность поля равна нулю совершенно так же, как это имеет место в случае слоя пространственного заряда около обычного зонда. Между этой граничной поверхностью  $F$  и поверхностью катода сосредоточено все катодное падение потенциала (рис. 108). За по-

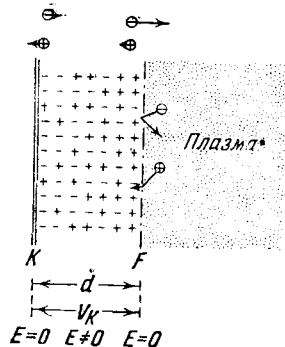


Рис. 108. Область катодного падения разряда с раскаленным катодом.  $K$  — катод;  $F$  — граничная поверхность между плазмой и областью катодного падения (см. также рис. 14).

верхностью  $F$ , как и в случае зонда, находится невозмущенная (в первом приближении) плазма: действие электростатического поля катодного слоя сюда не распространяется, границей поля служит поверхность  $F$ . Электроны, пролетающие из плазмы через пограничную поверхность вследствие своего теплового движения, тотчас же после прохождения ими поверхности  $F$  отбрасываются обратно в плазму отталкивающим их полем катодного слоя. Пролетающие из плазмы через  $F$  положительные ионы притягиваются тем же полем к катоду. Пограничная поверхность  $F$  играет, таким образом, по отношению к катоду как бы роль электрода, постоянно эмитирующего положительные ионы. Этот источник эмитирует такое большое число ионов, что ионный ток также ограничен пространственными зарядами и напряженность поля на поверхности  $F$  равна нулю. Если только длина свободного пути достаточно велика по сравнению с расстоянием  $d$  (достаточно малое давление), то разряд в катодном слое можно рассматривать как прохождение электрического тока в высоком вакууме между двумя электродами, способными эмитировать любое количество электронов или соответственно ионов. Расчет для этого случая был нами уже произведен в § 49, т. I, и привел там к соотношениям (207) и (208) между плотностями ионного и электронного токов  $j_1$  и  $j_2$ , разностью потенциалов между электродами  $V_0$  и расстоянием между электродами  $d$ . Непосредственное применение этих соотношений к катодному слою разряда с накаливаемым катодом убеждает нас в том, что отношение плотности электронного тока к плотности ионного тока пропорционально квадратному корню отношения массы иона к массе электрона. Кроме того, эти соотношения позволяют подсчитать расстояние между электродами  $d$ , т. е. в данном случае толщину катодного слоя при заданном катодном падении и заданной плотности тока, определяемой из величины общего разрядного тока и величины поверхности катода, эмитирующей электроны.

Точный метод подсчета катодного падения до сих пор еще не найден. Выходящие из катода электроны во всяком случае должны обладать после их ускорения в катодном слое достаточным запасом энергии, чтобы восполнять убыль ионов в плазме, происходящую вследствие движения ионов к катоду и диффузии их к неизбежным стенкам трубки. Для этого, однако, не нужно, чтобы электроны в катодном слое накопили энергию, соответствующую ионизационному потенциалу. Электроны, влетающие в плазму со скоростями, приобретенными в катодном слое, под действием поля плазмы очень быстро вступают в полный обмен энергией с другими уже имеющимися в плазме электронами. Энергия, приобретенная электронами в катодном слое, в основном расходуется на повышение температуры электронного газа в плазме. Таким образом температура электронного газа в плазме зависит от величины катодного падения. Условия стационарности режима разряда требуют, чтобы величина катодного падения как раз приводила к такой температуре электронного газа, при которой число ионизирующих соударений быстрых электронов с атомами достаточно для того, чтобы компенсировать потерю ионов на катоде и на стенках. Так как потери на стенках можно свести к очень малой величине,

пользуясь широкой разрядной трубкой, а отношение числа летящих к катоду ионов к числу эмитируемых катодом электронов обратно пропорционально квадратному корню из отношения массы иона к массе электрона, то ни в коем случае не необходимо, чтобы каждый электрон, попадающий в плазму из катодного слоя, имел энергию, достаточную для ионизации. Если учесть только исчезновение ионов на катоде, то

на каждый теряемый плазмой ион приходится  $\sqrt{\frac{m_+}{m}}$ , т. е. не-

сколько сот электронов, вступающих в плазму из катодного слоя. Поэтому в среднем необходимо, чтобы производить ионизацию нейтральных атомов была способна доля электронов, меньшая 1% их числа (в парах ртути примерно 0,16%). При средней энергии электронов, соответствующей лишь приблизительно 40% величины ионизационного потенциала, взаимный обмен энергией в плазме приводит, если пренебречь всеми остальными потерями при столкновениях, к тому, что все еще 1% всех электронов обладает скоростями, достаточными для ионизации (при 35—0,16% всех электронов). Согласно этому расчету для стационарности разряда было бы достаточно, чтобы катодное падение составляло от 35 до 40% ионизационного потенциала. Эта величина катодного падения требует некоторого увеличения, так как при неупругих соударениях электроны теряют энергию не только на ионизацию. С другой стороны, ее надо несколько понизить ввиду того, что путем ступенчатой ионизации ионизировать могут также и медные электроны.

Наблюдаемое в действительности катодное падение, кроме того, зависит от давления нейтрального газа: при увеличении давления катодное падение сперва уменьшается, затем вновь увеличивается после перехода через очень плоский минимум. Область этого минимума захватывает в Hg давления от нескольких сотых миллиметра ртутного столба до нескольких миллиметров, в аргоне — от 0,1 до десятков миллиметров, в He — 10 мм. Расстояние от катода до анода при этом несущественно, нужно только исключить образование затрудненного разряда или положительного столба. Катодное падение очень чувствительно к примесям молекулярных газов, при наличии которых часть энергии электронов может идти на возбуждение колебаний молекул. Возможно также образование отрицательных ионов. При очень малом давлении газа длина свободного пробега электронов настолько велика, что очень многие из быстрых, спонтанных произвести ионизацию электронов совсем не сталкиваются с молекулами газа и потому не участвуют в процессе пополнения запаса ионов. В этом случае энергия, перепосылая электронами из катодного слоя в плазму, используется для ионизации в невыгодных условиях, и поэтому, для того чтобы восполнить в плазме убыль ионов, уходящих к катоду путем ионизации, нужно большее катодное падение. Наоборот, при очень больших давлениях газа большая часть энергии электронов расходуется при упругих столкновениях с газовыми молекулами и идет, таким образом, на нагревание нейтрального газа, а не на ионизацию. Минимальное значение катодного падения может быть равно от 0,1 до 0,2

ионизационного потенциала. Скорость электронов, вылетающих из катодного слоя, значительно ниже первого потенциала возбуждения газа, даже если принять во внимание начальную скорость электронов соответствующую температуре катода (равную максимум нескольким десяткам вольт). Лишь взаимный обмен энергией электронами в микрополях плазмы приводит к тому, что тем не менее всегда имеется наличие достаточное число электронов, способных ионизовать или возбуждать газ непосредственно или ступенями (последнее при достаточно большой плотности тока в разряде и, следовательно, при достаточно большой плотности тока с достаточно разогретого катода), так что в результате газ во всей разрядной трубке становится светящимся и проводящим. Разряд, который поддерживается при таком малом катодном падении, носит несколько неудачное название „низковольтной дуги“.

В точности неизвестно, достаточно ли обычного обмена энергией электронами в микрополе плазмы для того, чтобы объяснить явление низковольтной дуги. Другое объяснение низковольтной дуги предполагает, что около катода образуется накопление лишних положительных ионов с таким высоким значением потенциала, что между катодом и этим горбом потенциала электроны по крайней мере частично приобретают скорости, достаточные для ионизации. Непосредственные измерения зондом в низковольтной дуге как будто подтверждают существование такого максимума потенциала в низковольтной дуге. Но это последнее предположение приводит к затруднениям при объяснении того, каким образом электроны попадают из области максимального потенциала на анод, так как потенциал анода ниже максимального. Электроны должны были бы диффундировать к аноду против действия задерживающих полей. Для того чтобы коэффициент диффузии достиг достаточной для этого величины, нужна высокая температура электронного газа, которая опять-таки сама может получиться лишь благодаря нагреванию электронного газа за счет энергии катодного падения.

При значениях катодного падения примерно от половины до целого ионизационного потенциала и при плотностях электронного тока в несколько десятых ампера на квадратный сантиметр, как это без труда получается с технических оксидных накальных катодов, формула (207),

т. I, приводит к толщине катодного слоя примерно в  $2 \cdot 10^{-3}$  см в парах ртути и  $4 \cdot 10^{-3}$  см в аргоне. Если давление газа остается ниже 1 мм, то толщина катодного слоя очень мала по сравнению с длиной свободного пробега. Так как для области катодного слоя противоположным электродом является, собственно говоря, не анод, а плазма или, точнее, пограничная поверхность  $I'$  между плазмой и катодным слоем, то нет необходимости строить накальные катоды так, чтобы исходящие из анода силовые линии могли легко достигать поверхности катода. Раскаленный катод, состоящий из двух эмитирующих электроны пластинок, находящихся на незначительном расстоянии друг от друга (рис. 109), участвовал бы в эмиссии электронов в высоком вакууме только своей верхней, обращенной к аноду поверхностью. Нижняя поверхность, наоборот, могла бы в заметной степени участвовать в эмиссии электронов лишь при очень высоких потенциалах анода,

при которых около этой поверхности напряженность поля достигала бы величины, достаточной для рассеяния отрицательного пространственного заряда (§ 49, т. I). Обращенные друг к другу стороны пластинок такого катода практически совершенно не участвовали бы в эмиссии. В случае разряда с раскаленным катодом в газе все элементы поверхности подобного катода, напротив, участвуют в эмиссии электронов при условии, что расстояние между эмитирующими поверхностями больше, чем двойная толщина катодного слоя. В таком случае между отдельными пластинками катода образуется проводящая плазма. Так как эта плазма представляет собой противопоставленный катоду электрод и все элементы поверхности катода омываются плазмой,

то все они могут участвовать в эмиссии электронов. Такая возможность получила большое техническое значение, так как она позволяет уменьшить количество энергии, необходимой для накала катода. При «открытом» катоде главную потерю тепла представляют собой излучение и отдача тепла через теплопроводность и конвекцию. При закрытой конструкции накального катода, как она изображена на рис. 109, отдельные части катода взаимно подогревают друг друга

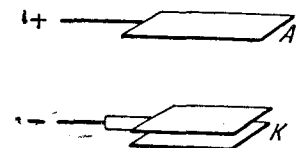


Рис. 109. Схема раскаленного катода при наполнении разрядной трубки газом. А — анод; К — катод.

путем излучения. Излучаемая в этом случае горячим катодом энергия расходуется в своей большей части опять на подогрев других элементов поверхности катода. Техническое выполнение подобного рода накальных катодов представлено на рис. 211.

Положение дела совершенно меняется, если условия внешнего контура приводят к величине тока через трубку большей, чем ток насыщения, который может дать данный катод. В этом случае разряду навязывается более высокое напряжение горения. Такое повышенное напряжение между электродами может привести к интенсивной ионизации в газе, так что теперь уже значительная часть электронов, достигающих анода, образуется путем ионизации в самом газе. Если, например, условия в цепи приводят к силе тока, в два раза большей, чем ток насыщения, который может дать катод, то в среднем каждый выходящий из катода электрон должен один раз ионизовать в объеме газа, так что на каждый один электрон, покидающий катод, приходится два электрона, достигающих анода. Для того чтобы в среднем каждый покидающий катод электрон мог произвести одну ионизацию, надо, чтобы он пробежал разность потенциалов, равную по крайней мере ионизационному потенциалу. Падение потенциала в трубке должно быть равно по крайней мере ионизационному потенциалу. Точно так же можно подсчитать, что для осуществления тока в 4 раза большего, чем ток насыщения катода, напряжение между электродами должно быть равно по меньшей мере двойному потенциалу. На самом деле разность потенциалов в этих случаях еще больше, чем эти минимально возможные значения, потому что энергия, расходуемая в трубке, лишь частично затрачивается на ионизацию. При низких давлениях газа доля, затрачиваемая на ионизацию, даже очень мала,

так как большая часть электронов совершенно не претерпевает столкновений с молекулами газа в трубке и потому не может и ионизовать. Для того чтобы все же получить ток на анод, от двух до четырех раз больший, чем эмиссионный ток электронов с катода, требуется гораздо большая разность потенциалов между электродами, а именно столь большая, чтобы возможно большее число столкновений между электронами и молекулами газа действительно приводило к ионизации. Кривые рис. 110 показывают для специального случая зависимость напряжения между электродами от разрядного тока. Параметром кривых служит накал катода. Пока разрядный ток  $i$  меньше, чем ток насыщения  $i_s$ , соответствующий данному накалу катода, напряжение горения до некоторой степени постоянно. Затем оно начинает быстро возрастать ( $\approx V_j$ )

Охватить эти характеристики количественным расчетом до сих пор еще не удалось. Новое затруднение при попытках такого подсчета появляется в том, что и при постоянном внешнем накале катода температура катода зависит от разрядного тока. При этом в области малых потенциалов горения ( $i < i_s$ ) затраты энергии на выход электронов из катода приводит сперва к понижению температуры катода при увеличении разрядного тока. После того как перейдена величина тока насыщения катода ( $i > i_s$ ), большая энергия летящих к катоду положительных ионов приводит к повышению температуры катода. Опыт показывает, что катоды большинства построенных до сих пор типов бывают сильно повреждены, если бомбардирующие катод ионы имеют скорости свыше 20 или 25V, так как при такой бомбардировке элементы поверхности катода, эмитирующие электроны, теряют свою активность («сбивание» оксидного слоя на оксидных катодах). Поэтому, чтобы с уверенностью избежать разрушения накального катода, необходимо поддерживать потенциал горения разряда с накальным катодом ниже указанной выше величины. Таким образом при разрядах такого типа нельзя пользоваться токами большими, чем ток насыщения накального катода.

Если разряд с накаленным катодом имеет место в длинном сосуде, например в цилиндрической трубке, и между катодом и анодом образуется обыкновенный положительный столб, то последний все же не простирается непосредственно до катода. Подобно фарадееву темному пространству тлеющего разряда положительный столб граничит со

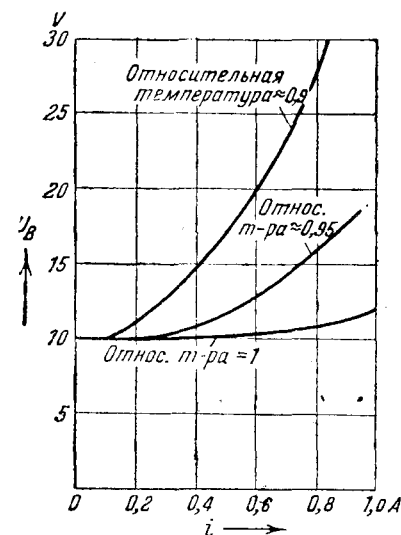


Рис. 110. Зависимость потенциала горения разряда с раскаленным катодом в парах ртути от силы разрядного тока при различном нагреве катода (64).

стороны катода с более темной областью, которая содержит электроны лишь меньшей скорости. На это указывает уже пониженная интенсивность свечения. В этой более темной области имеют место очень малые продольные градиенты потенциала и очень большие концентрации электронов и ионов. При этом с изменением накала катода и катодного падения, повидимому, изменяются и протяженность темного пространства, концентрация заряженных частиц и температура электронного газа. Очевидно, в этом темном пространстве происходит рассеяние катодных электронов микропоями плазмы; пути этих электронов часто выделяются на темном фоне в качестве более светлого диффузно расплывающегося на коротком расстоянии луча. Высокая концентрация электронов своим происхождением, повидимому, обязана постоянному притоку первичных электронов из катода, так что большая плотность электронов может поддерживаться без наличия сильных полей.

Разряд с накаливаемым катодом отличается от обычного дугового разряда с термоионной эмиссией на катоде прежде всего тем, что энергия, необходимая для выхода электронов из катода, не должна непременно подводиться к катоду положительными ионами. Электронный ток может поэтому в этом случае быть гораздо больше, чем в обыкновенном дуговом разряде, для которого, как мы выше подчитали [формула (218)], отношение электронного тока к ионному может равняться максимум пяти. Подобное соотношение может вновь установиться лишь тогда, когда условия внешней цепи приводят к разрядным токам, много большим, чем ток насыщения катода при данном накале последнего. В этом случае при больших давлениях газа (которые при подходящих условиях могут быть вызваны и испарением материала катода) может произойти стягивание разряда на отдельных частях поверхности раскаленного катода с образованием ясно выраженных катодных пятен. При заданной величине разрядного тока это явление имеет место, если катод не подогревается извне и если его конструкция не допускает достаточно быстрого выравнивания температуры по всей поверхности. Наоборот, в случае если катод достаточно массивен для того, чтобы обеспечить быстрое выравнивание температуры, и если внешнее давление паров остается достаточно низким, то можно получить вид разряда с раскаленным катодом, поддерживаемым при высокой температуре самим разрядом без постороннего подогрева, с основанием разряда, равномерно распределенным по всему катоду. Такого рода разрядами пользуются, например, в осветительных трубках. Эти разряды представляют собой, собственно говоря, не разряды с накаленным катодом, но обыкновенные самостоятельные разряды с термоионным катодом. При использовании на переменном токе катод получает энергию, необходимую для его нагрева главным образом за счет энергии, приобретаемой им в предыдущий полупериод тока из анодного слоя (§ 97). Так как при этом в среднем за целый период в каждый электрод входит столько же электронов, сколько и выходит, то в среднем на работу выхода энергия не затрачивается. Приход энергии должен покрыть лишь тепловые потери, которые можно довести до небольшой величины. Благодаря этому отпадает причина

указанного выше ограничения  $\frac{j^-}{j^+} \leq 5$  и разрядный процесс на катоде превращается в тихий процесс разряда с накаленным катодом.

§ 66. Дуговой разряд при переменном токе. Рассмотрим дугу, горящую между любыми двумя электродами и питаемую от источника синусообразного переменного напряжения через стабилизирующее омическое или индуктивное сопротивление. При устойчивом режиме дуга каждый раз тухнет незадолго до перехода через нуль синусоидальной кривой тока, так как при все уменьшающейся силе тока напряжение на самой дуге увеличивается и при заданном значении внешней электровозбудительной силы и внешнего сопротивления условия устойчивости разряда вследствие этого более не соблюдаются. После некоторого короткого промежутка времени, в течение которого тока дуги нет и продолжительность которого зависит от условий в самом разряде и от параметров внешней цепи, происходит „обратное“, или „повторное“, зажигание дуги, приводящее к дуговому току противоположного направления. В этом следующем за первым полупериоде тока при постепенном возрастании „тока несамостоятельного разряда“, приводящем к новому зажиганию дуги, принципиально хотя бы на короткое время необходимо наличие между электродами более высокого напряжения, чем после зажигания. Частности явлений, имеющих место при повторном зажигании, разбираются нами подробнее в главе „Процессы установления“. В дальнейшем мы будем считать, что процесс повторного зажигания уже совершился, и будем рассматривать только явления, имеющие место после образования дуги. Совершенно так же, как в случае дуги на постоянном токе, мы будем делить дуги на переменном токе на „короткие“ и „длинные“.

Рис. 111 показывает характерное поведение короткой дуги при применяемых обычно в технике частотах. Кривые относятся к дуге между электродами из однородного угля при длине дуги в 0,3 см, омическом стабилизирующем сопротивлении и примерно 10 А эффективной силы тока. После прохождения тока через нуль имеет место возрастание напряжения до значения потенциала зажигания, причем этому потенциалу соответствует определенный, хотя и незначительный „ток зажигания“ (ток несамостоятельного разряда, предшествующего зажиганию). Зажигание, таким образом, связано с некоторой затратой энергии (мощности). При дальнейшем увеличении силы тока напряжение на дуге и постепенно уменьшается и проходит через свое наименьшее значение примерно при наибольшей силе тока или несколько позже. При последующем уменьшении силы тока напряжение на дуге вследствие падающей характеристики медленно возрастает и незадолго до нового прохождения тока через нуль повышается до значения, называемого „потенциалом гашения“ дуги. При вполне симметричных условиях на электродах ход вольтамперной характеристики в следующий полупериод тока будет тем же. В общем случае, однако, имеют место нарушения симметричного вида кривой вследствие различия в материале электродов, разных условий охлаждения на электродах, восходящих горячих воздушных потоков и т. д.

Такой асимметрией обладают и кривые рис. 111, в данном случае вследствие неодинаковых условий охлаждения электродов, находившихся друг над другом по вертикальной линии, так что один из них омывался восходящим током теплого воздуха. Отступление от полной симметрии еще больше в тех случаях, когда оба электрода сделаны из различных материалов. Так, например, при дуге в воздухе между угольным и медным электродами полуволна тока, при которой медный электрод должен быть катодом, может совершенно отсутствовать, так как для зажигания дуги с холодным (хорошо отводящим тепло) медным катодом требуется гораздо более высокое напряжение зажигания, чем в случае горячего угольного катода. При дуге в вакууме между двумя электродами, из которых один испаряется легко, а другой с трудом, обратное зажигание может отпасть в те полупериоды, когда трудно испаряемый электрод представляет собой катод, потому, что при этих условиях дуга образуется гораздо труднее (см. выше § 57) и, следовательно, требует для своего зажигания большего напряжения. При таких несимметричных разрядных промежутках сила тока в одном направлении больше, чем в другом. Таким образом получается постоянная составляющая тока, достигающая наибольшего развития, когда ток в одном направлении вообще не имеет места.

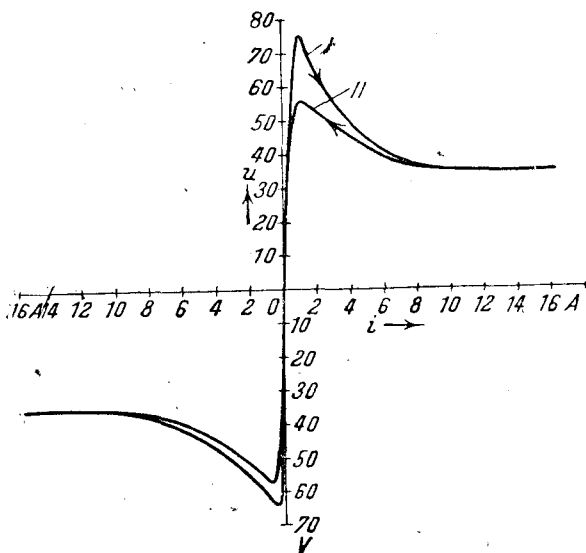


Рис. 111. Вольтамперная характеристика  $u = f(i)$  дуги переменного тока на электродах из чистого угля в воздухе при силе тока 10 А, длине дуги 0,3 см и омическом сопротивлении цепи (29). I — напряжение повторного зажигания; II — напряжение гашения.

Представленная на рис. 111 „петля гистерезиса“ выражает собой то обстоятельство, что одному и тому же значению тока при возрастании и при убывании соответствуют разные напряжения. Причиной появления этой петли является то обстоятельство, что возрастанию силы тока соответствует несколько замедленное нагревание, т. е. запаздывающее по сравнению с подводимой мощностью повышение температуры электродов и газового промежутка. При повышении силы тока мгновенная температура, таким образом, ниже, чем при дуге постоянного тока при той же силе тока. При понижении силы тока имеет место обратное. Так как при увеличении температуры увеличиваются эмиссионная способность катода и степень ионизации газа,

то для поддержания одного и того же тока при более высокой температуре в дуге требуется меньшее напряжение и наоборот. Величина гистерезиса зависит от отношения периода тока к величине термической временной постоянной (теплоемкость, умноженная на обратную величину теплопроводности). В случае короткой дуги между угольными электродами гистерезис вызван в первую очередь большим значением термической временной постоянной электродов, температура которых лишь медленно повышается путем выделения энергии в катодном и анодном слоях и снова лишь медленно понижается как при уменьшении силы тока, так и в промежуток времени, когда тока нет. Временной ход тока и напряжение дуги показан на рис. 133 и 134.

При коротких дугах важную роль играет наличие загрязнений, в частности, солей металлов, помещенных в полости углей. Как правило, в случае таких примесей необходимое для переноса тока зажигания количество электронов имеется налицо у поверхности катода при более низкой температуре, чем в случае чистого угля, так что и необходимая для зажигания энергия тока или необходимом для зажигания при заданной силе тока напряжение меньше. Следует отметить, что в общем температура электрода, исполняющего в какой-либо данный момент времени роль катода, невидимому, значительно выше, чем температура катода дуги, питаемой постоянным током, так как температура этого электрода, представлявшего собой в предшествующий полупериод тока анод, не могла сильно понизиться в течение того промежутка времени, когда тока нет. Высокая температура катода, понятно, облегчает повторное зажигание дуги вследствие повышенной эмиссии электронов и уменьшения плотности газа, а возможно и вследствие повышения степени термической ионизации газа.

Короткие дуги между медными электродами отличаются по своему поведению от коротких дуг между угольными электродами. Согласно § 59, для поддержания такого дугового разряда необходима лишь сравнительно невысокая температура катодного пятна. Эта температура следует за переменами тока с гораздо меньшим запаздыванием, чем в случае угольных электродов (малая теплоемкость вследствие малых размеров катодного пятна, большая теплопроводность). Поэтому за тот промежуток времени, в течение которого дугового тока нет, температура пятна настолько понижается, что, по крайней мере при не очень больших силах тока, не облегчает нового зажигания дуги ни путем усиленной электронной эмиссии, ни путем сильного парообразования в такой же большой степени, как в случае угольных электродов.

Соответствующий ход вольтамперной характеристики дуги между медными, охлаждаемыми водой электродами диаметром 0,5 см, находящимися на расстоянии 0,3 см при эффективной силе тока в 10 А, воспроизведен на рис. 112. Напряжение зажигания здесь примерно в 5 раз больше, несмотря на меры, предпринятые для уменьшения (путем использования индуктивного стабилизирующего сопротивления) продолжительности промежутка времени, в течение которого ток отсутствует, до 5—10%, величины этого промежутка в случае дуги между угольными электродами и с омическим сопротивлением, с которой производилось сравнение.

При достаточно длинной дуге переменного тока можно отвлечься от влияния областей разряда, граничащих с электродами. Если мы имеем дело, например, с дугой переменного тока в воздухе, то при прохождении тока через нуль температура газа в положительном

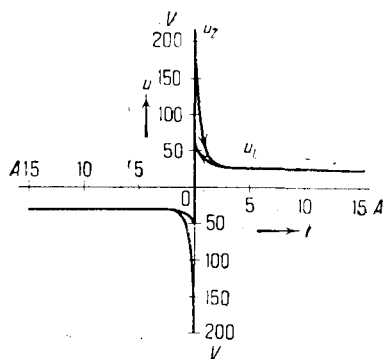


Рис. 112. Вольт-амперная характеристика  $u = f(i)$  дуги переменного тока между медными электродами в воздухе при силе тока 10 А, длине дуги 0,3 см и индуктивном сопротивлении цепи (29).

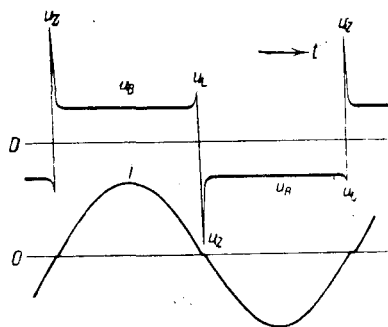


Рис. 113. Ход изменения по времени напряжения на дуге (верхняя кривая) и силы тока (нижняя кривая) такой же дуги, как на рис. 112.  $u_2$  — напряжение зажигания;  $u_1$  — напряжение горения;  $u_2$  — напряжение потухания дуги.

столбе еще очень значительна, так как большая тепловая инерция препятствует быстрому охлаждению (малая плотность тока, большая масса нагретого газа, малый поперечный градиент температуры).

При возрастании силы тока повышение температуры газа в столбе запаздывает по отношению к вызывающей это повышение подводимой энергии. Поэтому максимум температуры достигается лишь после максимума тока. При уменьшении тока и температуры порядок меняется. Рис. 114 показывает, например, временной ход температуры на оси дуги переменного тока при силе тока в 2 А. В этом случае весь ход напряжения дуги (включая повторное зажигание) можно объяснить на основании колебаний степени ионизации

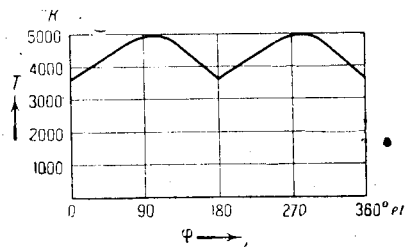


Рис. 114. Изменение по времени температуры  $T$  положительного столба длинной дуги переменного тока в атмосферном воздухе при эффективной силе тока 2 А 50 пер/сек;  $\cos \varphi \approx 0,25$ ;  $\varphi$  — фаза тока дуги (63).

газа, вызываемых колебаниями температуры газа (§ 61 и 76). „Гистерезис положительного столба“, являющийся следствием отставания максимума температуры в течение почти целого полупериода тока, почти исключительно определяет собой ход напряжения дуги.

Кривые рис. 115 показывают для стабильных дуг в воздухе и в водороде значения, принимаемые в различные моменты времени продольным градиентом положительного столба при синусоидальных токах различной силы. Отчетливее всего гистерезис при малой силе тока проявляется в начале и в конце полупериода тока. В воздухе гистерезис проявляется гораздо сильнее, чем в водороде, и приводит даже к полному исчезновению „ника потухания“ на кривой напряжения. Это происходит потому, что термическая инерция дуги в водороде много меньше термической инерции дуги в воздухе, так как в случае водорода нагреваемая током большой плотности масса газа незначительна (малая теплоемкость) и теплопроводность водорода велика. Подобный же гистерезис имеет место по отношению к диаметру положительного столба. В случае стабильной дуги в воздухе диаметр положительного столба начинает уменьшаться, начиная с момента прохождения тока через максимум, и доходит примерно до половины максимального значения. При дальнейшем уменьшении силы тока изменяется лишь яркость свечения в столбе при одновременном уменьшении плотности тока. После нового зажигания дуги либо начинает постепенно увеличиваться интенсивность свечения всего столба в целом, либо в слабом, оставшемся от предыдущего полупериода столбе появляется новый ярко светящийся канал, по которому идет ток. В случае дуги в водороде свечение положительного столба, наоборот, почти полностью исчезает во время прохождения тока через нуль, что опять-таки следует приписать быстрому охлаждению столба.

Так как изменения температуры следуют за изменениями силы тока лишь с незначительным запазданием, то при внезапном увеличении силы тока число электронов и ионов в первый момент лишь такое, какое требовалось для стационарного поддержания протекавшего в дуге более слабого тока. Для поддержания более сильного тока поэтому необходима большая скорость передвижения электронов и ионов и, следовательно, большее напряжение между электродами дуги и наоборот. Таким образом при достаточно быстрых изменениях силы тока характеристика дуги является возрастающей и в предельном случае представляет собой характеристику проводника с омическим сопротивлением. „Достаточно быстро“ здесь относится к быстроте по сравнению с термической временной постоянной той области разряда, которая обуславливает собой гистерезис. Поэтому короткие дуги в воздухе между угольными электродами имеют

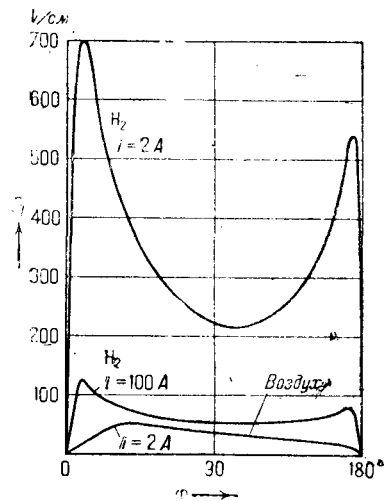


Рис. 115. Изменение во времени продольной напряженности поля  $E_z$  в длинной дуге переменного тока в атмосферном воздухе и в водороде при 50 пер/сек.  $\varphi$  — фаза тока дуги (66).

вследствие большой тепловой инерции электродов возрастающую характеристику при гораздо более медленных изменениях силы тока, чем, например, дуги в водороде между медными электродами.

Если наложить добавочно на дугу постоянного тока (ток  $j_g$ ), характеристика которой представлена на рис. 116 кривой 1, переменный ток амплитуды  $i_m$  с произвольно изменяемой частотой, то при очень малых частотах этого тока режим дуги проходит через ряд стационарных состояний. Напряжение на дуге пробегает без всякого гистерезиса обозначенный жирным отрезком кривой участок статической характеристики. При очень высоких частотах, при которых не может происходить колебаний температуры и изменений концентрации ионов и электронов, динамическая характеристика соответствует характеристике омического сопротивления: мгновенное значение напряжения пропорционально мгновенному значению силы тока. Сопротивление приблизительно равно отношению разности потенциалов постоянного тока дуги к силе этого тока.

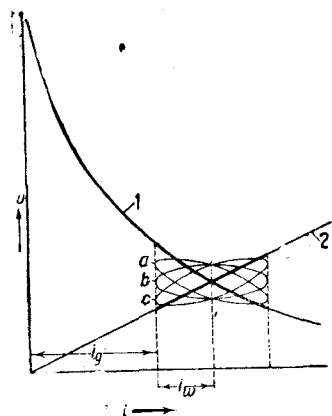


Рис. 116. Вольтамперная характеристика дуги постоянного тока при наложении на последний переменного тока. 1 — характеристика на постоянном токе; а — характеристика при малой частоте переменной компоненты; б — при средней частоте; с — при высокой частоте; 2 — характеристика чисто омического сопротивления.

петли гистерезиса располагаются вдоль статической характеристики. При увеличении частоты они поворачиваются, следовательно занимая положение а, б и с и стремясь к прямой 2. Которая из этих петель пробегается режимом дуги при заданной частоте — зависит, конечно, от величины тепловой инерции разряда, определяющей собой все явление: кривая а соответствует поведению короткой дуги между угольными электродами уже при частоте всего в 10 пер/сек, в то время как дуга в водороде между охлаждаемыми медными электродами имеет подобную характеристику возможно лишь при  $10^4$  пер/сек. По этой причине дуга в водороде между электродами обладающими большой теплопроводностью (а также в смеси паров, содержащих водород), особенно пригодна для генерации очень быстрых колебаний (§ 69).

Чистая дуга переменного тока (без специально наложенной извне постоянной составляющей) может при достаточно высоких частотах

также иметь возрастающую характеристику. При возрастании частоты изменения характеристики происходят прежде всего в середине и в конце полупериода тока и лишь при очень больших частотах исчезает также и пик зажигания и вместе с ним падающая часть характеристики. При возрастании частоты и при синусоидальном ходе изменения силы тока ход напряжения дуги все более приближается к синусоидальному. Это происходит при тем более низких частотах, чем больше тепловая инерция, следовательно, в случае дуги в воздухе при более низких частотах, чем в случае дуги в водороде (рис. 115).



Глава вторая

ПРОЦЕССЫ УСТАНОВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ

УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДА

§ 67. Равновесные состояния цепей, содержащих омическое сопротивление и разрядный промежуток. Если электрическая цепь составлена из последовательно соединенных между собой источника электровозбудительной силы  $U_0$ , сопротивления  $R$  и разрядного промежутка  $G$ , то устанавливающийся в цепи ток определяется величинами  $U$ ,  $R$  и видом характеристики разряда. Во-первых, напряжение разряда, зависящее от силы тока, должно удовлетворять характеристике  $U = f(i)$  (например, кривой  $C$  рис. 117). С другой стороны, разность потенциалов между электродами разрядного промежутка меньше электродвижущей силы источника на величину произведения  $iR$ . Напряжение между электродами, таким образом, должно удовлетворять равенству  $U = U_0 - iR$ , которому на диаграмме  $(U, i)$  соответствует прямая, проходящая через точку  $U = U_0$  на оси ординат и имеющая по отношению к оси абсцисс наклон  $\frac{dU}{di} = -R$  („прямая сопротивления“ рис. 117). Поэтому осуществимы лишь состояния, соответствующие точкам  $P_1$  — ток  $i_1$ , напряжение  $U_1$ , или  $P_2$  — ток  $i_2$ , напряжение  $U_2$ . Наличие емкости или самоиндукции в цепи может, конечно, сделать такое состояние неустойчивым, но не может привести к другому состоянию равновесия, кроме  $P_1$  или  $P_2$ . Метод, примененный на рис. 117, показывает, что неизменно возрастающая характеристика ( $\frac{dU}{di} > 0$ ) может иметь только одну точку пересечения с „прямой сопротивления“. При падающей характеристике или при характеристике попеременно то падающей, то возрастающей возможны несколько таких состояний равновесия. Но из этих состояний только некоторые представляют собой устойчивые состояния равновесия, в то время как остальные неустойчивы и служат исходными точками для процессов установления какого-либо устойчивого состояния, начинающихся вследствие всегда неизбежных возмущений режима. Прежде всего мы займемся общим исследованным вопросом о том, какие точки пересечения прямой сопротивления и характеристики соответствуют устойчивым состояниям и какие — неустойчивым.

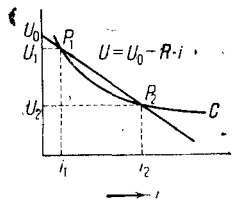


Рис. 117. Нахождение при помощи геометрического построения рабочих точек в случае стационарной цепи, содержащей электровозбудительную силу  $U_0$ , сопротивление  $R$  и разряд с характеристикой  $C$ .

кам  $P_1$  — ток  $i_1$ , напряжение  $U_1$ , или  $P_2$  — ток  $i_2$ , напряжение  $U_2$ . Наличие емкости или самоиндукции в цепи может, конечно, сделать такое состояние неустойчивым, но не может привести к другому состоянию равновесия, кроме  $P_1$  или  $P_2$ . Метод, примененный на рис. 117, показывает, что неизменно возрастающая характеристика ( $\frac{dU}{di} > 0$ ) может иметь только одну точку пересечения с „прямой сопротивления“. При падающей характеристике или при характеристике попеременно то падающей, то возрастающей возможны несколько таких состояний равновесия. Но из этих состояний только некоторые представляют собой устойчивые состояния равновесия, в то время как остальные неустойчивы и служат исходными точками для процессов установления какого-либо устойчивого состояния, начинающихся вследствие всегда неизбежных возмущений режима. Прежде всего мы займемся общим исследованным вопросом о том, какие точки пересечения прямой сопротивления и характеристики соответствуют устойчивым состояниям и какие — неустойчивым.

§ 68. Устойчивые и неустойчивые состояния равновесия электрической цепи, содержащей газовый разрядный промежуток. Решить вопрос о том, устойчиво ли данное состояние или неустойчиво, можно, изучая поведение системы по отношению к небольшим возможным нарушениям равновесия. Пусть  $C$  на рис. 118 представляет собой статическую характеристику разряда. Если на разрядный промежуток наложено напряжение, соответствующее точке характеристики  $P$ , и через этот промежуток протекает ток, соответствующий той же точке, то разрядный промежуток находится в равновесии в отношении новообразования и уничтожения свободных ионов и электронов, выделения и потерь тепла и т. д. При внезапном увеличении напряжения между электродами заряженные частицы должны ускоряться полем в течение конечного промежутка времени, прежде чем их скорость, число производимых ими ионизаций, концентрация ионов и электронов, величина разрядного тока и т. д. изменятся так, как того требует новое распределение поля между электродами. Таким образом внезапное повышение напряжения между электродами приводит нас на рис. 118 из точки  $P$  в точку  $P_1$  и, соответственно, внезапное понижение напряжения — из  $P$  в  $P_2$ . При этом безразлично, соответствуют ли точки  $P_1$  и  $P_2$  в точности той же силе тока, что и  $P$ . Существенно лишь то, что внезапные изменения величин  $U$  или  $i$  могут привести благодаря инерции разряда к состояниям, соответствующим точкам, лежащим не на самой статической характеристике, а по ту или другую сторону от нее.

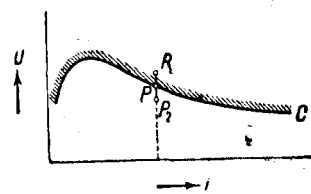


Рис. 118. К вопросу об инерционности разрядного промежутка.

Эти состояния  $P_1$  и  $P_2$ , однако, не соответствуют равновесному балансу заряженных частиц или равновесному тепловому балансу. Наоборот, при режиме, представленном точкой  $P$ , а также любой другой точкой области, отмеченной на рис. 118 заштрихованным краем, вследствие наличия более сильных полей происходит более интенсивная ионизация, чем в равновесном случае ( $\frac{di}{dt} > 0$ ). В  $P_2$  имеет место обратное. Характеристика делит, таким образом, всю координатную плоскость на „положительную“ область с  $\frac{di}{dt} > 0$  и „отрицательную“ с  $\frac{di}{dt} < 0$ . Сама характеристика соответствует равновесным состояниям и на ней  $\frac{di}{dt} = 0$ . В большинстве случаев положительная область лежит над характеристикой, так как перенапряжение ведет к увеличению ионизации и, следовательно, к увеличению силы тока (рис. 119). Но это не всегда так. При „затрудненном“ разряде, описанном в § 50, ионизация ослабевает с увеличением напряжения, так как электроны приобретают скорости, превосходящие те, которые соответствуют максимуму вероятности ионизации. В этом случае увеличение перенапряжения должно вести к уменьшению тока и отрицательная область

расщеплена над характеристикой (рис. 120 *AB* приблизительно соответствует рис. 83 при перемене осей).

При полном знании характеристики можно также чисто формально определить знаки разделяемых характеристической областей: ось тока ( $U=0$ ) должна всегда примыкать к отрицательной области, потому

что при отсутствии напряжения в самостоятельном разряде должна исчезать всякая ионизация и, следовательно, какой бы то ни было ток. Так как характеристика отделяет одну от другой области с противоположными знаками, то, исходя из этого, можно везде совершенно определенно указать знак области.

Если отправляться от малых токов, то в точке пересечения с характеристикой прямая сопротивления (см. выше рис. 117), переходит либо из отрицательной области в положительную ( $P'$ , рис. 121), либо из положительной в отрицательную ( $P$ , рис. 121). Только во втором случае мы имеем дело с устойчивым и потому стационарным состоянием. Если мы допустим, что вследствие какой-либо причины (например, вследствие

Рис. 119. Обычное расположение положительных и отрицательных областей (для  $\frac{di}{dt} >$  или соответственно  $< 0$ ).

флуктуаций в процессе образования ионов) ток в состоянии  $P$  несколько увеличился, то одновременно уменьшается напряжение между электродами вследствие

увеличения падения потенциала на введенном в цепь сопротивлении ( $P \rightarrow P_1$ ). Тем самым мы перемещаемся в отрицательную область: с течением времени ток будет уменьшаться, дальнейшее изменение режима разряда приведет разряд обратно к состоянию  $P$ . То же произойдет при перемещении

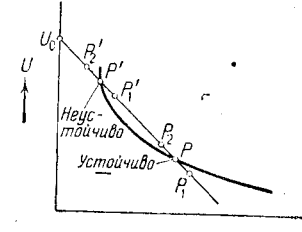
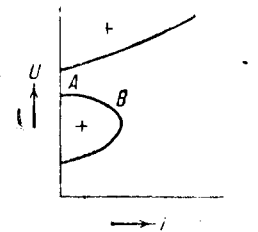


Рис. 120. Расположение положительных и отрицательных областей при затрудненном разряде.

Рис. 121. Устойчивая и неустойчивая рабочие точки на падающей характеристике.

ни  $P \rightarrow P_2$ . Наоборот, небольшое увеличение тока в состоянии  $P'$  ( $P' \rightarrow P'_1$ ) приводит к дальнейшему возрастанию тока, так как  $P'_1$  лежит в положительной области. Разряд не возвращается к состоянию  $P'$ , но развивается дальше вплоть до устойчивого состояния  $P$ . Точно так же небольшое изменение режима  $P' \rightarrow P'_2$  приводит к дальнейшему уменьшению тока и в конечном итоге к прекращению разряда. Если бы на рис. 121 отрицательная область лежала над положительной, то, аналогично,  $P'$  соответствовала бы устойчивому состоянию,  $P$  — неустойчивому. Так как этот последний случай почти никогда не имеет места при самостоятельном разряде, то мы будем постоянно принимать в дальнейшем, что имеем дело с устойчивым состоянием, когда пря-

мая сопротивления пересекает характеристику перехода из верхней области в нижнюю — как в точке  $P$  рис. 121. В этом случае наклон прямой сопротивления ( $\frac{dU}{di} = -R$ ) по абсолютной величине больше, чем наклон падающей характеристики  $\frac{dU}{di}$ . Следовательно, в качестве условия устойчивости данного режима разряда имеем:  $-R < \frac{dU}{di}$  или

$$R + \frac{dU}{di} > 0. \quad (233)$$

Если включить в цепь тока последовательно электродвижущую силу  $U_0$ , сопротивление  $R$  и разрядный промежуток с криволинейной падающей характеристикой рис. 122, то режим  $P$  будет устойчивым, а  $P'$  неустойчивым. Чтобы режим  $P'$  также был устойчив, надо было бы, чтобы прямая сопротивления пересекала характеристику, как изображенная на рис. 122 пунктирная прямая, переходя сверху вниз из положительной области в отрицательную. При большей электродвижущей силе в цепи  $U_0$  и при соответственно большем сопротивлении —  $(\frac{dU}{di}) = R'$  возможно существование та-

кого, соответствующего точке пересечения режима в качестве стабильного. Если постепенно понижать электродвижущую силу цепи, сохраняя  $R$  постоянным, то на диаграмме ( $U, i$ ) происходит перемещение вниз прямой сопротивления с сохранением направления, параллельного начальному. При этом точки  $P$  и  $P'$  приближаются друг к другу (рис. 122). Они сливаются, когда прямая сопротивления становится касательной к характеристике. Эта точка соответствует последнему возможному стационарному состоянию. При дальнейшем понижении напряжения между электродами нет больше точки пересечения прямой сопротивления и характеристики, а следовательно, не может быть и устойчивого состояния разряда. Таким образом при уменьшении электродвижущей силы в цепи разрядный ток не падает плавно до нуля, а разряд гаснет при достижении некоторого конечного, наименьшего из возможных при стационарном режиме значений силы тока (см. также § 118). Если увеличивать сопротивление  $R$ , сохраняя постоянной электродвижущую силу в цепи, что приводит к вращению прямой сопротивления около точки  $U_0$  (и к увеличению  $-\frac{dU}{di}$ ), или, если передвигать вверх всю характеристику, сохраняя  $U_0$  и  $R$  постоянными (например, увеличивая необходимое для поддержания разряда напряжение путем раздвигания электродов), то разряд гаснет точно так же в тот момент, когда прямая сопротивления становится касательной к характеристике. Таким образом минимально возможная сила

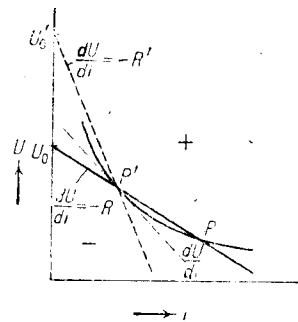


Рис. 122. Неустойчивое состояние делается устойчивым при подборе достаточно высокого напряжения и достаточно большого сопротивления.

электродвижущей силы становится касательной к характеристике. Эта точка соответствует последнему возможному стационарному состоянию. При дальнейшем понижении напряжения между электродами нет больше точки пересечения прямой сопротивления и характеристики, а следовательно, не может быть и устойчивого состояния разряда. Таким образом при уменьшении электродвижущей силы в цепи разрядный ток не падает плавно до нуля, а разряд гаснет при достижении некоторого конечного, наименьшего из возможных при стационарном режиме значений силы тока (см. также § 118). Если увеличивать сопротивление  $R$ , сохраняя постоянной электродвижущую силу в цепи, что приводит к вращению прямой сопротивления около точки  $U_0$  (и к увеличению  $-\frac{dU}{di}$ ), или, если передвигать вверх всю характеристику, сохраняя  $U_0$  и  $R$  постоянными (например, увеличивая необходимое для поддержания разряда напряжение путем раздвигания электродов), то разряд гаснет точно так же в тот момент, когда прямая сопротивления становится касательной к характеристике. Таким образом минимально возможная сила

тока определяется не только свойствами самого разрядного промежутка, отраженными в его характеристике, но и параметрами остальных частей цепи (в данном случае  $U_0$  и  $R$ ). Условие (233) может быть удовлетворено не только выбором достаточно большого  $R$  при отрицательном  $\frac{dU}{di}$ , но и любым значением  $R$  при положительном  $\frac{dU}{di}$ , а следовательно, и при полном отсутствии сопротивления: разряды с возрастающей характеристикой приводят всегда к устойчивым состояниям. Впрочем, и это положение справедливо лишь в тех случаях, когда положительная область плоскости ( $U, i$ ) лежит над отрицательной. На рис. 120 возрастающую часть характеристики, лежащую между осью напряжений и точкой  $A$ , вообще нельзя стабилизировать.

**§ 69. Нарушение устойчивости вследствие электрической инерции разрядного контура.** Из рис. 122 следует, что каждая точка нормальной падающей характеристики может быть стабилизирована путем

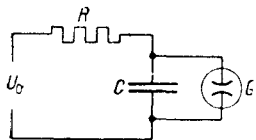


Рис. 123. Разрядный промежуток  $G$  с параллельно включенной емкостью, присоединенный к источнику постоянного напряжения  $U_0$  через сопротивление  $R$ .

подбора достаточно большого сопротивления и достаточно большой электродвижущей силы в цепи. Это справедливо, однако, только при отсутствии в цепи элементов, обладающих электрической инерцией (как-то: самоиндукцией, емкостью и зависящих от температуры сопротивлений со значительной теплоемкостью).

Пусть (рис. 123) емкость  $C$  включена в цепь параллельно разрядному промежутку  $G$  с нормальной падающей характеристикой при сопротивлении  $R$  и постоянной электродвижущей силе  $U_0$  — эту емкость может представлять собой емкость, присущая самим электродам и проводам. Пусть  $U_0$  и  $R$  достаточно велики, что-

бы привести, согласно рис. 122, к устойчивому режиму с падающей характеристикой разрядного промежутка  $G$ . При наличии разряда конденсатор  $C$ , заряженный до разности потенциалов, равной напряжению между электродами разряда  $G$ , является в каждый данный момент времени источником напряжения любой мощности. Так как этот источник включен в цепь без особого добавочного сопротивления, то для системы  $C-G$  условие устойчивости (233) не соблюдено. В течение некоторого хотя бы и короткого промежутка времени за счет емкости конденсатора  $C$  в разряде может иметь место возрастающий ток. Так как этот ток, разряжающий конденсатор  $C$ , при большом  $R$  может оказаться больше, чем ток, заряжающий конденсатор за счет электродвижущей силы  $U_0$  при равновесном режиме, то источник тока, представленный конденсатором  $C$  по отношению к разрядному промежутку  $G$ , будет несякать; сила разрядного тока должна вновь уменьшиться (или даже стать равной нулю). Тогда конденсатор  $C$  вновь заряжается от источника  $U_0$  через сопротивление  $R$  и весь ход явления вновь повторяется (причем вновь имеет место зажигание разряда в  $G$ , если он погас). Для того чтобы такие колебания могли возникнуть, нужно, чтобы зарядка конденсатора через сопротивление  $R$

не могла настолько быстро восполнять убыль заряда, происходящую вследствие развивающегося с некоторой инерцией разрядного тока, чтобы вообще не дать конденсатору разрядиться. Для наличия колебаний надо, чтобы электрическая инерция цепи, заряжающей конденсатор  $C$ , была больше, чем инерция развивающейся при разряде конденсатора стадии разряда и обратно. При заданной инерции разряда  $t$  (примерно равной времени развития разряда) и заданной емкости  $C$  в случае разряда без колебаний должно иметь место неравенство

$$R < \frac{t}{C} \text{ и наоборот.} \quad (234)$$

Условия (233) и (234) определяют, независимо друг от друга, нижнюю и верхнюю границы сопротивления, которое нужно ввести в цепь, чтобы сделать разряд устойчивым. Инерцию разряда можно увеличить до любого значения, включив в цепь последовательно с разрядным промежутком  $G$  самоиндукцию  $L$  так, чтобы  $G$  и  $L$  вместе были включены параллельно  $C$ . В том случае, когда электродинамическая инерция (инерция самоиндукции  $L$ ) очень велика по сравнению с инерцией развития разряда в  $G$ , скорость, с которой развивается разрядный ток за счет емкости конденсатора  $C$ , дается временной постоянной  $\frac{L}{R} = L : \left| \frac{dU}{di} \right|$ . Отрицательный знак величины  $\frac{dU}{di}$  соответствует отрицательному затуханию, т. е. свидетельствует об увеличении амплитуды колебаний со временем. Полагая  $t = L : \left| \frac{dU}{di} \right|$ , находим из (234) в качестве условия отсутствия колебаний

$$\left| \frac{dU}{di} \right| \cdot R < \frac{L}{C}. \quad (235)$$

Наоборот, обратное неравенство является условием возникновения колебаний. Рассмотренная нами схема может служить для генерации колебаний высокой частоты при помощи дуги постоянного тока — при достаточно малой инерции разряда (дуги в воздухе между искусственно охлажденными электродами). Амплитуда высокочастотного тока, накладывающегося на постоянный ток, при этом возрастает до тех пор, пока эффективное  $\frac{dU}{di}$ , определяемое положением обеих точек поворота

режима, не становится по (235) как раз равным —  $\frac{L}{CR}$ . При этом под сопротивлением  $R$  надо понимать сопротивление, эквивалентное всем потерям энергии, а при подсчете эффективного  $\frac{dU}{di}$  надо иметь в виду уменьшение наклона всех характеристик с увеличением частоты (§ 66, рис. 116). Если подсчитанная таким образом амплитуда переменного тока меньше, чем сила первоначального постоянного тока, имеющего место в данной схеме при отсутствии емкости  $C$ , то получается непрерывный, при соответствующих условиях, синусоидальный ток. В противном случае дуга гаснет в каждый второй полупериод высокочастотного тока, так что в следующий полупериод должно произойти новое зажигание разряда (колебания дуги первого и второго рода). Такое же прерывное колебание можно получить, помещая в  $G$  в схеме

рис. 123 трубку тлеющего разряда. В этом случае не используется падающая характеристика на участке от потенциала зажигания до потенциала горения или же падающая характеристика, имеющая место при переходе тлеющего разряда в дуговой разряд. Время одного колебания, определяемое в основном инерцией зарядки конденсатора  $RC$ , согласно (234), должно быть больше  $t$ . При больших частотах  $t$  еще существенным образом зависит от наличия ионов, оставшихся в разрядном промежутке от предыдущего полупериода разряда. С обычными лампами тлеющего разряда можно, таким образом, добиться частот от  $5 \cdot 10^3$  до  $10^4$  в секунду. Во всех случаях, когда скорость изменения силы тока сразнима с собственной инерцией разряда, в качестве характеристики разряда надо пользоваться „динамической“ характеристикой, которая зависит от скорости изменения режима. Так, если приключить отпущенную ртутную дугу, имеющую статическую характеристику, изображенную на рис. 93, непосредственно к источнику напряжения без включения особых элементов схемы, обладающих электрической инерцией, то, несмотря на *возрастающую* статическую характеристику, получается неустойчивый режим разряда, так как в отношении возможных быстрых изменений тока динамическая характеристика оказывается падающей. Если же исключить возможность этих быстрых изменений тока, включив в цепь достаточно большую самоиндукцию (хотя бы с ничтожно малым омическим сопротивлением), то ртутная дуга может гореть стабильно даже при непосредственном присоединении к источнику напряжения без добавочного омического сопротивления, так как характеристика по отношению к возможным теперь лишь медленным изменениям силы тока является возрастающей. Динамическая характеристика ртутной дуги при очень высоких частотах должна вновь стать возрастающей, как и при любом разряде (см. выше § 66, рис. 116). Эта дуга, характеристика которой, несмотря на одну и ту же силу тока, при малых частотах изменения тока является возрастающей, при средних частотах — падающей и при очень высоких вновь становится возрастающей, является показательным примером различного поведения статической и динамической характеристик.

### ПРОТЕКАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА ВО ВРЕМЕНИ

§ 70. Запаздывание зажигания. Если к какому-либо разрядному промежутку приложено напряжение, большее или равное потенциалу зажигания, то может развиться самостоятельный разряд. В готовом, уже развившемся разряде имеются в большом числе свободные электроны и ионы, образованные путем ионизации соударениями во время процесса развития разряда. Однако для этого нужно, чтобы *до начала* развития разряда между электродами уже имелись налицо электроны и ионы. В поле между электродами эти электроны и ионы производят ионизацию и, таким образом, приводят к началу развития разряда. Такие начальные ионы (и электроны) имеются в любом объеме, занятом газом, так как радиоактивные излучения земли и космическое излучение постоянно вызывают наличие остаточной ионизации (табл. 14).

Таблица 14. Концентрация  $N$ -ионов в атмосферном воздухе (30, 31).

Место	$N^+ \text{ см}^{-3}$	$N^- \text{ см}^{-3}$	$\frac{dN}{dt} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$
На уровне земли	500—1100	400—850	4—10
На высоте 2 000 м	650	550	4—10
„ „ 4 000 „	1000	1000	12—20
„ „ 5 200 „	2400	2000	≈ 30
„ „ 16 000 „	—	—	≈ 200

Значения  $N$  у поверхности земли не постоянны вследствие колеблющегося содержания в воздухе радиоактивной эманации ( $N$  больше при пониженном давлении). Минимум лежит на высоте нескольких сот метров (куда не проникает радиоактивное излучение от земной поверхности и где космическое излучение уже сильно ослаблено). Коэффициент поглощения жесткого космического излучения в свинце равен  $5-20 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ .

Интенсивность остаточной ионизации может быть сильно уменьшена, если затруднить этим излучениям доступ к разрядному промежутку (отгораживание тяжелыми, сильно поглощающими излучение веществами) и если применять оболочку трубки, не содержащую радиоактивных веществ (необходимо дать эманации время исчезнуть). При таких условиях к разрядному промежутку может быть приложено в течение продолжительного времени (порядка величины нескольких часов) напряжение, более высокое, чем напряжение зажигания разряда, без того, чтобы начал развиваться разряд. Однако в обычных случаях между электродами либо уже имеются заряженные частицы, либо они быстро проникают сюда из окружающего пространства путем диффузии, или образуются проникающим в разрядный промежуток из соседних тел излучением. С этого момента начинается развитие разряда <sup>1)</sup>.

Пусть на некоторое число совершенно одинаковых разрядных промежутков в один и тот же момент времени наложено одинаковое, достаточное для зажигания разряда напряжение: разряд зажжется в этих разрядных промежутках все же не одновременно. Для отдельных разрядных промежутков между моментом наложения напряжения и действительным началом зажигания разряда проходит различное, определяемое законами случайных явлений время, так как зажигание разряда связано с начальным появлением в разрядном промежутке ионов, которые случайно возникают между электродами. Пусть по прошествии времени  $t$  после того, как наложено напряжение, из общего числа  $n_0$  всех разрядных промежутков зажигания не произошло еще в  $n_t$  промежутках. Как изменяется это число  $n_t$  с течением времени? Если наступление зажигания представляет собой действительно случайное явление, то число зажиганий  $dn_t$ , вновь происшедших за время  $dt$ , должно быть пропорционально как  $dt$ , так и числу  $n_t$  раз-

<sup>1)</sup> Существенно, чтобы свободные электроны появились около самого катода. При появлении их где-либо среди разрядного промежутка электронная лавина не имеет разбега, достаточного для развития самостоятельного разряда. (Прим. ред.)

рядных промежутков, в которых еще не произошло зажигания. Так как каждое новое зажигание уменьшает число их, то

$$dn_t = -kn_t dt. \quad (236)$$

Фактор пропорциональности  $k$  увеличивается вместе с увеличением скорости образования начальных ионов в окружающем пространстве, следовательно, например, с увеличением интенсивности того или иного излучения. Интегрирование уравнения (236) дает:

$$n_t = n_0 e^{-kt}, \quad (237)$$

причем принято во внимание, что в момент  $t=0$  зажигание не произошло еще ни в одном из всех  $n_0$  разрядных промежутков. Появляющаяся в показателе вероятности  $k$  представляет собой обратную величину среднего времени запаздывания отдельного зажигания: чем больше  $k$ , т. е., например, чем больше интенсивность излучения, тем быстрее в среднем происходит зажигание разряда в разрядном промежутке, тем меньше „запаздывание зажигания“. Такие же результаты дают опыты, при которых на один и тот же разрядный промежуток много

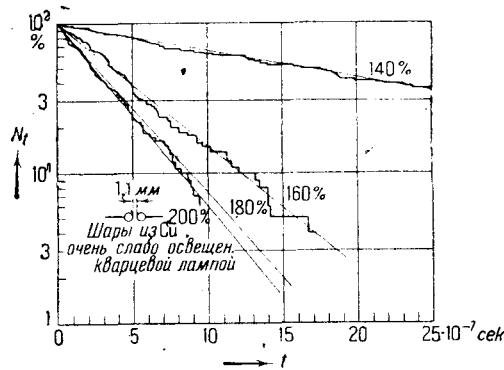


Рис. 124. Ход изменения со временем числа разрядных промежутков  $n_t$  (из общего числа 100), в которых еще не произошло зажигания самостоятельного разряда, при различных перенапряжениях, по сравнению со статическим напряжением зажигания. Расстояние между электродами 0,11 см; атмосферный воздух; слабое ультрафиолетовое облучение. На рисунке приведены логарифмические прямые  $n_t = n_0 e^{-kt}$  для различных  $k$  (90).

го раз под ряд накладывают напряжение, измеряя каждый раз время, протекающее до момента зажигания. Таким образом находят продолжительность запаздывания зажигания, распределенные по законам статистики и строго следующие указанному выше закону (237) при условии, конечно, что при опыте приняты меры для устранения какого бы то ни было последствия предшествующего разряда (остаточные ионы, заряды на поверхности окружающих изоляторов, а также объемные заряды, искажающие поле, и т. п.). Момент наложения напряжения должен быть тоже точно определенным (внезапное крутое повышение напряжения). Рис. 124 показывает результаты серии подобного рода измерений. Уравнение (237) оказалось удовлетворенным почти одинаково точно во всех случаях, исследованных в чистых экспериментальных условиях.

Не каждая заряженная частица, попадающая в пространство между электродами, должна действительно привести к началу процесса зажигания разряда. Возможно, что эта частица вызовет случайно лишь слабую ионизацию, что поведет к слабому, быстро затухающему толчку

тока. Дело в том, что и число актов ионизации, вызванных появлением заряженной частицы при каких-либо условиях, подчиняется закону случая. Чем выше напряжение между электродами, чем больше оно превосходит статическое напряжение зажигания, при котором зажигание как раз только может произойти после долгого ожидания, тем больше ионизаций производит (в большинстве случаев) заряженная частица, тем вероятнее, что ее появление поведет к полному развитию разряда. Поэтому при одной и той же интенсивности проникающего в разрядный промежуток излучения среднее запаздывание зажигания тем меньше, чем больше напряжение между электродами. В предельном случае (практически при двойном начальном напряжении) почти каждое появление заряженной частицы приводит уже к зажиганию разряда. Отложенное на рис. 124 по оси ординат число  $n_t$  разрядных промежутков, в которых еще не произошло зажигания, уменьшается поэтому тем быстрее, чем больше напряжение между электродами, причем, однако, наименьшее запаздывание зажигания асимптотически стремится к некоторому минимуму (при 200% статического напряжения зажигания зажигание не происходит существенно скорее, чем при 180%). Этот минимум соответствует как раз тому случаю, когда появление каждой заряженной частицы ведет к зажиганию разряда, и поэтому может быть подсчитан из интенсивности начальной ионизации (определяемой на основании измерения тока насыщения). Только при очень высоких напряжениях, при которых в разрядном промежутке возникают поля достаточно интенсивные для того, чтобы вызвать явление автоэлектронной эмиссии, запаздывание зажигания становится еще меньше (предел нуль?). Если катод представляет собой острое, то при достаточно большом давлении (например уже при атмосферном давлении) напряжение, равное потенциалу зажигания, уже может привести к автоэлектронной эмиссии. Так как в этом случае начальные заряженные частицы не обязаны своим происхождением случайным явлениям в окружающей среде, то закон (237) выполняется здесь плохо и во всяком случае при другом значении вероятности  $k$ . То же самое относится и к случаю, когда поле отрывает ионы, адсорбированные на электроде (например, остаточные ионы предшествующих разрядов). В частности, это явление происходит уже при сравнительно малых напряжениях поля ( $\approx 10^4$  В/см) при электродах с адсорбированными газовыми пленками. Здесь также могут проявиться отступления от уравнения (237).

§ 71. Зажигание разряда в однородном поле без учета собственных пространственных зарядов. Искажение поля пространственными зарядами, образовавшимися в самом разряде, очень сильно влияет на ход развития разряда по окончании промежутка времени запаздывания зажигания. Сперва мы сосредоточим наше внимание лишь на процессах, имеющих место в начале развития разряда, когда мы имеем право отвлечься от этого искажения поля. В этом случае каждая заряженная частица участвует в ионизации независимо от остальных. Поэтому прирост ионизации пропорционален уже имеющемуся наличию числа ионизованных частиц, так что нарастание тока со временем происходит по показательному закону. Временная постоянная  $\tau$  этого

нарастания, понятно, зависит от числа ионизаций  $\alpha$ , производимых одним электроном при прохождении пути в 1 см, от числа электронов  $\gamma$ , освобождаемых из катода при ударе одного положительного иона, от расстояния между электродами  $d$  и от давления газа  $p$ . Будем обозначать в дальнейшем расстояние данной точки от катода через  $x$ , через  $v^+$  и  $v^-$  — скорости передвижения положительных ионов и электронов, через  $i_t$  — силу общего разрядного тока в момент времени  $t$ . Этот общий ток складывается из ионного тока  $i_t^+$  и электронного тока  $i_t^-$ , причем в каждый данный момент времени обе эти составляющие тока еще зависят от пространственной координаты  $x$  (обозначения:  $i_{t,x}^-$  и  $i_{t,x}^+$ ). Тогда на основании принятого нами показательного закона нарастания тока со временем мы можем написать для любых  $t_1$ ,  $t_2$  и  $x$

$$\frac{i_{t_1}^-}{i_{t_2}^-} = \frac{i_{t_1,x}^+}{i_{t_2,x}^+} = \frac{i_{t_1,x}^-}{i_{t_2,x}^-} = e^{-\frac{t_2-t_1}{\tau}}. \quad (238)$$

Дальше, на основании самого определения коэффициент  $\gamma$

$$\gamma i_{t,0}^+ = i_{t,0}^- \quad (239)$$

для любого  $t$ : В момент времени  $t$  к поверхности катода подходят те ионы, которые образованы на расстоянии  $x$  от катода в момент времени  $t - \frac{x}{v^+}$ . В свою очередь эти ионы образованы электронами, вылетевшими с катода, на промежуток времени  $\frac{x}{v^-}$  раньше, т. е. в момент времени

$$t - \frac{x}{v^+} - \frac{x}{v^-} = t - x \left( \frac{1}{v^+} + \frac{1}{v^-} \right) = t - x \frac{1}{v'} \approx t - x \frac{1}{v^+}. \quad (240)$$

Поток электронов, вышедших из катода за промежуток времени  $dt$  в момент  $t - \frac{x}{v'}$ , равен  $i_{t-\frac{x}{v'},0}^- dt$ . При продвижении до точки  $x$  этот поток нарастает вследствие ионизации до  $i_{t-\frac{x}{v'},0}^- e^{\alpha x} dt$ , так как каждый электрон производит на каждом сантиметре пути  $\alpha$  новых ионизаций. Таким образом на расстоянии  $x$  от катода на пути  $dr$  данная группа электронов вновь образует  $i_{t-\frac{x}{v'},0}^- e^{\alpha x} \alpha dr dt$  положительных ионов, которые все ударяются о катод за один и тот же промежуток времени  $dt$ . Общее число положительных ионов  $i_{t,0}^+ dt$ , проходящих на катод за время  $dt$ , найдем, проинтегрировав выражение  $i_{t-\frac{x}{v'},0}^- e^{\alpha x} \alpha dr dt$  по всему объему газа от  $x=0$  до  $x=d$ :

$$i_{t,0}^+ = \int_0^d i_{t-\frac{x}{v'},0}^- e^{\alpha x} \alpha dr. \quad (241)$$

Согласно уравнению (238), находим, полагая  $t_1 = t - \frac{x}{v'}$  и  $t_2 = t$ ,

$$i_{t-\frac{x}{v'},0}^- = i_{t,0}^- e^{-\frac{\alpha x}{v'\tau}}. \quad (242)$$

Вставляя (242) в (241), принимая во внимание (239) и произведя интеграцию, находим:

$$1 = \frac{\alpha v' \tau \gamma}{\alpha v' \tau - 1} \left( e^{\frac{\alpha v' \tau - 1}{\alpha v' \tau} \alpha d} - 1 \right). \quad (243)$$

Уравнение (243) представляет собой общий вид соотношения между скоростью нарастания тока  $\tau$  и параметрами разряда  $\alpha$ ,  $v'$  [т. е. согласно (240)  $v^+$  и  $v^-$ ]  $\gamma$  и  $d$ . Рис. 125 дает зависимость временной постоянной нарастания тока  $\tau$  от напряжения между электродами для воздуха при  $p = 1$  мм рт. столба и  $d = 1$  см ( $\gamma$  принято равным 0,01,  $\alpha$  взято из рис. 45, т. I). При потенциале зажигания  $U_0 = 325$  В расчет дает  $\tau = \infty$ , т. е. сила тока разряда изменяется бесконечно медленно. Равенство (243) переходит в этом случае в нормальное условие стационарного существования самостоятельного разряда (87). При  $U > U_0$  с повышением напряжения между электродами, нарастание тока становится все быстрее, время  $\tau$ , необходимое для нарастания тока в  $e = 2,718$  раз, становится все короче. При  $U < U_0$  образуется меньше ионов, чем нужно для поддержания самостоятельного разряда,  $\tau$  становится отрицательным. Сила разрядного тока убывает по закону  $e^{-\left|\frac{t}{\tau}\right|}$ .

Для того чтобы увеличить ток самостоятельного разряда в  $10^{12}$  А, вызванный попаданием постороннего излучения в разрядный промежуток, до окончательного тока в  $10^{-3}$  А, нужно усилить первоначальный ток в  $10^9 = e^{2,3 \cdot 9} = e^{20,7}$  раз. Для этого требуется время, равное  $20,7 \tau$ , или, при  $U = 375$  В, согласно рис. 125, общее время нарастания разряда  $t = 20,7 \cdot 1,8 \cdot 10^{-6} = 4 \cdot 10^{-5}$  сек. Такие подсчеты дают в широких пределах правильные результаты для разрядных промежутков, в которых разряд зажигается в условиях, лишь немного отличающихся

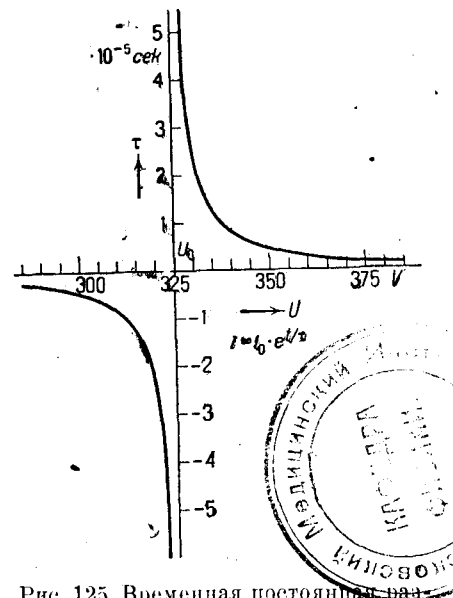


Рис. 125. Временная постоянная нарастания разряда по закону  $i_t = i_0 e^{t/\tau}$ , вычисленная по уравнению (243) для разряда в воздухе при  $p = 1$  мм Нг и при расстоянии между электродами в 1 см, в зависимости от напряжения между электродами  $U$ . Статическое напряжение зажигания разряда  $U_0 = 325$  В. Для  $U < U_0$  имеет место уменьшение тока со временем, для  $U > U_0$  — увеличение тока со временем.

от условий минимума потенциала зажигания ( $pd \approx 1$  см) ртутного столба, см. рис. 26). Причины, по которым эти подсчеты неприменимы при больших значениях  $pd$ , мы приведем в § 72.

Если бы мы обратили внимание на ионизацию положительными ионами не только на поверхности катода ( $\gamma'$ ), но и в объеме газа ( $\beta'$ ), то мы получили бы примерно такую же длительность развития разряда (приблизительно в два раза меньшую).

§ 72. Зажигание разряда с учетом искажения поля пространственными зарядами. Изложенный в предыдущем параграфе метод подсчета дает для искрового промежутка в воздухе длиной 0,1 см при 10% перенапряжения (5,5 kV вместо 5 kV статического напряжения зажигания), согласно уравнению (243), временную постоянную  $\tau$ , приблизительно равную  $0,5 \cdot 10^{-6}$ , и, следовательно, время развития разряда  $\approx 20 \tau = 1 \cdot 10^{-5}$  сек., тогда как в действительности уже по прошествии  $1 \cdot 10^{-7}$  сек. налицо имеется мощный искровой разряд. Еще менее понятны с точки зрения представлений, развитых в § 71, продолжительность развития искрового разряда порядка  $10^{-8}$  сек., установленные при больших перенапряжениях экспериментально.

С уверенностью можно сказать, что при таких коротких промежутках времени процесс развития разряда не может заключаться во взаимном усилении электронных и ионных лавин, так как за время  $t = 1 \cdot 10^{-8}$  сек. ни один ион не может пробежать весь разрядный промежуток и освободить из катода новые первичные электроны ( $v^+ = bE \approx 1 \cdot 10^5$  см/сек,  $v^+ t = 1 \cdot 10^{-3}$  см  $= \frac{1}{100}$  d!). Наблюдаемые очень короткие времена развития разряда тем менее понятны, что представление о взаимном „раскачивании“ электронных и ионных лавин требует, чтобы ионизация атомов электродами в объеме газа и следующее за ней вышибание электронов из поверхности катода положительными ионами произошло много раз под ряд. Представление о том, что соударения положительных ионов ионизуют нейтральные молекулы газа, не решает этой дилеммы. Согласно этому представлению положительные ионы могли бы способствовать развитию ионизации уже раньше их попадания на катод (но не ранее первого столкновения с нейтральной молекулой газа). Если предположить, что за время развития разряда  $10^{-8}$  сек. должно смениться двадцать последовательных лавин ионов и электронов, то в этом случае каждый ион должен был бы вызвать появление нового свободного электрона через  $\frac{1}{20} \cdot 10^{-8} = 5 \cdot 10^{-10}$  сек. после своего возникновения. Но за это время в атмосферном воздухе даже ион, движущийся в поле по законам свободного падения, не может пройти расстояния, равного средней длине свободного пробега, а приобретаемая им при этом (в разобранном выше случае) энергия не превышает 5 V, что также далеко недостаточно для ионизации. Механизм развития разряда должен быть поэтому существенно иным, чем рассмотренный нами в предыдущем параграфе, по крайней мере в случае этих малых значений времени развития пробоя.

За короткий промежуток времени развития разряда, в течение которого положительный ион может продвигнуться лишь настолько незначительно, что не может принять участия в пробое непосредственно путем ионизации соударениями, единственно возможное его действие на окружающую среду заключается в искажении поля, возникающем благодаря одному только наличию иона, и в изменении в последующие моменты времени вследствие этого искажения вероятности ионизации для электронов. Быстрое увеличение силы разрядного тока может, очевидно, произойти в том случае, если ион, искажая поле, настолько увеличивает интенсивность ионизации последующими электронами, что эти электроны производят ту долю ионизации, которая в предыдущей картине приходилась на самый ион, причем инерция иона в этом случае роли не играет. Инерция ионов может быть любой величины. Если путь, пройденный ионом за рассматриваемый промежуток времени, мал по сравнению с расстоянием между электродами, то при оценке действия, оказываемого этими искажениями поля благодаря наличию пространственных зарядов, мы можем принимать ионы за неподвижные.

Можно тотчас же установить качественно, что такое действие положительных ионов может иметь место только при давлениях газа, больших по сравнению с давлением, соответствующим минимальному потенциалу зажигания разряда. Мы показали в § 21, что любое искажение поля может привести к повышению числа ионизаций, производимых электронами при их полете от катода к аноду, только при напряженностях поля, меньших некоторой критической величины  $\frac{Bp}{2}$ .

Между тем значения напряженности поля, приводящие к пробоям, меньше этого критического значения только в области, лежащей правее некоторого определенного значения  $p \cdot d$  (произведение из давления газа на расстояние между электродами), т. е. в области, лежащей на рис. 26 правее вертикальной линии, обозначенной тонким пунктиром. Только в этом случае малые искажения поля, вызываемые уже имеющимися в частично развившемся разряде ионами, приводят к увеличению интенсивности ионизации и притом тем большей, чем больше давление газа или длина разрядного промежутка. Поэтому при больших давлениях „временная постоянная“ парастания тока по показательному закону (243)  $\tau$  вовсе не постоянна. Напротив, ток растет все более ускоренно при наличии полей, все более и более благоприятных для новообразования ионов, т. е. константа  $\tau$  убывает все более и более. И действительно, очень короткие времена развития разряда найдены экспериментально только в области очень высоких давлений. Наоборот, если начальная напряженность поля между электродами как раз равна критическому значению, то произвольное малое искажение поля не оказывает совсем никакого влияния на число ионизаций, производимых электронами. Это влияние остается также малым и для напряженностей поля, лежащих вблизи критического значения, и, следовательно, всегда очень мало в тех случаях, когда экспериментируют примерно в области минимального потенциала зажигания. Здесь развитие разряда должно происходить приблизительно так, как этого требует уравнение (243). Вблизи мини-

мального потенциала зажигания это уравнение дает правильные значения времени развития разряда. Если уменьшить давление или расстояние между электродами до значения, много меньшего, чем то, которое соответствует минимальному потенциалу зажигания, то искажение поля пространственными зарядами, согласно уравнению (108) или (111), неблагоприятно отзывается на дальнейшей ионизации. И действительно, опыт показывает, что развитие затрудненного разряда по мере увеличения силы тока идет все медленнее и медленнее, так что даже уравнение (243) приводит в этом случае к еще слишком коротким промежуткам времени.

При подсчете времени развития разряда с учетом влияния пространственных зарядов интересен прежде всего первый период развития разряда, когда искажения поля еще сравнительно незначительны, так как после того, как искажение поля достигает заметной величины, дальнейшее развитие разряда происходит настолько быстро, что длительность этого последнего периода развития не играет никакой роли при подсчете общего времени развития разряда. Поэтому мы сделаем только небольшую ошибку, если будем применять к этой последней части процесса нарастания разряда формулы, действительные собственно только в случае небольших искажений поля.

Пусть между двумя плоскими электродами (расстояние между электродами —  $d$ , расстояние рассматриваемой точки от катода —  $x$ , давление газа —  $p$ ) в момент времени  $t=0$ ложено напряжение  $U$ , приводящее к пробую, которое может быть также и больше статического потенциала зажигания разряда. Пусть это напряжение поддерживается неизменным, как бы велик ни был ток, развивающийся в этом разрядном промежутке. Пусть благодаря освещению разрядного промежутка из катода выходит постоянный (несамостоятельный) ток электронов  $i_k$ . Инерцию электронов мы для начала в расчет не принимаем. Пусть время развития разряда  $t_a$  так мало, что за это время положительные ионы еще не могут сколько-нибудь заметно передвинуться. Мы принимаем, что ионы остаются неподвижно на своих местах во все время развития разряда. Пусть в начальный момент времени ( $t=0$ ) в разрядном промежутке нет пространственных зарядов. При начале развития разряда положительные ионы, образованные какой-либо лавиной электронов, распределяются в пространстве между электродами по закону  $N_x^+ = N_0^+ e^{\alpha x}$ , по которому они были образованы согласно уравнению (130), т. I.

Благодаря действию пространственных зарядов этих ионов начальная напряженность поля  $E_0 = \frac{U}{d}$  изменяется на небольшую величину  $\Delta = \Delta_x$ , которую можно подсчитать в случае постоянного напряжения между электродами на основании простых законов электростатики, пользуясь формулой:

$$\Delta_x = 4\pi q_t \left( \frac{e^{\alpha x}}{e^{\alpha d} - 1} - \frac{1}{\alpha d} \right), \quad (244)$$

где  $q_t$  обозначает зависящее от времени общее количество положительных пространственных зарядов, приходящееся на единицу поверх-

ности каждого из электродов разрядного промежутка. Согласно уравнениям (107) и (110), искажение поля  $\Delta_x$  приводит к увеличению интенсивности ионизации. Для того чтобы каждый выделяющийся с катода электрон в среднем произвел такое же число ионизаций, как и в случае неискаженного поля, можно было бы понизить напряжение между электродами на величину:

$$\Delta U = \frac{1}{E_0^2} \left( \frac{Bp}{2} - E_0 \right) \int_0^d \Delta_x^2 dx \approx \frac{d^2}{U^2} \left( \frac{Bp}{2} - \frac{U}{d} \right) \cdot \frac{8\pi^2}{\alpha} q_t^2. \quad (245)$$

Или иначе: при постоянном напряжении между электродами число ионизаций, производимых одним электроном, вылетающим из катода, при искажении поля  $\Delta_x$  такое же, как если бы электрон двигался в равномерном поле при разности потенциалов между анодом и катодом, равной  $U + \Delta U$ , если только  $\Delta U \ll U$ . Так как каждый электрон, покидающий катод, приближаясь к аноду, превращается в лавину  $e^{\alpha d}$  электронов [уравнение (130), т. I], то, следовательно, в момент времени  $t$  общий ток электронов на анод равен  $i_t = i_k \cdot e^{\alpha t d}$ , где теперь  $\alpha = \alpha_t$  зависит от времени, так как искажение поля зависит от времени. Следовательно, имеем:  $\ln \left( \frac{i_t}{i_k} \right) = \alpha_t d$ , или, принимая во внимание (126), т. I:

$$\ln \left( \frac{i_t}{i_k} \right) = A p d e^{-\frac{Bp}{(U + \Delta U)d}} = A p d e^{-\frac{Bpd}{U}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta U}{U}} \quad (246)$$

или для малых значений  $\frac{\Delta U}{U}$ :

$$\begin{aligned} \ln \left( \frac{i_t}{i_k} \right) &= A p d e^{-\frac{Bpd}{U}} \left( 1 - \frac{\Delta U}{U} \right) = A p d e^{-\frac{Bpd}{U}} \cdot e^{-\frac{Bpd}{U^2} \Delta U} = \\ &= A p d e^{-\frac{Bpd}{U}} \left( 1 + \frac{Bpd}{U^2} \Delta U \right) = \\ &= \ln \left( \frac{i_0}{i_k} \right) + \frac{8\pi^2 Bpd^4}{U^4} \left( \frac{Bp}{2} - \frac{U}{d} \right) q_t^2. \end{aligned} \quad (247)$$

В конце этого подсчета мы воспользовались соотношением  $\alpha_0 = A p e^{-\frac{Bpd}{U}}$  для неискаженного поля, соотношением  $\frac{i_0}{i_k} e^{\alpha_0 d}$  для момента времени  $t=0$ , а также уравнением (245). Соединяя вместе члены, содержащие логарифмы, находим для отношения анодного тока  $i_t$  в момент времени  $t$  к анодному току  $i_0$  в момент  $t=0$ :

$$\ln \left( \frac{i_t}{i_0} \right) = \frac{8\pi^2 Bpd^4}{U^4} \left( \frac{Bp}{2} - \frac{U}{d} \right) q_t^2 = k^2 q_t^2. \quad (248)$$

$q_t$  можно рассматривать как электрический заряд, составленный зарядами всех ионов, образованных за промежуток времени от  $t=0$ , до  $t=t$ . Этот заряд увеличивается за промежуток времени  $dt$  на сумму зарядов тех ионов, которые вновь образованы за это время, и равен численно



заряду электронов, образованных в разрядном промежутке за то же время, т. е.  $(i_t - i_k) dt$ . Так как  $i_t \gg i_k$ , а именно в  $e^{2d}$  раз, то можно положить с достаточной степенью точности:

$$\frac{dq_t}{dt} = i_t \quad (249)$$

Если решить (248) относительно  $q_t$  и подставить, согласно (249), вместо  $\frac{dq_t}{dt}$ , то получится дифференциальное уравнение, которое после интегрирования дает:

$$i_0 k t = \int_{\frac{i_t}{i_0}=1}^{\frac{i_t}{i_0}} \frac{d\left(\frac{i_t}{i_0}\right)}{\left(\frac{i_t}{i_0}\right)^2 \sqrt{\ln \frac{i_t}{i_0}}} = 2 \int_0^{\sqrt{\ln \frac{i_t}{i_0}}} e^{-u^2} du \quad (250)$$

Оба последних интеграла идентичны при  $u = \sqrt{\ln \frac{i_t}{i_0}}$ . Чем больше  $\frac{i_t}{i_0}$ , тем больше верхний предел последнего интеграла.

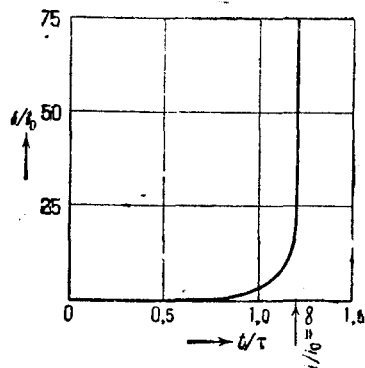


Рис. 126. Ход изменения со временем отношения разрядного тока  $i$  к начальному току  $i_0$ , характеризующий перестройку пространственных зарядов. Масштаб времени: временная постоянная  $\tau$ , равная времени, необходимому для возрастания тока в 2,718 раз. Вычислено по уравнению (250).

Однако вследствие известного колоколообразного хода интеграла ошибок значения последнего интеграла (250) при увеличении  $\frac{i_t}{i_0}$  увеличиваются в конце концов лишь очень медленно. В этом случае пучки лишь очень небольшие приращения времени  $t$ , чтобы  $\frac{i_t}{i_0}$  возрастало до произвольно больших значений. Величина рассматриваемого интеграла конечна даже при бесконечно большом значении верхнего предела,

а именно  $\int_0^{\infty} e^{-u^2} du = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$  (см., например, § 79, т. I).

Таким образом наше вычисление приводит к тому, что время развития любого разряда во всяком случае меньше, чем:

$$t_{\max} = \frac{\sqrt{\pi}}{k i_0} = \frac{\sqrt{\pi}}{k i_k e^{2d}} = \frac{U^2}{2 \sqrt{2\pi} \cdot d^2 p \sqrt{B \left(\frac{B}{2} - \frac{U}{pd}\right) i_k e^{2d}}} \quad (251)$$

Рис. 126 показывает ход нарастания тока во времени согласно (250). Если принять за меру времени тот промежуток времени (равный  $\tau$ ), который нужен току, чтобы увеличиться под действием пространственных зарядов в 2,718 раза, то получается  $t_{\max} = 1,19 \tau$ .

Отсюда следует, что главная часть промежутка времени, в течение которого происходит развитие разряда, затрачивается на первоначальное образование пространственных зарядов, искажающих поле, в то время как к концу этого промежутка разрядный ток увеличивается чрезвычайно быстро.

Пусть на воздушный разрядный промежуток длиной  $d = 0,1$  см со статическим потенциалом зажигания в  $5 \cdot 10^5$  В внезапно наложено перенапряжение в 90%, т. е. 5540 В. Пусть вызванный освещением ток несамостоятельного разряда  $j_k = 3 \cdot 10^{-11}$  А/см<sup>2</sup> = 0,1 CGSE. Согласно уравнению (251) развитие разряда приведет по истечении времени  $t_{\max} = 3 \cdot 10^{-7}$  сек. к развитию пробоя с сильным током. ( $U = 5450$ ;  $V = 18,2$  CGSE;  $p = 760$ ;  $d = 0,1$ ;  $B = 365$   $\frac{V}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}} = 1,22$  CGSE;  $\frac{E}{p} = \frac{U}{pd} = \frac{5450}{0,1 \cdot 760} = 71,6$   $\frac{V}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}} = 0,24$  CGSE; согласно кри-

вым рис. 45, т. I,  $\frac{\alpha_0}{p}$  для  $\frac{E}{p} = 71,6$   $\frac{V}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}}$ ,  $\frac{\alpha_0}{p}$  равно 0,26; следовательно,  $\alpha_0 = 760 \cdot 0,26 = 198$ ;  $e^{2d} = e^{19,8} = 4 \cdot 10^8$ ).

При перенапряжении в 20% мы нашли бы аналогично  $1,5 \cdot 10^{-8}$  сек. Эти промежутки времени настолько коротки, что положительные ионы еле могут сдвинуться с места, как мы и предположили. При очень большой длине разрядного промежутка и больших перенапряжениях пробой может произойти так быстро, что даже электрону нехватит времени, чтобы пробежать весь газовый промежуток. В этом случае пути многочисленных начальных электронов, имеющих одновременно во многих точках разрядного промежутка, представляющие собой в газе ряд каналов с высокой степенью ионизации, как бы смыкаются. Этим можно объяснить, при неполном совпадении концов отдельных каналов, зигзагообразную форму длинных искр.

Рис. 127 показывает осциллограммы нарастания тока во время развития разряда при малых значениях  $pd$ . В случае самых нижних осциллограмм напряженность поля при пробое больше  $\frac{Bp}{2}$ . Действие пространственных зарядов, задерживающее в этом случае дальнейшее развитие ионизации, сказывается в очень плавном нарастании тока.

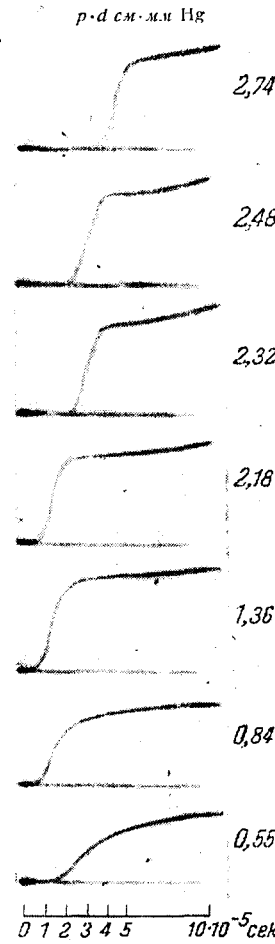


Рис. 127. Ход изменения во времени тока при развитии разряда между никелевыми электродами, находящимися на расстоянии 2,3 см при напряжении между электродами 360 В ( $\approx 150\%$  статического напряжения зажигания разряда) для различных значений произведения  $pd$  (25).

Средние осциллограммы, при которых напряженность поля близка к критической, показывают гораздо более быстрое возрастание тока, чем нижние. Возрастание тока происходит, однако, еще вполне непрерывно и приводит к величине  $\approx 10^{-6}$  сек., как этого в данном случае примерно требует и уравнение (243). В случае верхних осциллограмм (напряжение зажигания много меньше критического значения) возрастание тока происходит как бы скачкообразно (излом кривой). Дело в том, что до резкого излома кривой уже образовались пространственные заряды, искажающие поле и способствующие дальнейшей

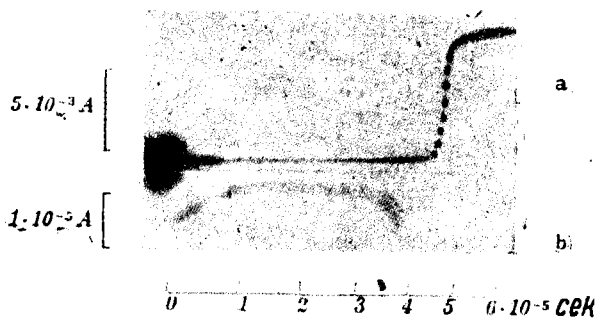


Рис. 128. Ход изменения во времени тока при зажигании разряда в Ag между никелевыми электродами, отстоящими друг от друга на расстоянии 0,4 см при 420 V и  $p = 36$  мм Hg. *a* — малая чувствительность осциллографа к току; *b* — увеличенная в 350 раз по сравнению с *a* чувствительность к току и обратное направление оси ординат. На кривой *a* крутой подъем тока отмечен дополнительно поставленными точками. На кривой *b* заметно уменьшение со временем первоначального тока зарядки емкости электродов (26).

до последнего крутого нарастания тока, соответствующего быстрой перестройке пространственных зарядов путем взаимного „раскачивания“ электронных и ионных лавин. Так же происходит разряд и при высоких давлениях и очень медленном повышении напряжения: сперва взаимное усиление электронных и ионных лавин, затем быстрая перестройка пространственных зарядов. Поэтому оказываются верными и потенциалы зажигания, подсчитанные ранее в § 20 на основании представления о взаимном раскачивании лавин. Собственно быстрая перестройка пространственных зарядов происходит здесь так же скоро, как и при перенапряжениях. Предшествующая этому часть промежутка времени развития разряда, которой соответствуют очень слабые токи в случае статического напряжения пробоя, гораздо более длительна, чем при перенапряжениях. В случае высоких давлений пробой происходит с очень быстрой перестройкой пространственных зарядов уже при небольших перенапряжениях. Рис. 129 — по оси ординат отложено напряжение, по оси абсцисс время — соответствует случаю, когда в момент  $t = 0$  на разрядный промежуток в воздухе ( $d \approx 0,2$  см,  $p \approx 760$  мм рт. столба) внезапно наложено напряжение. По време-

низации. Эти пространственные заряды делают возможным дальнейшее весьма быстрое нарастание тока. Рис. 128 показывает, что до излома кривой ток нарастает гораздо медленнее, чем после точки излома, когда искажение поля уже произошло. Слабый ток нижней осциллограммы возрастает гораздо медленнее — приблизительно согласно уравнению (243) — чем ток после излома на верхней осциллограмме. И в этом случае развитие разряда происходит вплоть

ствии  $1 \cdot 10^{-7}$  сек. напряжение на электродах упало, так как за это время успел развиваться разряд с такой большой силой тока, что напряжение на электродах уже не может оставаться на прежней высоте.

Ступенька в кривой напряжения на рис. 129 и постепенное дальнейшее нарастание тока на кривых рис. 127 показывают, что зажигание разряда не сразу приводит к конечному состоянию. Возможно, что ступенька рис. 129 соответствует кратковременному тлеющему разряду, который затем переходит в дуговой. За это говорит ясно выраженное ее появление при несколько пониженном давлении (особенно в водороде). Причиной постепенного дальнейшего нарастания тока тлеющего разряда на рис. 127 является „расползание“ тлеющего разряда, первоначально возникающего между электродами только в определенном месте, благодаря чему аномальный вначале разряд становится нормальным, горит при меньшем напряжении и потому берет у внешнего источника более сильный ток. Это расползание разряда в стороны происходит со скоростью, не зависящей от давления газа (законы подобия!), но сильно зависящей от напряжения между электродами, как это показывают кривые рис. 130 для никелевых катодов в He и в Ne. При повышении давления очень скоро начинается стягивание развивающегося разряда в одной лишь части всего сечения электродов, в которой почему-то образовалось больше положительных ионов, чем в окружающем пространстве: здесь поле сильнее искажено и это приводит к более быстрому развитию разряда, чем в соседних местах. Разряд концентрируется в виде узкого шнура, чему существенно способствуют наступающее здесь повышение температуры и уменьшение плотности газа. Так как по крайней мере в первой стадии разряда низкая ионизация происходит главным образом вблизи анода (где имеется налицо в  $e^{ad}$  раз больше электронов, чем около катода), то от анода иногда начинает расти светящийся стержень. Когда этот стержень достигает катода, пробой разрядного промежутка завершен. При кратковременном наложении напряжения развитие разряда может приостановиться ранее своего завершения, когда светящийся стержень еще только появился на аноде („оборванная искра“).

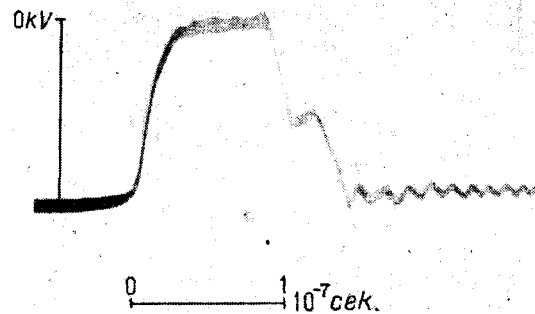


Рис. 129. Ход изменения во времени напряжения между двумя плоскими электродами разрядного промежутка при искровом пробое в атмосферном воздухе (91).

§ 73. Пробой в неоднородном поле. При развитии разряда в неоднородных полях также существенным главным образом пространствен-

ные заряды, возникающие в самом начале процесса. Однако в этом случае гораздо труднее охватить действия, вызываемые искажением поля, так как в неоднородном поле могут существовать области, в которых искажение поля благоприятно для ионизации, паравне с такими областями, где искажение поля неблагоприятно отзывается на ионизации. Поэтому мы удовольствуемся здесь лишь качественным рассмотрением вопроса, обращая главное внимание на эффекты полярности. Примером неравномерного поля нам послужит воздушный разрядный промежуток между острием и плоскостью.

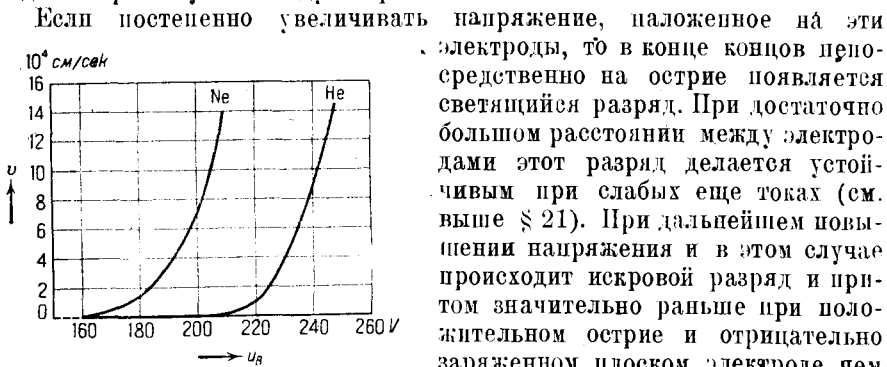


Рис. 130. Зависимость скорости распространения в стороны аномального тлеющего разряда на никелевых электродах в Ne и He от поддерживаемого между электродами напряжения  $u_B$  (28).

свободные электроны и ионы возникают в равных количествах, но электроны удаляются много быстрее. У отрицательного острия при этом могут развиваться обычные катодные части тлеющего разряда (см., например, рис. 37). Вполне понятно, что у положительного острия возникает область положительного пространственного заряда, так как здесь электроны особенно быстро удаляются из газа (короткие пути до анода, сильные поля).

Предположим, что плотность пространственного заряда, находящегося перед острием в какой-либо точке, случайно сделалась особенно большой. Положительно и отрицательно заряженные острия ведут себя в этом случае совершенно по-разному. В случае *положительного* острия (рис. 131) усиливается притяжение пространственным зарядом и зарядом электрода приближающихся к острию электронов (например, электрон 1). Сила притяжения направлена в данном случае справа налево. Электрон 1 усиленно стремится к точке А, где сосредоточен добавочный положительный заряд, и оставляет за собой ионы, образованные им на его пути положительные ионы. Таким образом плотность ионизации в А увеличивается еще больше. Положительные пространственные заряды создают здесь поле, которое выглядит примерно, как поле положительно заряженного острия, помещенного в точке А. Следующий за первым электрон 2 также притягивается

к этому скоплению ионов и еще раз удлиняет воображаемое острие образуемыми им ионами. Все дальнейшие электроны пробегают преимущественно уже понижированные каналы, образованные предыдущими электронами. Поэтому эти каналы становятся все более и более проводящими, а потенциал в этих точках приближается к потенциалу анода-острия. Разрядный канал вырастает в пространстве и действует, как продолжение острия. Другие электроны, подходящие со стороны, попадают в этот же положительный канал и оставляют за собой «ветвь» ионов, которая сама может развиваться в мощное сучкообразное ответвление. Наоборот, у внешней границы тлеющей области *отрицательного* острия (рис. 132) наиболее сильная ионизация сосредоточивается как раз в местах, покидаемых электронами. Электрон 1 находится под действием более слабого поля, чем электрон 2, потому что электрон 1 задерживается в своем полете большим количеством

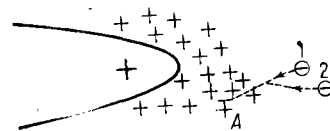


Рис. 131. К вопросу о развитии разряда у положительно заряженного острия.

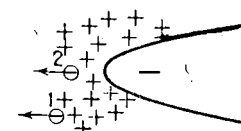


Рис. 132. К вопросу о развитии разряда у отрицательно заряженного острия.

положительного заряда, чем электрон 2. Следовательно, электрон 2 производит более усиленную ионизацию и восполняет недостаток ионов в окружающем его пространстве. Поэтому перед отрицательно заряженным острием образуется равномерная зона пространственного заряда с диффузно размытой границей. В этом случае облегчение пробоя ввиду наличия вырастающего на электроде «ложного острия» не имеет места. Отсюда и возникает различия в пробойном потенциале положительно или отрицательно заряженных острий, помещенных против плоского электрода, а также появление в случае скользящих разрядов (§ 81, рис. 146 и 147) перед положительно заряженным острием заостренной разрядной фигуры, состоящей из ряда резко очерченных ветвей, тогда как у отрицательно заряженного острия появляются широкие, равномерно светящиеся секторы, расходящиеся диффузно и раздробленно. Подобного рода различия проявляются, конечно, и при других несимметричных разрядных промежутках (коаксальные цилиндры, плоские сетки и т. д.).

Наращение длинных разрядных каналов, выходящих из анода, может привести к образованию очень длинных искр, несмотря на скромную величину первоначальной (средней) напряженности поля между электродами, так как как раз на конце возникающего разрядного канала силовые линии поля сосредоточены достаточно густо для ионизации соударениями. Вероятно, это явление играет существенную роль в случае молнии. Впрочем, о механизме грозового разряда известно очень мало определенного (прежде всего об «облаках-электродах»).

§ 74. Зажигание разряда с накалившимся катодом без управляющей сетки. Если на разрядный промежуток, состоящий из анода и подогревного (накального) катода, помещенных в благородном газе или в парах ртути (длина свободного пути приблизительно равна расстоянию между электродами), внезапно наложить напряжение, большее, чем ионизационный потенциал газа, то вылетающие из катода электроны ионизуют газ. Вначале, пока еще не произошло образования положительных ионов, через разрядный промежуток течет лишь электронный ток  $i_0$ , который имел бы место также и в вакууме. Этот начальный ток, согласно уравнению (197), т. I, ограничен пространственными зарядами пролетающих через газ электронов, отталкивающими обратно дальнейшие электроны, эмитируемые катодом. Начальный ток может быть в очень много раз меньше, чем ток насыщения, который эмитировался бы накальным катодом при отсутствии пространственных зарядов. Когда первые электроны достигают анода, то они уже образовали на своем пути некоторое количество положительных ионов. Ионы подвигаются к катоду настолько медленно, что при рассмотрении развивающихся дальше процессов мы опять можем считать их почти покоящимися. Положительные заряды ионов нейтрализуют действие пространственного заряда такого же числа электронов. На это число может теперь увеличиться число электронов, как раз пролетающих через разрядный промежуток. Только после такого увеличения ток будет вновь ограничен пространственными зарядами. Увеличенный таким образом электронный ток образует в усиленной мере новые положительные ионы, которые вместе с уже ранее образованными почти неподвижными ионами представляют собой увеличившийся положительный пространственный заряд и потому делают возможным движение к аноду еще большего числа электронов и т. д. Если каждый электрон образует  $\varepsilon$  ионов и если можно считать, что за рассматриваемый промежуток времени  $t$  все ионы остались на своих местах, то по прошествии времени  $t$  после паложения напряжения будет образовано количество положительного пространственного заряда, равное  $q = \varepsilon \int_0^t i dt$ . Теперь к аноду может пройти в то же время соответственно больший заряд электронов. Если полное время пролета электрона от катода до анода равно  $\theta$ , то к начальному току  $i_0$  прибавляется добавочный ток  $\frac{q}{\theta}$ :

$$i_t = i_0 + \frac{q}{\theta} = i_0 + \frac{\varepsilon}{\theta} \int_0^t i dt. \quad (252)$$

Дифференцирование этого равенства дает  $di_t = i_t dt \frac{\varepsilon}{\theta}$  или после новой интеграции:

$$i_t = i_0 e^{\frac{\varepsilon t}{\theta}} \quad (253)$$

с временной постоянной

$$\tau = \frac{\theta}{\varepsilon}. \quad (254)$$

Численный пример. Подогревной катод находится на расстоянии  $d = 1$  см от плюсового анода в ртутных парах при давлении  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. столба и при напряжении между электродами  $U = 100$  В. В течение какого промежутка времени разряд разовьется до плотности тока в  $1 \text{ A/cm}^2$ ? Согласно кривым рис. 84, т. I, длина свободного пути быстрых электронов при давлении в 1 мм рт. столба равна примерно  $\frac{1}{60}$  см, следовательно, в данном случае 1,6 см. Время пролета  $\theta$  из закона равноускоренного движения ( $\lambda > d!$ ) находим равным  $3,4 \cdot 10^{-9}$  см. Согласно кривым рис. 12, т. I, электроны, летящие в парах ртути при давлении в 1 мм рт. столба со средней скоростью  $0,5 \cdot 100 = 50$  В, ионизуют примерно 15 раз на 1 см пути. Следовательно, в рассматриваемом случае на каждый пролетающий от катода к аноду электрон приходится примерно 0,15 ионизирующих соударений. Отсюда временная постоянная нарастания тока  $\tau$  оказывается равной  $\tau = \frac{\theta}{\varepsilon} = 2,3 \cdot 10^{-8}$  сек. Начальный ток  $i_0$ , соответствующий еще полному отсутствию ионов, как и в вакууме ( $\lambda > d!$ ), равен  $2,3 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ , согласно уравнению (198), т. I. Для того чтобы этот ток возрос до  $1 \text{ A/cm}^2$ , надо, чтобы, согласно (253), имело место равенство:

$$\frac{i}{i_0} = \ln \frac{i}{i_0} = \ln \left( \frac{1}{2,3} \cdot 10^{-3} \right) = \ln 435 = 6,1.$$

Общая продолжительность развития разряда оказывается равной  $t = 6,1 \cdot 2,3 \cdot 10^{-8} = 1,4 \cdot 10^{-7}$  сек. В пределах этой величины лежат и действительно наблюдаемые экспериментально продолжительности развития разряда. Они опять очень малы по сравнению с временем пролета положительного иона (в случае равноускоренного движения примерно  $2 \cdot 10^{-6}$  сек.). Так же быстро, как подсчитано здесь для подогревного катода, происходит, например, зажигание разряда между катодом ртутной дуги и вторым анодом. В случае недогрева накального катода можно наблюдать гораздо большее кажущееся время развития разряда, так как в этом случае катод дополнительно разогревается выделяющейся в разряде энергией со скоростью, зависящей от теплоемкости катода (иногда только в одной какой-либо точке или только с внешней поверхности, например в случае оксидного катода).

§ 75. Зажигание разряда с накаленным катодом при наличии управляющей сетки. Мы ограничимся рассмотрением случая отрицательно заряженной по отношению к катоду сетки  $S$ , находящейся между катодом  $K$  и анодом  $A$ . В этом случае электроны, эмитируемые катодом, могут приобретать скорости, достаточные для ионизации, лишь в области между  $S$  и  $A$ .

Смотря по размерам отверстий сетки, к катоду через сетку проникает большее или меньшее число силовых линий, исходящих из положительного заряда анода. Соответственно этому напряженность поля между  $K$  и  $S$  в большей или меньшей степени зависит не только от напряжения на сетке  $S$ , но и от напряжения на аноде  $A$  (мы измеряем дальше  $U_s$  и  $U_a$  по отношению к катоду). Суммарное действие обоих напряжений можно учесть приближенно, если считать, что сетка

находится не при действительном напряжении  $U_g$ , но при некотором „действующем“ напряжении  $U_{eff} = U_g + DU_a$ . Здесь  $DU_a$  представляет собой ту часть напряжения, которая приходится на долю силовых линий, исходящих из анода и проникающих сквозь сетку. Фактор пропорциональности  $D$  представляет собой известный в теории трех-электродной пустотной катодной лампы параметр — „проницаемость“ ( $\approx$  от 0 до 5%), зависящий существенно только от геометрической формы и взаимного расположения всех трех электродов  $K$ ,  $S$  и  $A$ .

Если  $U_g$  имеет достаточно большое отрицательное значение, а положительное значение  $U_a$  слишком мало, то действующий потенциал  $U_g + DU_a$  отрицателен. Отрицательные поля гонят электроны, эмитируемые катодом, обратно. Только электроны, имеющие достаточно большие начальные скорости, могут проникнуть через отверстия управляющей сетки и отсюда лететь к аноду в ускоряющем поле, в котором они к тому же могут производить ионизацию. Образованные при этом положительные ионы, в противоположность зажиганию разряда без управляющей сетки, не оказывают почти никакого влияния на напряженность поля около катода, а потому и на число дальнейших покидающих катод электронов, потому что благодаря сетке, расположенной между ионом и катодом, действие иона на поле у катода ослабляется в  $1/D$  раз. Заряды ионов делают поле у катода менее отрицательным и приводят к возможности выхода дополнительных электронов только тогда, когда эти ионы проникают через отверстия сетки в пространство между сеткой и катодом (от числа ионов, улавливаемых сеткой, особенно большого при узких отверстиях сетки, мы отвлекаемся). Если ион во время своего пребывания между сеткой и катодом делает возможным дополнительный выход из катодного пространства как раз такого числа электронов, при котором все эти электроны, вместе взятые, в среднем снят образуют один ион, проникающий через сетку от анода к катоду, то разряд с подогревным катодом становится до известной степени самостоятельным. Если эта степень ионизации хотя бы незначительно превзойдена, разряд самостоятельно нарастает дальше, пока этому возрастанию тока не кладет предел ограниченная эмиссионная способность катода или ограниченная мощность источника напряжения в цепи.

Электроны, эмитируемые плоским подогретым катодом, способным давать ток насыщения  $i_s$ , обладают при температуре катода  $T$  таким распределением скоростей, что против задерживающего напряжения  $U_{eff}$  может идти ток:

$$i = i_s \cdot e^{-\frac{eU_{eff}}{kT}} = i_s \cdot \left[ 1 - \frac{eU_{eff}}{kT} \right] \quad (255)$$

(только при  $eU_{eff} < 0!$ ), образованный такими электронами, энергии которых при вылете из катода больше, чем  $eU_{eff}$  [выводится, например, из уравнения (144), т. I]. При неизменном заряде анода и управляющей сетке положительный пространственный заряд  $q$  влияет на действующий потенциал так, как будто он был сосредоточен на самой управляющей сетке. Это значит, что положительный пространственный заряд  $q$  изменяет действующий потенциал в положительную на-

правление на величину  $\Delta U_{eff} = \frac{q}{c_g}$ , где  $c_g$  представляет собой вводную для удобства расчета величину, которую можно отождествить примерно с емкостью сетки. При наличии эффективного потенциала (с учетом других могущих влиять на него пространственных зарядов, но без учета данного рассматриваемого нами заряда) заряд  $dq$ , внесенный в пространство между сеткой и катодом, увеличивает ток от значения, данного уравнением (255), до значения

$$\begin{aligned} i + di &= i_s e^{-\frac{eU_{eff}}{kT} + \frac{edU}{kT}} = i_s e^{-\frac{eU_{eff}}{kT}} \left( 1 + \frac{e}{kT} dU \right) = \\ &= i_s e^{-\frac{eU_{eff}}{kT}} \left( 1 + \frac{e}{kT c_g} dq \right) = i \left( 1 + \frac{e}{kT c_g} dq \right), \end{aligned} \quad (256)$$

т. е. ток увеличивается на величину

$$di = \frac{ie}{kT c_g} dq \quad (257)$$

(следовательно, тем больше, чем больше уже существующий ток  $i$ ).

Но положительный заряд ионов  $dq$  действует только в продолжение времени  $\vartheta$ , по истечении которого ионы доходят до катода. Таким образом заряд электронов, дополнительно освобожденных положительным зарядом ионов  $dq$ , равен  $\vartheta di$  или один ион освобождается из катодной области исключительно благодаря электрическому действию его положительного заряда  $\vartheta \frac{di}{dq} = \frac{\vartheta ie}{kT c_g}$  электронов. Если теперь допустить, что каждый электрон на своем пути к аноду производит  $z$  ионизаций, то ион, проникающий в катодную область, вызывает последующее проникновение в эту область  $\frac{z \vartheta ie}{kT c_g}$  положительных ионов. Если это число как раз равно единице, то каждый ион как бы позаботился о своем преемнике. Если это число на некоторую хотя бы и произвольно малую величину больше единицы, то разряд развивается дальше со все большей и большей силой тока. В этом случае можно сказать, что произошло зажигание разряда и равенство  $\frac{z \vartheta ie}{kT c_g} = 1$  или

$$i = i_z = \frac{kT c_g}{ze \vartheta} \quad (258)$$

представляет собой условие зажигания разряда.

При температуре катода  $T = 1000^\circ\text{K}$ ,  $z = 0,15$  (что соответствует, как и в § 74, ртутному пару примерно  $1 \cdot 10^{-2}$  мм давления и  $U_a \approx 100\text{V}$ ) и при  $\vartheta = 5 \cdot 10^{-6}$  сек.,  $c_g$  равняется нескольким сантиметрам и  $i_z$  оказывается приблизительно равным  $10^3$  CGSE  $\approx 10^{-6}$  А.

Если при постоянном напряжении на сетке повышать потенциал анода или при постоянном напряжении на аноде изменять потенциал на сетке в продолжительном направлении, то ток сперва плавно возрастает до некоторого критического значения  $i_z$  (возрастание происходит так же, как в высоковакуумной усилительной трубке с управляющей

сеткой). Начиная от этого критического значения, происходит дальнейшее самостоятельное развитие разряда с подогранным катодом. При этом влияние пространственных зарядов превосходит действие каких бы то ни было дальнейших изменений (например, напряжения на сетке), предпринятых после того, как зажигание разряда произошло.

После зажигания такой разряд нельзя вообще прекратить, давая сетке отрицательные напряжения. В развившемся разряде с накаленным катодом, отрицательно заряженная сетка представляет собой просто-напросто отрицательно заряженный по отношению к плазме зонд и, подобно последнему, действует отталкивающе на электроны плазмы только в пределах некоторого, вообще очень тонкого слоя  $d$  (см., например, рис. 14 и 15). Вокруг каждой отрицательно заряженной проволоки сетки образуется тонкая „шуба“ из положительных ионов, экранирующая отрицательный заряд сетки от плазмы. Вне этого слоя находится невозмущенная плазма разряда с раскаленным катодом, продолжающегося дальше без помех. При большем отрицательном потенциале сетки толщина ионной „шубы“ возрастает согласно уравнению (57). Но до тех пор, пока слои, окружающие соседние проволоки сетки, еще не смыкаются ( $d < \frac{a}{2}$ ;  $a$  — расстояние между проволоками сетки), отрицательный разряд проволок сетки не защищает еще всю площадь отверстий сетки от проникновения электронов, и приходящие от катода электроны могут лететь далее к аноду — разряд продолжается. Согласно уравнению (57), толщина слоя ионов увеличивается с возрастанием отрицательного потенциала на сетке (зонде)  $U$ . Рассуждая теоретически, достаточно высокий отрицательный потенциал на сетке должен был бы повести к полному прекращению разряда. Однако в действительности этого не удается осуществить, так как начавшаяся усиленная ионизация соударениями приводит к возникновению специального разветвления разряда, в котором сетка служит катодом. Можно также увеличить толщину слоя  $d$ , уменьшив концентрацию ионов  $N$ . И действительно, при малых плотностях тока при помощи управляющей сетки удается погасить разряд, а также непрерывно управлять силой тока разряда при помощи изменения отрицательного потенциала сетки, и это тем легче, чем меньше плотность тока и чем уже отверстия сетки. При этом может случиться, что разряд продолжает существовать, сосредоточившись на отдельных отверстиях сетки. В этих отверстиях плотность тока, а следовательно, и концентрация ионов, настолько велика, что толщина слоя ионов, согласно уравнению (57), в этом случае недостаточна, чтобы запереть отверстие. Такое стягивание разряда к отдельным отверстиям происходит тем легче, чем выше давление газа ( $\lambda$  приблизительно равно ширине отверстий сетки); в этом случае добавочная ионизация, происходящая при напряженности поля, имеющей место в отверстиях, поддерживает здесь такую большую концентрацию ионов, что, согласно уравнению (57) ионные слои остаются слишком тонкими, чтобы запереть отверстие.

Положительный пространственный заряд  $q = i_z z^{\frac{1}{2}}$ , образованный между сеткой и катодом благодаря наличию тока зажигания  $i_z$ , увеличивает, согласно нашему подсчету, эффективный потенциал

$U_{eff} = U_g + DU_a$  по сравнению с его значением в отсутствие пространственного заряда на величину  $\Delta U = \frac{i_z z^{\frac{1}{2}}}{c_g}$ . Мы получаем, таким образом, для  $i = i_z$ , при действующем потенциале, как раз приводящем к зажиганию согласно уравнению (255), условие:

$$i_z = i_s c \frac{e(U_g + DU_a)z}{kT} + \frac{e i_z z^{\frac{1}{2}}}{c_g kT} \quad (259)$$

или, если вставить  $i_z$  по уравнению (258) и прологарифмировать,

$$(U_g + DU_a)z = -\frac{kT}{e} \left( 1 + \ln \frac{z e^{\frac{1}{2}} i_s}{kT c_g} \right). \quad (260)$$

Для не слишком малых значений анодного напряжения правая часть этого равенства остается приблизительно постоянной (для приведенного выше численного примера равна — 1,5 V), потому, что из величин, зависящих от анодного напряжения, сюда входит  $z$  и  $\frac{1}{2}$  и то лишь под логарифмом, а эти две величины при больших анодных напряжениях изменяются сравнительно мало и притом в противоположных направлениях. Таким образом значения  $U_g$ , которые приводят к зажиганию разряда, лежат тем дальше в области отрицательных напряжений, чем больше напряжение на аноде и чем выше давление газа (вместе с  $p$  растут  $z$  и  $\frac{1}{2}$ !). Эта зависимость носит название „характеристики зажигания“ (см., например, рис. 213); при малых напряжениях на аноде для зажигания требуются в противоречии с условием (260) уже положительные значения  $U_g$ . Вероятно, в этом случае механизм зажигания несколько иной. При режимах, соответствующих характеристике зажигания, скорость, с которой развивается пробой газового промежутка, довольно мала (продолжительность развития разряда до нескольких десятитысячных секунды), потому что в этом случае для зажигания требуется взаимодействие ионизации вблизи анода и добавочного освобождения электронов из облака пространственного заряда у катода, и, таким образом, время развития разряда в этом случае существенно зависит от времени движения ионов от мест их образования до катодной области. Если при этом положительные пространственные заряды приводят к положительному действующему потенциалу или если этот потенциал с самого начала положителен благодаря перенапряжению на сетке (достаточно повышения потенциала на сетке приблизительно на 1 V сверх потенциала, как раз вызывающего пробой), то развитие разряда происходит гораздо скорее: при больших перенапряжениях на сетке за время около  $10^{-7}$  сек. или еще меньше. При небольших анодных напряжениях, при которых уже и статическое напряжение зажигания сетки становится положительным (рис. 213), для всего процесса зажигания, повидимому, имеет *существенное значение* число ионов и электронов, улавливаемых сеткой. Это улавливание еще больше уменьшает и без того небольшое число вновь образуемых ионов. Надо полагать, что в данном случае процесс зажигания следует другим законам. Подобно тому как протекает зажигание разряда между подогранным катодом и анодом, вызываемое по-

тениалом сетки, происходит и возникновение разряда от уже находящегося в действии катодного пятна на ртутном катоде через управляющую сетку к аноду.

§ 76. **Повторное зажигание в дуговых разрядах переменного тока.** В каждом периоде разряда на переменном токе бывают два момента, когда сила тока равна нулю, как это имеет место во всех случаях переменного тока. Однако состояние нулевого или, точнее говоря, весьма слабого тока в случае самостоятельных разрядов длится дольше, чем в металлических проводниках, в которых ток равен нулю лишь в течение бесконечно малого промежутка времени. Дело в том, что разряды должны сами создать для себя необходимые для переноса тока ионы и электроны, для чего требуется затрата времени, тогда как в металлах всегда имеются наготове свободные электроны. Образование свободных ионов и электронов прекращается, когда ток проходит через нуль. Когда затем в начале нового полупериода ток должен вновь возрасти, то для этого не хватает ионов и электронов, образование которых в предшествующие моменты времени совсем не происходило или было недостаточным. Поэтому возрастание тока задерживается и совершается при более высоких напряжениях между электродами, необходимых для того, чтобы наверстать упущенную за предыдущие элементы времени ионизацию. Поэтому в начале каждого полупериода напряжение между электродами больше, чем оно было бы в разряде постоянного тока при том же мгновенном значении силы тока. Этот начальный пик напряжения называется „напряжением повторного зажигания“ или „пиком зажигания“.

Так как ток в разряде всегда имеет то же направление, что и падение напряжения, за исключением, может быть, диффузионных токов, которые могут быть направлены против сил электрического поля, то во время прохождения тока через нуль изменяется с конечной скоростью (см. ниже § 124) также и направление напряжения *между электродами*. Электродвижущая сила цепи может иметь при этом совершенно иную фазу, чем ток, в зависимости от индуктивного и емкостного сопротивлений, включенных в цепь. [Только при очень высокочастотных разрядах разность фаз между током и напряжением может возникнуть вследствие инерции (отчасти индуктивной) движущихся взад и вперед ионов и электронов. Этим вопросом мы заниматься не будем.] Таким образом в моменты, близкие к прохождению тока через нуль, как ток, так и напряжение между электродами и тем более подводимая к разрядному промежутку энергия очень малы. Но, так как количество тепла в разрядном промежутке, а также количество иглицных электронов и ионов продолжают убывать вследствие всевозможных потерь, то в начале каждого полупериода имеется промежуток времени, в течение которого концентрация заряженных частиц все еще убывает и разрядный промежуток продолжает охлаждаться, несмотря на то, что ток должен вновь увеличиваться. Лишь после того, как напряжение между электродами после перемены знака начинает снова возрастать, в усилившемся поле разряда вновь может начаться ионизация соударениями и вместе с тем новое возрастание числа ионов и электронов и новое разогревание разрядного проме-

жутка. Этот момент вновь начинающегося повышения ионизации и температуры мы будем считать моментом зажигания. Он наступает тем раньше, чем быстрее возвращается напряжение на электродах и чем меньше заряженных частиц и тепловой энергии потерял разрядный промежуток за время, предшествующее повторному зажиганию (промежуток времени без тока). На каждом повторном зажигании сказываются, таким образом, в противоположных направлениях, с одной стороны, скорость нового возрастания напряжения между электродами, с другой, — скорость убывания концентрации электронов и ионов и скорость убывания температуры в разрядном промежутке. Смотря по той цели, с которой применяется данный разряд переменного тока, стараются искусственно ускорить тот или другой из этих двух как бы соревнующихся между собой процессов: в выключателях стараются увеличить скорость деионизации и охлаждение разрядного промежутка, а также стараются увеличить его длину так, чтобы действительно существующее между электродами напряжение в каждый данный момент времени было меньше, чем напряжение, как раз необходимое для нового зажигания разряда. В случае источников света, работающих на переменном токе, или в случае применения дуги переменного тока для сварки металлов полезно, как раз наоборот, облегчить зажигание разряда в начале нового полупериода тока. В этом случае увеличивают скорость нарастания напряжения, включая в цепь большую самоиндукцию.

Так как в цепях с индукционным сопротивлением напряжение опережает ток, то в момент прохождения тока через нуль между электродами уже имеется налицо поле, направленное так, как это необходимо для нового возникновения разрядного тока. Можно рассматривать вопрос и так, что при уменьшении тока в момент потухания разряда возникает электродвижущая сила самоиндукции  $L \frac{di}{dt}$ , облегчающая зажигание разряда в обратном направлении. Вследствие этого напряжение, достаточное для нового зажигания, возникает между электродами быстрее, чем в цепи с одним лишь омическим сопротивлением, при котором новое зажигание разряда может произойти лишь в тот момент, когда основная электродвижущая сила возросла настолько, что ее одной достаточно для нового зажигания. Так как в этом случае промежуток времени между моментами погасания и нового зажигания дуги гораздо длиннее, то зажигание происходит в гораздо сильнее деионизированном и гораздо сильнее охлажденном разрядном промежутке и требует поэтому более высоких потенциалов зажигания (рис. 133 и 134).

Оставшиеся от предыдущего полупериода ионизация и избыток температуры разрядного промежутка и электродов облегчают зажигание вследствие нескольких причин: 1. Наличная ионизация создает пространственные заряды, которые искажают поле и тем самым облегчают зажигание (см. выше § 21). В предельном случае остаточная ионизация настолько велика, что большая часть разрядного промежутка представляет собой хорошо проводящую плазму. В этом случае все падение потенциала сосредоточивается около катода: электроны от-

талкиваются от вновь образующегося катода и между последним и пространственным зарядом ионов, остающимся в разрядном промежутке, образуется разность потенциалов, достаточная для пробоя. 2. Если новый катод раскален (например, в дуговом разряде) и эмитирует электроны, то между катодом и плазмой возникает разряд уже при небольших напряжениях, как в случае разряда с подогретым катодом. 3. Высокая температура газа (малая плотность) увеличивает при одном и том же давлении среднюю длину свободного пробега

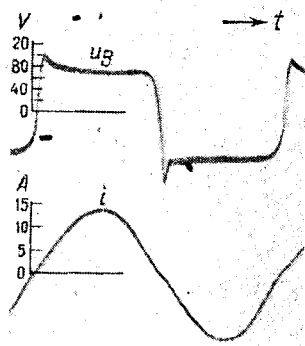


Рис. 133. Ход изменения во времени напряжения между электродами  $U_B$  и тока  $i$  в случае дуги переменного тока между электродами из чистого угля в воздухе при длине дуги 0,5 см, 50 пер/сек и индуктивном сопротивлении во внешней цепи (короткая пауза тока, малое напряжение повторного зажигания) (29).

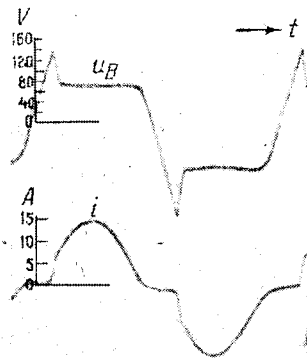


Рис. 134. Ход изменения во времени напряжения между электродами  $U_B$  и тока  $i$  в случае дуги переменного тока между электродами из чистого угля в воздухе при длине дуги 0,5 см, 50 пер/сек и омическом сопротивлении во внешней цепи (длинная пауза тока, большое напряжение повторного зажигания) (29).

электрона или иона, а следовательно, и количество энергии, накапливаемое ими на каждом свободном пробеге. Это приводит к увеличению вероятности ионизации. 4. При очень высоких температурах и термической ионизации газа повторное зажигание дуги может оказаться чисто „тепловым“ пробоем. Вновь возрастающее на электродах напряжение вызывает ток еще имеющихся в разрядном промежутке ионов и электронов и, следовательно, выделение энергии, подогревающей разрядный газовый промежуток. Если напряжение на электродах возрастает достаточно быстро, то этот приток энергии может компенсировать отдачу тепла газовым промежутком внешнему пространству. Температура газа повышается, повышается поэтому и его электропроводность и пробой постепенно осуществляется.

Едва ли можно указать какие-либо числовые данные для повторного зажигания. Для этого надо было бы, собственно говоря, знать ход напряжения, необходимого для зажигания во время перерыва

тока, а также точный ход кривой вновь нарастающего напряжения. Новое зажигание происходит в тот момент, когда действительно имеющее место напряжение между электродами догоняет необходимую для зажигания разность потенциалов. Эта последняя зависит от условий охлаждения и деионизации, которые трудно определенно указать. Возвращающееся напряжение между электродами уже влияет на скорость охлаждения и деионизации во время перерыва тока, создавая новые ионы еще до того, как оно становится достаточным для пробоя. Мы удовлетворимся поэтому здесь указанием, что напряжение повторного зажигания тлеющего разряда в разреженных газах становится на несколько вольт меньше напряжения первичного зажигания при освещенном разрядном промежутке лишь при сравнительно высоких частотах (несколько тысяч в секунду). При малых частотах напряжение повторного зажигания может быть даже больше, чем напряжение первичного зажигания, вследствие неполного устранения запаздывания зажигания. Значения потенциалов повторного зажигания коротких дуговых разрядных промежутков в воздухе даны ниже на рис. 240, в то время как рис. 225 дает значения потенциала повторного пробоя для короткой дуги в парах металла.





## ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

### ПРИМЕНЕНИЯ ТИХОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 77. Ионизационная камера. Ионизационная камера содержит два электрода, одним из которых может служить внешняя металлическая стенка самой камеры. Пространство между электродами наполняется воздухом или другими газами ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ), давление которых в зависимости от целей применения камеры колеблется между несколькими миллиметрами ртутного столба и многими атмосферами. Напряжение на электродах так мало, что в поле между ними не происходит сколько-нибудь заметной ионизации соударениями. Измеряемое излучение пропускается в пространство между электродами (свет достаточно короткой длины волны, рентгеновские лучи, электронные и ионные лучи, космические лучи, радиоактивное излучение) и вызывает большую или меньшую ионизацию в зависимости от интенсивности и от рода излучения. Эта ионизация ведет к чисто самостоятельному разряду между электродами ионизационной камеры. Ток насыщения (обычно измеряемый электрометром), при котором все возникающие в камере заряженные частицы направляются на электроды, является непосредственной мерой степени ионизации и тем самым мерой интенсивности излучения, если род этого излучения (а потому и коэффициент абсорбции излучения в газе, § 28, т. I) известен. Использование ионизационной камеры не только для сравнения относительной интенсивности одного и того же излучения, но и для абсолютных измерений, требует ряда мер предосторожности: постоянства объема камеры (место входа и выхода лучей должно быть, например, фиксировано прозрачными для данного излучения окошками); избежания вторичных электронов, которые возникают либо при действии самого излучения, либо при ударах быстрых (фото) электронов, созданных этим излучением, о поверхность твердого катода (для этого, например, давление газа и расстояние между электродами должно быть достаточно велико, чтобы появляющиеся по бокам первичного луча рассеянные лучи и вторичные электроны по возможности поглощались в пространстве между электродами). Те места, где нельзя избежать попадания первичного луча на твердую поверхность, делаются из материалов, содержащих углерод (целлулоид, графит). Это делается потому, что углерод и воздух имеют близкие атомные веса и дают поэтому одинаковое число вторичных электронов, так что степень ионизации вблизи стенки, содержащей углерод, равна той, которая имеет место в воздухе на далеком расстоянии от стенок (для других газов должны быть подобраны соответственно другие стенки). Для жестких лучей ввиду большого пробега вторичных электронов давление газа и размеры камеры, к которым приводят эти условия, слишком ве-

лики. Поэтому в действительности удовлетворяются меньшими размерами (предельный случай — „наперсточные камеры“) и уменьшают влияние электродов в отношении вторичного излучения, изготовляя их из материалов, содержащих углерод. При абсолютных измерениях маленькие камеры проверяются посредством больших камер. (Мера излучения — такое количество поглощенной энергии излучения, которое в единицу времени в единице объема атмосферного воздуха создает одну электростатическую единицу заряда ионов  $\approx 2 \cdot 10^9 \frac{\text{пар ионов}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$ ). Для того чтобы напряжение между электродами вызвало появление тока насыщения, особенно при ионизации  $\alpha$ - или канальными лучами („колонная ионизация“), необходимо сильное поле, которое удаляло бы друг от друга близко возникающие ионы, так как иначе большая „начальная рекомбинация“ сделает ионизацию мало заметной. При высокочувствительных измерениях радиоактивность материалов, из которых сделана камера, может быть причиной искажающего действия со стороны самой камеры.

§ 78. Газонаполненные фотоэлементы. В противоположность ионизационной камере измеряемое излучение здесь попадает на один из двух электродов (катод), помещенных друг против друга в водороде или в благородном газе при уменьшенном давлении (около 1 мм рт. столба)<sup>1)</sup>. Для измерения излучения используется фотоэлектронный ток с поверхности твердого катода. В вакуумном фотоэлементе, который нас здесь не интересует ввиду совершенного отсутствия в нем газового разряда, этот ток измеряется непосредственно. В газонаполненных фотоэлементах первичный фотоэлектронный ток из катода усиливается благодаря ионизации соударениями в поле между электродами так, что число электронов, попадающих на анод, приходящееся на каждый первичный электрон, будет равно минимум  $e^{ad}$ , или с учетом электронов, дополнительно освобождаемых из катода возникающими при этом ионами,

$$\frac{e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1)}$$

[уравнение (137), т. I]. Ионизация толчком усиливает, таким образом, первичный фотоэлектронный ток и тем самым приводит к значительному приросту чувствительности. Последняя, теоретически (без учета искажения поля пространственными зарядами), может быть сделана сколь угодно большой путем применения достаточно высоких напряжений (близких к напряжению зажигания самостоятельного разряда).

Однако пространственные заряды, изменяющие поле и число возникающих ионов, действуют так, что усиление путем ионизации газа может быть доведено только до некоторого максимального значения, зависящего от тока и, следовательно, и от интенсивности излучения. При больших степенях усиления в фотоэлементе возникает самостоя-

<sup>1)</sup> В настоящее время обыкновенно пользуются давлением порядка десятых или сотых долей миллиметра ртутного столба. (Прим. ред.)

тельный тлеющий разряд, весьма мало зависящий или совсем не зависящий от интенсивности измеряемого излучения (§ 21). При очень слабом свете, осторожным увеличением напряжения можно усилить первичный фотоэлектронный ток в 1000 раз. Однако в этом случае ток через фотоэлемент уже отнюдь не пропорционален интенсивности излучения, как первичный фототок, потому что распределение поля, а следовательно, и степень усиления зависят уже от силы тока ввиду наличия пространственных зарядов в фотоэлементе. В большинстве случаев удовлетворяются десятикратным усилением чувствительности. Чувствительность при этом, конечно, сильно зависит от напряжения на фотоэлементе.

Так как первичная фотоэмиссия без инерционно следует всевозможным световым колебаниям, то собственная инерция вакуумных фотоэлементов исчезающе мала (меньше  $10^{-6}$  сек.) и обусловлена только временем пробега электрона от катода до анода. Наоборот, в газонаполненных фотоэлементах при колебаниях интенсивности света свыше  $10^4$  пер/сек делаются заметными инерционные явления, в большинстве случаев уменьшающие амплитуду колебаний тока. Здесь уже начинает играть роль относительно большое время движения ионов от места их возникновения до катода. Инерционность проявляется тем резче, чем больше усиление, которое желательно получить при помощи фотоэлемента.

При таких световых колебаниях, период которых равен среднему времени прохождения иона из газового объема к катоду, может иметь место своеобразное явление „резонанса“, при котором колебания тока становятся больше, чем при других частотах. Это явление опять-таки выражено тем отчетливей, чем больше степень усиления в фотоэлементе. Представление о степени чувствительности вакуумных фотоэлементов можно получить из данных о выходе электронов, приведенных на рис. 53. В качестве фотокатода в большинстве случаев употребляется калий или гидрат калия. Для фотоэлементов, чувствительных к красным или инфракрасным лучам, употребляется вместо калия

Таблица 15. Чувствительность современных фотоэлементов<sup>1)</sup>

Фотокатод	Порог фото-эффекта Å	Максимум чувствительности при Å	Напряжение зажигания тлеющего разряда V	Рабочее напряжение V	Чувствительность при рабочем напряжении А/см <sup>2</sup> · люкс
K	7500	4100	≈ 120	60	$1 \cdot 10^{-9}$
Cs	11000	4200, 7800	≈ 180	60—120	$2-4 \cdot 10^{-9}$

<sup>1)</sup> Эти данные относятся к фотоэлементам, изготовляемым в Германии. (Прим. ред.)

цезий с его значительно меньшей работой выхода (табл. 17, т. I) и с порогом фотоэффекта, лежащим в области значительно более длинных волн. Подкладкой для этих (часто лишь одноатомных) светочувствительных слоев служит в большинстве случаев серебряная, иногда окислированная, пленка на внутренней поверхности колбы фотоэлемента или слой щелочного металла, образованного на внутренней поверхности стекла электролизом при 150—200° С. Анодом служит стержень, кольцо или сетка.

Табл. 15 показывает достигнутую современными техническими фотоэлементами эффективность. Для особых целей как порог фотоэффекта, так и чувствительность можно еще несколько увеличить. Чувствительные к красному свету фотоэлементы дают темповой ток, зависимость которого от температуры позволяет рассматривать его как термоионный ток при комнатной температуре.

**§ 79. Счетчики с острием. Трубочатые счетчики.** Для определения интенсивности очень слабых излучений можно воспользоваться измерением среднего времени запаздывания зажигания разряда, которое тем меньше, чем интенсивнее измеряемое излучение (обратная пропорциональность, если избежать искажающих эффектов). Любая лампа тлеющего разряда, у которой напряжение на электродах только очень немного превышает потенциал зажигания, может служить прибором (в большинстве случаев очень грубым) для измерения излучения этим способом. Если пропустить излучение в лампу и непосредственно после каждого зажигания тушить разряд кратковременным выключением напряжения, то число зажигания в единицу времени, представляющее собой величину, обратную среднему времени запаздывания зажигания разряда, будет пропорционально интенсивности измеряемого излучения.

Тонкое острие (швейная игла, платиновая проволока, иногда с маленьким шариком радиуса  $r \approx 10^{-2}$  см), помещенное в газе при повышенном давлении (больше 50 мм рт. столба) против электрода любой формы и заряженное до потенциала, немного большего, чем потенциал зажигания (для воздуха при 100 мм рт. столба  $U_0 = 600$  V), особенно пригодно для измерений излучения этим способом, так как при таких электродах разряд гаснет сам после каждого зажигания. Острие просто дает известное число вспышек разряда в единицу времени, пропорциональное интенсивности излучения. При каждой вспышке между электродами проходит заряд от 0,1 до 1 эд.-стат. единицы. При достаточных потенциалах острия число вспышек практически равно тому числу квантов, которое поглощается перед острием в объеме конуса с углом раствора в 5°—10°, если только при каждом поглощении происходит ионизация. Электроны, освобожденные из самого острия, например фотоэлектрическим путем, тоже могут привести к возникновению разряда.

Причина самопроизвольного тушения разряда непосредственно (приблизительно  $10^{-3}$  сек.) после зажигания еще недостаточно выяснена. Вероятно, тут играет роль экранирование поля острия движущимися в объеме одноименными ионами или, может быть, плохо проводящая

пленка на острие (пленка адсорбированного газа; оксидный слой, который может быть усилен специальным прокаливанием). Эта пленка на короткое время распадается и тем самым уменьшает напряженность поля в газе до значения, меньшего, чем то, которое необходимо для поддержания разряда. Такие „пленки сопротивления“ можно получить искусственно (накаливая железное острие, предварительно погруженное в азотную или фосфорную кислоту).

Вместо счетчика с острием часто употребляют более чувствительный вследствие большого действующего объема трубчатый счетчик. Такой счетчик представляет собой тонкую проволоку, натянутую по оси цилиндра диаметром около 1 см и оксидированную в случае необходимости, как острие в вышеуказанном случае. Такой счетчик работает, как счетчик с острием. Это наиболее чувствительный прибор для измерения излучения. При напряжениях, немного меньших напряжения зажигания, можно, например, регистрировать как при помощи счетчика с острием, так и трубчатого счетчика отдельные  $\alpha$ -лучи, наблюдая слабые разрядные толчки тока в счетчике. Так как проходящее при этом количество электрических зарядов пропорционально ионизации, вызываемой лучом, то, повидимому, здесь происходит просто усиление первоначального тока ионизацией в несамостоятельном разряде, как и в случае газонаполненных фотоэлементов.

#### ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРЯДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ

**§ 80. Измерение напряжения по длине пробиваемого искрового промежутка.** Напряжение зажигания самостоятельного разряда между электродами очень точно определяется формой и материалом электродов, их расстоянием, давлением и природой газа, так что можно непосредственно использовать возникновение разряда для измерения напряжения. Пробивные напряжения для плоских ( $r = \infty$ ) и шаровых ( $r = 1-100$  см) электродов даны на рис. 135. При измерении постоянных напряжений их величина дается непосредственно значениями ординат кривых рис. 135. Для переменных напряжений ординаты дают амплитудные значения напряжения. Для однозначности получаемых таким образом результатов должны выполняться следующие три условия:

1. Вид поля до зажигания должен однозначно определяться напряжением между электродами и на нем не должно сказываться влияние присутствия электростатических зарядов в окружающем пространстве, например наведенных на близко лежащих изоляторах или изолированных проводниках. Эти искажения, в частности, имеют место в разрядах при пониженном давлении, когда разрядник по необходимости помещается в закрытом сосуде. В разрядах при атмосферном давлении расстояние между электродами должно быть мало по сравнению с пространством, занимаемым ими в ширину, иначе внешние искажающие поля могут проникнуть до середины разрядного промежутка.

2. Для создания известной начальной ионизации необходимо облучать разрядник ультрафиолетовым светом, радиоактивным препаратом или искровым разрядом, чтобы наблюдаемый разряд начался непосред-

ственно после достижения потенциала зажигания за счет уже имеющихся налицо ионов и электронов без заметного запаздывания. Если допустить заметное запаздывание зажигания разряда, в особенности при измерении амплитудных значений напряжения, то получаются заметные ошибки, увеличивающие величину измеренных напряжений. Так как для развития разряда требуется тем большая начальная ионизация, чем меньше напряжение на электродах превышает напряжение зажигания, то получаемые результаты тем точнее, чем сильнее постороннее облучение. Однако принимаемые для этой меры не должны иметь следствием заметное повышение температуры электродов и

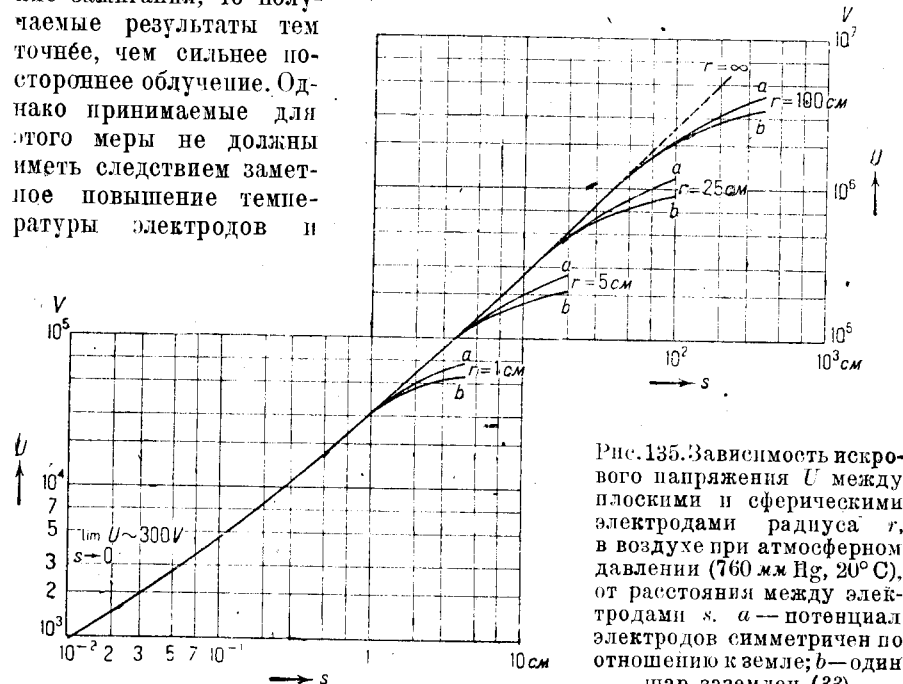


Рис. 135. Зависимость искрового напряжения  $U$  между плоскими и сферическими электродами радиуса  $r$ , в воздухе при атмосферном давлении (760 мм Hg,  $20^\circ\text{C}$ ), от расстояния между электродами  $s$ .  $a$  — потенциал электродов симметричен по отношению к земле;  $b$  — один шар заземлен (33).

газового промежутка (изменение плотности). Измерения постоянных напряжений или переменных напряжений низкой частоты (до 50 пер/сек) свыше 30 kV могут быть произведены без постороннего облучения, потому что при тех больших объемах воздуха, которые охватываются в этом случае разрядным промежутком, вероятность начальной ионизации за счет космических лучей и земного радиоактивного излучения ( $500-1000 \frac{\text{ионов}}{\text{см}^3}$ ) становится достаточно большой. Кроме того, при

таких высоких напряжениях острия, всегда имеющиеся где-нибудь в проводке, искрят и создают запас ионов в окружающем пространстве.

3. Для того чтобы правильно определить напряжение зажигания, необходимо, чтобы возник хорошо различаемый глазом разряд, как только это значение напряжения достигнуто. Согласно § 21, как только достигнуты условия зажигания, хорошо заметный на-глаз искровой пробой получается только при более или менее однородном поле. Поэтому такое устройство электродов, которое дает однородное

поле, особенно пригодно для измерения напряжения. Если поле весьма неоднородно (острие-пластинка, шары, радиусы которых малы по сравнению с расстоянием между ними), то первой формой разряда, появляющейся при достижении условий зажигания, является слабое тлеющее свечение с малым значением разрядного тока. Определение „начального“ напряжения, т. е. напряжения, при котором разряд делается самостоятельным, в этом случае для измерений уже неприменимо.

Рис. 136—141 показывают отдельно, для каждого электрода ход световых явлений, разряда в воздухе при атмосферном давлении и



Рис. 136.

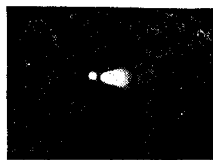


Рис. 137.



Рис. 138.

Рис. 136—138. Развитие световых явлений на отрицательном шаровом электроде, помещенном в воздухе при атмосферном давлении при больших расстояниях между электродами, с возрастанием напряжения между электродами (на рис. 137 слева отраженный свет; никакого темного пространства нет!) (34).

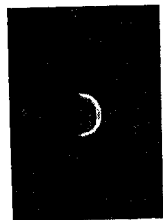


Рис. 139.

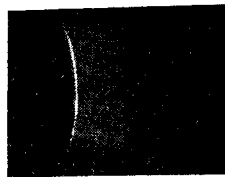


Рис. 140.

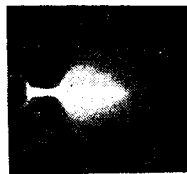


Рис. 141.

Рис. 139—141. Развитие световых явлений на положительном шаровом электроде в воздухе при атмосферном давлении при большом расстоянии между электродами, с ростом напряжения (34).

при больших расстояниях между электродами. При напряжениях, мало превышающих значение напряжения зажигания, прежде всего появляется тонкая, слабо светящаяся пленка примерно одинакового вида на положительном и отрицательном электродах. При дальнейшем росте напряжения на положительном электроде появляются слабосветящиеся полосы. Они возникают не одновременно и не являются, по видимому, устойчивым образованием. При еще более высоких напряжениях разряд стягивается на обоих электродах в узкую область. При этом на отрицательном электроде из этой области исходит кисть

с расплывчатым краем, который при еще больших напряжениях превращается в ярко светящееся основание разряда (шилообразный лучок). В то же время на положительном электроде появляется резко ограниченный светящийся стержень с кистью на удаленном от электрода конце. При дальнейшем незначительном росте напряжения стержень этого положительного пучка очень быстро разрастается, вследствие чего появляется искровой разряд.

Начальное напряжение, при котором появляется тлеющее свечение, тоже может быть использовано для измерения напряжения, например между двумя коаксиальными цилиндрами. Давление газа уменьшают при этом до величины, при которой невозможен искровой пробой, и определяют момент возникновения разряда либо гальванометром, либо оптическим или акустическим методом, либо по охлаждающему действию возникающего при этом электрического ветра на накаленную нить. Преимущество этого „коронного вольтметра“ заключается в слабых обратных действиях.

Для измерения напряжения можно, вообще говоря, также использовать искровой пробой в неоднородном поле. Однако при этом сказывается мешающее действие полярности электродов, возникновение которой в неоднородном поле было выше (§ 73) подробно разобрано. Далее, искровой пробой происходит в этом случае уже в поле, не свободном от объемных зарядов, поскольку предшествующий пробую разряд с острием создает значительное количество заряженных частиц, а следовательно, и объемные заряды в межэлектродном пространстве.

Пробивное напряжение очень сильно зависит от этих объемных зарядов, однако процесс их образования не отличается достаточной устойчивостью. Эти объемные заряды зависят, например, от подвижности ионов, а следовательно, от влажности воздуха, содержания в нем пыли и т. д.

Слабые воздушные течения со скоростью около 10 м/сек точно так же могут оказать влияние на пробивное напряжение, выдувая объемные заряды из области более слабого поля в середине между остриями. Мешающие (паразитные) заряды в окружающем пространстве тоже сильно влияют на поле остривого разрядника, который в сущности является весьма „открытой“ системой электродов. Поэтому формы разряда с остриями неустойчивы и меняются при пробое.

В особых случаях, однако, применение остривого разрядника имеет известное преимущество. Так, например, он имеет меньшую емкость и, следовательно, оказывает меньшее обратное влияние при ударных напряжениях. Наконец, при очень резких ударных напряжениях отпадает также влияние пространственных зарядов, искажающих поле, ибо предшествующий пробую тлеющий разряд не успевает создать заметного количества пространственных зарядов и пробой происходит в почти неискаженном поле. Тлеющий разряд, непосредственно предшествующий пробую, вызывает только немного более сильную начальную ионизацию. Далее, пробивной промежуток при одном и том же напряжении для пробоя между остриями больше, чем между шарами или пластинками, так что измерения расстояния между электродами в этом случае можно производить несколько менее точно.

а) Измерение постоянных или медленно меняющихся напряжений. Поле между электродами должно быть только в такой степени однородным, чтобы начальное напряжение вело непосредственно к искровому пробую. Для этой цели достаточна та однородность, которую имеет поле между двумя шарами, расстояние между которыми невелико по сравнению с их диаметром. Предельные допустимые пробойные промежутки даны в табл. 16.

Таблица 16. Точка разделения начального и искрового напряжения. Мешающие влияния при больших пробойных промежутках  $s$  между двумя шарами (33).

	$s/r$
Одинаковые шары:	
симметричное распределение напряжения	11
заземленный катод	4,0
заземленный анод	2,6
Шар — заземленная пластинка:	
шаровой анод	3,4
шаровой катод	1,8
Влияние искажающих полей $< 1\%$ :	
симметричные поля	4,0
несимметричные поля	3,0
Влияние полярности искажающих полей $s > 1,6\sqrt{r}$	

Вообще говоря, при выборе величины пробойных промежутков до указанных предельных значений не доходят вследствие вредного влияния внешних искажающих полей (см. выше). Для измерения более высоких напряжений и, следовательно, при больших пробойных промежутках, необходимо брать шары больших размеров. Чтобы не пришлось делать шары слишком большими, допускают, чтобы окружающее пространство оказывало небольшое влияние на поле между электродами. Это влияние сказывается в том, что пробивное напряжение имеет другое значение при заземлении одного электрода, чем в том случае, когда один электрод положителен, а другой отрицателен по отношению к земле. Рис. 135 показывает зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами. Для других давлений воздуха и других температур необходимо ввести поправку на плотность воздуха. Влияние плотности воздуха на пробивное напряжение показано в табл. 17. Напряжение, вычисленное из пробивного расстояния, должно быть помножено на поправочный коэффициент  $k$ , который приближенно равен относительной плотности воздуха. За единицу принята плотность воздуха при 760 мм рт. столба и 20° С. Измерения при давлениях, значительно отличающихся от атмосферного ( $q$  атмосфер), производятся, исходя из закона подобия. Напряжение в этом случае такое же, как между шарами, в  $q$  раз большего диаметра при в  $q$  раз большем пробойном промежутке при атмосферном давлении. При увеличении относительной влажности пробивное напряжение возрастает приблизительно линейно, увеличиваясь на 3% при изменении

относительной влажности от 0 до 100%. Влияние материала электродов сказывается только при пробивных напряжениях, меньших 10<sup>3</sup>V.

Таблица 17. Поправка на плотность воздуха  $k$  для шаровых искровых разрядов в зависимости от относительной плотности воздуха  $\delta$ ;  $\delta = 1$  при 760 мм Hg и 20° С (33).

$r$ см \ $\delta$	1	5	25	100
0,5	0,572	0,540	0,520	0,511
0,6	0,661	0,633	0,617	0,608
0,7	0,746	0,725	0,713	0,707
0,8	0,832	0,818	0,809	0,805
0,9	0,916	0,910	0,904	0,902
1,0	1	1	1	1
1,1	1,083	1,088	1,095	1,097

Между двумя конечными плоскими пластинами пробой всегда начинается у краев. Для получения однородного поля между двумя плоскими электродами необходимо, очевидно, чтобы напряженность поля у краев нигде не превышала величины напряженности однородного поля в середине пластин. Это условие может быть выполнено, если по мере удаления от краев расстояние между электродами постепенно увеличивается. Для этого надо придать пластинам профиль, примыкающий к эквипотенциальным поверхностям у краев плоского конденсатора  $b-b$ , представленным на рис. 142 толстыми линиями. Тогда также и в краевых областях напряженность поля нигде не будет превышать значения напряженности у середины пластин. Для всех элементов, кривизна которых меняется менее круто, чем у предельных толсто начерченных на рис. 142 кривых, пробой при всех условиях происходит в однородной части поля и наоборот. Нет надобности следовать в профиле пластин предельным кривым слишком далеко. Достаточно придерживаться этих кривых до тех пор, пока расстояние между электродами не удваивается по сравнению с расстоянием между ними в середине ( $c$ ). Пробивные напряжения такого пластинчатого разрядника близки к тем, которые имеют место при той же длине

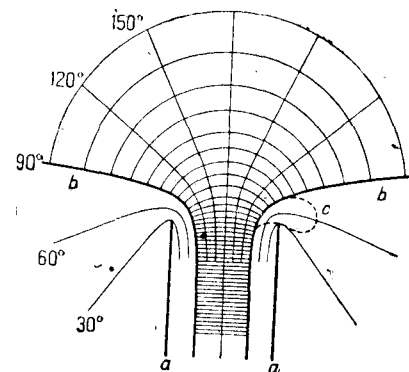


Рис. 142. Эквипотенциальные и силовые линии поля, ограниченного с одного конца плоского конденсатора  $a-a$ . Эквипотенциальные линии  $b-b$  с предельным углом в 90° относительно  $a-a$ . Разрез плоского конденсатора  $c-c$  непрерывным уменьшением напряженности поля у поверхности при переходе к краям конденсатора (33).

пробойного промежутка в случае больших шаров, с распределением напряжения симметричным относительно земли.

При очень высоких напряжениях иногда употребляется искровой разрядник, который состоит из двух скрещенных цилиндров.

Рис. 143 показывает градуировочные кривые остриевого разрядника, состоящих из двух острий и из острия с пластиной. Из рисунка отчетливо видно уже упомянутое выше выпрямляющее действие системы острие-пластина, очень удобное для некоторых измерений. Данные рис. 143 применимы только при отсутствии внешних искажающих полей. С увеличением плотности газа напряжение пробоя остриевого разрядника возрастает быстрее прямой пропорциональности.

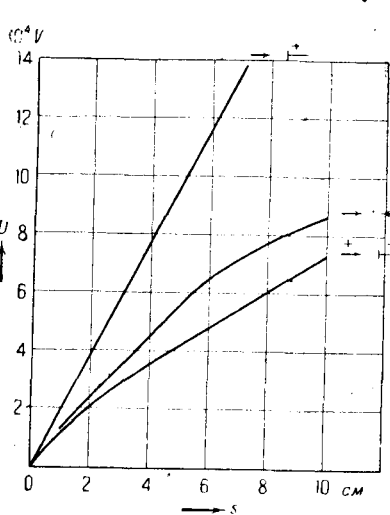


Рис. 143. Зависимость искрового напряжения  $U$  остриевого разрядника (также разрядника острие-пластинка), при различном расположении полюсов, от величины пробойного промежутка  $s$  для воздуха при атмосферном давлении (760 мм рт. столба, температура  $20^\circ\text{C}$ , влажность  $80\%$ ) (36).

При 760 мм рт. столба и  $20^\circ\text{C}$  прирост давления на 1 мм дает прирост напряжения в  $0,24\%$ . Уменьшение температуры на  $1^\circ\text{C}$  при той же абсолютной влажности дает прирост напряжения  $0,38\%$ . Влажность воздуха оказывает большое влияние на напряжение пробоя. В свою очередь это влияние зависит от длины пробойного промежутка. При одной и той же плотности воздуха напряжение искрового пробоя возрастает с увеличением относительной влажности. Значения, данные на градуировочных кривых (рис. 143), применимы при относительной влажности в  $80\%$ . При меньших влажностях воздуха напряжение искрового пробоя меньше на величины, указанные в табл. 18.

Таблица 18. Процентное уменьшение напряжения искрового пробоя между остриями в зависимости от относительной влажности  $F$  и пробойного расстояния  $s$  (33).

$s$ см \ $F\%$	10	30	50
80	0	0	0
60	5,6	7,2	7,8
40	8,2	10,6	11,8
0	9,2	13,6	15,4

б) Измерение ударных напряжений и высокочастотных переменных напряжений. Измерение кратковременных ударных напряжений возможно лишь при тщательном уничтоже-

нии запаздывания зажигания разряда. Если нагрузка продолжается меньше  $1 \cdot 10^{-6}$  сек., то для пробоя искрового промежутка требуется большее напряжение, чем при статической нагрузке. Рис. 144 показывает необходимые перенапряжения в зависимости от времени их наложения при прямоугольном характере изменения ударного напряжения со временем. При других формах кривой изменения напряжения, величине необходимых перегрузок можно также приблизительно оценить по данным рис. 144.

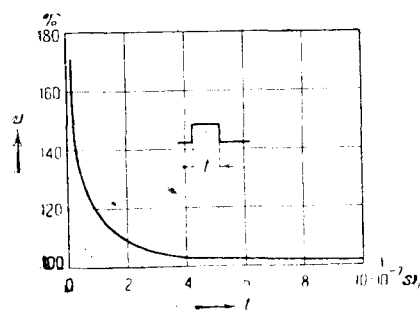


Рис. 144. Зависимость наблюдаемого перенапряжения  $y$  в пластинчатом искровом разряднике, помещенном в воздухе при атмосферном давлении, от продолжительности наложения напряжения при прямоугольной форме волны напряжения (статическое напряжение искрового пробоя принято за  $100\%$ ). Электроды подвергаются облучению (39).

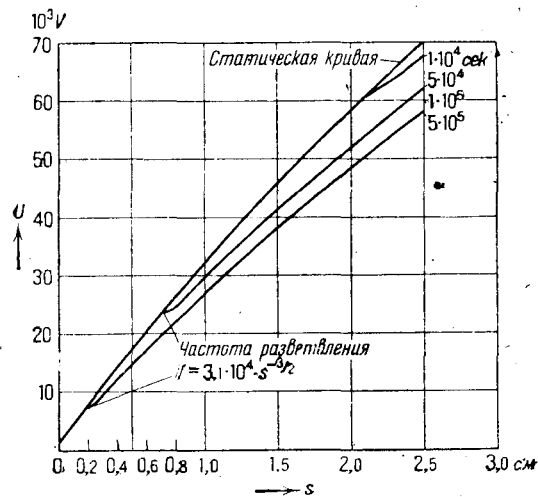


Рис. 145. Зависимость напряжения искрового пробоя  $U$  между шаровыми электродами, помещенными в воздухе при атмосферном давлении, от длины пробойного промежутка  $s$  для различных частот  $f$  (37, 38).

Периодическая нагрузка (устойчивая высокая частота) ведет к пробоям при напряжениях, меньших, чем статическая нагрузка. При малых пробойных промежутках напряжение пробоя остается таким же, как и при статической нагрузке. Отход от этого значения напряжения начинается при определенной, зависящей от частоты длине пробойного промежутка. Весь этот ход изменения пробойного напряжения примерно дан на рис. 145.

§ 81. Измерения при помощи скользящих разрядов (клидограф). Простейшим приспособлением для получения скользящего разряда является острие на плоском изоляторе, например на стеклянной пластинке, имеющей на другой стороне проводящую обкладку. Когда напряженность поля у острия превосходит некоторое критическое значение, воздух вблизи него ионизируется толчком. Форма тлеющего разряда, возникающего при этом у острия, сильно зависит от „свободных“ зарядов на границе обоих диэлектриков — воздуха и изолятора.

Качественное описание происходящих здесь процессов таково: положительный ион поляризует диэлектрик так, что на пограничном

слое под ионом появляется „свободный“ отрицательный поверхностный заряд, который в свою очередь притягивает этот ион. Совершенно аналогичный процесс, но с противоположными знаками зарядов имеет место для отрицательного иона. Таким образом благодаря скачку диэлектрической постоянной разряд оказывается связанным с поверхностью раздела диэлектриков. По-видимому, здесь весьма существенную роль играют слои адсорбированного на поверхности диэлектрика газа, в которых по крайней мере в большинстве случаев и возникают эти поверхностные или скользящие разряды.

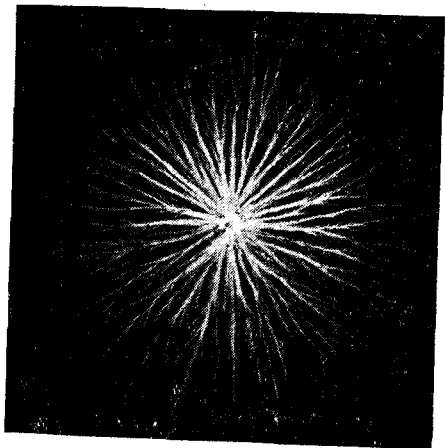


Рис. 146. Скользящий разряд на положительном электроде (34).

Как у резко ограниченные разрядные каналы, в то время как у отрицательного острия появляются светящиеся фигуры с размытыми краями.

Контуры разряда на поверхности можно сделать видимыми, если по окончании разряда распылить на поверхность изолятора какой-нибудь легко пристающий порошок. Порошок прочно держится только в тех местах, где разряд оставляет после себя поверхностные заряды. Если насыпать порошок предварительно, до начала разряда, то порошок сдувается с тех мест, где происходит разряд, и, таким образом, очертания разряда видны глазом, как чистая область в нанесенном на поверхности слое пыли. Отчетливей всего скользящий разряд фиксируется на фоточувствительных слоях. Бромистое серебро разлагается прямым электронным ударом и светом скользящего разряда. Картина разряда становится видимой после проявления светочувствительного слоя. Рис. 146 и 147 дают несколько типичных разрядных форм у положительно и

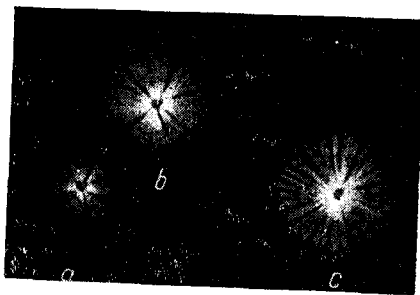


Рис. 147. Скользящий разряд на отрицательном электроде (34)  
 а — малые напряжения; медленное возрастание напряжения;  
 б — среднее напряжение и средняя скорость возрастания напряжения;  
 в — высокое напряжение и быстрое возрастание напряжения.

отрицательно заряженного острия, полученных при помощи последнего из указанных здесь методов.

Исно очерченные разрядные фигуры получаются только при ударных напряжениях. При высоких статических напряжениях одинаковые ионы, идущие из острия и попадающие на поверхность изолятора, мешают развитию разряда, что вызывает общее беспорядочное почернение светочувствительного слоя вокруг острия.

Ударное напряжение характеризуется максимальным значением напряжения  $U_{max}$ , крутизной первоначального роста напряжения  $\frac{dU}{dt}$  и скоростью его уменьшения после достижения максимального значения, определяемой временем  $\tau$  уменьшения напряжения до половинного значения. Эти три величины характерным образом сказываются на очертаниях фигур скользящего разряда.

Максимальное значение напряжения  $U_{max}$  можно определить по радиусу разрядной фигуры. Рис. 148 показывает, что радиус разрядной фигуры, появляющейся у положительного или отрицательного электрода, растет приблизительно линейно с ростом напряжения  $U_{max}$ .

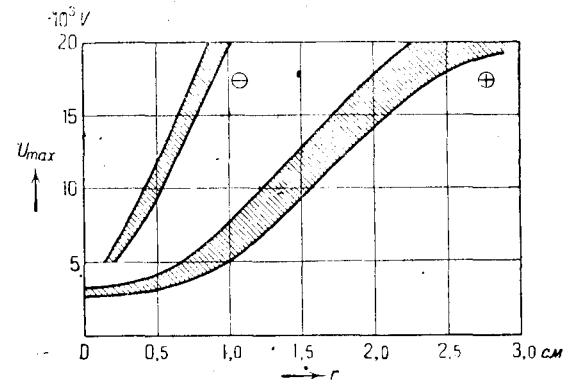


Рис. 148. Зависимость радиуса  $r$  скользящего разряда на положительном и отрицательном электродах от амплитуды напряжения  $U_{max}$  с указанием области разброса наблюдаемых значений. Острия на стеклянных пластинках толщиной от 0,1 до 2 см (33, 40).

Определение скорости возрастания напряжения  $\frac{dU}{dt}$  и времени  $\tau$  может быть произведено менее точно. Большие  $\frac{dU}{dt}$  дают у отрицательного острия разряд, состоящий из большого числа одинаковых секторов (возникновение нескольких параллельных разрядов в течение времени развития разряда). Среднее время возрастания напряжения, равное приблизительно  $10^{-6}$  сек., дает четыре сектора; более медленное возрастание ( $10^{-5}$  сек.) вызывает появление различных неправильных разрядных фигур. У положительно заряженного острия при крутом возрастании напряжения появляются резко очерченные прямые и толстые ветви, при медленном — искривленные и тонкие. При спаде напряжения со скоростью  $\frac{dU}{dt} > 1 - 10^{-7}$  В/сек. над главной разрядной фигурой появляется меньшая по размерам разрядная фигура, которая соответствует другому знаку острия, чем для главного разряда („фигура обратного разряда“). Это происходит потому, что уменьшение напряжения на острие идет значительно быстрее, чем на заряженном

пограничном слое. При очень высоких ударных напряжениях возникают вторичные разрядные фигуры („обратные ступени“ рис. 149).

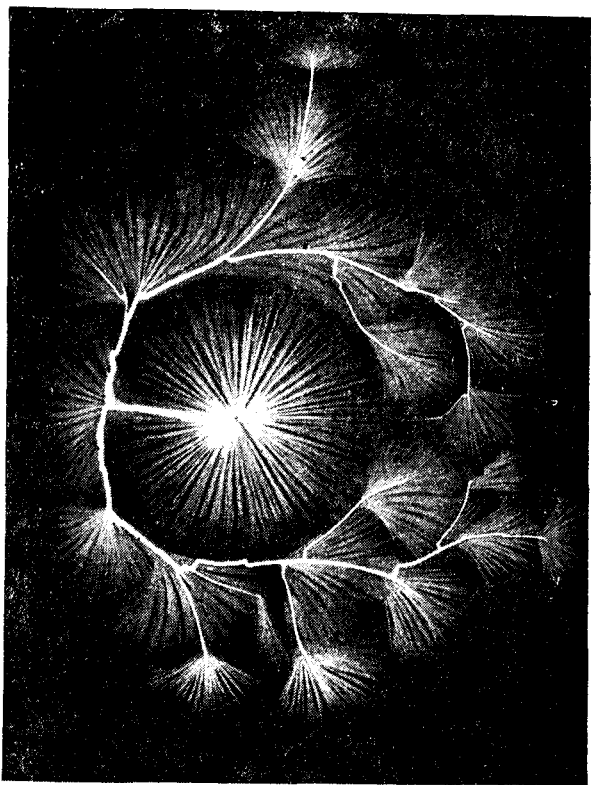


Рис. 149. Скользящий разряд на отрицательном электроде при высоких напряжениях с образованием обратных фигур (34).

### КОРОННЫЙ РАЗРЯД НА ПРОВОДАХ НА ОТКРЫТОМ ВОЗДУХЕ

§ 82. Корона при постоянном напряжении. Если напряженность поля у поверхности проводов, острий, краев, находящихся под напряжением, превосходит некоторое критическое значение, то происходит ионизация соударениями газа, окружающего провод. Ионизация имеет место главным образом в непосредственной близости провода (явление короны, коронирование). Возникающие при этом заряженные частицы одного знака движутся в электрическом поле проводника к другому, обычно значительно удаленному электроду (этим электродом может служить и земля). Заряды другого знака направляются на заряженную противоположным знаком поверхность проводника и там нейтрализуются. Вольтамперная характеристика разряда между коаксиальными цилиндрическими электродами уже была рассмотрена в § 10. У цилиндрического проводника с удаленным противоположащим электродом при обычных диаметрах проволоки от 0,1 до 2 см зона ионизации соударениями простирается до расстояния в 0,1 см. В этой „коронной оболочке“ возникают положительные ионы и электроны. В случае отрицательного коронирующего провода электроны векоре образуют вместе с нейтральными молекулами отрицательные ионы. Возникающие вблизи провода однопольные заряды уходят от места своего возникновения с определенной конечной скоростью. Они образуют пространственный заряд, который ограничивает поле у поверхности коронирующего провода до критической величины  $E_i$ , необходимой для ионизации толчком (подсчет  $E_i$  см. § 20)<sup>1)</sup>. Напряженность поля  $E_i$  у провода в  $kV/cm$  ( $r_i$  в сантиметрах) при плотности воздуха  $\delta = 1$  равна

$$E_i^+ = 36,8\delta + 8,5\sqrt{\frac{\delta}{r_i}}, \quad (261)$$

$$\bar{E}_i^- = 33,9\delta + 10\sqrt{\frac{\delta}{r_i}}. \quad (262)$$

Следовательно, для провода радиусом в 1 см она равна примерно 44  $kV/cm$ . Разница между случаями положительно и отрицательно заряженных проводов очень мала и уменьшается с ростом радиуса провода. Начальное напряжение короны  $U_0$ , т. е. тот потенциал, при котором напряженность поля у поверхности провода достигает критического значения, необходимого для ионизации соударениями, может быть подсчитана просто по уравнению для напряженности поля цилиндрического конденсатора:

$$E_i = \frac{U}{r_i} \ln \frac{r_a}{r_i}.$$

Отсюда

$$U_0^+ = 36,8\delta r_i \ln \frac{r_a}{r_i} \left(1 + \frac{0,23}{\sqrt{\delta r_i}}\right), \quad (263)$$

$$U_0^- = 33,9\delta r_i \ln \frac{r_a}{r_i} \left(1 + \frac{0,295}{\sqrt{\delta r_i}}\right). \quad (264)$$

Из приведенных формул видно, что начальное напряжение растет с относительной плотностью немного менее быстро, чем прямо пропорционально. На высоте 2000 м над уровнем моря уменьшение начального напряжения по сравнению с его значением при нормальном давлении достигает 20%. Изменением начального напряжения благодаря изменениям влажности воздуха можно пренебречь. Влажность влияет только при наличии пространственных зарядов, которые как раз при напряжении, равном начальному, еще отсутствуют.

Вольтамперная характеристика (рис. 150) коронирующего круглого провода, помещенного по оси другого цилиндрического электрода, была уже рассмотрена в § 10 [уравнение (41)]. Потери на корону  $N$  при

<sup>1)</sup> В этом рассуждении не принято во внимание действие пространственного заряда, созданного ионами противоположного знака. Лучшее отвечающую действительности картину дает Роговский в статье, помещенной в *Arch. f. Elektrotechnik*, 1935 г., № 2. (Прим. ред.)



таком расположении электродов, согласно уравнению (41a), меняется с напряжением в соответствии с уравнением,  $N \sim U^2(U - U_0)$ . Коэффициент пропорциональности уменьшается, согласно уравнению (41), в отношении  $\frac{1}{r_a^2}$ , где  $r_a$  — радиус внешнего цилиндра.

В практических случаях нас интересует главным образом поведение системы, состоящей из находящегося под напряжением цилиндрического провода и расположенной против него проводящей, достаточно протяженной плоскости (земля), с расстоянием между ними, во много раз превосходящим радиус провода, или же поведение системы, состоящей из двух противоположно заряженных проводов, помещенных на значительном расстоянии друг от друга. В системе с одним проводом и плоскостью силовые линии поля имеют другой ход, чем в случае цилиндрического расположения электродов. Мало отличаюсь на близких расстояниях, ход силовых линий системы с одним проводом сильно отличается от системы с цилиндром на больших расстояниях вследствие отсутствия в этом случае радиальной симметрии в расположении электродов. Начальное напряжение системы провод-плоскость (расстояние  $a$ ) определяется при критической напряженности поля, даваемой уравнениями (261) и (262) (значения  $\delta$ ,  $r_i$ ,  $U_0$  см. выше), следующим образом

$$U_0^+ = 36,8\delta r_i \ln \frac{2a}{r_i} \left( 1 + \frac{0,23}{\sqrt{\delta r_i}} \right), \quad (265)$$

$$U_0^- = 33,9\delta r_i \ln \frac{2a}{r_i} \left( 1 + \frac{0,29}{\sqrt{\delta r_i}} \right). \quad (266)$$

При двухпроводной системе, когда оба провода находятся под напряжением, силовые линии располагаются симметрично относительно эквипотенциальной поверхности, параллельной к ним и находящейся на половине расстояния между проводами. Вследствие отсутствия пространственного заряда начальный потенциал  $U_0$  должен в этом случае быть вдвое больше, чем для одного провода того же радиуса, относительно плоскости симметрии. Это подтверждается экспериментально.

При рассмотрении зависимости тока коронных потерь от напряжения в двухпроводной системе надо учитывать не только уже подчеркнутую для однопроводной установки асимметрию поля на далеких расстояниях от провода, но и то, что ионы, уходящие от одного провода к другому, имея знак, противоположный знаку провода, к которому они направляются, соответственно уменьшают пространственный заряд

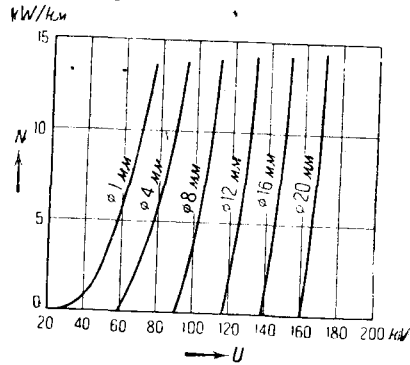


Рис. 150. Зависимость мощности короны, при постоянном токе  $N$  в воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре, от напряжения  $U$  на обнаженных коронирующих проводах различного диаметра, натянутых вдоль оси полого цилиндра диаметром в 80 см (24).

у каждого из проводов. Благодаря такой нейтрализации пространственного заряда, поле у поверхности проводов ослабляется менее сильно, чем при том же токе в однопроводной системе. При данном напряжении более сильное поле у провода вызывает увеличение числа заряженных частиц, образуемых в единицу времени, что в свою очередь дает увеличение тока короны, а следовательно, и увеличение потерь.

Рис. 151 дает зависимость тока короны в двухпроводной системе при гладкой поверхности проводов с проводящей промежуточной плоскостью и без нее от напряжения между проводом и плоскостью (это напряжение равно половине напряжения между проводами). Прирост тока короны в многопроводной системе довольно велик в важной для технических применений области напряжений, близких к начальному. Причиной этого является, очевидно, то, что при более высоких напряжениях на проводах концентрация заряженных частиц так велика, что потери ионов в результате рекомбинации ослабляют нейтрализующее действие попадающих на провода ионов противоположного знака на пространственный заряд.

До сих пор речь шла о коронах, возникающих на идеально чистых цилиндрических поверхностях. На практике этого почти никогда не бывает. Провода загрязняются при их протяжке (масляные пленки и т. д.), на их поверхности имеются углубления и острия, с них свисают более или менее изолированные жилки или же поверхность проводов претерпевает те или иные химические изменения (окисление, коррозия и т. д.). Вообще говоря, изолирующие слои дают уменьшение потерь, в то время как металлические острия увеличивают потери. Если металлическое острие представляет собой шарик ( $r$  в сантиметрах), то для положительного острия, расположенного против отрицательно заряженной плоскости, величина начальной напряженности поля  $E_0$  (в  $kV/cm$ ) при  $p = 760$  мм и  $20^\circ C$  эмпирически выражается так:

$$E_0 = \frac{18}{\sqrt{r}}. \quad (267)$$

Для жидкого вещества на поверхности жидкости применима (при  $\delta = 1$  для  $p = 760$  мм и  $0^\circ C$ ) формула

$$E_0 = 19,6\delta + 13,9 \sqrt{\frac{\delta}{r}}. \quad (268)$$

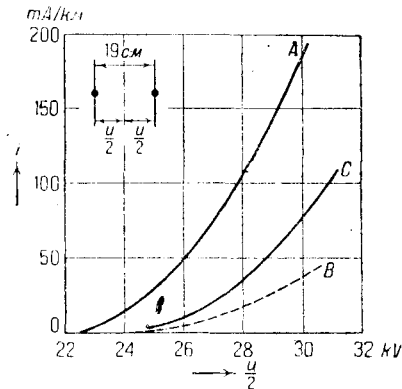


Рис. 151. Ток короны при постоянном напряжении на проводах диаметром в 0,1 см.  $A$  — два одинаковых провода друг против друга на расстоянии 19 см;  $B$  — провод с вдвое меньшим напряжением, помещенный на вдвое меньшем расстоянии (9,5 см) от плоской пластинки;  $C$  — удвоенные ординаты  $B$ , численно равные ординатам случая  $A$  без учета компенсации пространственного заряда ионами обоих знаков (24).

Начальное напряжение  $U_0$  полусферического положительного выступа, находящегося на проводе, параллельном достаточно далеко простирающейся плоскости, приближенно равно в киловольтах

$$U_0 = 23,2 \delta \sqrt{ar} \quad (269)$$

( $a$  — расстояние между острием и плоскостью).

Уравнение (269) применимо только для не очень больших  $a$  (несколько сантиметров). Для начального напряжения при других условиях, например при очень больших расстояниях или для тонких не полусферических острий, расчетных формул почти совсем нет. Форма острий, характер их поверхности и т. д. почти никогда не известны, так что результаты измерений в большинстве случаев весьма ненадежны. Особенно это верно по отношению к отрицательно заряженному острию. Вольтамперная характеристика системы острие-пластина при положительно заряженном острие имеет вид

$$i \sim U(U - U_0), \quad (270)$$

где константа  $U_0$  не может быть численно задана ввиду ее ненадежности. При отрицательно заряженных остриях имеет место еще более сильная зависимость от напряжения, однако давать более определенные данные ввиду имеющих здесь место нерегулярных изменений тока не имеет смысла (прерывистый разряд). Для двух острий, находящихся очень близко друг от друга и заряженных одноименно, полная потеря (ток) совсем не равна удвоенной потере, вызванной одним острием, потому что в этом случае ионы одного острия, близко подходящие ко второму, ослабляют там поле и тем самым уменьшают ток с острия.

Потери на корону и начальное напряжение одинаковы для цилиндрических проводов как с очень чистой металлической поверхностью, так и оксидированных. У технически применяемых проводов обычно наблюдается зависимость начального напряжения от свойств поверхности. Однако эта разница имеет своим источником скорее геометрические, чем химические, свойства поверхности. Так как и здесь решающим является форма покрывающей поверхность провода посторонней пленки (равномерная, пленка чешуйчатая и т. д.), то дать какие-нибудь определенные указания об изменении начального напряжения и потерь с изменением рода проводника нельзя.

Рост влажности вызывает, вообще говоря, уменьшение тока короны вследствие уменьшения подвижности (§ 61, т. I). При больших влажностях, при которых уже начинается частичная конденсация, особенно в том случае, когда система состоит из двухсторонне коронирующих проводов, имеет место уменьшение тока короны, а следовательно, и уменьшение потерь. Причиной этого является то, что капли вызывают усиленную рекомбинацию и частично задерживают проникновение противоположно заряженных ионов к соответствующим проводам. При этом капли, оседая на поверхности проводов, могут также играть роль острий (см. выше).

Воздушные течения (ветер) могут оказать заметное действие только в том случае, если скорость воздушного потока сравнима с

направленной скоростью ионов. Отсюда следует, что влияние ветра может сказаться только при скоростях от 5 до 10 м/сек в поперечном к проводам направлении. Влияние ветра может сказаться в том отношении, что вызванный ветром значительный унос ионов даст в результате усиление поля у коронирующего провода, а следовательно, и прирост тока короны и увеличение потерь.

В двухпроводной системе с горизонтальными проводами, расположенными вертикально один над другим, при помощи воздушного потока, направленного перпендикулярно к плоскости, проходящей через провода, можно частично уничтожить взаимную компенсацию пространственных зарядов, так что вблизи провода сила поля уменьшается и тем самым уменьшаются и потери. Если воздушный поток (в случае двух параллельно натянутых проводов) направлен в плоскости самих проводов, то сила поля у одного провода ослабляется, у другого — усиливается. Потери меняются, вероятно, мало, но отношение ионных токов, идущих от каждого из электродов, заметно изменяется.

В описанных системах не учитывается существенное для практики влияние проводящей мачты и заземленных шин, предназначенных для крепления изоляторов. Созданное этими влияниями изменение вида поля вызывает увеличение потерь на корону ввиду большей в этом случае близости к противоположному электроду тех частей проводов, которые находятся вблизи мачты и цепей изоляторов.

**§ 83. Корона при переменном токе.** Пусть к двум одинаковым параллельным друг другу цилиндрическим проводам, находящимся в воздухе при атмосферном давлении, подано достаточно высокое синусоидальное напряжение. Тогда в каждую половину при некотором определенном мгновенном значении напряжения, превосходящем величину, соответствующую начальной напряженности поля  $E_0$  [уравнение (262)], возникает ионизация толчком газовых молекул, окружающих провод. Из поверхности провода или, точнее, из окружающей каждый провод „коронной оболочки“ выходят заряженные частицы, причем частицы того же знака, что и рассматриваемый провод, выталкиваются в окружающее провод пространство, а частицы противоположного знака проходят только сравнительно короткий путь от места своего возникновения в „коронной оболочке“ до поверхности провода. Распространение в пространстве ионов, одноименных с зарядом провода, происходит в соответствии с напряженностью поля в данной точке и с подвижностью ионов. Те же процессы, но в противоположном направлении, имеют место и у другого коронирующего провода. Ионы, образуемые около одного из проводов, проникают в область пространственного заряда, созданного ионами противоположного знака, в большем или меньшем числе в зависимости от расстояния между проводами и от находящегося в распоряжении ионов времени (определяемого частотой переменного тока). Такое проникновение ионов уменьшает пространственный заряд и, кроме того, частично ведет к рекомбинации ионов противоположных знаков.

Пространственные заряды, возникающие у проводов, должны при перемене знака напряжения поменяться друг с другом местами. Пространство вокруг одного коронирующего провода должно быть освобо-

ждено от ионов одного знака и заполнено ионами другого знака. В какой момент времени происходит этот отлив и прилив ионов, можно определить только тогда, когда известны мгновенное значение напряженности поля в каждый момент и соответствующее распределение пространственного заряда. На вид поля оказывает значительное влияние то, что равновесие пространственного заряда устанавливается не мгновенно и, следовательно, в тот момент, когда напряжение на проводах уже переменяло знак, вокруг проводов имеются еще ионы, соответствующие предыдущей полуволне.

Потери энергии, связанные с образованием ионов, вообще говоря, невелики. Основную часть потерь на корону составляют потери на трение, которые претерпевают ионы при своем движении в поле между проводами. Превращения энергии, которые имеют место в короне, происходят таким образом, что подведенная к разряду электрическая энергия, не считая весьма малой доли энергии, излучаемой при разряде (свечение), почти целиком уходит на нагревание газа.

Рассмотрим теперь изменение во времени движения пространственного заряда, напряженности поля и разрядного тока. Для простоты примем, что пространственный заряд сконцентрирован в объеме цилиндрического кольца вокруг каждого провода, так что можно до некоторой степени свести обсуждение вопроса к рассмотрению изменения среднего расстояния заряда от провода. Рис. 152 дает расположение предполагаемого цилиндрического кольца ионов в разные

Рис. 152. Ионные пространственные заряды со средним радиусом  $L$  или  $L_1$  вокруг двух проводов с расстоянием  $a$  между ними, в три различных момента существования короны переменного тока (см. рис. 153).

моменты полупериода, причем моменты времени выбраны в соответствии с мгновенным значением напряжения  $U$  на проводах (рис. 153). В момент 1, т. е. при прохождении напряжения на проводах через нуль (перед тем, как левый провод должен стать положительным), вокруг каждого провода на расстоянии  $L$  от него имеется еще остаточный пространственный заряд от предыдущей полуволны. Этот остаточный заряд усиливает поле у поверхности провода. При возрастании положительного напряжения на левом проводе остаточные отрицательные заряды подтягиваются ближе к проводу. Одновременно благодаря ионизации толчком возникают положительные ионы, которые в момент 2, когда пространственный заряд в целом исчезает, компенсируют отрицательный пространственный заряд или уничтожают его путем рекомбинации. В следующий момент времени, положительные ионы, возникающие в светящейся зоне, выталкиваются одноименно заряженным проводом.

В момент 3, т. е. перед достижением максимального значения напряжения  $U_m$ , весь положительный пространственный заряд оказывается

в объеме между проводами на расстоянии  $L$  от левого провода. Напряженность поля остается при этом незначительной благодаря тому, что силовые линии поля экранируются положительным пространственным зарядом. После того как напряжение на проводах проходит через свое максимальное значение, образование ионов прекращается, так как напряженность поля у поверхности провода становится слишком малой. Продолжающийся слабый ток переносится имеющимися еще в объеме и находящимися еще в движении ионами. Эти ионы (в стационарном случае) при ближайшем прохождении напряжения через нуль как раз и образуют упомянутый выше остаточный заряд.

Рис. 153 показывает ход изменения со временем разности потенциалов  $U$ , напряженности поля у поверхности провода  $E_i$  и тока  $i$ , состоящего из тока смещения  $i_c$  (зарядный ток емкости между проводами) и тока ионов  $i_k$ , вызывающего потери. Ток короны  $i_k$  в момент времени 1 или даже несколько раньше становится положительным, так как оставшиеся от предыдущей полуволны отрицательные заряды притягиваются проводом, успевшим стать положительным.  $i_k$  остается положительным в течение всего времени, пока вновь возникающие положительные ионы выталкиваются проводом в пространство между проводами.

Ток достигает своего максимального значения еще до того, как напряжение достигло максимума, потому что образование ионов вновь уменьшается благодаря обратному влиянию значительного числа ионов, движущихся в газе, на напряженность поля у поверхности провода. При дальнейшем уменьшении разности потенциалов между проводами ток  $i_k$  быстро уменьшается и остается весьма малым вплоть до ближайшей перемены направления тока в проводах.

На основании данных выше представлений о периодическом движении пространственного заряда в газе можно найти ту зависимость, которая имеется между превращениями энергии в короне, напряжением, частотой, геометрическими свойствами коронирующей системы и свойствами газа. При расчете, который здесь детально не приведен, исходят из того факта, что потеря энергии в каждую полуволну равна произведению заряда  $Q$  на некоторое среднее напряжение  $\bar{U}$ , величина которого остается пока неопределенной. Если  $U$  — мгновенное значение напряжения на проводах,  $i$  — полный ток и  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота, то потребление мощности в короне будет равно

$$N = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{\omega}} U i dt = 2f \bar{U} Q. \quad (271)$$

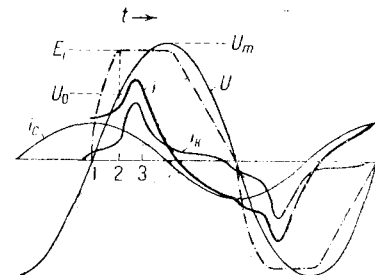
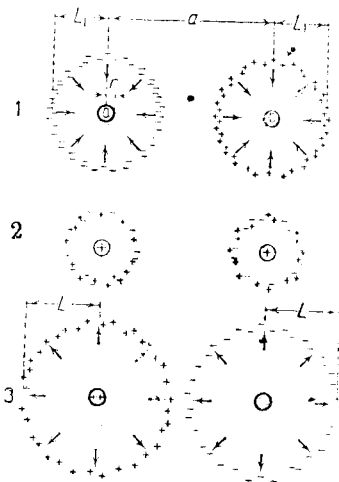


Рис. 153. Качественный ход изменения со временем полного тока  $i$ , зарядного тока  $i_c$  емкости проводов, тока короны  $i_k$ , напряженности поля на поверхности провода  $E_i$  и напряжения  $U$  в короне переменного тока. 1, 2, 3 — моменты времени в соответствии с рис. 152 (42).

Заряд  $Q$ , который переносится током короны (отнесенный к единице длины) в течение полупериода, равен сумме количества электричества, необходимого для компенсации пространственного заряда на расстоянии  $L_1$  и вновь возникающего объемного заряда на расстоянии  $L$  от оси провода при  $U = U_m$ . Пользуясь обозначениями, данными на рис. 152, проводим расчет следующим образом:

$$\frac{9 \cdot 10^{11} Q}{U_m - U_0'} = \frac{1}{2 \ln \frac{a}{L}} - \frac{1 + \frac{\ln \frac{a/L_1}{\ln \frac{a/L}}{4 \ln \frac{a}{r}}}}{4 \ln \frac{a}{r}} = k_1, \quad (272)$$

причем

$$L_1 \approx \sqrt{\frac{U_m b \alpha \cos(0,3 \alpha)}{\ln \left(\frac{a}{r}\right) \omega}}, \quad (273)$$

и

$$L_1 = L \sqrt{1 + \frac{\pi}{2 \alpha \cos(0,3 \alpha)}}, \quad (274)$$

$$\cos \alpha = \frac{U_0'}{U_m}. \quad (275)$$

$U_0'$  — эффективное значение потенциала зажигания — в согласии с формулой (266) равно  $\frac{U_0}{\sqrt{2}}$ . Для 760 мм рт. столба и 25°С  $U_0'$  приближенно равно:

$$U_0' = 42,3 r \ln \frac{a}{r} \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{r}}\right) \cdot 10^3. \quad (276)$$

Амплитуда напряжения  $U_m$ , подвижность  $b$  и все величины выражены соответственно в кулсах, вольтах, сантиметрах, секундах.

Заряду  $Q$  соответствует усредненное значение напряжений:

$$\bar{U} = U_m \cos(0,6 \alpha). \quad (277)$$

Для двухпроводной системы с радиусами проводов  $r$ , расстоянием между ними  $a$ , эффективным значением напряжения  $U$  и эффективным начальным напряжением  $U_0$  мощность  $N$  для обоих проводов в Вт/м выражается так:

$$N = U(U - U_0) f \frac{4 \cos(0,6 \alpha)}{9 \cdot 10^9} \cdot k_1. \quad (278)$$

Отсюда следует, что потери  $N$  растут пропорционально  $U(U - U_0)$  и почти линейно с частотой ( $k_1$  мало зависит от частоты). Изменения плотности воздуха существенно влияют только на начальное напряжение  $U_0$  [уравнение (266)], но мало отражаются на значениях  $k_1$  и, следовательно, на средних расстояниях между ионами  $L$  и  $L_1$ , вследствие изменения подвижности  $b$ . Формула для потерь на корону в трех-

фазной проводке с проводами радиуса  $r$ , расположенными по вершинам треугольника, может быть получена упрощением равенства (278) в виде:

$$k_1 = \frac{1}{\ln \frac{a}{L}} - \frac{1}{\ln \frac{a}{r}}, \quad (279)$$

$$L = 1,7 \sqrt{\frac{U}{\ln \frac{a}{r}} \cdot \frac{a}{\omega}}, \quad (280)$$

где  $a$  — расстояние между проводами в сантиметрах.  $U$  и  $U_0'$  представляют собой эффективные значения фазового напряжения (т. е. напряжение сети, деленное на  $\sqrt{3}$ ).  $U_0'$  приближенно определяется при 760 мм рт. столба и 20°С выражением:

$$U_0' = \frac{42,3}{2 \sqrt{3}} r \ln \frac{a}{r} \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{r}}\right) \cdot 10^3. \quad (281)$$

Так, например, для проводника радиуса  $r = 1,25$  см (полый кабель), при расстоянии  $a = 600$  см и при нормальных атмосферных условиях,  $U_0' = 120$  кВ. Потери на корону при эффективном напряжении сети в 220 кВ, следовательно, при  $U = 127$  кВ и при  $f = 50$  пер/сек равны  $N = 1,2$  кВт/км. Потери всех трех проводов на 1 км равны 3,6 кВт.

Из вышеприведенных уравнений можно вычислять потери на корону только для цилиндрических проводов с гладкой поверхностью. Влияние свойств поверхности, определяемых способом изготовления самого провода, коррозии и т. д., в приведенном нами расчете не учитываются. Чтобы учесть все это, приходится пользоваться эмпирическим соотношением. В обычно употребляемом выражении потери на корону на каждый проводник трехфазной проводки при эффективном напряжении  $U$  в киловольтах полагаются равными:

$$N = (U - U_0)^2 k_2 \text{ кВт/км}, \quad (282)$$

причем эффективное начальное напряжение подчиняется здесь соотношению

$$U_0 = mg \delta r \ln \frac{a}{r}, \quad (283)$$

$$k_2 = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} \cdot 10^{-5}. \quad (284)$$

$m$  — коэффициент, учитывающий свойства поверхности и равный 1—0,6 (уменьшение  $m$  связано с коррозией и т. д.),  $g \approx 21,4$  кВ/см — эффективная напряженность поля в воздухе при  $\delta = 1$  ( $\delta$  — относительная плотность воздуха, равная единице при 760 мм рт. столба и 25°С). Член  $(f + 25)$  учитывает прирост потерь с возрастанием частоты, происходящий несколько менее быстро, чем при прямой пропорциональности. Начальное напряжение  $U_0$  может снизиться на 10% по сравнению с его значением для идеального проводника ( $m = 1$ ), если каждый

провод представляет собой скрученные вместе проволоки, и на 40% вследствие шероховатости, загрязненности или коррозии поверхности (острия и т. д.). Появление потерь под влиянием влажности, тумана и дождя может начаться при напряжениях, меньших на 30%, чем при нормальных условиях. При повышении температуры или уменьшении давления разница составляет 5 или 10%, а на больших высотах — 30%.

В проводах высокого напряжения потери на корону иногда возрастают с течением времени, но в большинстве случаев они уменьшаются. Увеличение потерь, иначе говоря, уменьшение начального напряжения может быть вызвано химическими или механическими изменениями поверхности провода, вызывающими увеличение шероховатости или, что то же, увеличением числа острий и острых краев.

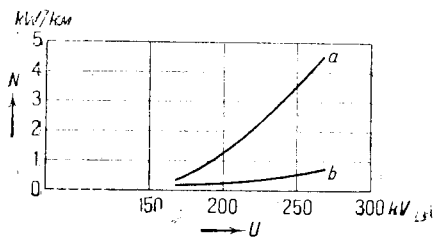


Рис. 154. Зависимость потерь мощности проводника трехфазного тока диаметром в 2,5 см. приходящихся на километр длины, от эффективного напряжения сети  $U$ .  $a$  — кривая для нового проводника;  $b$  — для бывшего долго в употреблении (43).

Уменьшение потерь (увеличение начального напряжения почти на 30%) может быть также вызвано химическими изменениями поверхности, при которых имеющиеся шероховатости сглаживаются. Это может иметь место, например, при оксидировании металлического провода (действие озона) или при превращении поверхности проводника в основной карбонат (действие  $\text{CO}_2$  воздуха). Измерение потерь коронирующего провода дает сумму, составленную из потерь на корону, потерь вследствие несовершенства изоляции и потерь на тепло, которое возникает благодаря емкостному зарядному току в проводах. Различия в атмосферных условиях для длинных проводов (несколько сот километров и больше), а также падение напряжения вдоль проводов, вызванное их собственной емкостью ( $U=f(x)$ ) и самоиндукцией, сильно затрудняют критическую оценку этих измерений.

Рис. 154 дает фактически измеренную полную потерю  $N$  на 1 км одного полного медного провода трехфазной проводки с радиусом в 2,5 см в зависимости от включенного в цепь эффективного напряжения  $U$ . С течением времени начальное напряжение  $U_0$  возрастает вследствие „старения“ проводов, так что потери уменьшаются. Старение меняет также в благоприятном отношении зависимость потерь от напряжения [коэффициент  $k_2$  уравнения (284)].

В проводниках, находящихся под дождем, в воздухе, содержащем водяные пары, имеют место обусловленное каплями жидкости повышение напряженности поля у проводов и, следовательно, уменьшение начального напряжения. Хотя большая масса ионов, связанных с молекулами воды, вызывает уменьшение подвижности, а следовательно, и тока потерь, однако действие упомянутых выше процессов значительно превышает этот последний эффект.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОЧИСТКА ГАЗОВ

§ 84. **Принцип очистки.** Электрическая очистка газов (электрофильтрация) ставит своей задачей освобождение промышленного газа от взвешенных в нем посторонних частиц. Таковы, например, частицы копоти, масляные капли, зола и т. д. Удаление таких частиц дает возможность получения ценных продуктов (например, угольная пыль для брикетирования). Кроме того, часто бывает нужным освободить окрестность большого завода от дыма и золы.

Принцип электрического фильтрации газа дан на рис. 155. Очищаемый газ, например дым, протекает сквозь металлическую заземленную камеру  $K$ , имеющую вид трубки (или ящика), в которой помещены так называемые коронирующие электроды. Эти электроды представляют собой или отдельные натянутые проволоки (диаметром 1 мм), либо провололочные сетки, либо жестяной лист с острыми краями, хорошо изолированные от стенок камеры. Коронирующий электрод заряжается источником постоянного напряжения (от 30 до 80 кВ) до такого высокого отрицательного потенциала относительно стенок камеры, что на нем возникает корона. Однако напряжение должно быть таково, чтобы не было искрового пробоя между электродами. У коронирующего электрода в преобладающем количестве находятся отрицательные заряды, потому что положительные ионы отсасываются коронирующим электродом<sup>1)</sup>.

Ввиду наличия в очищаемом газе электроотрицательных составных частей (кислород, водяной пар и т. д.) возникающие в зоне короны свободные электроны очень быстро прилипают к газовым молекулам и образуют отрицательные ионы и в качестве таковых движутся в направлении стенок камеры. Частицы пыли в очищаемом газе заряжаются отрицательно садящимися на них отдельными ионами или группами ионов и, также как и ионы, направляются электрическим полем к стенкам камеры. Здесь частицы пыли разряжаются и оседают в виде налета на стенках. Этот налет удаляется отсюда либо ручным способом, либо автоматически встряхивающими стенками приспособлениями. Рассмотрение физических основ электрической очистки газа должно, следовательно, включать в себе исследование вопросов, связанных с короной, с зарядкой взвешенных частиц в ионном поле, с законами движения заряженных взвешенных частиц, и, наконец, вопросы, связанные процессом их оседания на стенке.

§ 85. **Явление короны в электрофильтре.** Наиболее удобными для рассмотрения являются условия в так называемом трубчатом электро-

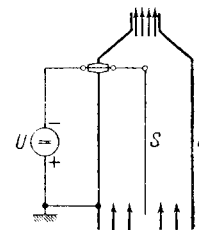


Рис. 155. Принцип установки для очистки газа с помощью короны постоянного тока.  $U$  — источник высокого напряжения;  $S$  — коронирующий электрод;  $K$  — противоположный электрод. Стрелки показывают направление течения газа.

<sup>1)</sup> В обтекающем провод „коронирующем слое“ преобладают, как и всегда в области нарастания электронных лавин самостоятельного разряда, положительные пространственные заряды. (Прим. ред.)

филт্রে, в котором фильтровальный аппарат состоит из цилиндрической трубки с проволокой, натянутой по оси последней и служащей в качестве коронирующего электрода. Устанавливаемое здесь поле можно считать симметричным по отношению к оси цилиндра.

В § 10 мы нашли, что напряженность поля, которая в случае свободного от объемных зарядов поля уменьшается с расстоянием  $r$  от оси трубки в отношении  $\frac{1}{r}$ , для случая больших  $r$  стремится к предельному, от  $r$  независящему значению  $E_g$ , величина которого определяется выражением  $E_g = \sqrt{2 \frac{\rho}{b}}$ . Если взвешенных частиц

в объеме фильтра нет, то устанавливается коронный разряд, подобный рассмотренному в § 10. Для образования ионов у поверхности провода необходимо, чтобы напряженность поля у провода достигла критического значения<sup>1)</sup>. Мы обозначаем, как и раньше, соответствующую начальную разность потенциалов через  $V_0$ . С дальнейшим ростом напряжения на электродах сверх начального ток фильтра возрастает в соответствии с уравнениями (41) и (41a). Сделанные при выводе этих уравнений предположения о независимости величины критической напряженности поля от тока и о равномерности коронирования в действительности не выполняются. Однако, как и ранее, для электрофилтра при отсутствии пыли приблизительно имеет место уже рассмотренная в свое время характеристика короны, причем подвижность газовых ионов определяется составом газа в фильтре. Если, наоборот, протекающей через фильтр газ содержит заряженные частицы пыли, результирующая подвижность этой смеси легких и тяжелых ионов становится значительно меньше, а именно, равной некоторой средней величине, определяемой отношением пространственных зарядов, создаваемых частицами каждого рода. Перенос тока происходит в этом случае почти исключительно за счет более легких газовых ионов<sup>2)</sup>.

Ток через фильтр зависит от количества пыли в единице объема, от величины частиц пыли (закона распределения их размеров) и от состава пыли; причем частицы, представляющие собой проводники или диэлектрики с различными диэлектрическими постоянными, действуют по-разному. На рис. 156 даны характеристики фильтра с корониру-

1) Авторы пользуются здесь старыми представлениями о коронном разряде. Согласно современной теории самостоятельного разряда, справедливой также и в случае короны, для того, чтобы провод начал коронировать, необходимо, чтобы было удовлетворено условие устойчивости разряда, например в форме

$\gamma \left( \int_0^r \frac{dx}{a} - 1 \right) = 1$ , см. стр. 58. „Начальная“ разность потенциалов короны — не что иное как потенциал зажигания самостоятельного разряда между цилиндрическими электродами. (Прим. ред.)

2) Это положение нельзя считать твердо установленным. То же необходимо сказать и о всей количественной стороне теории электрофилтров. (Прим. ред.)

щими проводами разного диаметра для чистого воздуха и воздуха, запыленного золой. Уже весьма малая примесь пыли сильно уменьшает силу разрядного тока (уменьшение до десяти раз).

На рис. 157 приведен полученный методом зондов ход изменений напряженности поля в трубчатой камере, свободной от пыли, с коронирующим проводом в 2 мм диаметром и с диаметром камеры в 30 см, при токе  $j \approx 5 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>. Здесь действительно наблюдается ожидаемое постоянство напряженности поля  $E = E_g$  для больших  $r$ .

Корона не располагается равномерно на поверхности провода, а концентрируется в отдельных светящихся пятнах, находящихся на

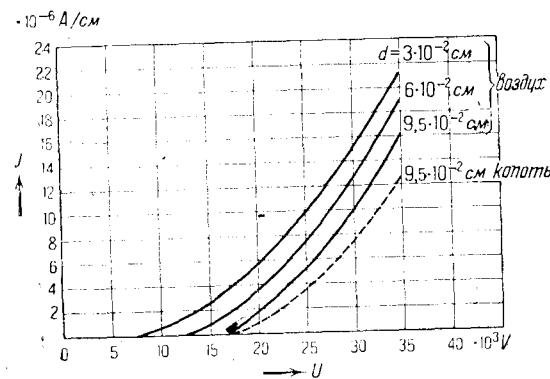


Рис. 156. Зависимость тока  $j$ , приходящегося на единицу длины коронирующего провода, от напряжения на фильтре  $U$  (трубкообразный фильтр) для различных диаметров коронирующего провода  $d$ , для чистого воздуха и для воздуха с копотью; диаметр трубки 14 см, температура газа 20° С (44).

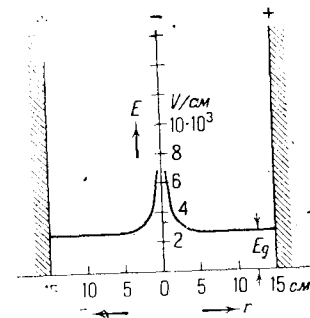


Рис. 157. Радиальный ход напряженности поля  $E$  в свободном от пыли трубчатом фильтре диаметром 30 см с коронирующим проводом в 0,2 см  $\varnothing$  при плотности тока в  $5 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>.

расстоянии нескольких миллиметров друг от друга. Ток, идущий от каждого светящегося пятна, достигает от 1 до 10  $\mu$ А. Вылетающие из каждого светящегося пятна ионы встречаются с частицами пыли. Эти частицы очень сильно заряжаются благодаря большому количеству ионов, находящихся вблизи них. Движущиеся в направлении от светящихся пятен ионы и частицы пыли вызывают благодаря трению о воздух воздушное течение в том же направлении. Скорость течения может достигать величины в несколько метров в секунду. Этот электрический ветер (§ 17) благодаря замкнутости аэродинамических линий потока вызывает приток воздуха к противоположной стороне коронирующего провода, и в электрофилтре возникает вихревой поток (рис. 158). Таким образом в фильтре происходит постоянное перемешивание газа, а тем самым и выравнивание содержания пыли во всем поперечном сечении фильтра. Однако такое выравнивание не имеет места в направлении оси, в котором содержание пыли постепенно убывает.

Электрофильтр при отсутствии пыли показывает склонность к искровому<sup>1)</sup> пробую при более низких напряжениях, чем цилиндрический разрядник, вследствие нескольких причин. Благодаря наличию флюктуаций содержание пыли в фильтруемом газе может оказаться в некоторый момент значительно больше в одном месте, чем в других точках того же сечения. В этом месте возникает особенно большая плотность пространственного заряда, которая искажает электростатическое поле, равномерно падающее вдоль радиуса сечения, так что силовые линии в известных секторах сечения сгущаются, а в других разряжаются. Во всех местах с большей концентрацией силовых линий возникают особенно большие напряженности поля со значениями, большими, чем при однородном поле, так что уже при малых напряжениях напряженность поля достигает значения, необходимого для пробоя, и пробой действительно происходит. Далее, частицы пыли, оседающие частично на электродах, образуют на них неравномерно распределенные острия (§ 87), которые особенно сильно коронируют и на которых особенно легко начинается пробой. Точно так же

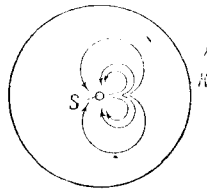


Рис. 158. Возникновение вихря в газе благодаря электрическому ветру, исходящему из тлеющей точки на коронирующем проводе  $S$  (см. также рис. 155).

на электроде, служащем коллектором пыли, может получиться в отдельных местах „обратное коронирование“ (причиной могут служить образованные пылью острия или концентрация разряда на отдельных не покрытых изолирующей пылью участках). Поэтому для определенного фильтра, даже при заданном наперед содержании пыли в газе, нельзя однозначно указать пробойное напряжение. Случается, что искровой пробой происходит при напряжениях, составляющих примерно 50% того напряжения, при котором пробивается соответствующий цилиндрический газовый промежуток.

С ростом напряжения степень очистки возрастает. Однако нельзя доводить величину напряжения до пробойного, потому что фильтр при этом разряжается и на новую зарядку уходит конечный промежуток времени (приблизительно несколько сотых секунды), и непосредственно после пробоя степень очистки в фильтре заметно падает. Так как отрицательно заряженный коронирующий провод требует для пробоя значительно большего напряжения, чем положительно заряженный, то коронирующий электрод служит в схеме коронного разряда катодом. Практически никогда невозможно совершенно избежать искрового пробоя и требуется некоторая опытность в работе с электрофильтром для того, чтобы поддерживать оптимальное напряжение, соответствующее содержанию пыли в очищаемом газе. Очень существенным параметром для этого оптимального напряжения является, конечно, темпе-

<sup>1)</sup> Искровой пробой в данном случае представляет собой не переход от самостоятельного разряда к самостоятельному, как это имеет место в случае плоских электродов, а переход от уже „самостоятельной“ короны, лишь окруженной областью униполярного тока, к искровому разряду, не имеющему такой области. (Прим. ред.)

ратура фильтра, так как она влияет на плотность газа и тем самым на величину пробойного напряжения.

§ 86. Зарядка взвешенных частиц в поле ионов. В основном существуют два процесса, благодаря которым возможна зарядка частиц пыли. Из этих процессов один весьма существенен для частиц пыли, радиус которых больше  $10^{-4}$  см, а другой является решающим для зарядки взвешенных частиц меньшего радиуса. Во всяком случае произвольное увеличение заряда на частицах невозможно, потому что при уже слегка заряженных частицах вновь подходящие ионы могут на нее попасть только преодолевая отталкивательные электрические силы. Величина практически устанавливающегося предельного заряда частицы чрезвычайно существенна для суждения о величине сил, действующих на частицу, и о скорости процесса фильтрации.

На рис. 159 схематически дан механизм зарядки частиц; направление электрического поля указано стрелками. Для малых областей, с которыми нам приходится иметь дело при малых размерах частиц (максимум примерно 0,01 мм), неоднородное поле фильтра можно считать однородным. Мы предполагаем, что частицы имеют такую же диэлектрическую постоянную, как и окружающий их газ, а именно, их диэлектрическая постоянная равна единице. Тогда силовые линии поля проходят через незаряженные частицы, не искажаясь. Ион, находящийся в точке  $A$ , притягивается электрическим полем к частице пыли  $St$  и оседает на ней. Следующий ион может попасть на частицу только в том случае, если отталкивательные силы, возникшие на поверхности частицы, меньше той силы, с которой электрическое поле толкает ион к данной частице. Частица заряжается до тех пор, пока внешнее электрическое поле в точке  $B$  не будет компенсировано сферически симметричным отталкивательным полем заряженной частицы. Когда такое состояние равновесия наступает в точке  $B$ , ионы не могут попасть и на другие точки поверхности частицы, потому что здесь радиальная составляющая отталкивательного поля частицы заведомо перевешивает радиальную составляющую внешнего поля.

Если  $\delta$  — радиус частицы,  $\nu$  — число зарядов, уже находящихся на частице,  $e$  — элементарный заряд и  $E$  — напряженность внешнего электрического поля, состояние равновесия между внешним полем и радиальным отталкивательным полем частицы наступает, когда

$$E = \frac{\nu e}{\rho^2}. \quad (285)$$

Согласно этому соотношению максимальное число элементарных зарядов, приобретаемых частицей, равно

$$\nu = E \frac{\rho^2}{e}. \quad (286)$$

Если диэлектрическая постоянная частицы  $\delta$  больше единицы, то силовые линии внешнего электрического поля концентрируются вблизи

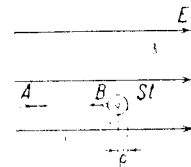


Рис. 159. К зарядке частицы пыли  $St$  радиуса  $\rho$  в поле  $E$ .

частицы и, следовательно, напряженность, а значит, и максимально возможный заряд частицы, возрастает. Максимальный заряд, приобретаемый частицей, равен тогда:

$$\nu = \left(1 + 2 \frac{\delta - 1}{\delta + 2}\right) E \frac{\delta^2}{c}. \quad (287)$$

На рис. 160 дана зависимость между вычисленным отсюда максимальным числом элементарных зарядов  $\nu$  и радиусом частицы для двух значений напряженности поля  $E = 4700 \text{ В/см}$  (верхняя кривая) и  $E = 1900 \text{ В/см}$  (нижняя кривая) при диэлектрической постоянной  $\delta = 2,2$ . Для больших частиц вычисленные значения  $\nu$  хорошо совпадают с непосредственно измеренными. Эти значения напряженности поля являются в практике электрофильтрации верхним и нижним пределами.

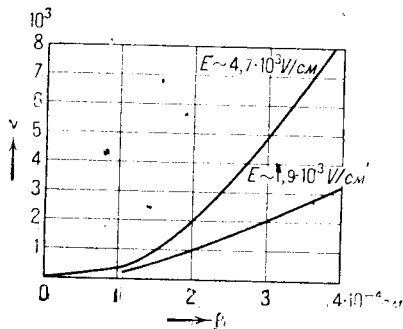


Рис. 160. Зависимость предельного заряда (числа  $\nu$  элементарных зарядов) частицы пыли от радиуса частицы при двух различных напряженностях поля  $E$  (45).  $\rho < 1 \cdot 10^{-4}$  подсчитан по уравнению (290),  $\rho > 1 \cdot 10^{-4}$  подсчитан по (286).

бывания газа в фильтре. Для того чтобы количественно рассчитать ход изменения зарядки со временем, мы опять рассмотрим сферическую частицу радиуса  $\rho$ , предварительно заряженную  $\nu$  элементарными зарядами и находящуюся в заполненном ионами пространстве, которое в среднем содержит на достаточно большом расстоянии от частицы  $N$  ионов в единице объема. На поверхности такой заряженной  $\nu$  элементарными зарядами частицы имеет место отталкивательный по отношению к ионам потенциал величины  $\nu \frac{e}{\rho}$ . Как указано в I томе [уравнение (273)], концентрация ионов уменьшается экспоненциально с увеличением потенциала. Концентрация ионов, находящихся на большом расстоянии от частицы, т. е. там, где потенциал поля частицы нуль, равна  $N$ . На поверхности же частицы, т. е. там, где потенциал равен

$$\frac{e\nu}{\rho}, \text{ концентрация равна лишь } Ne^{-\frac{e\nu}{\rho kT}}.$$

Когда такая концентрация имеет место у поверхности какой-нибудь стенки, то число частиц, попадающих на  $1 \text{ см}^2$  этой стенки в единицу

времени, равно  $\frac{1}{4} \bar{v} N$  [см. т. I, уравнение (372)], где  $\bar{v}$  — средняя тепловая скорость ионов, равная  $\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$  ( $m$  — масса иона). Число  $d\nu$  зарядов, попадающих за время  $dt$  на всю поверхность частицы пыли, уже заряженной  $\nu$  элементарными зарядами, оказывается равным

$$d\nu = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} 4\pi\rho^2 N e^{-\frac{e\nu}{\rho kT}} dt. \quad (288)$$

Заряд  $\nu$  может быть определен как функция времени путем интегрирования этого уравнения, и мы получаем

$$\nu_t = \frac{\rho}{e^2} kT \ln \left( 1 + \sqrt{\frac{2}{\pi m k T}} \cdot 2\rho e^2 N t \right). \quad (289)$$

При этом мы полагаем, что при  $t=0$  заряд частицы  $\nu$  тоже равен нулю. Таким образом заряд частицы возрастает со временем по логарифмическому закону. Предельным мы назовем такой заряд, величина которого в 1 сек. меняется дальше только на 1%. Так как максимальное время пребывания фильтруемого газа в электрофильтрах составляет именно около 1 сек., то рассмотрение процесса дальнейшей зарядки частиц не представляет никакого интереса. При обычных напряженностях поля у проволок, обычных концентрациях ионов и их обычной массе и при комнатной температуре

$$\nu \approx 2 \cdot 10^6 \rho. \quad (290)$$

Увеличение заряда взвешенных частиц, прямо пропорциональное росту  $\rho$ , действительно, наблюдается для малых частиц (рис. 160).

Какое из обоих уравнений — (286) или (290) — дает величину заряда данной взвешенной частицы, можно выяснить только при проведении численного расчета. Применимо то уравнение, которое дает большую величину заряда. Именно, если процесс зарядки частицы благодаря электрическому полю [уравнение (286)] дает большую величину предельного заряда, чем процесс зарядки путем диффузии ионов к частице, то это значит, что электрическое поле продолжает действовать, хотя диффузия уже прекратилась, и наоборот. При численном подсчете оказывается, что в условиях, обычно имеющих место в фильтре ( $T$  равно примерно от 150 до 400° С,  $N$  — около  $10^8 \text{ см}^{-3}$ , диэлектрическая постоянная  $\delta = 2-3$ ), можно указать критическое значение радиуса частицы  $10^{-4} \text{ см}$ . Для частиц больших радиуса применимо уравнение (286), для меньших — уравнение (296). Оба уравнения в своих областях применения находятся в очень хорошем согласии с непосредственными измерениями (рис. 160). Радиусы частиц, выраженные в  $10^{-4} \text{ см}$ , равны: для табачного дыма 0,1, жирной копоти — от 0,1 до 1, колосняковой пыли — от 1 до 3, для каменноугольной пыли — от 2 до 5, для копоти бурого угля — от 10 до 70, для цемента — от 1 до 50.

§ 87. Законы движения взвешенных частиц. На взвешенные в электрофильтре и заряженные в его ионном поле частицы действуют тройкого рода механические силы. Под действием электростатических сил, обусловленных напряженностью внешнего поля и пре-



дельным зарядом частицы, создается отчасти направленное движение заряженных частиц пыли от коронирующего электрода к электроду, на котором происходит конденсация взвешенных частиц. Скорость частицы зависит от ее заряда, следовательно, от величины частицы. С другой стороны, скорость частиц зависит от трения, испытываемого ими в газе, следовательно, опять-таки от их величины. Для таких больших частиц, с которыми мы имеем здесь дело, применимы гидродинамические законы

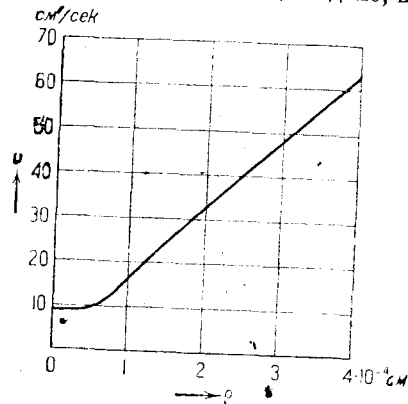


Рис. 161. Зависимость скорости перемещения частицы пыли  $v$  (радиальной) в цилиндрическом фильтре с однородным предельным полем  $E_g = 4,7$  кВ/см от радиуса частицы  $\rho$  в воздухе при  $300^\circ \text{C}$ .

трения. Скорость сферической частицы радиуса  $\rho$ , движущейся под действием силы  $k$  сквозь газ с коэффициентом внутреннего трения  $\eta$ , имеет величину

$$v = \frac{k}{6\pi\rho\eta}, \quad (291)$$

$$\eta = \frac{1}{3} N \bar{v} m \lambda, \quad (292)$$

где  $N$ ,  $\bar{v}$ ,  $m$ ,  $\lambda$  — значения этих величин для нейтральной газовой молекулы. С другой стороны, сила  $k$ , действующая на  $\nu$ -кратно заряженную частицу в поле электрофильтра, выражается в динах, как:

$$k_1 = \nu c E. \quad (293)$$

Согласно (291), при постоянных  $\nu$  и  $E$ ,  $v$  уменьшается в отношении  $\frac{1}{\rho}$ . С другой стороны, число зарядов  $\nu$  для малых частиц пропорционально  $\rho$ , а для больших частиц пропорционально  $\rho^2$ . Отсюда следует, что скорость  $v$  для малых частиц не зависит от  $\rho$ , а начиная с некоторого критического значения  $\rho$  ( $\rho \approx 10^{-4}$  см, см. § 86), растет с увеличением  $\rho$  линейно. Комбинируя уравнения (291), (292) и (293), получим, что  $v$  пропорционально  $\frac{k_1 \nu}{\rho} \sqrt{T}$ . На рис. 161 дана полученная из уравнения (293) кривая  $v = f(\rho)$  для наполненной воздухом электрофильтра с напряженностью поля в 4700 В/см, при температуре газа в  $300^\circ \text{C}$ ;  $\nu$  вычислено из уравнений (286) и (290).

Существует еще вторая электростатическая сила, действующая на частицы, которая играет второстепенную роль. В области, где напряженность поля меняется от точки к точке и где, следовательно, производная  $\frac{dE}{dx}$  имеет конечное значение; даже на нейтральную частицу действует некоторая сила, если только диэлектрическая постоянная  $\delta$  отлична от диэлектрической постоянной окружающей среды ( $\delta \neq 1$ ) или если частица является проводником ( $\delta = \infty$ ). Для сферической частицы, согласно законам электростатики, величина этой силы

$$k_2 = E \frac{dE}{dx} \rho^3 \frac{\delta - 1}{\delta + 2}. \quad (294)$$

Подсчитанные из (294) значения скорости  $v$  имеют заметную величину только при больших  $\frac{dE}{dx}$  и больших  $\rho$ , следовательно, лишь в непосредственной близости от коронирующего электрода. В противоположность ранее рассмотренной скорости, вызванной зарядом на частицах, эта скорость направлена к коронирующему электроду. Уже на малых расстояниях от коронирующего электрода эти только что рассмотренные силы, вызванные непостоянством градиента поля, меньше тех сил, которые создаются полем зарядов, сидящих на частицах, так что в количественном отношении влияние этих сил на движение частиц в целом мало по сравнению с непосредственным действием поля на заряженные частицы. Однако силы, вызванные неравномерным градиентом поля, влияют на процесс фильтрования тем, что они притягивают еще незаряженные частицы в область, находящуюся в непосредственной близости от коронирующего электрода. Здесь благодаря большой концентрации ионов взвешенные частицы имеют возможность зарядиться особенно сильно. Под действием поля эти сильно заряженные частицы начинают двигаться с значительно большей скоростью в обратном направлении в сторону электрода, на котором происходит конденсация. Таким образом незаряженные еще частицы притягиваются сначала к коронирующему электроду; однако, еще не доходя до него, они получают такой большой заряд, что удаляются от него под действием электрического поля. На самый коронирующий электрод попадает весьма малое количество частиц, прилипающих к нему на более или менее продолжительное время и образующих на нем острия. На этих остриях потом легко возникают светящиеся точки на коронирующем электроде. Так сила поля возрастает с зарядом и для больших частиц прямо пропорциональна  $\rho^2$  и так как сила, вызванная неравномерностью градиента поля пропорциональна  $\rho^3$ , то частицы тем сильнее притягиваются к коронирующему электроду под действием этой последней силы, чем они больше по своим размерам. Таким образом частицы пыли, оседающие на коронирующем электроде, должны быть особенно велики.

Третьей причиной, влияющей на движение взвешенных частиц, являются вихревые потоки в газе, благодаря которым частицы совершают друг относительно друга вращательные движения. Это перемещение еще усиливается действием электрического ветра, исходящего из светящихся точек на коронирующем электроде (§ 17). При малых расстояниях между коронирующим и собирающим электродами воздушный поток, исходящий из светящейся точки и попадающий на собирающий электрод, может оказаться столь стремительным, что осевшая там пыль сдувается и лишь потом вновь оседает в обычном порядке.

§ 88. Процесс оседания взвешенных частиц. В процессе оседания плохо проводящих взвешенных частиц необходимо избегать того, чтобы они образовывали толстый слой на собирающем электроде, потому что изолирующие слои сильно заряжаются и могут быть пробиты искрой, причем при известных условиях пробой может распространяться до коронирующего электрода. На основании этого в очищаемый газ обычно вводят водяные пары, для того чтобы осажденный слой на положительном собирающем электроде стал влажным и проводящим.

Обратное коронирование может начаться и в том случае, когда сидящий на собирающем электроде слой осажженной пыли является проводящим. Возникающие при этом положительные ионы частично компенсируют отрицательный пространственный заряд и тем самым вызывают ненужное увеличение тока через фильтр. С другой стороны, частицы пыли заряжаются частично положительно и направляются к отрицательному коронирующему электроду, что уменьшает очищающее действие фильтра.

Степень очистки, даваемая фильтром, т. е. отношение оседающего в нем количества пыли ко всему количеству ее, введенному в фильтр вместе с очищаемым газом, конечно, тем выше, чем больше время пребывания газа в фильтре. При данной длине фильтра очистка тем лучше, чем медленнее газ протекает сквозь фильтр. Пусть в каком-либо сечении фильтра  $N$  есть число частиц пыли в единице объема и  $v$  — средняя скорость, с которой частицы движутся под действием поля от коронирующего к собирающему электроду. Тогда для цилиндрического фильтра число частиц, проходящих на единицу длины фильтра, которые за время  $dt$  направляются к собирающему электроду, равно

$$dn = 2\pi R v N dt. \quad (295)$$

Благодаря вихревым движениям  $N$  постоянно во всем сечении. Уход  $dn$  частиц означает уменьшение средней концентрации пыли в объеме газа. Так как в объеме единицы длины фильтра содержится  $\pi R^2 N$  частиц пыли, то уход  $dn$  частиц означает уменьшение концентрации на величину  $dN = \frac{1}{R^2 \pi} dn$ . Подставляя выражение для  $dn$ , имеем:

$$R^2 \pi dN = 2\pi R v N dt. \quad (296)$$

Интегрирование этого уравнения дает закон уменьшения концентрации пыли со временем в виде:

$$N_t = N_0 e^{-\frac{2vt}{R}}. \quad (297)$$

Полное время пребывания газа в фильтре  $t$  можно подсчитать по данной длине фильтра  $l$  и скорости протекания газа  $v_s$  по уравнению

$$t = \frac{l}{v_s}. \quad (298)$$

Таким образом содержание пыли в газе, уходящем из фильтра, выражается так:

$$N = N_0 e^{-\frac{2vl}{Rv_s}}. \quad (299)$$

Отношение осажженного количества пыли  $N_0 - N$  к введенному количеству пыли или, что то же, степень очистки определяется соотношением:

$$\frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - e^{-\frac{2v}{v_s R}}. \quad (300)$$

Эта формула для степени очистки весьма точно выполняется на опыте-

Так как  $v$  можно подсчитать, руководствуясь данными, приведенными в § 87, то при данных размерах фильтра ( $l$  и  $R$ ) и при данной скорости газового потока можно определить степень очистки газа, или при данной скорости потока и заданной степени чистоты можно соответственно подобрать размеры электрофильтра.

### ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

§ 89. Предохранительные устройства с тлеющим разрядом. Громоотводы. Предохранитель с тлеющим разрядом состоит из двух электродов, помещенных на небольшом расстоянии друг против друга в замкнутом объеме газа. Электроды могут быть сделаны, например, из железа, алюминия или из никеля, покрытого щелочным или щелочноеземельным металлом (барием). Газом для наполнения может служить водород, аргон или неонов-гелиевая смесь. Давление газа подбирается так, чтобы оно допускало беспрепятственное горение разряда при потенциале горения, соответствующем данному расстоянию между электродами. Разрядники с железными электродами, наполненные водородом, зажигаются при напряжении от 300 до 400 В; при щелочных электродах в неонов-гелиевой смеси зажигание имеет место при напряжениях около 100 В. Нагрузка такого прибора может достигнуть на короткое время значения в несколько ампер; при этом в случае щелочных электродов — при 0,5 А, а в случае железных — 0,5 до 1 А разряд переходит в дуговой. Потенциал горения тлеющего разряда на 20% ниже потенциала зажигания. Для одного и того же разрядного промежутка значения потенциала зажигания и горения повторяются с точностью до 1%, если избежать искажающего действия поверхностных зарядов на стенках (маленькие расстояния между электродами) и перегрузки. Для разных разрядных трубок значения потенциалов зажигания и горения очень сильно отличаются друг от друга. Запаздывание зажигания разряда в темноте при потенциалах, близких к потенциалу зажигания, достигает одной секунды, но оно может быть уменьшено в 100 и в 1000 раз с помощью дневного света или света, даваемого лампой накаливания. Можно уменьшить запаздывание зажигания и в темноте, изготовляя электроды с острыми краями или при помощи радиоактивного препарата.

На рис. 162 показан способ применения разрядника с тлеющим разрядом в качестве предохранителя от перенапряжения. Перенапряжение 2, имеющее место вдоль провода 3, может попасть на предохраняемый аппарат 1. Параллельно с аппаратом, непосредственно или через сопротивление 5, включен предохранительный разрядник 4, который не реагирует на данное рабочее напряжение. Перенапряжение

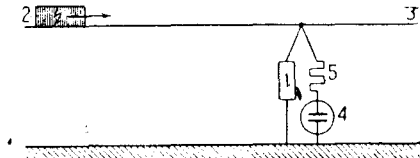


Рис. 162. Отведение блуждающей волны перенапряжения 2 на проводнике 3 от предохраняемого аппарата 1 с помощью разрядного промежутка 4 (иногда через дополнительное сопротивление 5).

зажигает разряд и, таким образом, оно по шунту 4—5 проходит мимо аппарата. Для того чтобы рабочее напряжение не давало после пробоя ток через разрядник, необходимо, чтобы величина рабочего напряжения была недостаточна для поддержания длительного разряда. Сопротивление 5 предохраняет от перегрузки, которая может вызвать переход разряда в дуговой разряд с малым напряжением горения.

Разрядные токи тлеющего разряда при пониженном давлении ввиду малой плотности тока у катода весьма малы. Однако предохранение от кратковременных высоких перенапряжений требует иногда отведения от предохраняемого объекта токов до 1000 А. В этом случае применяют тлеющий разряд при атмосферном давлении. Если бы в качестве разрядника употребить в этом случае два металлических электрода, то было бы очень трудно избежать дугового разряда (иногда это возможно при большой теплоемкости электродов). Применением материала для электродов с относительно большим удельным сопротивлением и имеющих металлическую подкладку на обратной стороне в том случае, когда между этими электродами горит тлеющий разряд.

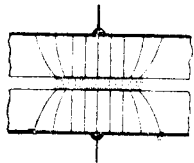


Рис. 163. Вид линий тока в пластинчатых электродах, сделанных из материала с большим удельным сопротивлением и имеющих металлическую подкладку на обратной стороне в том случае, когда между этими электродами горит тлеющий разряд.

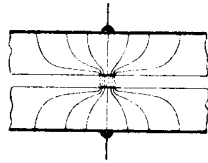


Рис. 164. Вид линий тока в пластинчатых электродах, сделанных из материала с большим удельным сопротивлением и имеющих металлическую подкладку на обратной стороне в том случае, когда между этими электродами горит дуговой разряд.

у катода до величины, достаточной для поддержания дугового разряда (до  $10^4$  А/см<sup>2</sup>). На рис. 163 и 164 дано расположение линий тока, возникающего при тлеющем и при дуговом разрядах между такими электродами. Большая плотность тока внутри самого электрода вблизи катодного пятна в дуговом разряде ведет к тому, что в этом случае имеет место большое падение потенциала в теле самого электрода, так что необходимое для поддержания разряда полное напряжение в этом случае больше, чем для тлеющего разряда.

При удельном сопротивлении материала электродов, большем некоторого критического значения, разряд всегда остается тлеющим, если расстояние между электродами достаточно мало (равно или меньше  $10^{-2}$  см). Статическая характеристика такого разрядника (расстояние между электродами  $\approx 0,1$  мм) должна иметь такой ход, чтобы при малых токах полное напряжение было бы всегда меньше потенциала зажигания и чтобы оно возрастало с возрастанием тока. Это возрастание идет за счет увеличения падения потенциала в самих электродах вследствие их омического сопротивления, в то время как падение напряжения на разрядном промежутке остается постоянным. Однако так как с ростом тока возрастает поперечное сечение области,

охватываемой разрядным током внутри материала электрода, а также размеры катодного и анодного пятен на поверхности электродов, а потому и эффективное сечение самого электрода, то падение напряжения в теле самих электродов растет с увеличением тока менее быстро, чем по линейному закону, и становится даже постоянным, если диаметр катодного или анодного пятен на поверхности электрода значительно больше толщины электрода. Поэтому ход статической характеристики при больших токах становится все более и более пологим.

Существенной для предохранителей является не статическая, а динамическая характеристика, потому что перенапряжения продолжают очень короткое время, сравнимое с временем распространения разряда по поверхности электрода (§ 72).

Непосредственно после зажигания поперечное сечение разряда еще недостаточно велико, чтобы переносимый ток был нормальным током тлеющего разряда. Вначале имеет место аномальный разряд. Распространение разряда по поверхности электродов все больше и больше уменьшает плотность тока. Разряд делается менее аномальным, напряжение падает. Когда волна напряжения приходит к концу, ток предохранителя опять уменьшается, сечение разряда становится достаточным для нормального разряда и характеристика принимает вид, близкий к статической. Нормальная плотность тока в таких предохранителях, подсчитанная по закону подобия без поправки на температуру (на плотность), достигает от 80 до 90 А/см<sup>2</sup> (поправка на температуру не введена, потому что разрежение газа не успевает произойти ввиду кратковременности нагрузки). Разряд состоит в этом случае из большого числа параллельно включенных отдельных разрядов. При более высоких рабочих напряжениях включают соответствующее количество последовательно между собой соединенных разрядников.

Вместо того чтобы фиксировать малые расстояния между электродами посредством слюдяного кольца, можно при достаточной шероховатости поверхности электродов положить их непосредственно один на другой. Электроды соприкасаются при этом друг с другом только в небольшом числе точек при соответственно большом омическом сопротивлении этих контактов. Разрядный промежуток, таким образом, оказывается включенным параллельно этому контактному сопротивлению и зажигается тогда, когда ток достигает некоторого критического значения. Параллельное включение разряда и высокого омического сопротивления особенно резко сказывается при применении весьма пористого материала. Тогда в самом материале вдоль имеющихся там тонких каналов при больших токах (больших падениях потенциала) возникает тлеющий разряд. Характеристика такого предохранителя такая же, как и для выше описанного, только пропускаемые им токи очень малы. Понятно, что в предохранителях только что описанного типа течет остаточный ток и тогда, когда напряжение меньше потенциала зажигания. При длительном протекании тока предохранитель неизбежно нагревается; поэтому такие предохранители включаются в сеть последовательно с искровым промежутком, выключаящим остаточный ток.

В основном разряднике по окончании перенапряжения независимость потенциала горения нормального тлеющего разряда от тока можно использовать для поддержания очень точного постоянства напряжения. На рис. 165 дана схема такого „стабилизатора напряжения“, допускающего одновременное ответвление нескольких постоянных напряжений различной величины.

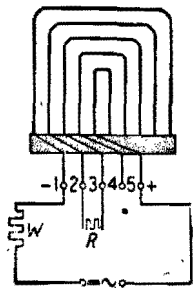


Рис. 165. Принципы схемы с тлеющим разрядом для получения нескольких источников постоянного напряжения (47).  $U$  — пульсирующее напряжение;  $W$  — сопротивление, на котором имеет место падение пульсирующего напряжения;  $R$  — потребитель постоянно напряжения;  $I$  — 5 — электроды четырех последовательных горящих нормальных разрядов.

Ряд разрядников с нормальным (или слегка аномальным) тлеющим разрядом, помещенных в одной и той же трубке, включены последовательно, так что каждый электрод одновременно является анодом одного и катодом ближайшего разрядного промежутка. Материалом для электродов служит покрытое барием железо. Газом для наполнения служит неон при давлении в 10 мм. Напряжение на каждом разрядном промежутке равно около 70 В. Оно остается постоянным с точностью до 1% при изменении тока от 5 до 70 мА. Дифференциальное сопротивление  $\frac{dV}{dI}$  возрастает с частотой благодаря конечному времени распространения разряда по поверхности электрода при нормальном тлеющем разряде (§ 71).

§ 90. Выпрямитель с тлеющим разрядом. Все разрядники с тлеющим разрядом, электроды которых сколько-нибудь асимметричны, обнаруживают выпрямляющее действие; так, например, потенциал зажигания одного электрода, включенного в качестве катода, может быть ниже, чем у другого (различные материалы или формы электродов), или раз-

ряд может быть неодинаково аномальным на обоих электродах (поверхность электродов разной величины), и, следовательно, потенциалы горения разряда при прохождении тока в том и другом направлении различны. Схема устройства такого выпрямителя показана на рис. 166. Электрод  $K$  с большой поверхностью (здесь он имеет цилиндрическую форму) окружает второй маленький электрод  $A$  (проволока, большая часть которой закрыта изолирующей трубкой). Сосуд наполняется в большинстве случаев неон при давлении в 10 мм. Этот разрядник пропускает переменный ток только в ту часть периода, когда электрод с большой поверхностью является катодом. Той же величины „обратный ток“ может пройти через электрод с малой поверхностью только при сильно аномальном разряде. Из характеристик, данных на рис 58, видно, что для такого большого аномального тока надо наложить на трубку гораздо более высокое напряжение. Для уменьшения катодного падения катод покрывают барием, а для увеличения плотности тока его делают полым.

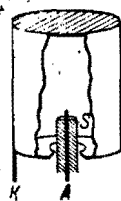


Рис. 166. Выпрямитель с тлеющим разрядом с электродами разной величины.  $K$  — катод;  $A$  — анод;  $S$  — охранный трубка для  $A$ .

Когда переменное напряжение меняет свой знак, т. е. когда  $A$  (рис. 166) является отрицательным электродом, через разрядник течет обратный ток, сила которого в основном определяется величиной поверхности электрода  $A$ . Эта поверхность в большинстве случаев меньше  $0,1 \text{ см}^2$ , в то время как поверхность электрода  $K$  больше  $100 \text{ см}^2$ . При одинаковом напряжении токи относятся, как поверхности электродов, так что, если даже в задерживающем направлении на выпрямитель накладывается более высокое напряжение, чем в прямом направлении, отношение прямого тока к обратному остается равным около 100 : 5 или даже больше.

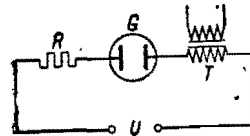


Рис. 167. Принципиальная схема включения тлеющего разряда в качестве реле.

Если желательно применить выпрямитель не для однофазного, а для двух- или многофазного выпрямления, то надо сделать несколько анодов и один общий катод. При этом аноды должны быть защищены друг от друга перегородками из изоляторов или проводников, чтобы между ними не возник интенсивный разряд. Схемы включения многофазных выпрямителей с тлеющим разрядом по существу такие же, как и для ртутных выпрямителей.

§ 91. Управляемые разрядники с прерывистым тлеющим разрядом. Схема простейшего реле с тлеющим разрядом дана на рис. 167. На разрядник с тлеющим разрядом, через трансформатор  $T$  и потребитель  $R$  подано напряжение  $U$ , величина которого недостаточна для зажигания, но достаточна для поддержания разряда (потенциал горения  $U_b < U$ ). Когда в трансформаторе индуцируется мгновенное напряжение, разряд в  $G$  зажигается и цепь тока замыкается. Толчок напряжения в другом направлении гасит разряд. Необходимая для зажигания энергия равна разности между потенциалом зажигания и  $U$  (несколько десятков вольт), умноженной на минимальный ток тлеющего разряда (несколько сотых тысяч ампера), т. е. величина этой энергии порядка  $10^{-7} \text{ В} \cdot \text{сек}$  и почти равна электростатической энергии поля между электродами. Мощность, потребляемая в  $R$ , равна току (до 0,1 А), умноженному на  $U - U_b$  (от 10 до 100 В). Таким образом здесь имеет место управление довольно значительными мощностями посредством реле, потребляющего малую мощность.

Зажигание реле с тлеющим разрядом может производиться посредством особого управляющего электрода, не включенного в рабочую цепь. Так, например, можно зажечь тлеющий разряд толчком напряжения между внешней металлической обкладкой и электродом или между специально введенным зажигающим электродом и главным электродом. Особенно чувствительная форма последнего типа дана на рис. 168. Катод  $K$  представляет собой цилиндр с большой поверхностью. Анодом служит проволока, покрытая почти целиком изолирующей

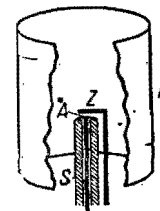


Рис. 168. Реле с тлеющим разрядом.  $K$  — катод;  $A$  — анод;  $S$  — охранный трубка для  $A$ ;  $Z$  — электрод для зажигания (48).

трубкой  $S$ . Зажигающий электрод  $Z$  находится непосредственно перед  $A$ . Газом для наполнения служит неон при нескольких миллиметрах давления. Малое расстояние между  $Z$  и  $A$  препятствует зажиганию разряда между этими электродами (§ 25). Если  $Z$  находится при потенциале катода, то пространство между  $K$  и  $Z$  практически свободно от поля, так что и здесь никакого разряда не возникает. Если  $Z$  имеет достаточно высокий положительный потенциал относительно  $K$ , то разряд зажигается прежде всего между  $K$  и  $Z$ . Через несколько миллионных долей секунды разряд переходит на  $A$ . Возникший таким способом разряд между  $K$  и  $A$  не зависит уже больше от изменений потенциала электрода  $Z$  и гаснет лишь при уменьшении напряжения между  $K$  и  $A$  (при постоянном напряжении гашение разряда производится особыми приспособлениями, при переменном — разряд гаснет при прохождении напряжения через нуль). Управляющая мощность и управляемый ток имеют указанную ранее величину. В противоположность схеме, данной на рис. 167, это реле выдерживает очень высокие напряжения (величина  $U$  достигает 3000 В) благодаря тому, что электрод  $A$  защищен электродом  $Z$ . Потенциал горения  $U$ , лишь немногим больше, чем для нормального тлеющего разряда. Поэтому мощность, подводимая к потребляющей части цепи  $i(U - U_0)$ , значительна.

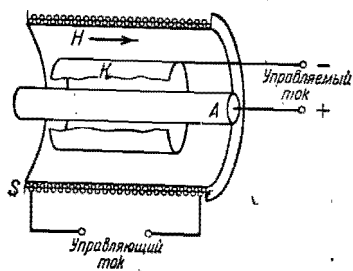


Рис. 169. Управляемое магнитом реле с тлеющим разрядом.  $K$  — катод;  $A$  — анод;  $S$  — катушка, при помощи которой возбуждается управляющее магнитное поле  $H$ .

Если рядом с катодом осциллографа с тлеющим разрядом (см. § 93) поставить несколько разделенных между собой электродов, то на этих электродах появляется ток, начиная с того момента времени, когда они оказываются целиком погруженными в области катодных частей разряда. Меняя ток на катод и тем самым длину той части его, которая покрыта разрядом, можно друг за другом включать эти боковые электроды.

На рис. 169 показано реле с тлеющим разрядом, управляемое магнитным полем. Пространство между коаксиальными цилиндрами  $A$  и  $K$  наполняется газом (водород или неон) при столь низком давлении (несколько сотых миллиметра ртутного столба), что разряд между цилиндрами возникнуть не может. При не очень высоких напряжениях никакого разряда между цилиндрами не возникает. Благодаря осевому магнитному полю  $H$  (управляющий ток идет через катушку  $S$ ) условия для возникновения разряда меняются так, как будто плотность газа повышается (т. I, стр. 205), а толщина прозрачного пространства уменьшается (§ 48). При больших  $H$  разряд горит беспрепятственно; при меньших  $H$  разряд является более или менее затрудненным. Разрядный ток плавно меняется при изменении магнитного поля. Однако это происходит недостаточно свободно от гистерезиса. Как только магнитное поле выключается, разряд гаснет. При охлаждаемых

водой электродах можно посредством такой трубки управлять кратковременными токами в несколько сот ампер при помощи магнитного поля с напряженностью, меньшей чем 100 гаусс. Так как такое реле может реагировать на очень малые магнитные поля благодаря соответствующему подбору расстояний между электродами (достаточно большое) и плотности газа (достаточно малая), то для управления оказывается достаточно поместить его в поле прямого провода, по которому течет ток около 100 А. Необходимое постоянство давления газа (нарушаемого отдачи и адсорбцией газа стенками сосуда и электродами) делает затруднительным практическое применение такого реле.

§ 92. Управляемые разряды с непрерывным током. Четырехэлектродные усилители и усилители, использующие токи на стенку. На рис. 170 показана схема четырехэлектродного усилителя.  $K$  — накаливаемый катод, устроенный согласно § 107. При меньших мощностях это полный катод для тлеющего разряда. Часть электронов, летящих от катода  $K$  к аноду  $N$ , пролетает сквозь отверстия сетки. Обращенную в противоположную от катода сторону сетки можно рассматривать как новый источник электронов, причем в расчет входят только те электроны, которые пролетают сквозь отверстия сетки. Если поставить перед этим новым источником электронов управляющую сетку  $S$  и дальше анод  $A$ , то, меняя напряжение сетки  $S$ , можно управлять потоком электронов, летящих к аноду. Расстояние между  $N$ ,  $S$  и  $A$  или соответственно давление газа должны при этом быть так малы, чтобы никакой ионизации толчком между  $N$ ,  $S$  и  $A$  не происходило. Этот специальный усилитель путем изменения напряжения на сетке меняет ток в цепи потребителя  $R$  совершенно так же, как и вакуумный электронный усилитель, причем сетка  $N$  служит катодом для управляемой системы. Преимущества этого усилителя таковы:

1. Управляющая сетка  $S$  и анод  $A$  не нагреваются так сильно, как это имело бы место благодаря излучению с накаливаемого катода, поставленного на месте  $N$ . При тех же размерах систему  $A$  и  $S$  можно нагрузить большими токами.

2. Источником электронов  $N$  является в данном случае плоскость. Накаливаемый катод, состоящий из отдельных накаленных нитей, обуславливал бы дополнительное падение потенциала ввиду окружающего каждую нить облака отрицательного пространственного заряда электронов. В рассматриваемом нами случае мы получаем поэтому те же токи, но при меньших напряжениях и, следовательно, при меньших потерях внутри лампы, или же мы имеем большие плотности анодного тока при тех же потерях мощности.

3. Благодаря тлеющему разряду нет надобности в батарее накала. Наконец, здесь не имеет места тепловая инерция накаленного катода. Меняя режим разряда между  $K$  и  $N$ , обладающего малой инерцией, мы получаем еще одну возможность для управления током.

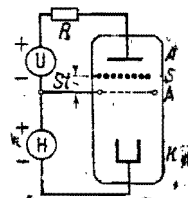


Рис. 170. Четырехэлектродный усилитель.

Недостатки этих усилителей: необходимость источника напряжения  $H$  для поддержания разряда между  $K$  и  $N$ ; неизбежный гистерезис характеристики управляющей сетки; неизбежное появление сеточного тока благодаря наличию положительных ионов в управляющей системе, и, наконец, вытекающая из тех же соображений ограниченность величины выдерживаемого без пробоя напряжения (до нескольких киловольт). На рис. 171 дана характеристика управляющей сетки такого четырехэлектродного усилителя с накаливаемым катодом. Разрядный ток между  $K$  и  $N$  здесь  $\geq 2$  А. Анодный ток, однако, может быть заметно уменьшен. Крутизна характеристики усилительной трубки около  $5 \cdot 10^{-2}$  ампер на вольт.

Тлеющий разряд применяется в качестве источника электронов вместо накаливаемого катода также в усилителях, использующих токи на стенку (рис. 172) с боковым расположением управляющей системы. Здесь разряд имеет место между катодом  $K$  и анодом  $A$ , причем  $K$  представляет собой либо накальный, либо ртутный катод. Газом для наполнения служат либо благородный газ, либо ртутные пары, давление которых иногда поддерживается постоянным при помощи особого охлаждающего приспособления (насыщенные пары при  $20^\circ \text{C}$ ). Управляющую систему электродов, состоящую по

крайней мере из сетки  $G$  и управляющего анода  $A_s$ , располагают коаксиально вокруг этого дугового разряда. Между сеткой и анодом расстояние делается весьма малым для того, чтобы не допускать зажигания разряда между ними. Диффундирующие из дугового разряда между  $A$  и  $K$  электроны при слабом отрицательном потенциале на сетке проходят сквозь нее и попадают на анод.

При больших отрицательных потенциалах на сетке диффундирующие электроны отталкиваются сеткой и на анод  $A_s$  попасть не могут. Посредством увеличения или уменьшения отрицательного потенциала на сетке можно плавно регулировать величину тока, идущего к управляющему аноду. Электроды, входящие в систему управляющая сетка — управляющий анод, могут иметь очень большие поверхности,

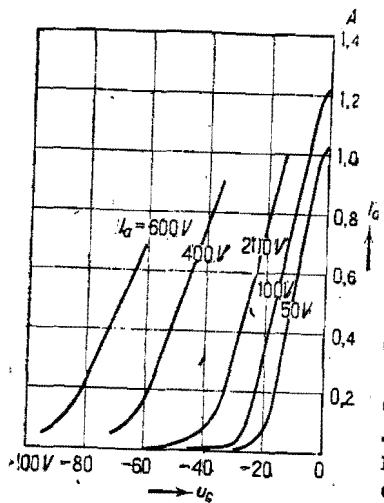


Рис. 171. Зависимость анодного тока  $i_a$  четырехэлектродного усилителя основного тока от управляющего напряжения  $u_G$  ( $St$  на рис. 170) при различных анодных напряжениях  $U_a$ .  $p \approx 10^{-3}$  мм Hg, наполнение — пары ртути, ток сетки — десятые доли mA в отрицательной области (41).

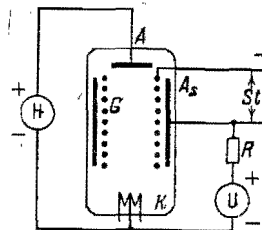


Рис. 172. Усилитель, использующий токи на стенку.  $K$  — катод,  $A$  — анод,  $H$  — вспомогательное напряжение,  $G$  — управляющая сетка (управляющее напряжение  $St$ ),  $A_s$  — управляющий анод,  $U$  — источник энергии,  $R$  — потребитель.

так, например, они могут представлять собой достаточно длинные цилиндры. Поэтому можно добиться больших токов на управляющий

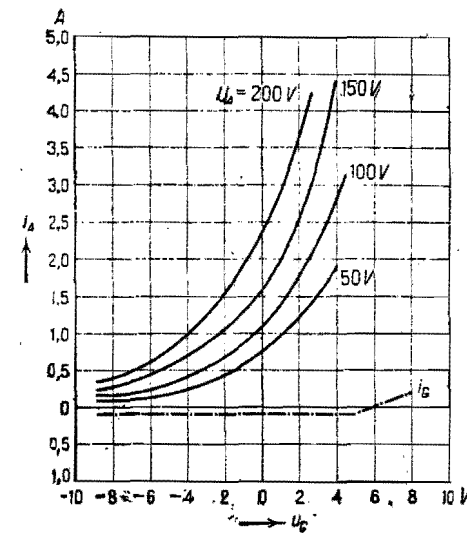


Рис. 173. Зависимость тока на аноде  $i_a$  и тока на сетку  $i_G$  от напряжения  $u_G$  между сеткой и катодом для различных анодных напряжений  $u_A$  (49).

то он притягивает к себе часть первичных электронов из тлеющего катодного свечения (кажущееся уменьшение  $\gamma$ , § 29). Тем самым увеличивается катодное падение или уменьшается разрядный ток. Аналогичное управляющее действие позволяет регулировать напряжение на электродах и тем самым и длину волны излучения в газонаполненных рентгеновских трубках.

§ 93. Осциллограф с тлеющим разрядом. Пусть между двумя, имеющими форму стержней электродами горит *нормальный* тлеющий разряд (рис. 174). Если электроды имеют совершенно чистую поверхность, то разряд покрывает обращенный к аноду конец катода  $K$  светящейся оболочкой длины  $l$ . С возрастанием разрядного тока поверхность, покрытая разрядом, а потому и длина светящейся оболочки  $l$  увеличиваются пропорционально силе тока. Благодаря малой инерции, с которой идет развитие разряда, длина  $l$  следует весьма быстрым колебаниям тока, также с малой инерцией. Если фотографировать свечение посредством пленки, движущейся в поперечном к стержням направлении, или если при визуальном наблюдении посредством вращающегося зеркала растянуть картину свечения в этом же направлении, то в обоих случаях по-

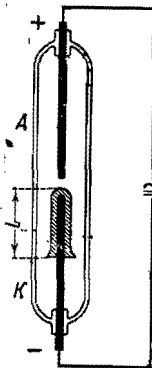


Рис. 174. Осциллограф тлеющего разряда.

лучается светящаяся полоса, ширина которой дает мгновенное значение тока.

Точность измерений при помощи такого осциллографа с тлеющим разрядом быстро уменьшается с увеличением частоты, особенно при высоких частотах (больше нескольких тысяч периодов в секунду), благодаря инерции в распространении разряда по поверхности электрода (§ 72).

Трубку осциллографа для визуальных наблюдений (учитывая чувствительность глаза, § 94) лучше всего наполнять неоном; для фотографирования же более пригодным является азот, светящийся сине-фиолетовым светом. Для повышения плотности светового потока выгодно брать большее давление газа (до 10 мм). Однако это одновременно означает увеличение тока через трубку с тлеющим разрядом, что может оказать мешающее действие при измерениях напряжения (потребляемая в самой трубке мощность  $\approx 1$  W). Плотность светового потока может быть увеличена также и тем, что катод делают из двух тонких полос, расположенных на близком расстоянии друг против друга. Эти полосы действуют как полый катод; большая в этом случае плотность тока дает и большую плотность светового потока.

Если оба электрода имеют вид стержней или чего-нибудь подобного им, то при синусоидальном переменном токе при развертке по времени получается совершенно симметричная световая картина. Если только один электрод имеет вид стержня, то при осциллографировании переменных токов необходимо наложить, кроме переменного, еще постоянный ток такой силы, чтобы ток тлеющего разряда имел всегда одно и то же направление. Тогда получаются светящиеся полосы с волнообразно изменяющейся шириной. Для качественных исследований большей частью применяют круговую ось времени. Для этого трубка с тлеющим разрядом располагается на вращающемся в своей плоскости диске, так что стержень, являющийся катодом, расположен по радиусу этого диска. Если исследуемая частота синхронна с числом оборотов диска, то наблюдаемая световая картина неподвижна.

### ИСТОЧНИКИ СВЕТА, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

**§ 94. Введение.** В газовых разрядах, применяемых для получения света, часть электрической энергии превращается в энергию светового излучения, в то время как остальная часть энергии в конечном итоге проявляется в виде тепла. Смотря по длине волны (цветности, частоте колебаний), энергия излучения представляет собой видимый свет или же может быть обнаружена только по какому-нибудь другому ее физическому воздействию (термически, путем фотоэффекта, путем фотохимических реакций и т. д.). На рис. 175 изображена кривая чувствительности нормального человеческого глаза по отношению к свету различных длин волн, но с одной и той же энергией излучений в зависимости от длины волны. В нашем изложении мы будем касаться также и той части излучения разряда, которая невидима глазом и приходится на ультрафиолетовую и инфракрасную части спектра.

Одна из главных задач светотехники — это получение излучения определенной длины волны в определенном интервале длин волн при возможно высоком физиологическом коэффициенте полезного действия.

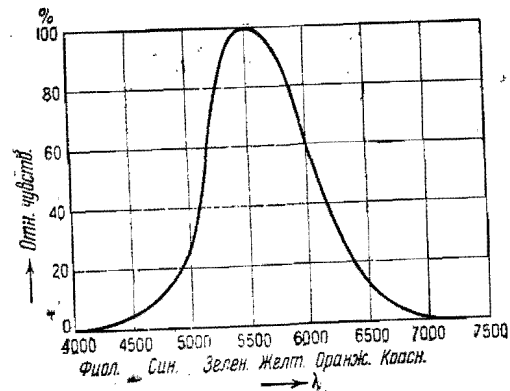


Рис. 175. Зависимость относительной чувствительности человеческого глаза от длины волны.

Определение интенсивности видимого излучения производится путем фотометрического сравнения исследуемого излучения с излучением источника, обладающего силой света в одну „свечу Гейфнера“ (НК<sup>1</sup>). Световой поток, излучаемый источником с силой света в одну свечу внутри телесного угла, равного единице, в вершине которого находится источник, называется потоком интенсивности в 1 люмен. „Люмен“ и „свеча“ являются мерами физиологических величин. Связанный с люменом поток энергии зависит по-

этому от цветности светового потока в соответствии с кривой чувствительности глаза. Для максимальной чувствительности глаза (5500 Å) мощность в 1 W соответствует световому потоку около 700 люменов.

Излучение газоразрядного источника света может исходить либо от поверхности электродов, либо из наполненного газом или парами объема. Излучение электродов может возникнуть при их накаливании. Оно содержит в этом случае лучи любых длин волн. Распределение интенсивности по спектру можно определить по данным § 80, т. I (сплошной спектр). Излучение, даваемое отрицательным тлеющим свечением, возникающим весьма близко от электродов, определяется их формой и положением, но все же является чистым излучением самого газа, равно как и излучение положительного столба разряда или его ореолов (пламени дуги). В противоположность свечению накаливаемых тел, свет, даваемый

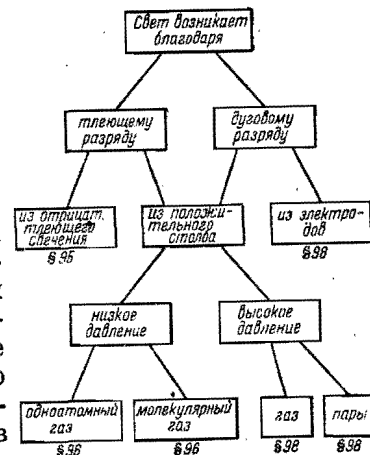


Рис. 176.

<sup>1</sup> „Свеча Гейфнера“ принята как мера силы света источника в Германии. В других странах, в том числе и СССР, за единицу силы света источника принята „международная свеча“, равная 1,1 НК. Международная свеча определяется как определенная доля силы света, излучаемого определенными специально построенными эталонными лампами накаливания, хранящимися в бюро стандартов и папатах мер и весов или аналогичных учреждениях различных стран. Основные эталоны международной свечи хранятся в Бюро стандартов США. (Прим. ред.)

светящимся газом, охватывает в большинстве случаев лишь более или менее широкую часть спектра. В зависимости от того, исходит ли излучение от возбужденных атомов или молекул, эта часть спектра представляет собой либо ряд линий, либо ряд полос, или же сплошные области спектра, начинающиеся от границы отдельных серий линий и возникающие благодаря явлению рекомбинации (§ 70, т. I).

При изложении вопроса о газоразрядных источниках света мы будем придерживаться схемы, приведенной на рис. 176.

§ 95. Излучение отрицательного свечения. Согласно § 24, отрицательное свечение является следствием возбуждения атома электронным ударом, или рекомбинации. Своим возникновением оно обязано в первую очередь первичным электронам, исходящим из катода тлеющего разряда, которые ускоряются в области катодного падения (в темном пространстве) и, попадая при своем движении в соседние области со слабыми полями, претерпевают там столкновения с нейтральными атомами, вызывая возбуждение последних. При применяемых в этом случае давлениях свет исходит из тонкой в большинстве случаев оболочки, прилегающей к холодному катоду. В тлеющем разряде, в котором положительный столб уничтожен путем достаточного сближения электродов, эта светящаяся оболочка является единственным используемым практически световым явлением. Анодное свечение обладает столь малой интенсивностью, что оно пока не имеет никакого технического значения.

Отрицательное свечение находит применение в различных типах ламп тлеющего разряда, состоящих из двух электродов, как-то: проволок, стержней, колец, пластинок любой формы, расположенных близко друг от друга и впаянных в трубку, наполненную каким-либо одним благородным газом, смесью благородных газов или парами металла при сравнительно низком давлении. Обычно изготавливаемые<sup>1)</sup> лампы тлеющего разряда содержат электроды, представляющие собой расположенные одну внутри другой спиральки проволоки из чистого железа, помещенные в неоновогелиевой смеси (75% и соответственно 25%), давление которой приблизительно равно 15 мм рт. столба. Потенциал зажигания лежит между 170 и 180 V (лампы предназначены для сети напряжением 220 V). Потенциал горения равен 160 V, при нормальном катодном падении в 140 V. При рабочем токе в 20 (30) mA (при переменном напряжении) лампа работает уже в начале области анодного падения и, следовательно, катод уже и при меньших силах тока целиком „покрыт“ разрядом. Хотя при работе с разрядом, имеющим возрастающую характеристику, принципиально и не нужно никакого балластного сопротивления, однако практически такое сопротивление включается в цепь для избежания перехода разряда в дуговой вследствие перегрева электродов. Излучаемый лампой свет имеет желто-красную окраску, обязанную своим происхождением главным образом оранжевым и желтым линиям неона. Общий световой поток соответствует 1 люмену и имеет мощность в несколько ватт.

<sup>1)</sup> Все дальнейшее относится к лампам, изготавливаемым в Германии. (Прим. ред.)

Покрывая железный катод электроположительным веществом (барием, выделяющимся при разложении азиды бария), можно добиться снижения потенциала зажигания до 100 V, а потенциала горения до 90 V ( $V_n = 75 V$ ) при тех же самых данных лампы. Такую лампу можно применить в сетях с напряжением в 110 V. Для снижения потенциала зажигания применяют также смесь нескольких процентов аргона, несколько сотых процента водорода и т. д. Геометрическая форма электродов тоже до некоторой степени влияет на потенциал зажигания. Продолжительность жизни лампы тлеющего разряда определяется тем промежутком времени, по истечении которого напряжение сети оказывается недостаточным для зажигания разряда, потому что вследствие катодного распыления имеющиеся в лампе примеси оказываются поглощенными распылившимся металлом и напряжение зажигания повышается.

Если в лампе с тлеющим разрядом постепенно уменьшать силу разрядного тока, то тлеющее свечение покрывает лишь некоторую часть поверхности электрода, по большей части не разбитую на отдельные участки. Добавив к благородному газу, наполняющему лампу, небольшое количество углеводородов, можно привести тлеющее свечение в равномерное вращение, если электроды концентрически расположены друг относительно друга. Число оборотов — порядка одного в секунду. Это явление может быть, пожалуй, объяснено повышением катодного падения благодаря выделению углерода на катоде на той части поверхности, которая покрыта разрядом, так как из находящегося в разряде углеводорода выделяется некоторое количество углерода, все больше и больше увеличивающегося. Образовавшийся на катоде слой углерода повышает катодное падение и разряд начинает переходить в область с меньшим катодным падением. Осажденный ранее слой углерода вновь разрушается благодаря действию возникающего при этом процессе одноатомного водорода.

При переменном напряжении ток через лампу с тлеющим разрядом идет только в те части периода, когда напряжение больше потенциала зажигания или гашения разряда. В течение того времени, когда тока нет, энергия в разряде не подводится, и свечение исчезает с определенным временем затухания. Периодические колебания света при низких частотах скажутся в виде мигания. Лампа, питаемая переменным напряжением, обнаруживает весьма отличные друг от друга явления мигания для различных цветов. Это можно было бы отнести за счет различной продолжительности жизни излучающих возбужденных атомов (в неоновой лампе в красном свете гораздо менее заметны явления мигания, чем в желтом). Однако вероятнее всего, что различия в мигании обусловлены физиологическими причинами<sup>1)</sup>.

Отрицательное свечение используется звуковым кино при передаче изображения на расстояние и в телевидении. Требования, которые здесь предъявляются, — это пропорциональность между изменением силы тока и изменением яркости свечения даже при очень быстрых

<sup>1)</sup> Достаточно допустить различное время сохранения глазом впечатления света в случае различной цветности последнего. (Прим. ред.)



колебаниях тока. С этой целью применяют лампы тлеющего разряда с полым катодом, наполненные азотом (иногда с примесью аргона и гелия) при пониженном давлении. Яркость свечения повышается благодаря полному катоду (§ 49). Свет, исходящий из полого катода, проходит сквозь отверстие, сделанное в круглом дискообразном аноде. В лампах для телевидения катоды имеют большие поверхности ( $20 \text{ см}^2$ ) и с одной стороны покрыты слюдой; аноды — проволочные. Эти лампы могут работать при минимальном токе, соответствующем нормальной плотности тока тлеющего разряда. Интенсивность излучения равномерно светящегося катода пропорциональна току (15 свечей Гейфнера на 1 А в неоне) при колебаниях яркости или тока 1:8 и при частотах до  $10^5$  пер/сек. Минимальные плотности тока в лампах, наполненных неоном при 1 мм давления, имеют порядок нескольких десятых долей  $\text{А/см}^2$ . Плотность светового потока колеблется в пределах между тысячными и сотыми долями  $\frac{\text{гейфнеровой свечи}}{\text{см}^2}$ .

§ 96. Разряд с положительным столбом в замкнутом пространстве при низких давлениях газа или паров. Чтобы выяснить характер излучения положительного столба и его спектральный состав, напомним тот механизм излучения, который был нами рассмотрен в связи с явлениями переноса тока в положительном столбе в § 61. Прежде всего необходимо установить различие между положительным столбом тлеющего и положительным столбом дугового разрядов. В первом преобладают обыкновенное возбуждение и ионизация, в последнем же на первый план выступают ступенчатое возбуждение и ионизация. При этом возбужденные атомы излучают „дуговые“ линии, а возбужденные ионы — „искровые“ линии. Ввиду непрерывности перехода от положительного столба тлеющего разряда к положительному столбу дугового разряда однозначная классификация возможна лишь в небольшом числе типичных случаев.

а) Простейшие условия имеют место тогда, когда *одноатомный газ или пар* возбуждается электронным ударом таким образом, что атому, находящемуся в основном состоянии, при каждом неупругом столкновении передается наименьшая из возможных порций энергии. Газ излучает тогда свою резонансную линию, причем для зависимости интенсивности  $E_\lambda$  излучаемой линии от длины волны  $\lambda = \frac{c}{\nu}$ , как обычно, применимо уравнение

$$E_\lambda = \bar{u} N_a h \nu = \bar{u} N_a e V_a. \quad (301)$$

Таким образом интенсивность  $E_\lambda$  резонансной линии в  $\text{W/см}^2$  пропорциональна энергии возбуждения  $eV_a$  и произведению концентрации возбужденных атомов  $N_a$  на вероятность перехода  $\bar{u}$  из возбужденного в основное состояние. При этом  $\bar{u}$  численно равно обратной величине средней продолжительности жизни возбужденного атома, которая составляет от  $10^{-8}$  до  $10^{-6}$  сек. для нормального и от  $10^{-4}$  до  $10^{-1}$  сек. для метастабильного атома. Полную световую энергию или полное излучение такого монохроматического излучателя можно получить

простой интеграцией интенсивности излучения по всему объему. Так как источником видимого резонансного излучения могут быть только те газы [согласно уравнению (73), т. I], для которых  $eV_a$  лежит между 1,55 и 3,1 вольт-электр. (от 8000 до 4000 Å), то, следовательно, согласно табл. 10, т. I, речь может идти здесь только о Li, Na, Tl, K, Ga и  $\text{CO}_2$ .

До сих пор подробнее всего было исследовано резонансное излучение лампы с парами натрия. Пары, находящиеся в положительном столбе этой лампы, дают весьма интенсивное излучение резонансных линий 5890 и 5896 (D-линии главной серии) и, кроме этого, дают уже менее интенсивное излучение в инфракрасной области. Для получения возможно большей светоотдачи необходимо согласно (301) сделать  $N_a$  возможно большим. Применение малых плотностей тока (т. е. малого числа электронных ударов в секунду) способствует появлению одного только возбужденного состояния, так как средняя продолжительность жизни возбужденной частицы между двумя столкновениями достаточна для того, чтобы могло произойти излучение энергии, полученной при возбуждении. При слишком малых давлениях паров, т. е. при слишком малой концентрации  $N_0$  атомов, находящихся в основном состоянии,  $N_a$  тоже должно уменьшиться. Вместе с тем возрастает температура электронов (рис. 52), и поэтому наиболее часто встречающимися оказываются электронные удары с энергией, превосходящей максимальную энергию в 4 вольт-электр., необходимую для возбуждения главной серии (для которой можно указать электронную температуру, соответствующую максимуму функции возбуждения). Результатом этого является возбуждение более высоких уровней. Совершенно аналогично меняется спектр при слишком больших давлениях паров ( $p$ ). Увеличение  $p$ , согласно § 35, вызывает прежде всего падение  $T_e$  и поэтому следует ожидать уменьшения числа возбужденных высоких уровней. Однако, согласно § 26, т. I, резонансное излучение очень сильно поглощается. Вследствие этого энергия возбуждения, меняя лишь объекты, с которыми она связана, гораздо дольше остается в разряде в виде возбужденных атомов и гораздо реже выходит из него в виде квантов излучения. Этот процесс идет тем интенсивней, чем больше давление. Во время пребывания атомов в возбужденном состоянии становятся возможными удары электронов об уже возбужденные атомы, вследствие чего возникает ступенчатое возбуждение и появляется сложный спектр. Для того чтобы получить выходящее наружу из трубки резонансное излучение большой интенсивности, необходимо, чтобы это излучение проходило через возможно более разреженные слои паров (при более высоких плотностях паров применимо, например, прижатие положительного столба к стене магнитным полем). При больших плотностях необходимо избегать „самообращения“ линий. Таким образом изменением силы тока и плотности паров можно в известных пределах менять окраску излучаемого света.

В более плотных газах увеличивается вероятность ударов второго рода (§ 44, т. I), которые способствуют переходу энергии от возбужденного атома к невозбужденному и дают в конечном счете увеличение потерь (нагревание газа или стенок). В различных газах (Hg, Ne

и т. д.) при средних силах тока особую двойственную роль играют обладающие большой продолжительностью жизни метастабильные состояния. Их присутствие уменьшает среднюю результирующую вероятность перехода возбужденных состояний в невозбужденные и приводит к более редкому расположению излучающих центров. Далее метастабильные атомы отдают свою энергию возбуждения стенке без излучения.

Для подтверждения всех этих соображений на рис. 177 даны зависимость доли  $D$ -линий в общем излучении положительного столба разряда в парах натрия в трубке диаметром 2 см от силы тока и относительная интенсивность излучения  $D$ -линий и остального спектра. Измерения отношения излучения, даваемого  $D$ -линиями, к общему потреблению мощности в положительном столбе показывают, что при

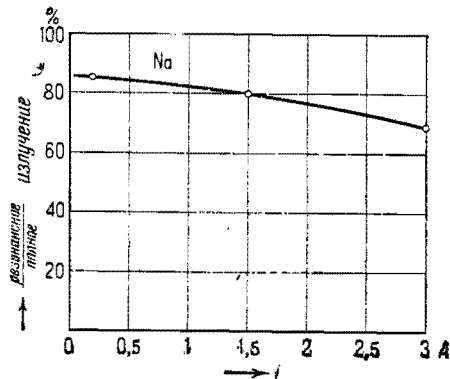


Рис. 177. Зависимость относительной доли резонансного излучения в положительном столбе разряда в парах натрия от силы тока  $i$  (50).

и тем самым, согласно § 35, и на температуру электронов. Зажигание холодной лампы происходит благодаря разряду в аргоне, причем после появления разряда в парах натрия свечение аргона благодаря большой энергии возбуждения совершенно ступеневывается по сравнению со свечением, даваемым парами натрия. Светоотдача составляет от 50 до 60 люмен/Вт. Яркость свечения  $\approx 6 \frac{\text{свечей Гейнера}}{\text{см}^2}$ , полный коэффициент полезного действия, отнесенный ко всей подводимой к лампе электрической энергии, равен 9%; 80% всей мощности тратится на потери на стенках. При уменьшении плотности тока до  $0,1 \text{ А/см}^2$ , в лампе, подогреваемой посторонним источником, светоотдача составляет 370 люмен/Вт, коэффициент полезного действия — 70% и потери на стенке только 20%, если не учитывать энергию, затрачиваемую посторонним источником для подогрева лампы.

Часть потерь энергии в объеме газа составляют потери при упругих соударениях электронов с атомами примешанного благородного газа. Согласно табл. 28, т. I, эти потери тем меньше, чем тяжелее рассматриваемая молекула.

давлениях паров от  $10^{-2}$  до  $10^{-4}$  мм и малых токах имеет место почти полное превращение электрической энергии в энергию излучения. Натриевые лампы работают в большинстве случаев при токах от 1 до 2 А. Они имеют обычно накаленный катод. К парам натрия примешивают аргон при давлении в несколько миллиметров. Целью этого является изменение в благоприятную сторону фактора обхода для электронов, дающее увеличение интенсивности излучения благодаря росту в этом случае числа электронных ударов, ведущих к возбуждению. Кроме того, примесь аргона влияет на потери, вызванные диффузией,

и наиболее тяжелых благородных газов выбирают Ar, потому что еще более пригодные с этой точки зрения газы Kr и X слишком редки. Натриевая лампа с двойными стенками, пространство между которыми эвакуировано (для уменьшения тепловых потерь), излучает с каждого продольного сантиметра положительного столба в круглых числах 300 люмен при потреблении мощности в положительном столбе, составляющем  $2 \text{ Вт/см}$ .

Совершенно аналогичные условия для излучения создаются применением элементов первой и третьей групп периодической системы. На рис. 178 дана зависимость излучаемой энергии, подведенной к положительному столбу мощности, потерь на стенках и других потерь, приходящихся на 1 см положительного столба разряда в парах цезия, от силы тока при давлении  $p = 0,003$  и  $0,08$  мм. Почти вся энергия излучения при малых плотностях токов отдается в виде резонансного дублета линий 8521 и 8943 Å. Кривая излучения имеет, согласно рис. 178, а, область насыщения. Остальные потери возрастают с ростом тока и давления паров. При плотности тока в  $0,1 \text{ А/см}^2$  и при низких давлениях паров порядка тысячных долей миллиметров почти 96% всей энергии положительного столба переходят в энергию резонансного излучения, не учитывая энергию постоянного источника, затрачиваемую на подогрев лампы. При подогреве, производимом самим разрядом, наиболее выгодной плотностью тока является  $1 \text{ А/см}^2$ , причем 28% мощности положительного столба отдается в виде резонансного излучения в близкой инфракрасной области. С увеличением давления растет абсорбция резонансного излучения самим разрядом, растет вероятность ударов второго рода и вероятность возбуждения более далеких спектральных линий, причем последние могут частично иметь такую большую длину волны (до 30 000 Å), что это излучение поглощается стенками трубки. Наконец, в значительной мере возрастает рекомбинация в объеме, не сопровождаемая излучением.

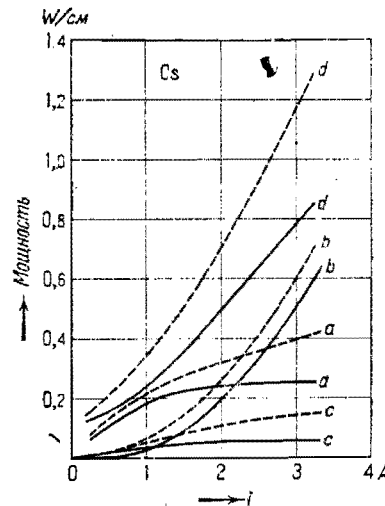


Рис. 178. Зависимость баланса энергии положительного столба разряда в парах цезия от тока  $i$  для  $p = 3 \cdot 10^{-3}$  мм Hg (сплошная кривая) и для  $p = 8 \cdot 10^{-3}$  мм Hg (пунктирная кривая) (51). a — энергия резонансного излучения, b — потери на стенке, c — другие потери, d — мощность, подведенная к положительному столбу.

Рекombинация может также сопровождаться свечением (§ 78, т. I) со сплошным спектром, начинающимся от границы серии. Это свечение используется для получения света в Cs, Rb, Tl, In и т. д. Интенсивность сплошного спектра возрастает с ростом концентрации ионов и электронов, следовательно, с ростом плотности тока. Кроме того, она возрастает благодаря росту коэффициента рекомбинации, с увели-

чением плотности паров и с уменьшением напряжения, приходящегося на длину одного свободного пробега. При этих условиях появляется еще одна причина для возникновения сплошного спектра. При высоких концентрациях ионов и электронов возникают сильные „микротоля“ (§ 13), вызывающие благодаря Штарк-эффекту расщепление спектральных линий, что приводит к непрерывному заполнению промежутков между отдельными линиями в спектре. Положительный столб со свечением рекомбинации имеет возрастающую характеристику, так как потеря заряженных частиц вследствие рекомбинации возрастает пропорционально квадрату их концентрации и, следовательно, пропорционально квадрату силы тока.

Таблица 19. Относительное распределение интенсивности излучения положительного столба разряда в парах ртути при низком и высоком давлении (46) (все величины отнесены при каждом давлении к интенсивности линии 5461).

λ, в Å	Относительные интенсивности при p =	
	0,5 мм Hg	2280 мм Hg
2537	400	27
2652	3	45
2804	0	18
2967	140	30
3022	5	54
3126—3132	45	103
3650—3662	44	172
4047	74	48
4358	110	85
5461	100	100
5770—5790	32	118

исчезающе малой по сравнению с интенсивностью линии более высокого порядка. Зелено-голубое свечение переходит при этом в излучение, близкое к белому. Одновременно с этим положительный столб отходит от стенок и стягивается в шнуровой разряд (§ 61). Только при достаточно малых плотностях паров (p = 0,1 мм рт. столба) и при плотности тока, соответствующей току в 2 А и диаметру трубки в 1,8 см (градиент положительного столба E = 0,64 В/см), „кажущаяся“ резонансная линия 2537 Å излучается с коэффициентом полезного действия в 20% относительно полной мощности, потребляемой в положительном столбе. Для резонансной (истинной) линии 1850 Å, которая целиком поглощается даже кварцем, надо ожидать много большего коэффициента полезного действия, хотя до сих пор измерения его не были произведены. Визуальный коэффициент полезного действия (люмен/Вт) при малых давлениях сперва уменьшается, с увеличением давления проходит через минимум и при больших давлениях (несколько сот миллиметров ртутного столба) резко растет. При плотности тока в 0,5 А/см<sup>2</sup> в трубке с диаметром

В большинстве случаев излучение положительного столба содержит линии, полученные при перескоке с более высоких уровней, причем, отдавая свою энергию возбуждения, атом не переходит в основное состояние. Излучаемая мощность получается суммированием уравнения (301) по всем частотам. В качестве примера приведем здесь излучение положительного столба разряда в Hg, Cd, Zn, Mg и Ne. Относительный состав излучения в парах ртути при p = 0,5 мм и p = 2280 мм (3 ат) дан в табл. 19. С ростом давления и плотности тока интенсивность резонансной линии 2537 становится

в 3 см яркость свечения составляет  $2 \frac{\text{гефнеровы свечи}}{\text{см}^2}$ . В лампах низкого давления можно увеличить коэффициент полезного действия и одновременно превратить зелено-голубое свечение в беловатое введением флуоресцирующих тел, дающих желтоватое излучение при возбуждении их ультрафиолетом.

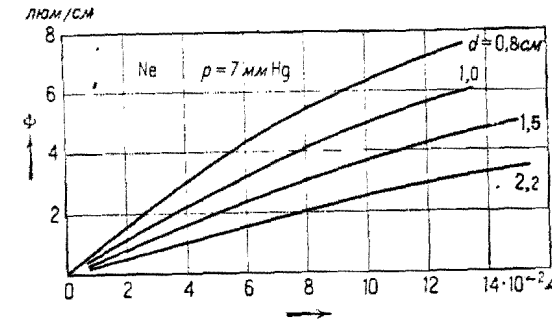
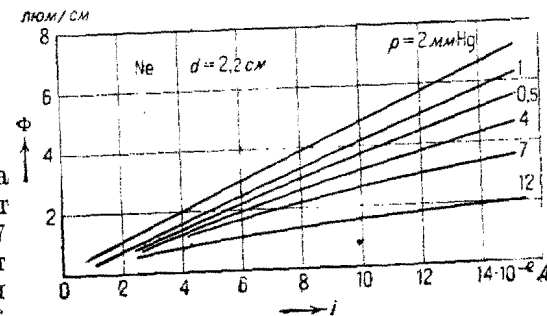


Рис. 179. Зависимость светового потока Φ, испускаемого положительным столбом неонового разряда, от тока i при различных диаметрах трубки d и при постоянном давлении газа (52).

разрядного тока при диаметре трубки в 1,5 см. В кварцевых кадмиевых лампах высокого давления, для которых измерения были произведены лишь с переменным током, относительная интенсивность линии 3261, как и следовало ожидать, уменьшается (почти до 0,3%), полный же коэффициент отдачи возрастает до 11,4%.

Лампа с парами Mg и диаметром трубки в 1,5 см, сделанная из стекла, пропускающего ультрафиолет, при 2,7 А (продольный градиент положительного столба 5,7 В/см) отдает 2,3% все энергии положительного столба в виде излучения линий с длиной волны 278 и 11829 Å.



Лампа с парами цинка того же диаметра (градиент положительного столба 4,7 В/см) при 3,3 А отдает в виде излучения линии с длиной волны между 3076 и 11055 Å, 3,3% всей энергии положительного столба.

Рис. 180. Зависимость светового потока Φ, испускаемого положительным столбом неонового разряда, от силы тока i при различных давлениях газа и постоянном диаметре трубки (52).

Положительный столб неонового разряда излучает большое число линий, лежащих в видимой области между 5852 и 8082 Å (главная серия). Распределение энергии между этими линиями оказывается независимым от плотности тока. Резонансное излучение неона (736—743 Å) не может быть использовано для светотехнических целей. На рис. 179

приведена зависимость светового потока, даваемого единицей длины положительного столба, от силы разрядного тока для малых плотностей тока при  $p = \text{const}$  и при различных диаметрах трубки  $d$ . С уменьшением  $d$  при постоянной силе тока излучение положительного столба (а также и мощность, потребляемая в нем) непрерывно растет. На рис. 180 дана та же зависимость для одного и того же диаметра трубки при различных  $p$ . Здесь, как оказывается, можно указать некоторое оптимальное значение для давления. При оптимальном значении  $pd \approx 4,5 \text{ см} \cdot \text{мм}$  Hg яркость свечения возрастает с силой тока. При не очень больших плотностях тока и при постоянном давлении плотность светового потока линейно меняется с плотностью тока от нескольких десятых до нескольких сотых гефнеровых свечей  $\text{см}^2$ . Наибольшая

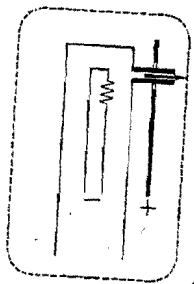


Рис. 181. Отшнурованный положительный столб для получения большой плотности светового потока.

плотность светового потока имеет место на оси трубки, к стенкам она уменьшается. Излучение положительного столба исходит, следовательно, от всего сечения столба. Светоотдача при 7 и 2 мм рт. столба и при диаметре трубки в 2 см составляет примерно 10 и 15 люмен/Вт. Температура газа при 0,1 А становится больше комнатной на 20 или 30°. При больших плотностях тока от 0,5 до 1 А/см<sup>2</sup> и оптимальном  $pd$  ( $E \approx 1,2 \text{ В/см}$ ) около 15% всей мощности, потребляемой в положительном столбе, превращается в энергию видимого света с длиной волны между 5852 и 8082 А. Яркость излучения в этом случае 2 гефнеровых свечей  $\text{см}^2$ . Она возрастает при 3 А/см<sup>2</sup> и  $d = 6,5 \text{ см}$  до 15 гефнеровых свечей  $\text{см}^2$ .

При малых примесях ртутных паров красное свечение неона делается незаметным по сравнению с голубоватым, легко возбуждаемым ртутным свечением. Можно получить зеленое свечение, если возбудить разряд в неоне с примесью ртути в трубке из цветного стекла. Положительный столб разряда в гелии дает желтовато-белый свет. При  $p = 3,4 - 1 \text{ мм рт. столба}$ ,  $d = 3,4 \text{ см}$  и 10 mA, от 3 до 10% энергии положительного столба превращаются в энергию видимого света. Яркость свечения здесь составляет 0,1 гефнеровых свечей  $\text{см}^2$  и меньше.

При  $d = 2 \text{ см}$  и при плотности тока в 0,6 А/см<sup>2</sup> она возрастает до 1 гефнеровых свечей  $\text{см}^2$ .

Уменьшением сечения положительного столба (иначе говоря, повышением плотности тока) можно увеличить яркость свечения разряда в десять и больше раз. Для телевидения оказывается необходимым получение светового источника с малой поверхностью, интенсивность свечения которой меняется пропорционально изменению тока и без инерции при сравнительно высокой частоте. На рис. 181 показана схема с лампой, наполненной парами металла и шнуровым разрядом, свечение которого проходит сквозь узкую трубку в направлении оси разряда. Установка состоит из металлической трубки, внутри которой

находится наваленный катод. Анод помещен вне этой трубки. Разряд от раскаленного катода проходит через тонкую цилиндрическую трубку, вставленную поперек анода, расположенную по радиусу основной трубки. В подобных трубках, наполненных благородным газом, равно как и в тех, где шнуровой разряд получен при помощи металлической сетки, можно получить при плотностях тока в 500 А/см<sup>2</sup> плотности светового потока от 30 до 600 гефнеровых свечей  $\text{см}^2$ . Предельная частота, при которой еще возможно применение этих ламп, равна приблизительно  $10^5 \text{ сек.}^{-1}$ .

б) В молекулярных газах, кроме возбуждения атома и ионизации, возможны еще возбуждения внутримолекулярных колебаний (колебания ядра). Так как колебания ядра дают инфракрасное излучение, поглощаемое стеклом и нагревающее нейтральный газ, то они являются источниками потерь. Поэтому, как правило, коэффициент полезного действия при получении света от молекулярных газов меньше, чем для одноатомных газов. Это подтверждается, например, на лампах, использующих свечение CO<sub>2</sub>, преимущество которых состоит в том, что они дают свет, близкий к дневному. Спектр CO<sub>2</sub> состоит главным образом из линий кислорода и полос закиси углерода (лежащих в голубой части спектра). Светоотдача лампы с CO<sub>2</sub> составляет от 3 до 5 люмен/Вт при плотности тока в  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ А/см}^2$  ( $p \approx 0,5 \text{ мм рт. столба}$ ) и диаметре трубки в 4 см. В соответствии с большими потерями градиент положительного столба составляет около 10 В/см, так что для более длинных трубок надо применять очень высокие напряжения (обычно переменные). Исчезновение CO<sub>2</sub> благодаря реакциям на электродах, адсорбции стенками и т. д. при большой длительности горения столь существенно, что возникает необходимость в особых приспособлениях для пополнения запаса CO<sub>2</sub>. Для этого либо электроды делаются из соединений, отдающих углекислоту при нагревании и таким образом пополняющих запас последней в трубке, либо с светящейся трубкой связывается время от времени резервуар с углекислотой, управляемый термомеханическим реле. При обеднении углекислотой происходит изменение в окраске излучаемого света.

Наполненные азотом трубки дают желто-розовый свет со светоотдачей от 2 до 6 люмен/Вт при давлении газа в 0,5 мм рт. столба. При этом градиент положительного столба составляет 5 В/см.

Если применять в лампу, наполненную ртутными парами или благородным газом, небольшое количество углеводородов (например, пары нафталина), то имеет место (стр. 159) контрагирование положительного столба, который при этом постоянно извивается змейкой.

§ 97. Зажигание. Питание газосветных трубок переменным током. Первоначальное зажигание разряда в трубке, наполненной газом или парами металла, требует более высокого напряжения, чем то, которое необходимо для длительного горения разряда. В трубки, наполненные парами металла, вводят для облегчения зажигания примесь благородного газа. При выключении напряжения прежде всего возникает разряд в благородном газе. Благодаря теплу, даваемому разрядом, образуется достаточное количество паров металла и разряд

в благородном газе переходит в разряд в парах металла. Вместо того чтобы зажигать разряд между двумя удаленными друг от друга электродами, можно один из электродов соединить с проводящей „зажигательной полосой“, помещенной на внутренней стенке трубки и доводимой до расстояния, очень близкого от второго электрода. Между этой полоской и вторым электродом возникает тлеющий разряд. „Зажигательная полоска“ (например из аквадага — коллоидальный углерод) обладает большим сопротивлением благодаря ее малой толщине и большому удельному сопротивлению. Переход разряда с этой полоски на второй электрод обусловлен большим падением напряжения на полоске (полоска устраняет также заряды на стенках сосуда, затрудняющие обычно зажигание разряда). При достаточно малых потенциалах горения можно зажечь разряд при помощи накаленной нити (спиральки), соединяющей оба электрода. В момент включения напряжения ток течет только через нить. Тепло, идущее от нити, вызывает быстрое испарение металла, находящегося в сосуде. При достаточно большом давлении паров из накаленной добела нити эмитируется так много электронов, что между точками с достаточной разностью потенциалов может возникнуть разряд, переходящий в конце концов на главные электроды. Тогда напряжение на электродах и ток через нить накала падают до весьма малого значения. Газосветные трубки с большим потенциалом горения обладают также высоким потенциалом зажигания. В этом случае зажигание чаще всего производится либо посредством временного повышения внешнего напряжения, либо путем наложения высокочастотного напряжения на разрядный промежуток или на вспомогательные электроды.

В трубках, работающих на переменном токе, зажигание происходит в каждую половину периода. В начале периода напряжение возрастает до величины, равной потенциалу зажигания, и затем уменьшается до некоторой величины, остающейся почти постоянной в течение всего времени горения разряда. Ток остается равным нулю, пока напряжение не достигнет значения, равного напряжению зажигания, остальная часть кривой тока имеет синусоидальную форму. К концу каждой полуволны напряжение немного всрастает (потенциал погасания разряда). Постепенное увеличение напряжения до значения, равного потенциалу зажигания, или, иначе, наличие пауз в разрядном токе, обуславливает при частоте 50 пер/сек колебания интенсивности излучаемого света (мигание). С точки зрения электротехники искажение формы кривой тока равносильно наличию „кажущегося“ сдвига фаз между напряжением сети и током разряда („коэффициент искажения“ или „фактор мощности“). В трубках с парами металлов, подогрев которых производится самим разрядом, постепенное возрастание напряжения до величины, достаточной для зажигания, сказывается гораздо меньше. Однако и в этом случае пауз тока избежать нельзя.

При работе с переменным напряжением каждый электрод попеременно становится то анодом, то катодом. Так как в целях повышения коэффициента полезного действия падение напряжения (особенно у катода) должно быть малым, то применяются электроды такого же устройства, как и в трубках с подогревным катодом. Для этой цели

применяют прямо или косвенно подогреваемые оксидные катоды или „блов-катоды“, состоящие из вольфрамового порошка, сваренного с окислами щелочно-земельных металлов. Катод получает энергию, необходимую для эмиссии электронов, только в ту половину периода, когда он работает как анод. В течение этого времени он разогревается электронами, проходящими анодное падение ( $\approx 10$  V) и попадающими на электрод (первоначальное зажигание дуги производится либо переходом от тлеющего разряда, либо посторонним подогревом одного из электродов).

§ 98. Источники света большого давления (излучение положительного столба и излучение электродов). В большинстве описываемых далее источников света невозможно раздельное рассмотрение излучения, даваемого положительным столбом, и излучения, даваемого накаленными точками поверхности электрода, служащими основанием разряда. Причиной этого частично является известный производ в самом определении границы между областью, занимаемой положительным столбом, и областью, относящейся к процессам на электродах, и частично отсутствие соответствующих измерений (светотехнику интересует главным образом полный световой поток). Если главным источником излучения является поверхность электрода, то разряд является лишь средством для такого превращения энергии, при котором электроду сообщается высокая температура, необходимая для излучения.

Дуга между чисто угольными электродами (кокс, сажа, нефть, смола, сваренная с угольным порошком при  $1200^\circ\text{C}$ ) отдает от 4 до 8% своей мощности в форме видимого излучения, причем излучения, даваемые анодом, катодом и положительным столбом, относятся, соответственно, как 0,85:0,1:0,05 (рис. 182). При обычной длине дуги от 1 до 2 см светоотдача соответственно равна от 8 до 14 при постоянном и 7 люмен/W при переменном токе. Поверхностная яркость анода и катода равны, соответственно, 18 000 и нескольким тысячам герберовых свечей  $\text{см}^2$ . В зависимости от назначения дуги угли ставятся

либо перпендикулярно друг другу, либо образуют букву V. При больших силах тока применяют либо перекрытия углей, либо слабые магнитные поля (порядка 10 гаусс) для успокоения дуги, приведенной в движение воздушными течениями или внезапным выделением газа на электродах, и для избежания перемещения дуги вдоль электрода. Чтобы добиться равномерного сгорания углей (благодаря более высокой температуре анодный уголь сгорает в два раза скорее, чем катодный), выбирают размеры углей так, чтобы плотность тока на положительном и отрицательном углях соответственно равнялась 10 и 20 А/см<sup>2</sup>. На угли, снабженные медным фитилем или медной оболочкой, можно дать

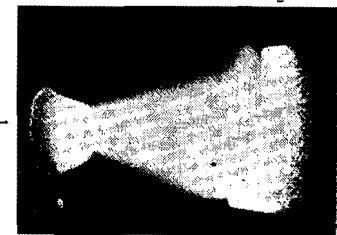


Рис. 182. Дуга между угольными электродами в воздухе при атмосферном давлении (52).

нагрузку в 50 А/см<sup>2</sup>, причем раскаляется не слишком большая часть угля.

Сгорание чистых углей составляет величину порядка  $10^{-4} \frac{л}{А \cdot сек}$ . Для углей, горящих в воздухе, эта величина почти не зависит от состава угля.

Свет, испускаемый дугой с чисто угольными электродами, распределяется по отдельным спектральным областям так, как показано в табл. 20. Это же распределение излучения дано на рис. 183, где по оси ординат отложены интенсивности излучения в относительных единицах. Излучение положительного столба имеет острый максимум при длине волны в 3890 Å, происходящий от полос в спектре CN, излучаемых основанием дуги. На линейчатую и полосатую части излучения накладывается непрерывный спектр излучения электродов. Интенсивность этого сплошного спектра увеличивается по направлению к красному концу спектра.

В дуге между фитильными электродами (они содержат внутри стержни, пропитанные солью) в противоположность дуге с чисто угольными электродами 80% всего излучения дает положительный столб (в этом случае целесообразно увеличивать длину дуги).

Отношение излучаемой энергии ко всей электрической энергии возрастает соответственно с 20 до 30% и светоотдача составляет при

Таблица 20. Распределение интенсивности излучения короткой дуги по разным областям спектра в процентах к полному излучению (47).

$\lambda, \text{Å}$	1800—						
	3100	3700	4800	6000	14000	120000	
Однородные	+						
Угли $\varnothing = 13$ мм, 17 А	-	0,1	2,0	2,8	2,3	18,3	74,5
Графит $\varnothing = 10$ мм, 22 А	++	0,9	1,5	4,6	1,4	12,8	78,8
Высокоинтенсивные	+						
угли $\varnothing = 14$ мм, 122 А	-	1,2	2,5	11,6	14,2	29,2	51,3
Специальные угли для получения эффекта желтого цвета							
$\varnothing = 13$ мм, 30 А ~		2,6	1,6	3,2	20,9	12,2	59,5

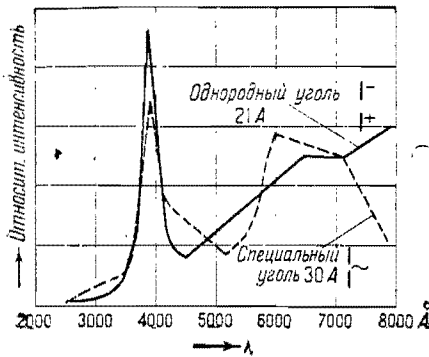


Рис. 183. Распределение интенсивности по спектру полного излучения однородных углей и специальных углей пламенной дуговой лампы (53).

постоянном и переменном токе 35 и 25 люмен/Вт. Угли, применяемые для специальных световых эффектов, имеют стержень, который делается из CaF<sub>2</sub> для получения желтого света, из фтористых солей редких земель группы Cer — для получения белого света и из соединенной стронция — для получения красного света. Распределение излучения для желтого света данов табл. 20. Из нее мы заключаем, что в этом случае имеет место прирост доли видимого излучения по сравнению с дугой между чисто-угольными электродами. На рис. 183 дано полное распределение интенсивности излучения для дуги, работающей на переменном токе. Опять-таки на сплошной спектр накладываются при  $\lambda = 3890 \text{ Å}$  интенсивные циановые полосы и линейчатое излучение Ca.

При отсутствии доступа воздуха к дуге сгорание углей уменьшается благодаря недостатку кислорода, но одновременно уменьшается и светоотдача благодаря более низкой температуре анода и вследствие отсутствия излучения кислорода в общем излучении положительного столба. Вместе с этим в спектре положительного столба появляются полосы углерода, и свет угольной дуги, горящей в замкнутом пространстве, становится синим. Газ, окружающий дугу, содержит кроме N<sub>2</sub> еще CO<sub>2</sub>, CO и H<sub>2</sub> (пары воды). Сгорание углей в дуге, горящей в замкнутом пространстве, от 5 до 10 раз меньше, чем у свободно горящей дуги, так что угольные стержни длиной в 30 см могут служить более 100 час. Однако светоотдача при чисто угольных электродах составляет в этом случае лишь от 4 до 8 и от 2 до 4 люмен/Вт соответственно для постоянного и переменного токов и от 20 до 24 люмен/Вт при специальных углях для различных световых эффектов. Медленно сгорают также электроды из Cu (+) и Fe-магнетит-TiO<sub>2</sub> (-) и катоды из TiC<sub>3</sub>. На рис. 184 показана схема дуги, горящей между угольным анодом и кольцевым охлаждаемым водой металлическим катодом, приводимой во вращение посредством радиального магнитного поля. В этом случае сгорание катода не имеет места, весь положительный столб излучает как диск и анодное пятно нигде не загорается (пржектор).

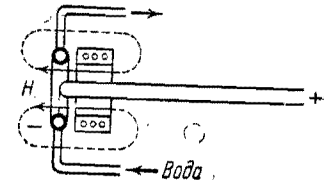


Рис. 184. Вращающаяся дуга.

Так как температура анодного пятна не может превосходить температуру возгонки угля, то повышение давления газа, окружающего дугу, должно иметь следствием повышение температуры и тем самым и увеличение яркости анодного пятна. Увеличение давления воздуха, окружающего дугу между чисто угольными электродами, от 1 до 6 ат дает увеличение яркости от  $1,8 \cdot 10^4$  до  $1,2 \cdot 10^5 \frac{\text{гефнеровых свечей}}{\text{см}^2}$ , что эквивалентно росту действительной температуры анода с 4200 до 4700°C (рис. 185). До сих пор еще не найден никакой другой способ для заметного повышения температуры самого анодного угля. Иначе обстоит дело с повышением поверхностной яркости излучения паров, расположенных перед анодом. Именно, повысив нагрузку анодного

постоянного и переменного токе 35 и 25 люмен/Вт. Угли, применяемые для специальных световых эффектов, имеют стержень, который делается из CaF<sub>2</sub> для получения желтого света, из фтористых солей редких земель группы Cer — для получения белого света и из соединенной стронция — для получения красного света. Распределение излучения для желтого света данов табл. 20. Из нее мы заключаем, что в этом случае имеет место прирост доли видимого излучения по сравнению с дугой между чисто-угольными электродами. На рис. 183 дано полное распределение интенсивности излучения для дуги, работающей на переменном токе. Опять-таки на сплошной спектр накладываются при  $\lambda = 3890 \text{ Å}$  интенсивные циановые полосы и линейчатое излучение Ca.

угля до  $200 \text{ А/см}^2$  и применяя фитильные угли, можно получить световые потоки с плотностями до  $1,3 \cdot 10^5 \frac{\text{гефнеровых свечей}}{\text{см}^2}$ , т. е. с плотностями в 5—10 раз большими, чем

поверхностная яркость обычных чистых углей. При этом надо только добиться путем омывания углей парами алкоголя или светильного газа, либо помещая их в кварцевую оболочку, чтобы разряд удерживался на торцевой поверхности анодного угля. Однако при этих условиях анодный уголь очень сильно съедается, из кратера непрерывно текут пары того материала, из которого сделаны электроды, и место наибольшей интенсивности излучения переходит с поверхности анода в пространство перед ним. При этом благодаря воздушным течениям у анода

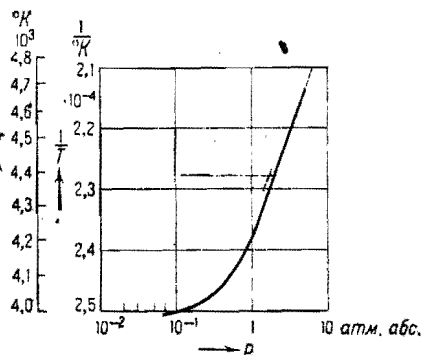


Рис. 185. Зависимость температуры положительного кратера  $T$  от давления воздуха  $p$  (54).

возникает яркое пламя, направленное от анода вверх. На рис. 186 показана дуга высокой интенсивности, у которой только что описанное пламя хорошо видно. Для получения большой светоотдачи весьма существенно как пространственное расположение углей друг относительно друга, так и состав отрицательного угля. Это указывает на то, что пары, идущие от отрицательного угля, решающим образом влияют на реакции, имеющие место в пространстве, окружающем положительное свечение. На рис. 187 дано спектральное распределение интенсивности излучения, испускаемого положительным кратером и расположенным перед ним слоем светящихся паров.

Скорость сгорания углей составляет для  $150 \text{ А}$  и толщины углей в 14 и 11 мм от 30 до 17 см/час.

Другим источником излучения с малым объемом тела накала является вольфрамовая дуговая лампа. Дуга горит (при переменном или постоянном токе) между двумя вольфрамовыми электродами (шарики 4 мм диаметра), помещенными на расстоянии около 3 мм друг от друга в азоте при  $p \approx 80 \text{ мм рт. столба}$ . Вследствие обратной диффузии испарение электродов, помещенных в азоте, сильно уменьшается. Зажигание дуги производится либо тлеющим разрядом, либо пусковым накаливаем катодом, или же приведением электродов в соприкосновение друг с другом (полоска из биметалла, отодвигающая

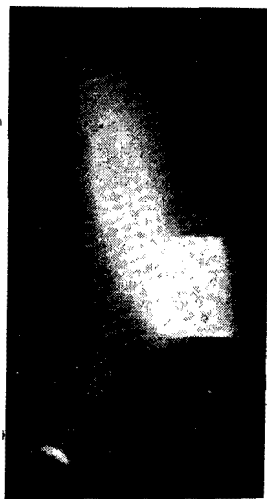


Рис. 186. Дуга высокой интенсивности света при  $150 \text{ А}$  (52).

одна электрод при прохождении через нее тока). Имеющее при этом место серое излучение налагается на ультрафиолетовое излучение возбужденного  $\text{N}_2$ , находящегося в положительном столбе. Поверхностная яркость в зависимости от нагрузки может достигнуть значения до  $3000 \frac{\text{гефнеровых свечей}}{\text{см}^2}$ , продолжительность жизни лампы достигает нескольких сот часов.

Повышение интенсивности излучения положительного столба возможно путем увеличения плотности тока в нем. Повышение плотности тока успешно достигается помещением положительного столба внутри кольцеобразного тела, которое во избежание плавления охлаждается текущей водой. На рис. 188 показана схема, в которой положительный столб дуги между двумя фитильными электродами ограничен металлической диафрагмой. В соответствии с рис. 103, характеристика разряда сперва является падающей, а затем ста-

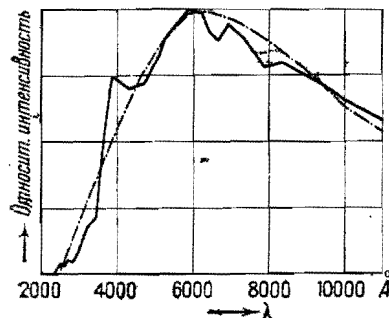


Рис. 187. Распределение излучения дуги высокой интенсивности (постоянный ток) по спектру при  $150 \text{ А}$  (пунктирная кривая дает распределения черного излучения при  $T = 4550^\circ \text{ K}$ ) (55).

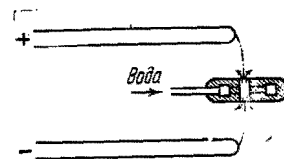


Рис. 188. Увеличение интенсивности излучения положительного столба путем его отпирывания с помощью сопла.

новится возрастающей. Общее напряжение на дуге состоит из двух частей, одна из которых соответствует падению потенциала вне диафрагмы и имеет падающую характеристику, а другая соответствует потенциалу диафрагмы и имеет возрастающую характеристику. Плотность тока в диафрагме составляет около  $10^4 \text{ А/см}^2$  при ширине дуги в 3 мм. Порядки величины напряженности поля у диафрагмы надо оценивать от  $50 \text{ В/см}$  до приблизительно  $400 \text{ В/см}$ . В соответствии с этими большими плотностями энергии получаются сильно расширенные и даже частично „обращенные“ водородные линии (водяное охлаждение диафрагмы), причем поверхностная яркость излучения, соответствующая водородным линиям, почти в 50 раз больше яркости анодного кратера дуги между двумя чистыми углями при атмосферном давлении. Полное излучение такого положительного столба имеет яркость, почти в 5 раз превосходящую яркость анодного кратера дуги между угольными электродами. Зажигание этого разряда производится путем пережигания проволоки, натянутой между электродами.

## ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРЯДОВ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТОКА

§ 99. Введение. Преобразователями тока называются приборы, служащие как для преобразования переменного тока в постоянный и обратно, так и для преобразования частоты. В них имеют место газ-

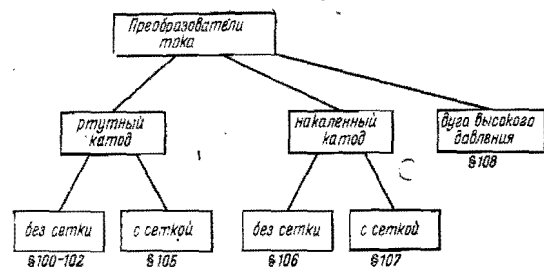


Рис. 189.

овые разряды, каким-нибудь способом управляемые и включенные таким образом, что в известные моменты времени разряд замыкает или размыкает электрическую цепь. Применяемые при больших мощностях разряды являются всегда дуговыми, причем применяют как дуги в вакууме, так и дуги при высоком давлении. Вакуумные дуговые разряды имеют при этом либо накаленный, либо ртутный катод (дуга в парах ртути).

Управление разрядом, т. е. установление надлежащего момента зажигания или гашения, в большинстве разрядов совершается самопроизвольно, в некоторых — посредством сетки, а для дуг высокого давления — толчком напряжения. Типы разрядов, применяемых для преобразования тока, даны на рис. 189.

§ 100. Принципы действия. Техника широко использует то свойство дуги в вакууме, что она может возникнуть только в том случае, когда катод состоит из легко испаряющегося материала. Чаще всего материалом для катода является ртуть. Разряд имеет место в парах ртути, к которым в известных случаях примешивают какой-нибудь благородный газ (главным образом аргон) при малом давлении.

На рис. 190 показан принцип действия ртутного выпрямителя. Катод состоит из жидкой ртути, против него помещено несколько анодов (иногда до 24). Разрядное пространство содержит пары ртути при давлении от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  мм. Показанный на рис. 190 выпрямитель используется для получения постоянного тока из сети  $STR$  с трехфазным током. На рисунке даны вторичные обмотки шестисекционного трансформатора с общей нулевой точкой, с которого можно снимать шесть напряжений, смещенных друг относительно друга на

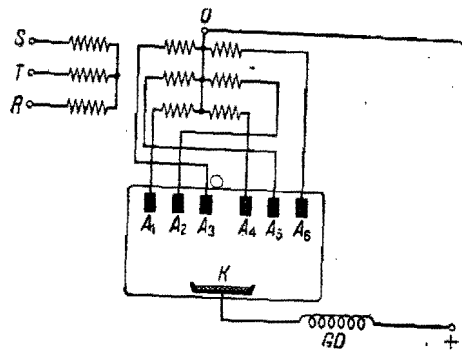


Рис. 190. Принципиальная схема включения 6-фазного ртутного выпрямителя.

60°. Каждое из шести напряжений подводится к отдельному аноду, а потребитель тока включается между нулевой точкой и катодом. Катод является положительным полюсом в цепи снимаемого постоянного тока, нулевая точка — отрицательным полюсом. Если, например, анод  $A_1$  положителен относительно катода, а следовательно, и подалово, относительно нулевой точки, то между  $A_1$  и  $K$  может возникнуть дуга. С точностью до падения потенциала в дуге, малого по сравнению с другими напряжениями в цепи, можно считать, что потенциал катода такой же, как и анода  $A_1$ , т. е. что катод настолько же положителен относительно нулевой точки, как и анод  $A_1$ , так что к потребителю тока подводится напряжение правильного направления. Когда некоторое время спустя анод  $A_2$  делается более положительным, чем анод  $A_1$  (рис. 191), дуга горит уже между  $K$  и  $A_2$ . Одновременно гаснет дуга между  $K$  и  $A_1$ . При возникновении дуги между  $K$  и  $A_2$  катод, опять-таки с точностью до падения потенциала в выпрямителе, принимает потенциал анода  $A_2$ , и так как вследствие этого  $A_2$  должен быть более положительным, чем  $A_1$ , то и катод должен, следовательно, быть положительным относительно  $A_1$ , и во всяком случае разность потенциалов между  $K$  и  $A_1$  уже недостаточна для поддержания разряда между ними. Переход тока от одного анода к ближайшему происходит не мгновенно, а требует некоторого „времени коммутации“, потому что самоиндукция катушек трансформатора не допускает внезапного изменения тока. Конечное „время деионизации“ тоже препятствует внезапному прекращению тока через газовый промежуток. Однако влияние самоиндукции трансформатора перевешивает влияние, оказываемое конечным временем деионизации. Тот же процесс прекращения дуги у одного анода и возникновения ее у ближайшего повторяется тогда, когда  $A_3$  делается более положительным, чем  $A_2$ , и т. д. Выпрямитель работает, следовательно, так, что дуга горит всегда между катодом и тем анодом, который имеет в данный момент наибольший потенциал. Отсюда следует, что дуговой разряд между катодом и анодом  $A_1$  имеет место в промежутке времени от  $t_1$  до  $t_2$  (рис. 191); в течение времени от  $t_2$  до  $t_3$  разряд горит между катодом и  $A_2$  и т. д. В момент времени  $t_1$  анод  $A_1$  опять становится наиболее положительным и дуга вновь возникает на нем. Пунктирная линия на рис. 191 дает ход изменения потенциала катода относительно нулевой точки с учетом падения на-

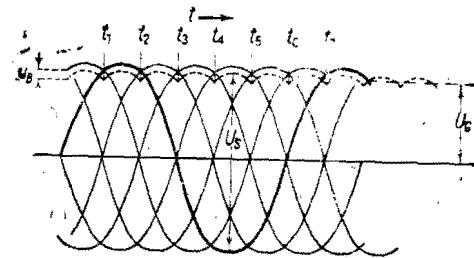


Рис. 191. Ход изменения напряжения со временем в 6-фазном выпрямителе. Сплошные кривые — потенциалы анодов относительно нулевой точки; пунктирная кривая — потенциал катода относительно нулевой точки.  $U_B$  — напряжение дуги в выпрямителе,  $U_G$  — постоянное напряжение.  $U_S$  — запирающее напряжение,  $t_1 - t_1$  — моменты перехода дуги от одного анода к следующему.

выпадения напряжения. Конечное „время деионизации“ тоже препятствует внезапному прекращению тока через газовый промежуток. Однако влияние самоиндукции трансформатора перевешивает влияние, оказываемое конечным временем деионизации. Тот же процесс прекращения дуги у одного анода и возникновения ее у ближайшего повторяется тогда, когда  $A_3$  делается более положительным, чем  $A_2$ , и т. д. Выпрямитель работает, следовательно, так, что дуга горит всегда между катодом и тем анодом, который имеет в данный момент наибольший потенциал. Отсюда следует, что дуговой разряд между катодом и анодом  $A_1$  имеет место в промежутке времени от  $t_1$  до  $t_2$  (рис. 191); в течение времени от  $t_2$  до  $t_3$  разряд горит между катодом и  $A_2$  и т. д. В момент времени  $t_1$  анод  $A_1$  опять становится наиболее положительным и дуга вновь возникает на нем. Пунктирная линия на рис. 191 дает ход изменения потенциала катода относительно нулевой точки с учетом падения на-



пряжения в выпрямителе  $U_B$ . Максимальное значение  $U_B$  (рис. 191) обратного напряжения между анодом (отрицательным) и катодом почти в два раза больше амплитуды напряжения, снимаемого с вторичных клемм трансформатора. Когда на выпрямитель наложено „обратное напряжение“, разряд между анодом и катодом возникнуть не должен. Чтобы затруднить появление такого „обратного зажигания“, аноды окружают защитными трубками (см. ниже). Напряжение, снимаемое с выпрямителя, тем постояннее, чем большим числом анодов выпрямитель снабжен. На основании этого для больших мощностей выпрямители снабжаются 12 или даже 24 анодами. Однако последние при этом часто включаются по два на одно напряжение и работают, следовательно, параллельно. Посредством включения так называемого „сглаживающего дросселя“  $GD$  (рис. 190) можно добиться уменьшения пульсации получаемого постоянного тока, а тем самым и подаваемого потребителю напряжения.

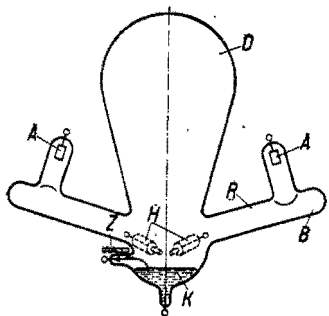


Рис. 192. Схема стеклянного выпрямителя.  $K$  — ртутный катод,  $A$  — аноды (до 12 штук),  $B$  — анодные рукава,  $D$  — пространство для конденсации,  $B$  — насадка анодного рукава,  $H$  — аноды дежурной дуги,  $Z$  — приспособление для зажигания (зажигание погружением).

В описанной схеме дуга у катода горит не прерываясь. У выпрямителя с небольшим числом анодов и без сглаживающего дросселя в конце горения у одного и до перехода на ближайший анод дуга делается неустойчивой благодаря сильному уменьшению разрядного тока (§ 68). Вследствие этого разряд гаснет при выключении потребителя. Погасший выпрямитель, однако, вновь не зажигается при обратном включении внешней цепи, потому что для этого требуются при имеющихся здесь место малых давлениях паров очень высокие напряжения. Вследствие этого все ртутные выпрямители снабжаются одним или несколькими „дежурными“ анодами, питание которых производится либо отдельным источником низкого переменного напряжения, либо постоянным напряжением, полученным с помощью особого вспомогательного выпрямителя. Между этими анодами и катодом непрерывно поддерживается слабый дуговой разряд. Для поддержания этой вспомогательной дуги требуется при нормальной комнатной температуре ток на катод в 3 А. Этот ток может быть уменьшен до 1,5 — 2 А при фиксированном катодном пятне (см. ниже). Потенциал горения дежурной дуги ввиду отсутствия положительного столба (расстояние до катода слишком мало) составляет около 8 В.

§ 101. Стеклянные ртутные выпрямители. Прежде всего мы дадим здесь описание внешнего вида стеклянного ртутного выпрямителя (рис. 192).  $E$  — углубление, наполненное ртутью. Аноды  $A$  изготовлены из выделяющего мало газа и трудно испаряющегося материала (например хорошо обожженного графита). Над областью, занимаемой катодом, помещается колпак  $D$ , который служит для конденсации паров

ртути, испаряющихся с катода. Обычно на каждый ампер постоянного тока приходится от 40 до 15  $см^2$  поверхности колпака (если выпрямитель работает на открытом воздухе или обдувается воздушной струей). При больших напряжениях ( $> 220$  В) анодные рукава сгибаются в середине один или несколько раз (рис. 193; соответствующие характеристики для прямого и перегнутого рукавов приведены на рис. 194). Часть рукава, идущая от колбы выпрямителя, имеет за местом перегиба отросток  $B$  с запаянным концом. Наличие этого отростка мешает потоку пара, идущему от поверхности катода и случайно очутившемуся в рукаве, попасть на анод. Одновременно этот отросток играет роль конденсационного пространства. С возрастанием силы или напряжения выпрямляемого тока должны быть увеличены

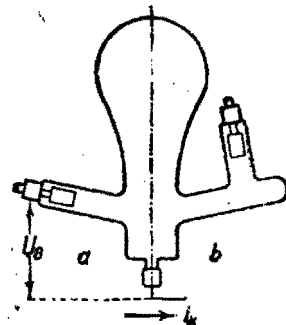


Рис. 193. Стеклянный выпрямитель с прямым (a) анодным рукавом и рукавом с одним сгибом (b).

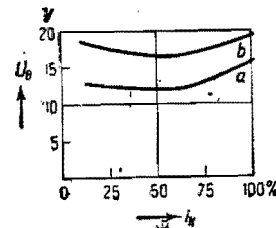


Рис. 194. Зависимость потенциала горения  $U_B$  от тока нагрузки  $i_K$  для прямого анодного рукава (a) и для рукава с одним сгибом (b), как на рис. 193 (56).

диаметр или длина рукава, причем короткие и широкие рукава приводят к малому потенциалу горения (§ 46). Средняя плотность выпрямленного тока на аноде должна составлять несколько  $А/см^2$ .

Давление паров меняется в соответствии с процессами, имеющими место у наиболее холодной части разрядного сосуда. Если давление паров больше давления, соответствующего насыщению при температуре наиболее холодной части, то ртутные пары здесь конденсируются. В стеклянном ртутном выпрямителе наиболее холодной частью является верхняя часть колпака колбы. Эта верхушка покрывается при работе выпрямителя слоем конденсированной ртути, причем, как только возникают достаточно большие капли, они стекают вдоль стенки в катодное углубление. Таким образом катод непрерывно пополняется.

В холодном выпрямителе, т. е. в самом начале его работы или после длительной слабой нагрузки, анодные рукава находятся еще при такой низкой температуре, что в них может происходить конденсация ртути. Опасно, если при этом на *холодном* аноде тоже конденсируется ртуть. Если на анод сядет капля ртути, то и анод будет состоять из легко испаряющегося материала и при достаточной плотности обратного тока (см. ниже) он может стать катодом дуги. Как только это

становится возможным, то и при отрицательном аноде, т. е. тогда, когда выпрямитель должен запира́ть ток, возникает дуговой разряд, что приводит к короткому замыканию между анодом, вызвавшем обратное зажигание, и одним из других анодов. Если капля ртути попадает на горячий анод, то, удаляясь с него вследствие испарения, она может вызвать обратное зажигание благодаря появлению разряда при разрыве.

Обратное зажигание может иметь место не только при холодном аноде, но и при перегрузках выпрямителя. В этом случае температура конденсированной ртути и тем самым и давление паров ртути столь велики, что и в задерживающем направлении возникает перед анодом тлеющий разряд. При сравнительно малых давлениях паров этот тлеющий разряд является разрядом „ограниченным“ (§ 25 и 45). Катодное падение „ограниченного“ разряда очень быстро уменьшается с увеличением давления ( $p \cdot r$ ), так что при давлениях выше определенной величины напряжение на аноде оказывается достаточным для появления самостоятельного тлеющего разряда и в запирающем направлении. При совпадении с еще каким-нибудь неблагоприятным обстоятельством этот тлеющий разряд может перейти в дуговой и тем самым вызвать обратное зажигание.

Такими дополнительными процессами, способствующими переходу в дуговой разряд, являются:

1. Случайное проникновение потока паров из катодного пятна в находящийся при высоком запирающем напряжении анодный рукав. Благодаря этому еще больше увеличивается давление паров ртути у анода, что, согласно закону подобия, должно вести к увеличению плотности тока тлеющего разряда и количества рассеиваемого на электроде тепла.

2. Наличие легко газящих и легко испаряющихся загрязнений на поверхности анода, особенно, когда эти загрязнения легко отдают электроны (загрязнения, содержащие щелочные или щелочно-земельные металлы). Заметим, что такое легко испаряющееся пятно на аноде в действительности не каждый раз ведет к обратному зажиганию. Еще до зажигания обратной дуги можно заметить появление кратковременных искорок в различных точках на поверхности анода. Вызывает ли такая сцинтилляция и которая именно искра появление дуги обратного зажигания, является делом случая, точно так же зажигание искрового разряда вообще является следствием случайных условий, неподдающихся точному учету. Далее, изолирующая пыль может так сильно зарядиться в ионном поле, что она может быть пробита и явиться причиной возникновения дуги (с автоэлектронной эмиссией на катоде; не в этом ли причина сцинтилляций?).

Даже в том случае, когда в запирающем направлении перед анодом и не возникает никакого самостоятельного тлеющего разряда, в анодных рукавах в направлении к тому аноду, который становится отрицательным в начале времени запира́ния тока, текут „зондовые токи“. Эти обратные токи переносятся ионами, оставшимися в данном рукаве от ионизации в дуге при прямом направлении тока и исчезающими теперь под действием переменившего свой знак поля,

а также путем диффузии. Для безукоризненной работы выпрямителя необходимо, чтобы остаточные ионы возможно скорее были удалены и чтобы они уже исчезли до того, как анод доходит до наибольшего отрицательного потенциала. Если концентрация остаточных ионов в анодном рукаве еще велика в момент прекращения дуги в прямом направлении, то основным способом удаления ионов является их диффузия к стенкам или к специально вводимым для этой цели в рукав рекомбинационным поверхностям (в последнее время эти рекомбинационные поверхности изготавливаются так, чтобы они могли играть роль управляющей сетки, см. ниже). Наоборот, поле анода при первоначально больших концентрациях ионов действует только на ионы, находящиеся в непосредственной близости от анода, потому что облако пространственного заряда, как и у отрицательно заряженного зонда, экранирует поле анода. С уменьшением концентрации ионов зона, охватываемая полем анода, согласно уравнению (57), возрастает так, что в конце концов ионы начинают заметно отсасываться не только благодаря диффузии, но и благодаря полю анода. Однако все-таки основную роль в удалении ионов играет диффузия, особенно интенсивная как раз при больших концентрациях ионов и при больших градиентах этой концентрации. Для определения условий, при которых имеет место наиболее быстрое исчезновение заряженных частиц вследствие диффузии, можно с известным приближением использовать уравнение для потерь заряженных частиц (148), которое было выведено выше для обычного положительного столба тлеющего разряда. Тогда оказывается, что число исчезающих в единицу времени ионов обратно пропорционально квадрату расстояния от стенки и прямо пропорционально коэффициенту диффузии. Так как коэффициент диффузии пропорционален свободному пробегу, то ионы исчезают быстрее при малых давлениях паров. Однако укорочение вдвое расстояния до стенки, очевидно, действует сильнее, чем уменьшение давления паров вдвое. Поэтому в анодные рукава и вводятся рекомбинационные поверхности.

На рис. 195 дана зависимость средней арифметической величины обратного тока на аноде от напряжения, снимаемого с выпрямителя, и от тока нагрузки (пропорционального плотности паров). Когда начинается перегрузка, при которой тепло недостаточно быстро отводится и, следовательно, возрастает плотность паров, растет и притом довольно сильно и внезапно также и обратный ток. На рис. 196 дан ряд типичных осциллограмм обратного тока, снятых при различных защитных трубках на аноде (в больших выпрямителях). Соответствующие защитные трубки схематически изображены над кривыми. Сравнение рис. 196, 1 с рис. 196, 2 показывает, как сильно простая

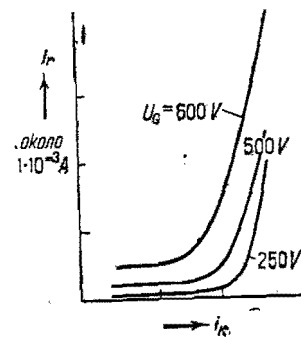


Рис. 195. Зависимость обратного тока  $i_r$  в стеклянном выпрямителе от тока на катод  $i_K$  для различных постоянных напряжений  $U_G$  (56).

деионизирующая сетка способствует уменьшению обратного тока, а следовательно, и деионизации. Зубцы на кривых говорят о возникновении кратковременных тлеющих разрядов (в такт с потоками паров, неравномерно попадающих в защитную трубку). Рис. 196, 3, 196, 4 показывают влияние плотности паров на скорость диффузии. Более холодный выпрямитель последнего рисунка первоначально, ввиду малости давления паров и большей вследствие этого подвижности, дает более сильный обратный ток. Однако вследствие более сильной диффузии этот ток уменьшается значительно быстрее, чем в более нагретом выпрямителе. Сужение на концах защитных трубок делает их менее чувствительными к газовым потокам, исходящим из катодного пятна.

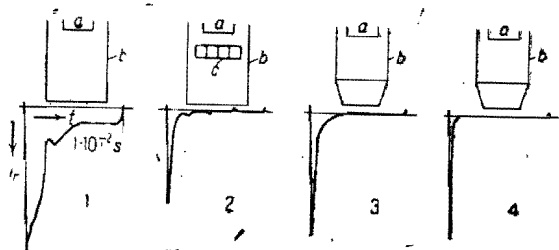


Рис. 196. Ход изменения обратного тока в мощном выпрямителе за время прохождения запирающей полувольты (57). *a* — анод; *b* — анодная охранная трубка; *c* — рекомбинационная сетка; 1 — открытая охранная трубка; 2 — как и 1, только с рекомбинационной сеткой; 3 — охранная трубка с суженным концом; 4 — как и 3, только выпрямитель холодный. Амплитуда тока  $\approx 0,1$  А.

В качестве величины, характеризующей количество испарившейся в выпрямителе ртути, можно взять то количество испаряющейся ртути, которое приходится на каждый ампер разрядного тока на катоде. Это удельное количество ртути, конечно, не является константой, а немного возрастает с ростом тока. Для обычных ртутных выпрямителей оно составляет несколько тысячных грамма на кулон. В это количество входит не только та ртуть, которая испаряется с катода благодаря развивающемуся на нем теплу, но и та, которая в виде мелких брызг разбрасывается при быстром движении пятна по поверхности катода и которая потом испаряется в разрядном пространстве под действием тепла дуги. Исходя из этих соображений, можно значительно уменьшить удельное количество испаряющейся ртути, если зафиксировать пятно. Если пропустить снизу через поверхность ртути так называемый фиксирующий штيفт (обычно из вольфрама или молибдена) так, чтобы он выступал немного над поверхностью, то штифт амальгамируется, и тогда при не очень больших разрядных токах пятно охотно садится на эту амальгамированную поверхность. Оно бежит по краю „фиксирующего диска“, смоченному ртутью, не вызывая при этом никаких вихревых движений в ртути, как это имеет место при нефиксированном пятне. Таким способом можно уменьшить удельное количество испаряемой ртути почти вдвое. К сожалению, при больших токах этот простой способ фиксации пятна недействителен.

В этих случаях благодаря более сильному испарению ртути пятно отрывается от фиксирующего штифта и при своем дальнейшем беспорядочном движении по поверхности ртути вновь на него садится сравнительно редко и на короткое время. Поэтому в этих случаях применяют фиксирующее приспособление в виде кольца, из внутренней области которого уход пятна уже сильно затруднен. До очень больших токов ( $> 100$  А) можно фиксировать пятно при помощи пористой амальгамированной губки из вольфрама или ему подобных металлов. В этом случае свободное передвижение катодного пятна также весьма затруднено.

Источником испаряющейся ртути является главным образом пространство, находящееся в непосредственной близости от пятна. Возможно, что в самому пятну идет поток ртути, состоящий из положительных ионов  $Hg^+$ , которые здесь разряжаются. При фиксированном пятне минимальный ток, необходимый для устойчивого горения дуги, меньше, чем при свободном пятне, потому что все причины, препятствующие устойчивости дуги, как, например, неравномерное испарение с катода и т. д., при этом отпадают. Так, например, дуга, пятно которой фиксировано вольфрамовой губкой, может устойчиво гореть при 50 мА.

Особенно низким потенциалом горения (8—12 В) обладают выпрямители, применяемые главным образом для выпрямления низких напряжений и содержащие, кроме паров ртути, примеси благородного газа. Катоды таких выпрямителей для уменьшения катодного падения изготавливаются из К-Na-амальгамы, находящейся в жидком состоянии при комнатной температуре. В подобных выпрямителях минимальный ток также очень мал и составляет приблизительно 0,1 А.

**§ 102. Выпрямители для больших мощностей (железные выпрямители).** При помощи описанных до сих пор стеклянных выпрямителей можно выпрямлять токи почти до 500 А при напряжении до 700 В. При уменьшении тока выдерживаемое выпрямителем напряжение растет сильнее, чем по закону обратной пропорциональности. Предельная мощность выпрямителя по существу определяется размерами колбы, необходимыми для отведения развиваемого в выпрямителе при больших токах тепла. Больших токов до 10 000 А при напряжении до 600 В можно достичь в выпрямителях на большие мощности, называемых также железными выпрямителями. Они состоят из железного цилиндра (рис. 197), на дне которого помещается изолированный ртутный катод *K*. Железные выпрямители снабжаются 24 анодами. Идущий из катода поток паров ртути попадает на охлаждаемый водой рукав или цилиндр и конденсируется либо здесь, либо на крышке выпрямителя. Сконденсировавшаяся ртуть по железной конической воронке направляется обратно к ртутному катоду. В стороне от центрального охлаждающего приспособления помещаются защитные анодные трубки из железа, изолированные или соединенные с разрядным сосудом. В каждую защитную анодную трубку помещается анод, вводимый через крышку сосуда выпрямителя с изоляцией. В анодную защитную трубку вводятся еще особые рекомбинационные поверхности или управляющие сетки (см. выше). Аноды и анодные защитные трубки не должны охлаждаться водой, так как в этих местах во избежание обрат-

ного зажигания не надо допускать конденсации ртути. Аноды сами по себе немного охлаждаются благодаря толстым вводам, причем внешняя часть этих вводов снабжается ребристым воздушным охладителем. Это приспособление служит не столько для охлаждения анодов, сколько для защиты самих вводов (фарфор или резина) от недопустимого перегрева. Известно, что ртутный выпрямитель работает только в том случае, когда достаточно тщательно удалены посторонние газы (давление посторонних газов должно быть  $< 10^{-2}$  мм рт. столба). Так как в железных сосудах таких больших размеров весьма трудно поддерживать высокий вакуум и в них весьма трудно избежать газоотдачи большого количества находящихся внутри их металлических частей, то большие железные выпрямители соединяют со специальными насосами высокого вакуума, причем выпрямители должны быть снабжены такими автоматическими приспособлениями, которые выключают выпрямитель, как только вакуум сильно ухудшается или как только насос и охлаждение перестают работать. Применением охлаждающей жидкости, свободной от водородных ионов (масло), можно добиться такого уменьшения количества водорода, диффундирующего сквозь охлажденную поверхность, что можно ограничиться однократной откачкой. Остальные газы оказываются связанными благодаря адсорбции.

Рис. 197. Мощный выпрямитель. *K* — катод, *A* — анод в охранной трубке, *G* — сетка для рекомбинации, здесь также для управления, *E* — место сеточных вводов, *V* — эвакуированное пространство, *M* — охлаждаемая водой оболочка, *R* — кольцевой холодильник для конденсации паров ртути, *Z* — штифт для зажигания и дежурный анод, *P* — место включения насоса.

Потенциал горения таких выпрямителей, вообще говоря, такой же, как у стеклянных выпрямителей на такое же напряжение, потому что, хотя благодаря лучшему охлаждению анодные защитные трубки могут быть у металлических выпрямителей шире, чем у стеклянных, но зато расстояние анодов от катода у них больше. Падение напряжения между катодом и отверстием защитной трубки лишь немногим больше катодного падения, потому что вследствие большого сечения, которое предоставлено разряду в этой области, падение напряжения здесь весьма мало. В правильно рассчитанном мощном выпрямителе можно добиться потенциала горения в 25V. Мешающе действуют электродинамические силы, возникающие между дугой и всей остальной цепью или, при наличии нескольких одновременно горящих анодов, — между основной дугой и разрядами, идущими к этим анодам. Эти электродинамические силы прижимают дугу к стенкам и повышают тем самым падение напряжения в ней.

Дежурные аноды (рис. 197), находящиеся в объеме выпрямителя и питаемые переменным напряжением, или дежурная дуга постоянного тока, го-

рящая между „штифтом зажигания“ *Z* и катодом (иногда для этого предусмотрены дополнительные аноды в *V*), служат для ионизации газа внутри выпрямителя и для поддержания горения катодного пятна ( $i \approx 10-15$  А).

§ 103. Зажигание ртутных выпрямителей. В основном применяются два способа зажигания ртутного выпрямителя. Первый способ (зажигание при наклоне) состоит в том, что в колбе выпрямителя вблизи ртутного катода вплавляется отросток, наполненный ртутью, с отдельным вводом. Обычно эти две ртутные поверхности друг от друга отделены. При зажигании между электродом, введенным в отросток, и катодом через балластное сопротивление или дроссель включают напряжение, наклоняют выпрямитель и быстро вновь выпрямляют его. При разделении соединившихся на короткое время ртутных масс возникает дуга. Эта дуга перескакивает на дежурные аноды и затем и на главные аноды. У малых выпрямителей зажигающим электродом служит сам дежурный анод. В выпрямителях других форм и размеров применяют тот же принцип: например, погружают на короткое время зажигающую иглу в ртутный катод (рис. 197 и 199) (зажигание при погружении). Посредством передвигаемого магнитом куска железа, который действует как вспомогательный насос, помещенный в колбу, ртуть из катода впрыскивается узкой струей на дежурный анод или на специальный анод для зажигания (зажигание путем впрыскивания). Электродинамическое стягивание линий тока в тонком ртутном мостике между катодом и особым электродом при достаточно больших токах ведет к разрыву ртутной нити и тем самым к зажиганию (зажигание путем контрагирования).

Существенно иным методом зажигания является зажигание с помощью сильных полей, создаваемых на поверхности ртути. На уровне ртутного катода на колбу выпрямителя надевается зажигающее кольцо (рис. 198), играющее роль внешней металлической оболочки. Когда между зажигающим кольцом и катодом внезапно включается высокое напряжение (при стекле обычной толщины от 2 до 3 мм для этого достаточно напряжения около 5 kV), на поверхности ртути и в особенности на острых углах между поверхностью и стеклянной стенкой возникают очень сильные поля. Каким образом эти поля ведут к зажиганию дуги, детально еще не выяснено. Можно представить себе, что сильные поля освобождают электроны с поверхности ртути (автоэлектронная эмиссия, см. т. I, стр. 131) и эти электроны ионизируют расположенные перед катодом слои пара и таким образом ведут к возникновению дуги. Эффективность такого зажигания тем больше, чем больше давление паров в выпрямителе. При низких давлениях освобожденные с поверхности электроны должны проходить слишком большой путь, для того чтобы они могли ионизовать, так что возникшие ионы не попадают уже на те места катода, где должна была бы возникнуть дуга.

Далее, для эффективности такого зажигания необходимо, чтобы поверхность стекла в месте соприкосновения с поверхностью ртути была

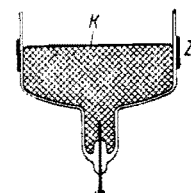


Рис. 198. Катод *K* с внешней оболочкой для зажигания *Z*.

достаточно чистой. Если это не имеет места, то благодаря, например, приставшей к стеклу окиси ртути или слою амальгамы ртуть будет смачивать поверхность стекла. Тогда уже острого края между поверхностью стекла и поверхностью ртути не будет и тем самым на поверхности ртути не будет мест с достаточно большой напряженностью поля.

Даже если вначале были созданы чистые условия, при длительной работе существует опасность загрязнения поверхности стекла как раз в этом критическом месте, может быть, потому, что при прохождении тока через зажигающее кольцо и поверхность ртути, особенно когда колба уже теплая, имеет место заметной интенсивности процесс электролиза, благодаря которому щелочь, содержащаяся в стекле, выделяется на внутренней поверхности стеклянной стенки в виде металлического калия или натрия, образующих амальгаму на самой поверхности.

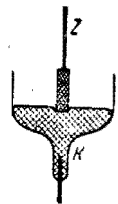


Рис. 199. Зажигание при помощи дополнительного электрода с большим удельным сопротивлением, помещаемого внутри выпрямителя.  $K$  — катод.

Если погрузить в ртутный катод зажигающий электрод  $Z$  (рис. 199) из некоторых карборундо-подобных материалов, употребляемых для сопротивлений, и достаточно быстро наложить на него постоянное напряжение, на поверхности ртути возникает катодное пятно. Подсчет возникающих в этом случае плотностей тока и хода напряженности поля показывают, что на пограничной линии между ртутью и зажигающим телом линии тока имеют бесконечно большую плотность и что между зажигающим стержнем и ртутью имеет место бесконечно большое падение напряжения, ограниченное, правда, бесконечно малой областью. Эта большая напряженность поля на поверхности ртути действует в отношении зажигания так же, как и в описанном выше зажигании с помощью внешней обкладки. Ввиду отсутствия промежуточного диэлектрика зажигание в этом случае может произойти и при меньших напряжениях.

В качестве тел для зажигающих штифтов выбирают также, которые во время работы с ними не отдадут путем электролиза щелочь или подобные ей вещества, легко вызывающие образование амальгамы. В последнее время такие приспособления для зажигания применяются при длительной работе, так что в каждую полуволну разряд зажигается заново, причем момент зажигания любым образом может быть установлен по отношению к фазе тока на аноде. Такого рода разрядный сосуд содержит, конечно, только один главный анод и не имеет никаких дежурных анодов. Так как в этом случае дуга между катодом и другими главными и дежурными анодами отсутствует, то и количество возникающих паров ртути много меньше, чем в обыкновенном ртутном выпрямителе с длительно горящей дугой на катоде. Следовательно, и допустимое рабочее напряжение здесь значительно больше, чем в обыкновенных ртутных выпрямителях тех же размеров. Однако здесь каждый анод должен снабжаться отдельным разрядным сосудом (энергия зажигания  $\sim 10^{-1}$  W · сек/число зажигания).

Катодное пятно, возникающее описанным путем, вызывает дугу между катодом и главным анодом только при достаточно больших давлениях. При очень холодных выпрямителях зажигание затруднено. От этого недостатка свободны выпрямители, наполненные благородным газом. При амальгамированных катодах они зажигаются посредством достаточно аномального тлеющего разряда ( $\approx 0,1$  A).

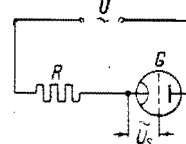


Рис. 200. Управляемый сеткой выпрямитель  $G$ , соединенный через сопротивление  $R$  с рабочим переменным напряжением  $U$ . Управляющее напряжение  $U_s$  включено между сеткой и катодом.

§ 104. Электродинамика цепей тока с управляемыми выпрямителями. Основные возможности зажигания разряда в вакууме, например при помощи сетки, а также и характеристика напряжения зажигания такого разряда были уже рассмотрены в § 75. Здесь мы изучим качественно только взаимодействие управляемого разряда с его собственной цепью тока. небольшого числа случаев.

Если переменное напряжение подведено так, как это показано на рис. 200, к омическому сопротивлению  $R$  и выпрямителю с управляющей сеткой  $G$ , то с момента зажигания разряда на  $R$  накладывается соответствующее мгновенное переменное напряжение за вычетом напряжения горения выпрямителя. Посредством управляющего напряжения  $U_s$ , частота которого равна частоте напряжения сети, разряд периодически зажигается и напряжение практически мгновенно налагается на сопротивление  $R$ . Тем самым с момента зажигания делается возможным прохождение тока через  $R$  в каждую пропускающую ток полуволну. Конец периода прохождения тока наступает каждый раз тогда, когда напряжение на разрядном промежутке становится ниже нуля (точнее — ниже потенциала горения). В рассматриваемом случае это имеет место в тот момент, когда напряжение сети проходит через нуль.

На рис. 201 даны кривые тока и напряжения, соответствующие определенному моменту зажигания  $Z$ . Так как основная волна тока  $i_{\text{пр}}$  (полученная путем гармонического анализа) отстает от напряжения сети  $U$ , то можно ошибочно принять деформацию кривой тока за индук-

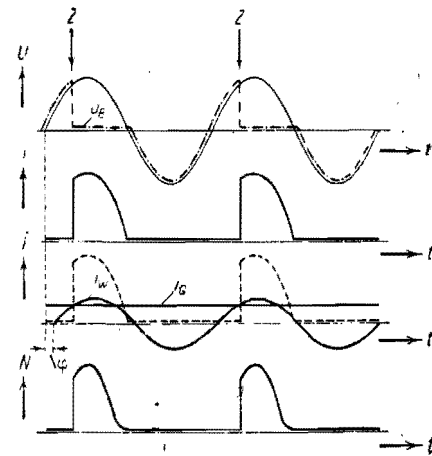


Рис. 201. Изменение со временем напряжения  $U$ , тока  $i$  и мощности  $N$  в схеме, данной на рис. 200.  $Z$  — момент зажигания,  $U_B$  — напряжение на электродах,  $i_G$  — постоянная компонента тока,  $i_{\text{пр}}$  — переменная компонента тока (основная волна) при индуктивном смещении фаз  $\Delta\varphi$ .

тивный сдвиг фаз  $\Delta\phi$ , хотя и не имеет места колебательный переход энергии, поля от источника энергии к ее индуктивному приемнику [кажущееся опережение напряжения основной волной тока (емкостный сдвиг фаз)]. То же получается, например, при зажигании в момент

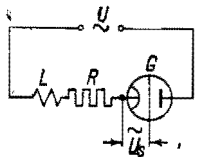


Рис. 202. Цепь тока в схеме с выпрямителем с управляющей сеткой (управляющее напряжение  $U_G$ ). Источник напряжения —  $U$ , самоиндукция —  $L$  и сопротивление —  $R$ .

прохождения напряжения через нуль и при преждевременном гашения (см. ниже). Возникающие в  $R$  пульсации напряжения вызывают пульсации тока, среднее арифметическое значение  $i_G$  которых зависит от момента зажигания  $Z$ . Среднее значение тока или среднее выпрямленное напряжение можно, следовательно, произвольно регулировать путем соответствующего выбора момента зажигания. Регулирование мощности от 0 до 100% соответствует смещению точки зажигания на  $180^\circ$ .

Если цепь тока содержит, кроме сопротивления  $R$ , последовательно включенную самоиндукцию  $L$  (рис. 202), то с момента зажигания ток растет постепенно, так как в этом случае  $R$  находится под меньшим напряжением (напряжение сети минус электродвижущая сила самоиндукции). Далее благодаря противоположно направленной электродвижущей силе, возникающей в  $L$  максимум и нуль

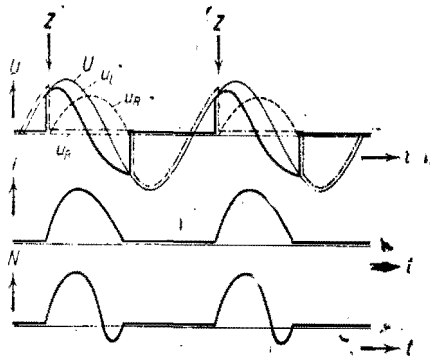


Рис. 203. Изменение со временем напряжения  $U$ , тока  $i$  и мощности  $N$  в схеме рис. 202.  $U$  — рабочее напряжение,  $u_L$  — потенциал горения выпрямителя  $G$ ,  $u_L$  — падение напряжения на  $L$ ,  $u_R$  — падение напряжения на  $R$ ,  $Z$  — момент зажигания.

раннем зажигании импульсы тока могут сомкнуться друг с другом. Однако в рассматриваемой схеме этого произойти не может, потому что величиной потерь в трубке и дросселе пренебречь нельзя. Ток остается прерывистым и так как он в каждый период начинает течь заново, то он остается малым, т. е. равным максимальной величине переменного тока, текущего под напряжением  $U$  через самоиндукцию  $L$ .

В схеме, приведенной на рис. 204, через сопротивление  $R$  и самоиндукцию  $L$  попеременно проходят импульсы тока, даваемые двумя выпрямителями с управляющей сеткой 1 и 2, напряжения которых смещены друг относительно друга на  $180^\circ$ . В противоположность схеме, данной на рис. 202, здесь при достаточно большом  $L$  ( $\frac{L}{R} \gg 1/\text{частота}$ ) импульсы тока могут друг с другом сомкнуться и дать через дроссель почти совершенно выравненный ток. Рис. 205 дает осциллограмму такой схемы при стационарном состоянии для симметрично управляемых выпрямителей. Ток течет сквозь трубку 1, начиная с момента ее зажигания  $Z_1$  до момента  $Z_2$  за-

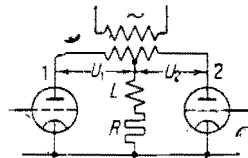


Рис. 204. Выпрямление при помощи двух выпрямителей 1 и 2 с управляющей сеткой.  $R$  — внешнее сопротивление;  $L$  — самоиндукция.

жигания трубки 2. Начиная с момента зажигания  $Z_1$  и до конца положительной полуволны напряжения  $U_1$ , сеть отдает энергию потребителю  $R$  и самоиндукции  $L$ . Запасенная в  $L$  энергия в течение отрицательной полуволны напряжения  $U_1$  и до момента зажигания  $Z_2$  частично отдается потребителю  $R$  и частично возвращается в сеть. При этом в  $L$  возникает такая большая электродвижущая сила

самоиндукции  $-L \frac{di}{dt}$ , что, несмотря на то, что действующее напряжение  $U_1$  становится отрицательным, на аноде выпрямителя 1 напряжение еще положительно. К началу зажигания трубки 2 анодное напряжение на ней больше потенциала горения трубки 1 на величину мгновенной суммы  $U_1 + U_2$  напряжений на обеих половинах трансформатора (рис. 204), и разряд в трубке 2 имеет возможность возникнуть. После зажигания трубки 2 ее катод, а следовательно, и катод трубки 1 (с точностью до падения потенциала в трубке 2) принимает потенциал конца трансформатора, остающегося до этого момента положительным, в то время как на аноде трубки 1 оказывается наложенным напряжение отрицательного полюса трансформатора. Благодаря изменчившейся полярности электродов трубки 1 трубка 1 гаснет при зажигании трубки 2.

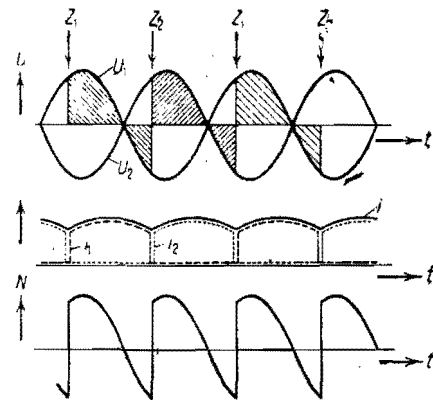


Рис. 205. Изменение со временем напряжения, тока и мощности в схеме рис. 204.  $U_1$  и  $U_2$  — рабочее напряжение, соответственно, в левой и правой половинах вторичной катушки,  $Z_1$  — момент зажигания выпрямителя 1,  $Z_2$  — момент зажигания выпрямителя 2,  $i_1$  — ток через выпрямитель 1,  $i_2$  — ток через выпрямитель 2. Заштриховано слева сверху  $\rightarrow$  справа внизу — продолжительность горения выпрямителя 1. Заштриховано справа сверху  $\rightarrow$  слева внизу — продолжительность горения выпрямителя 2.

Гашение разряда в выпрямителе происходит всегда только что описанным образом благодаря уменьшению или, верней, перемене знака *анодного* напряжения, так как гашение с помощью сетки возможно лишь при плотностях тока (§ 75), меньших, чем те, которые обычно имеют место в выпрямителе. На рис. 206 приведена схема, которая дает возможность гасить разряд и при положительном действующем (анодном) напряжении. С этой целью параллельно трубке через ключ *S* включают неразряженный конденсатор *C*. В момент включения напряжение на аноде трубки *G* обращается в нуль и вследствие этого разряд в *G* гаснет. В первый момент весь рабочий ток целиком

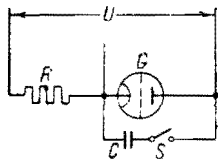


Рис. 206. Гашение разряда в выпрямителе *G*, питаемом от источника напряжения *U* через сопротивление *R* путем параллельного включения конденсатора *C*, предварительно заряженного или не заряженного посредством ключа *S*.

идет через конденсатор. Но вместе с тем возрастает напряжение на конденсаторе и, следовательно, на электродах, так что анод становится вновь положительным. Если конденсатор достаточно велик, то время, в течение которого напряжение достигает значения, необходимого для зажигания, будет так велико, что разрядный промежуток успевает за это время деионизироваться и при отрицательном напряжении на сетке вновь не зажигается. Будет ли разряд зажигаться или нет, зависит, таким образом, от того, что больше — время зарядки конденсатора до потенциала, нужного для зажигания, или время деионизации разрядного промежутка.

В разрядных промежутках, служащих для выпрямления тока, можно тушить разряд малыми конденсаторами, предварительно заряженными так, чтобы в момент их включения анод становился отрицательным относительно катода. Тем самым удлиняется время деионизации разрядного промежутка по сравнению с временем, которое требуется для зарядки конденсатора внешней цепью. Для невыпрямляющих разрядных промежутков предварительная зарядка конденсатора для гашения разряда неприменима, потому что вместо того, чтобы перезарядиться от внешней цепи, конденсатор будет разряжаться через разрядный промежуток.

Вместо выключателя *S* можно воспользоваться еще одним разрядником, зажигание которого действует так же, как и замыкание ключа *S*. Существуют схемы, где два выпрямителя с управляющей сеткой гасят друг друга, причем зажигающаяся трубка играет роль ключа *S* для горящей трубки *G* (переменный выпрямитель).

§ 105. Сеточное управление ртутных выпрямителей. В ртутных выпрямителях обычно имеется несколько главных анодов, поэтому, вообще говоря, разряд на катоде горит непрерывно. На основании сказанного в первой половине этого тома сетка, помещенная в плазме, только тогда может обладать управляющим действием, когда она находится в области, бедной ионами. Следовательно, в ртутном выпрямителе сетка не может быть помещена вблизи катода. Напротив, каждый

анод имеет отдельную управляющую сетку, помещенную в его рукаве. Эта сетка может целиком занять все сечение рукава в некотором месте или она может окружать анод целиком наподобие намордника. При достаточно больших управляющих напряжениях влияния металлического кольца, помещенного на внешней поверхности рукава, на электрическое поле перед соответствующим анодом, оказывается достаточным для того, чтобы кольцо могло играть роль управляющего электрода. Наименьшее (наиболее отрицательное) напряжение сетки, при котором соответствующий анод еще зажигается, будет тем ниже (т. е. тем менее положительно или тем более отрицательно), чем выше напряжение на соответствующем аноде и чем больше давление паров в выпрямителе. Если нанести на чертеже соответствующие друг другу пары значений анодного и сеточного напряжений, то получится „характеристика зажигания“ с *p* в качестве параметра (см. ниже рис. 213, где даны характеристики для выпрямителя с накаленным катодом). Зависимость сеточного напряжения зажигания от анодного напряжения не очень значительна. Напротив, с изменением давления паров она сильно меняется. Для всей области температур, в которой работают более или менее сильно нагружаемые обычные ртутные стеклянные или мощные железные выпрямители, изменение сеточного напряжения зажигания достигает приблизительно 50 V. Поэтому для выпрямителя с переменной нагрузкой можно в целом только указать, что анод зажигается тогда, когда сеточное напряжение больше +40 V, и не зажигается, когда оно ниже —40 V. Слишком большие отрицательные напряжения могут вызвать при больших давлениях паров возникновение самостоятельного разряда между сеткой и катодом, что ведет в свою очередь к зажиганию разряда между катодом и „задерживающим анодом“.

Для того чтобы возможно точнее определить момент зажигания ртутного выпрямителя, необходимо возможно резче повысить сеточное напряжение от значения, меньшего —40 V, до значения, большего, чем +40 V. Ход *a* управляющего сеточного напряжения (рис. 207) поэтому благоприятнее хода *b*. Такие круто возрастающие напряжения можно получить, например, путем механического включения соответствующего контакта с помощью выключателя, работающего синхронно с анодным напряжением, или посредством синусоидального напряжения высокой амплитуды, или, наконец, с помощью искаженного переменного напряжения, имеющего, например, место в дросселе с пересыщенным железом.

Наличие такой широкой области напряжений сетки, при которых возможно зажигание стеклянного выпрямителя, объясняется тем, что электростатическое поле анодного пространства до зажигания ни в коем

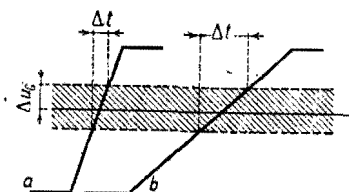


Рис. 207. Неопределенность  $\Delta t$  момента зажигания выпрямителя при неточности  $\Delta U_G$  в сеточном напряжении для различной крутизны возрастания сеточного напряжения.

случае не определяется однозначно потенциалом сетки и анода относительно катода. Наоборот, решающую роль играют здесь пространственные заряды и заряды, возникающие в каждом рукаве на стенках, изолированных или неравномерно проводящих благодаря прилипшей ртутной пленке, и остающиеся еще от последнего прохождения тока. Величина возникающих на стенках зарядов мало зависит от силы тока, но сильно зависит от плотности паров ртути. При малых плотностях паров возникают большие заряды на стенках потому, что малые плотности пара обуславливают большие электронные температуры (см. выше § 35), и поэтому в течение времени прохождения тока диффундирующие к стенке быстрые электроны заряжают ее до высокого отрицательного потенциала. Из тех же соображений для больших плотностей паров дело обстоит как раз наоборот. Так как знак зарядов на стенках всегда отрицателен („контактная разность потенциалов“ относительно плазмы, стр. 42), то они сильнее препятствуют зажиганию холодного выпрямителя, чем нагретого, и поэтому для зажигания холодного выпрямителя требуется более высокий положительный потенциал, чем для горячего. При увеличении плотности паров зажигание может случайно оказаться более затрудненным, если оно начинается за счет электронов, диффундирующих из катодной области в рукав (причем остаточная ионизация в рукаве уже прекратилась), потому что при возрастании плотности паров эта диффузия уменьшается.

Мы видели на рис. 196, что при горячем выпрямителе *объемные заряды*, состоящие из положительных ионов и удерживаемых ими электронов, могут сохраняться в течение всего времени от одного периода горения до ближайшего. Вообще говоря, такие пространственные заряды способствуют зажиганию, поскольку они могут вызвать ионизацию в области между анодом и сеткой, где как раз при отрицательной сетке возникают особенно сильные поля. Кроме того, такие объемные заряды могут более или менее компенсировать отрицательный заряд сетки, окружая ее облаком положительного пространственного заряда. Вследствие этого, если выпрямитель так сильно нагрет, что наряду с отсутствием тормозящего отрицательного заряда на стенках в объеме сохраняются еще пространственные заряды, то при известных условиях нагретый выпрямитель зажигается при значительно больших отрицательных потенциалах на сетке, чем холодный. При известных обстоятельствах нежелательное зажигание может иметь место даже тогда, когда сетка должна еще запира́ть ток (сеточный пробой). Совершенно аналогичные соображения применимы к мощным выпрямителям с их, хотя и не изолирующими, но изолированными от колбы анодными защитными трубками. У таких выпрямителей отрицательный заряд на стенках претерпевает весьма незначительные колебания, так что влияние объемной ионизации в этом случае оказывается преобладающим. При нагревании таких выпрямителей вследствие имеющейся зависимости диффузии ионов и электронов от плотности паров зажигание становится, вообще говоря, все более и более затруднительным.

Нужное для зажигания сеточное напряжение можно гораздо лучше

определить, если в какой-нибудь части анодного рукава (например, для стеклянных выпрямителей — в нижней части рукава до сгиба) предварительно возбудить неуправляемый слабый вспомогательный разряд, идущий к помещенному там „затравочному аноду“. Разряд к „затравочному аноду“ продолжается в каждом периоде переменного тока лишь в течение промежутка времени между первым и последним из возможных моментов зажигания разряда к главному аноду и поэтому не оказывает заметного влияния на потенциал обратного зажигания. Разряд на затравочный анод не дает возможности избежать зарядов на стенке и пространственных зарядов, но делает их более определенными.

У больших выпрямителей, где применяются большие управляющие мощности, на сетку иногда идут большие токи, так что сетка во время зажигания разряда к главному аноду может сначала играть роль анода слабой вспомогательной дуги. Электроны проходят тогда сквозь отверстие сетки подобно тому, как это имеет место у выпрямителя с тлеющим разрядом (§ 92). Эти электроны ионизируют пространство между сеткой и анодом и тем самым вызывают зажигание дуги между катодом и главным анодом. У стеклянных выпрямителей, исходя из этих соображений, допускают токи на сетку в несколько миллиампер, а в мощных выпрямителях — от нескольких десятков до нескольких сотен миллиампер.

**§ 106. Выпрямители с накаливаемым катодом, наполненные газом или парами.** На рис. 208 показана схема устройства выпрямителя с накаливаемым катодом без управляющей сетки. *K* — накаливаемый катод с прямым накалом. Этот катод нагревается до температуры, необходимой для эмиссии каким-нибудь посторонним источником тока. Против катода на расстоянии нескольких сантиметров поставлен металлический или графитовый анод. Вся трубка наполняется либо благородным газом, либо ртутными парами, возникающими благодаря испарению ртутной капли, помещенной на дне трубки. Посторонние газы возможно тщательней удаляются из выпрямителя с накаливаемым катодом путем прокаливании всех частей и откачки. Когда анод положителен по отношению к катоду, возникает дуговой разряд, свойства которого уже были описаны в § 65. Этот разряд является тоже выпрямленным, потому что при малых плотностях газа или пара мало испаряющийся анод не может служить катодом в задерживающем направлении. При обычно применяемых в этих случаях больших расстояниях электродов от стенок трубки и малых расстояниях между катодом и анодом положительный столб не возникает. Анодное падение тоже делают малым путем применения анодов с достаточно большими поверхностями. Вследствие этого потенциал горения таких выпрямителей с накаливаемым катодом составляет всего только от 6 до 12 В, т. е. значительно

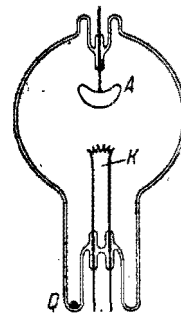


Рис. 208. Принципиальная схема маленького выпрямителя с накаливаемым катодом и с парами ртути. *A* — анод; *K* — накаливаемый катод (здесь с непосредственным накалом, другие методы накала см. рис. 211); *Q* — капля ртути.



меньше, чем у выпрямителей с жидким катодом (12—25 В). С другой стороны, выпрямитель с накаливаемым катодом содержит только один единственный анод, так что для чаще всего встречающегося многофазного выпрямления необходимо снабдить каждую фазу отдельным выпрямителем. При желании обойтись одним выпрямителем с накаливаемым катодом для многофазного выпрямления путем помещения нескольких анодов в одной разрядной трубке необходимо так же, как и в ртутном выпрямителе, отделить аноды друг от друга при помощи анодных защитных трубок, следовательно, так же, как и там, располагать их в отдельных анодных рукавах или окружать аноды защитными оболочками. В таком случае благодаря падению напряжения в возникающем при этом в рукаве положительном столбе благодаря отрицательному заряду на стенках значительно повышается потенциал горения и возрастает потенциал зажигания. Вследствие этого, как правило, для более высоких напряжений выпрямитель с накаливаемым катодом делают с одним единственным анодом. Двуханодный выпрямитель показан на рис. 209. После длительной работы такие выпрямители обладают большим потенциалом горения и зажигания.

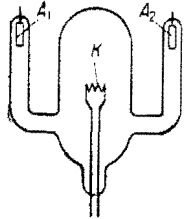


Рис. 209. Маленький выпрямитель с накаливаемым катодом с газовым наполнением и двумя анодами  $A_1$  и  $A_2$ ;  $K$  — накаливаемый катод.

В выпрямителях с накаливаемым катодом, наполненным ртутными парами, давление паров соответствует давлению насыщения при температуре ртути, находящейся на дне трубки. Так как ртуть, находящаяся на дне трубки, не подвергается непосредственному действию разряда и нагревается лишь путем теплопроводности или благодаря теплу, излучаемому катодом и разрядом, то и давление паров ее гораздо меньше зависит от тока через трубку, чем в случае ртутных выпрямителей с жидким катодом. Кроме того, в этих выпрямителях отсутствуют потоки паров из катодного пятна, имеющие место в ртутных выпрямителях с жидким катодом, так что можно поставить анод непосредственно перед катодом без всяких боковых рукавов и защитных трубок. С другой стороны, в этих выпрямителях давление паров весьма чувствительно к изменению температуры внешней среды. При очень холодном окружающем пространстве давление паров ртути столь мало, что вознижающих при этом малом давлении ионов недостаточно для компенсации электронного пространственного заряда. Вследствие этого потенциал горения должен возрасти. Наоборот, при очень высокой температуре окружающей среды давление паров так велико, что напряжение выпрямляемого тока должно быть значительно уменьшено, потому что в этом случае в запирающем направлении на отрицательном аноде возникает аномальный слепка или совсем не затруденный тлеющий разряд, что всегда представляет опасность дугового пробоя. На рис. 210 на одном специальном примере показано уменьшение величины напряжения обратного пробоя с ростом температуры ртути, находящейся на дне сосуда. Заметим, впрочем, что это уменьшение может быть значительно снижено для специальных выпрямителей высокого

напряжения путем соответствующего подбора всех расстояний между отдельными частями трубки. Полной независимости величины напряжения обратного зажигания от температуры можно добиться в выпрямителях, наполненных благородным газом (обычно аргоном). Однако, так как в дуговом разряде с накаливаемым катодом, подобно тому как это имеет место и в тлеющем разряде, газ непрерывно адсорбируется частицами распыленного или испарившегося материала электрода, при длительной работе давление аргона уменьшается. В выпрямителях, наполненных ртутными парами, эта адсорбция уравнивается испарением ртути, находящейся на дне трубки. Если ввести с самого начала малое количество аргона, величина напряжения обратного зажигания будет достаточно велика. Так как, однако, процесс адсорбции газа происходит и при малых количествах его, то через сравнительно короткое время работы выпрямителя газ так сильно адсорбируется, что — как и во всех разрядах с малыми количествами газа — потенциал горения начинает возрастать, что в свою очередь ускоряет процесс распыления электродов (§ 50) и дальнейшей адсорбции, пока, наконец, выпрямитель не отказывается служить. Таким образом продолжительность жизни такого выпрямителя ограничена. Газоотдающие вещества, применяемые в газосветных трубках, повидимому, пока технически в выпрямителях не применяются, так как здесь необходимо большое постоянство давления газа или пара. Если, наоборот, с самого начала снабдить выпрямитель при изготовлении большим количеством благородного газа, то можно значительно увеличить продолжительность его жизни. Но благодаря большим давлениям газа напряжение обратного зажигания становится значительно меньше. Вследствие этого выпрямители, наполненные благородным газом, применяются лишь для низкого напряжения.

Если вне зависимости от сказанного выше на выпрямитель накладывают лишь низкие напряжения, то, конечно, можно применять несколько анодов вместо одного, не помещая их в анодные рукава. На основании этого выпрямители с накаливаемым катодом и несколькими анодами, наполненные благородным газом, находят себе широкое применение при выпрямлении малых напряжений (110—220 В) и слабых токов (50 А).

Накаливаемый катод только при малых токах (максимум  $\approx 10$  А дугового тока) изготавливается из проволоки или жести — непосредственно разогреваемых проходящим через них током накала. Необходимый для поддержания больших разрядных токов ток накала становится слишком большим. Для того чтобы накаливаемый катод с непосредствен-

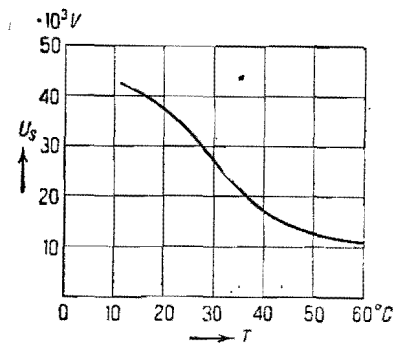


Рис. 210. Примерное уменьшение напряжения обратного зажигания обыкновенного выпрямителя с накаливаемым катодом и ртутным паром.

ным нагревом по всей длине имел сколько-нибудь однородную температуру, необходимо поддерживать ток накала, по крайней мере в 3 раза больший, чем ток эмиссии. Действительно, если ток накала недостаточно велик, чтобы по сравнению с ним нагревающее действие эмиссионного тока было малым, и, так как эмиссионный ток проходит только через ту часть катода, из которой он выходит в вакуум, то через разные части катода будут проходить различные по величине токи и, следовательно, различные участки будут иметь различные температуры. Чтобы избежать сильных токов накала и связанных с ними затруднений с вакуумными вводами, для больших токов применяют накаленный катод с косвенным подогревом. На рис. 211 показан в качестве примера такой катод, косвенно подогреваемый путем излучения. Энергия накала подводится к спирали, сделанной, например, из вольфрама, которая доводится до значительно более высокой температуры, чем эмитирующая поверхность накаленного катода. При такой схеме катода можно подвести энергию накала при меньшем токе и большем напряжении накала, чем в случае катода с прямым накалом. Величина напряжения накала ограничена лишь тем, что при более высоких напряжениях вдоль нити накала может возникнуть разряд. Однако возникновению этого разряда можно воспрепятствовать, если заставить нить гореть не прямо в атмосфере паров, а закладывать ее в твердый изолятор или помещать в непосредственной близости от твердой изолированной стенки, под влиянием которой разряд вдоль витка накала требует такой большой продольной напряженности поля, что он обычно быстро прекращается. Потери тепла у обычных накаленных катодов определяются главным образом их тепловым излучением, вообще говоря, значительно превышающим ту мощность, которая требуется для "испарения" электронов из накаленного катода. Для уменьшения потерь на излучение активную эмитирующую поверхность

Рис. 211. Примерный вид накаленного катода, нагреваемого с помощью излучения ("горшкообразный" катод).  $H$  — виток накала,  $E$  — поверхность, эмитирующая электроны,  $W$  — тепловая изоляция для уменьшения потерь через излучение,  $L$  — отверстия для прохождения электронного тока к аноду,  $i_A$  — электронный эмиссионный ток в направлении к аноду,  $i_H$  — ток накала.

окружают защитными экранами, возвращающими катоду обратную значительную часть энергии, излученной его активной поверхностью. В этой защитной оболочке надо, конечно, оставить отверстия, чтобы дать доступ разряду к накаленному катоду. В то время как для оксидного катода (из оксидной пасты) с прямым нагревом без защитной оболочки на каждый ампер эмиссионного тока приходится 20 W мощности накала, большие катоды, хорошо защищенные от излучения, потребляют приблизительно лишь 1 W на каждый ампер эмиссионного тока. Соображения, на которых основано применение таких "закрытых" подогревных катодов в разрядах с накаленным катодом, были уже приведены в § 65.

Верхний предел нагрузки выпрямителя с накаленным катодом представляет собой разрядный ток, равный току насыщения с катода (см. выше § 65). Вследствие этого накаленные катоды находятся в большой опасности, если в цепи, в которой они применяются, возникает короткое замыкание. Опасность короткого замыкания и значительное время разогревания катода, при применении больших токов, являются главными недостатками выпрямителей с накаленным катодом по сравнению с ртутными выпрямителями, мгновенно дающими ток любой величины. Преимуществом выпрямителей с накаленным катодом по сравнению с ртутными является то, что с них можно снимать большие выпрямленные напряжения, величина которых меньше, чем у ртутных выпрямителей, зависит от нагрузки. Преимуществом выпрямителей с накаленным катодом и одним анодом является их меньший, чем у ртутных выпрямителей, потенциал горения. К этому надо прибавить еще то преимущество, которое будет рассмотрено в ближайшем параграфе, а именно: большая легкость управления током посредством сетки, более узкая область напряжений на сетке, при которых возможно зажигание, и меньшая энергия, необходимая для управления.

§ 107. Выпрямители с накаленным катодом и с управляющей сеткой. Управляемый выпрямитель с накаленным катодом обладает, согласно рис. 212, управляющим электродом, например управляющей сеткой, помещенной между накаленным катодом и анодом. Чем меньше отверстия в подобной сетке, тем меньше отрицательные напряжения на ней оказываются уже достаточными для того, чтобы даже при больших анодных напряжениях воспрепятствовать зажиганию разряда. Наоборот, при очень больших отверстиях для этой цели необходимы большие отрицательные сеточные напряжения. Как и в вакуумных ламповых усилителях, в выпрямителе, в котором разряд еще не возник, электрическое поле у катода зависит от мгновенных значений сеточного напряжения  $U_G$  и анодного напряжения  $U_A$ , причем действие анодного напряжения с учетом проницаемости сетки для исходящих из анода силовых линий — складывается с действием сеточного напряжения (см. выше § 75).

При больших анодных потенциалах для возникновения разряда необходимо, чтобы сквозь сетку проходил минимальный электронный ток. Как только электроны оказываются за сеткой, они сейчас же подхватываются сильным полем анода и могут начать процесс зажигания разряда уже описанным в § 75 путем. Чтобы электроны из катода могли дойти до сетки, надо чтобы созданное зарядами сетки и анода результирующее поле у катода не очень сильно препятствовало движению электронов. Необходимо, напротив, чтобы электроны уже у поверхности катода направлялись к сетке под действием электрического поля или чтобы электрические поля у катода, если они тормозящие, были бы настолько слабы, чтобы электроны могли их преодолеть бла-

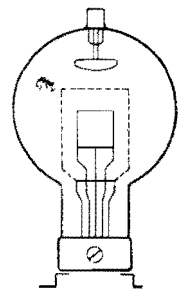


Рис. 212. Схема выпрямителя с подогревным катодом, управляющей сеткой и анодом.

годаря своим тепловым скоростям. При определении наименьшего потенциала сетки, при котором возможно возникновение разряда, надо считать, что поле у катода приблизительно должно равняться нулю. Впрочем, благодаря собственным тепловым скоростям электронов, эмитируемых катодом, допустимы даже небольшие отрицательные поля [соответствующие приблизительно  $-1$  V действующего напряжения на сетке, см. выше § 75, уравнение (260)], если анодное напряжение не слишком мало. В согласии с выше приведенным выражением для зависимости между напряженностью поля, анодным и сеточным напряжением условия зажигания будут иметь вид

$$U_G + DU_A \approx 0 \quad (302)$$

или

$$U_G \approx -\frac{1}{D} U_A. \quad (303)$$

Это выражение оправдывается тем точнее, чем выше анодное и сеточное напряжения. Характеристика зажигания выпрямителя с управляющей сеткой (на оси абсцисс — анодное напряжение, на оси ординат — соответствующие сеточные напряжения, при которых возможно зажигание) представляет собой при

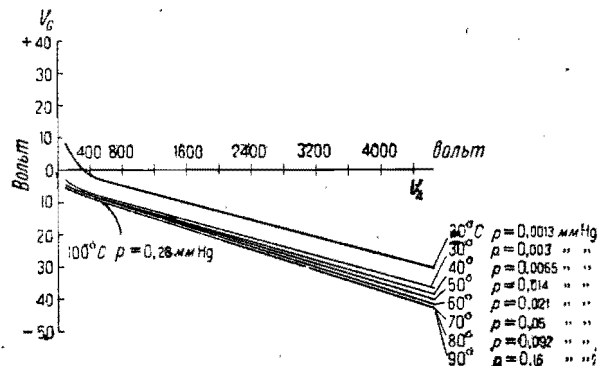


Рис. 213. Примерная зависимость между анодным напряжением  $V_A$  и наименьшим потенциалом сетки  $V_G$ , необходимым для зажигания выпрямителя с накаленным катодом, наполненного ртутными парами при различных давлениях паров ртути (32).

больших значениях анодного напряжения прямую линию (рис. 213;  $D \approx 1\%$ ).

При меньших значениях анодного напряжения, именно при таких напряжениях, при которых вероятность ионизации электронами не достигает своего максимального значения, необходимо пропускать сквозь сетку большое количество электронов в аноду, чтобы они могли образовать достаточное для зажигания число положительных ионов. В согласии с уравнением (303) сеточные напряжения должны быть при этом положительными. Вблизи таких анодных напряжений характеристика зажигания начинает отступать от прямой линии (рис. 213), и при очень малых анодных потенциалах она может даже выйти далеко в положительную область. При очень малых анодных напряжениях зажигание происходит таким образом, что сначала возникает самостоятельный разряд между катодом и сеткой, причем сетка играет роль анода. Возникающие при этом разряде электроны идут к аноду и вызывают зажигание разряда между катодом и анодом.

Если выпрямитель наполнен не ртутными парами, а благородным газом (в большинстве случаев аргоном), то из соображений большей длительности жизни давление газа должно быть больше, чем в случае

ртутных паров (§ 106). Повышенное давление может вызвать при больших напряжениях между анодом и сеткой возникновение между ними самостоятельного тлеющего разряда и тем самым сделать невозможным сеточное управление. Исходя из этого, сетку помещают так близко от анода, что между ними может возникнуть лишь сильно затрудненный тлеющий разряд с высоким потенциалом горения. Вследствие этого разряд либо не возникает совсем, либо имеет малую и, следовательно, не представляющую опасности силу разрядного тока. При малых расстояниях между сеткой и анодом электроны, приходящие сюда с катода, не могут претерпеть достаточно много ионизирующих столкновений и поэтому основная область ионизации должна находиться между сеткой и катодом.

В течение процесса зажигания из разрядного промежутка на сетку течет конечной величины сеточный ток. Вследствие этого, для того чтобы могло иметь место зажигание разряда, недостаточно электрически зарядить сетку необходимым для зажигания количеством электричества, надо еще поддерживать этот заряд, несмотря на ток ионов или электронов, попадающих на сетку. Следовательно, с управляющей аппаратуры надо в течение процесса зажигания снимать некоторой величины сеточный ток и, таким образом, здесь должно иметь место некоторое конечное потребление мощности. Токи сетки, заряженной отрицательно по отношению к катоду, во много раз меньше, чем в противоположном случае, потому что при отрицательной сетке сеточный ток переносится положительными ионами, которые благодаря своей значительной массе движутся гораздо медленнее, чем электроны. Поэтому в течение времени возникновения разряда число ионов значительно меньше, чем число электронов (компенсация пространственного заряда, созданного электронным током, имеет место уже после того, как зажигание произошло). Сеточный ток при высоких анодных напряжениях и соответственно сильно отрицательной сетке остается приблизительно постоянным и составляет около  $10^{-7}$  A (ионный ток). При меньших анодных напряжениях ( $\approx 100$  V), когда характеристика зажигания сетки перестает быть прямолинейной, ионный сеточный ток возрастает во много раз (до величины порядка  $10^{-4}$  A). Как только отрицательный потенциал сетки достигает величины, меньшей чем  $-2$  V, относительно катода, электроны, идущие из катода, начинают компенсировать ионный сеточный ток и при дальнейшем уменьшении потенциала сетки электронный ток превышает ионный. В области отрицательных сеточных напряжений потребляемая при зажигании энергия, равная произведению потенциала сетки относительно катода, сеточного тока и времени зажигания, остается для каждой данной трубки в значительной мере постоянной. Это количество энергии примерно в десять или в сто раз больше, чем энергия, необходимая для электростатической зарядки сетки, и зависит от вида трубки (практически уже благодаря неизбежным колебаниям в величине напряжения зажигания необходимы большие управляющие мощности). Сетка с большой поверхностью требует большей управляющей мощности, чем сетка с малой поверхностью, потому что на нее попадает из разрядного пространства

гораздо большее число заряженных частиц. При низких анодных напряжениях и при положительной сетке работа, необходимая для зажигания, во много раз больше ( $10^{-6}$  W · сек.).

На рис. 213 даны характеристики зажигания при различных температурах ртути. Для того чтобы воспрепятствовать зажиганию разряда при большей нагрузке, необходимы большие отрицательные напряжения на сетке, чем при малой нагрузке. Этим недостатком почти не страдают выпрямители, наполненные благородными газами. Каким образом при возрастающем давлении паров разряд возникает уже при низких сеточных напряжениях, еще не выяснено с достаточной точностью. Возможно, причиной этого является то, что при большом давлении паров электроны чаще встречаются с газовыми молекулами в пространстве между сеткой и анодом. Вследствие этого необходимо для зажигания количество ионов возникает уже при слабых электронных токах и, следовательно, при более значительных отрицательных напряжениях на сетке. Уменьшение сеточного напряжения, необходимого для зажигания, можно частично компенсировать другой добавочной сеткой, которая заряжается тем более отрицательно, чем выше давление паров. Для увеличения возможностей управления применяют несколько управляющих сеток, заряженных независимо одна от другой.

Раз возникший в выпрямителе с накаленным катодом разряд совершенно так же, как и в выпрямителе с жидким катодом, гаснет лишь тогда, когда анодное напряжение становится либо равным нулю, либо отрицательным относительно катода. Ионы и электроны, находящиеся в разрядном пространстве непосредственно после гашения, должны исчезнуть прежде чем будет достигнута та точка управляющей характеристики, при которой начинается новое возникновение разряда. Время между моментом гашения главного разряда и совершенным исчезновением остаточных зарядов, необходимое для деионизации разрядного промежутка, опять-таки определяется той скоростью, с которой остаточные ионы диффундируют из разрядного промежутка к стенкам и к сетке. Скорость эта тем больше, чем меньше давление газа в разрядном сосуде (в этом отношении, несмотря на более тяжелые молекулы, выпрямители, наполненные ртутными парами, имеют преимущество перед выпрямителями, наполненными благородными газами) и чем меньше расстояние середины разрядного промежутка от стенок. В разрядных трубках, включаемых в какие-нибудь схемы, где необходима быстрая деионизация (например, многофазный выпрямитель), особенно выгодными оказываются сетки с большой поверхностью. При помощи таких сеток можно довести время деионизации до  $10^{-4}$  сек. и меньше. Как и у выпрямителей с жидким катодом, необходимо удаление всех посторонних газов, образующих отрицательные ионы, потому что отрицательные ионы диффундируют к стенке при коэффициенте диффузии, во много раз меньшем, чем у электронов, и увеличивают тем самым время деионизации. За счет наличия остаточных ионов можно достаточно хорошо объяснить и тот факт, что характеристика зажигания имеет другой вид при первом зажигании выпрямителя, находящегося под переменным напряжением, чем при очередном его

зажигании в ближайшей положительной полуволне анодного напряжения. На рис. 214 верхняя кривая является такой же с „характеристикой зажигания“, как и кривые рис. 213. Если при каком-нибудь (переменном) анодном напряжении на сетке поддерживается в течение конечного времени напряжение, величина которого соответствует „характеристике первоначального зажигания“, то в некоторый момент времени при прохождении наложенного переменного напряжения анода через нуль разряд гаснет и оставляет после себя остаточные ионы. Если желают избежать зажигания разряда в ближайшей положительной полуволне, то необходимо сместить сеточное напряжение на некоторый отрезок в сторону отрицательных напряжений. Величина этого смещения относительно характеристики первоначального зажигания

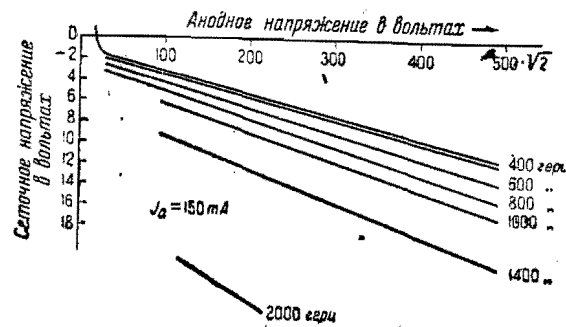


Рис. 214. Сеточная характеристика повторного зажигания для различных частот (32).

В выпрямителях с накаленным катодом, не имеющих анодных рукавов, благодаря отсутствию искажающего действия зарядов на стенках можно довести неточность в определении необходимого для зажигания сеточного напряжения до  $\pm 1$  В в противоположность той широкой, примерно в 10 раз большей области значений сеточных напряжений зажигания, которая существует в обыкновенных управляемых выпрямителях с жидким катодом (впрочем, особыми мерами можно эту область сузить и в последнем случае). Поэтому в выпрямителях с накаленным катодом с определенным моментом зажигания нет надобности в резком возрастании сеточного напряжения от некоторого отрицательного значения до положительного. Ширина области сеточных напряжений зажигания в выпрямителях с накаленным катодом обуславливается главным образом колебаниями температуры катода, зависящими от нагрузки и изменения давления. Она еще уже у выпрямителей, наполненных благородным газом. Возможное влияние зарядов на стенках на вид поля в разрядном пространстве можно в значительной мере исключить, сделав сетку такой, чтобы она окружала катод и анод.

**§ 108. Выпрямители с вольтовой дугой.** На рис. 215 дана принципиальная схема управляемого магнитным полем выпрямителя с дугой при атмосферном давлении (для малых мощностей).  $A_1$  и  $A_2$  — аноды,  $K$  — катод. Посредством магнитного поля  $H_1$  или  $H_2$ , действия которого совпадают с требуемым направлением выпрямляемого тока, можно

отклонить дугу либо к  $A_1$ , либо к  $A_2$ . Эта схема работает лишь при сравнительно малых напряжениях. Такую дугу нельзя, например, заставить перейти с анода с более высоким мгновенным значением напряжения на анод с меньшим мгновенным значением действующего напряжения, как если бы мы имели дело с простым механическим переключателем. Чтобы достигнуть этого, необходимо каким-нибудь способом так повысить падение напряжения на дуге, которую собираются переключить на другой анод, чтобы мгновенное значение напряжения было бы равно или больше напряжения новой дуги. Существенную помощь в смысле выпрямления тока могут оказать воздушные толчки соответствующего направления и частоты. Работавший по тому же принципу ртутный выпрямитель с магнитным управлением применялся в виде опыта для получения высокочастотных колебаний малой мощности.

Рис. 215. Дуговой выпрямитель с магнитным управлением.

Если разрядный промежуток, работающий на переменном токе, зажигается в одной полуволне напряжения и если в начале другой полуволны при противоположном направлении тока опасность обратного зажигания каким-нибудь способом устранена, то средним выпрямленным током (§ 104) можно непрерывно управлять путем изменения момента зажигания. На рис. 216 два электрода, охлаждаемых водой, помещены в воздухе при атмосферном давлении на расстоянии нескольких сантиметров друг от друга. Для зажигания разряда на них накладывается при помощи искрового прерывателя, работающего синхронно с напряжением сети, или посредством синхронно работающего выключателя кратковременный импульс напряжения достаточной высоты и продолжительности.

Ток зажигания, индуцированный в  $L$ , замыкается при пробое разрядного промежутка через конденсатор  $C$ , представляющий собой достаточно большое сопротивление для низкочастотного тока (потребитель  $R$ ). Мощность, потребляемая при каждом зажигании, составляет около 1 Вт. Возникающий вслед за пробоем дуговой разряд горит только до конца полуволны. Обратное зажигание устраняют тем, что в течение всего времени горения непрерывно перемещают ту точку, на которой „сидит“ дуга, по поверхности электрода при помощи радиального магнитного поля  $H$ , возбужденного током самой дуги (два одноименных полюса, расположенные друг против друга). Благодаря этому перемещению точка, на которой сидит дуга, переходит все время на новые холодные места на поверхности электрода, и поэтому испарение электрода весьма мало. Благодаря водяному охлаждению избегают

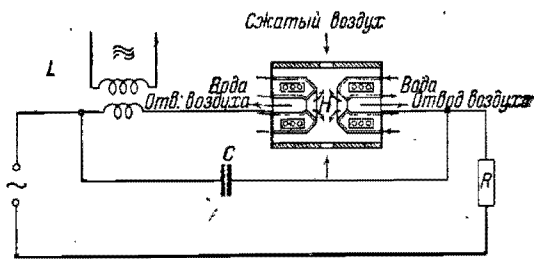


Рис. 216. Схема выпрямителя с вольтовой дугой.

сильного нагревания электродов (но не окисления), а благодаря воздушным потокам, проходящим внутри электродов, удаляют горячие газы (пары металла и заряженные частицы). При высоких запирающих потенциалах можно достигнуть очень значительной величины пробивной прочности погашенного разряда путем применения более высоких давлений газа (на несколько атмосфер больше нормального) и одновременного применения круговой циркуляции сжатого воздуха. Если разрядный промежуток находится под током, то запирающее напряжение составляет от 20 до 50% статического напряжения пробоя, причем это снижение растет с увеличением тока и с увеличением расстояния между электродами. Скорость сгорания медных электродов при десяти-

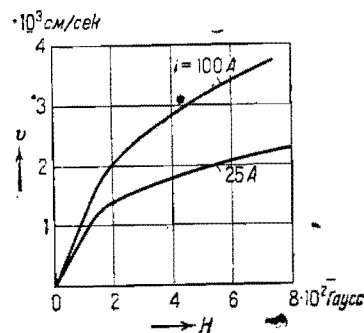


Рис. 217. Зависимость скорости движения анодного пятна  $v$  на меди от магнитного поля  $H$  при различных токах дуги (58).

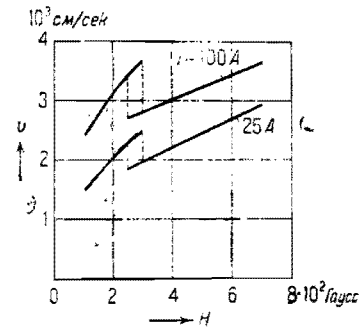


Рис. 218. Зависимость скорости движения катодного пятна  $v$  на меди от магнитного поля  $H$  (причина скачка?) (58).

часовой работе и при эффективной силе тока в 40 А (максимум 100 А) составляет на аноде около 1,5 г, на катоде — около 0,8 г. Зависимость средней скорости перемещения точек, служащих основанием разряда на аноде и катоде, от величины магнитного поля  $H$  показана на рис. 217 и 218.

Если момент зажигания выбран так, что ток может течь в обратном направлении, то направление тока в потребляющей цепи меняется. Если выпрямитель одновременно приключен к цепи переменного и к цепи постоянного токов, то при соответствующем выборе момента зажигания направление потребляемого тока может быть задано по произволу (выпрямитель — преобразователь). Наконец эта схема может применяться в качестве выключателя переменного тока и в качестве управляющего переменным током аппарата, если зажигание происходит упорядоченно в обеих полуволнах.

Подобного рода выпрямители с вольтовой дугой могут применяться до напряжения обратного зажигания в  $10^5$  В и токов в проводящем направлении в несколько тысяч ампер, причем скорости сгорания электродов не отзываются на этих предельных мощностях. Коэффициент полезного действия имеет удовлетворительную величину при высоких

напряжения и определяется в этом случае средним значением потенциала горения в течение той полуволны, во время которой управляющее действие вызывает появление разряда.

### СВАРОЧНЫЕ ДУГИ

**§ 109. Введение.** Самыми существенными задачами дуговой сварки являются соединение двух кусков металла путем местного сплавления их, нанесение какого-либо материала на некоторый фабрикат и разрезание какого-нибудь металлического предмета при помощи электрической дуги. В большинстве случаев имеют дело с комбинацией двух процессов „сварки“ и „наварки“, потому что для соединения двух разъединенных частей металла нужно не только нагреть соответствующие места до возможно высокой температуры и сварить их, но обычно еще на месте сварки дополнительно наносится расплавленный дугой материал. Расплавляемый дугой дополнительный сварочный материал обычно тот же, что и свариваемые куски. Сварочная дуга большей частью горит на воздухе, иногда в защитном газе между обнаженными или изолированными металлическими или угольными электродами и свариваемым предметом или также между двумя особыми сварочными электродами. Выбор электродов производится из соображений сварочной техники и здесь не будет рассматриваться. При разрезании дуга горит между разрезаемым предметом и угольным электродом (неплавящимся).

Сначала мы рассмотрим различные способы сварки, причем мы будем различать сварку на воздухе и сварку в других газах. Потому будут сопоставлены те наиболее существенные методы сварки, которые допускают снижение рабочего напряжения. Далее будут рассмотрены способ подвода навариваемых материалов, влияние собственного магнитного поля дуги и посторонних магнитных полей и сварка в защитном газе, в частности в водороде.

**§ 110. Общие соображения о дуговой сварке при постоянном и переменном напряжениях.** При электрической дуговой сварке дуга

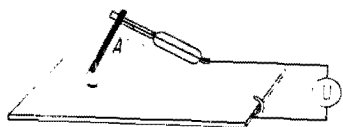


Рис. 219. Сварка с сварочной проволокой в качестве электрода А.

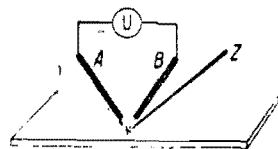


Рис. 220. Сварка с дополнительной сварочной проволокой и с отдельными электродами для дуги А и В.

служит, как для нагревания свариваемых частей металла, так и для превращения в жидкость необходимого для наварки металла. Подводимый сварочный металл берется (рис. 219) за счет сварочного электрода или (рис. 220) за счет специального сварочного стержня, вво-

димого, как и при автогенной сварке, в положительный столб дуги. В настоящее время наиболее употребителен первый способ.

Обычно зажигание сварочной дуги, за некоторыми исключениями, производится посредством сближения свариваемого предмета и электрода до их соприкосновения. Этот способ зажигания требует некоторых приспособлений для ограничения токов короткого замыкания (§ 111, 112). Можно также зажечь дугу наложением достаточно высокого напряжения между электродом и свариваемым предметом (целесообразно накладывать физиологически менее опасное высокочастотное напряжение). Однако при этом пробой разрядного промежутка оказывается еще недостаточным, даже если электроды уже являются нагретыми. Необходимо, чтобы ток, текущий после пробоя, был достаточно интенсивен и длился в течение определенного, зависящего от силы тока времени. Зажигание дуги при холодном состоянии электродов требует, конечно, соответственно больше энергии (§ 76). Для зажигания можно также применять вспомогательную дугу, горящую между сварочным электродом и другим, например, концентрически расположенным вспомогательным электродом.

Несмотря на многочисленные внешние мешающие действия, сварочная дуга должна гореть возможно более устойчиво; в особенности при ручной сварке, при которой сварочный электрод перемещается рукой по свариваемому предмету, колебания длины дуги неизбежны. Благодаря плавлению и стеканию капель, а также выпадению целых кусков расплавленного материала электродов, меняются поверхность электродов, длина дуги и размеры разрядного промежутка. К этому надо добавить, что качество сварки чрезвычайно страдает как от слишком большой длины дуги (чрезмерный доступ воздуха), так и от слишком малой (охлаждение вследствие частых коротких замыканий и уменьшения тепла, даваемого дугой). Применением автоматических держателей и движущих приспособлений для сварочных стержней или проволок можно избегнуть изменений длины дуги, вызываемых неравномерным перемещением острия сварочного электрода относительно свариваемого предмета человеческой рукой. Однако этим нельзя избегнуть искажений дуги, вызываемых стеканием материала электрода.

Устойчивость дуги определяется не только элементами цепи тока, но и типом электродов. Различают по существу три рода металлических сварочных стержней.

а) Обнаженные стержни или проволоки, большей частью железные с насадками из С, Мп, Ni и Со. Иногда железные стержни снабжаются жилками или примесью шлаков, причем благодаря их меньшему потенциалу ионизации эти вещества уменьшают падение напряжения на дуге, облегчают зажигание ее и, следовательно, способствуют большей ее устойчивости (кроме того используется защитное действие их паров).

б) Смоченные или покрытые тонкой пленкой сварочные стержни. Они представляют собой обыкновенные обнаженные стержни, погружаемые в большинстве случаев в водный раствор какой-нибудь щелочи или в жидкое стекло с примесью извести или глинозема и т. п. и затем высушенные. Поверхностные пленки таких стержней содержат иногда еще соединения магния или перечисленные в пункте „а“ вещества.

с) Электроды с толстым покрывающим слоем. Они представляют собой стержни из сварочного металла, покрытые толстым, обычно в несколько раз большим, чем диаметр сварочного стержня, слоем асбеста с примесью жидкого стекла и т. д. Такая толстая покрывка служит защитой сварочного электрода против больших тепловых потерь. Покривка благодаря меньшей скорости ее сгорания по сравнению со сварочным стержнем уменьшает доступ воздуха к дуге.

Вместо того чтобы вводить в дугу легко ионизирующиеся примеси из электрода, можно также наносить их на свариваемый предмет (способ покрывания пастой при угольных электродах).

§ 111. Специфические свойства сварочной дуги постоянного тока, горящей в воздухе. Сварочная дуга постоянного тока, горящая в воздухе между свариваемым предметом и металлическим или угольным (графитовым) электродом, имеет длину от 2 до 5 мм. При сварке сила дугового тока лежит между десятками и сотнями ампер, при разрезании доходит до 1000 А. Напряжение дуги, при нормальной ее длине (несколько миллиметров) и при обнаженных сварочных проводах составляет от 13 до 20 В, и только у электродов с толстым изолирующим слоем или у более длинных дуг с угольными электродами оно несколько больше. Сварочный электрод (рис. 219) обычно является катодом, и только при большом содержании в нем углерода он употребляется в качестве анода.

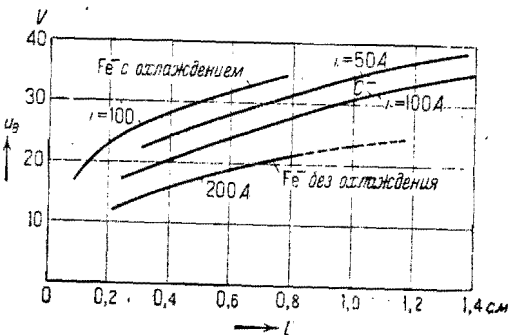


Рис. 221. Зависимость потенциала горения  $U_B$  сварочной дуги между железным электродом в 4 мм толщиной и железной пластинкой толщиной в 5 мм от длины дуги  $l$  при различных токах. Для сравнения приведена кривая для угольных или охлаждаемых железных электродов (29).

Сварочная дуга, таким образом, является „короткой“ дугой. Она имеет неоднородный в направлении оси положительный столб, плотность тока которого и напряженность поля меняются от точки к точке. Двухстороннее излучение, имеющее здесь место, сильно влияет на положение той точки на поверхности электрода, где сосредоточен разряд. К этому надо еще добавить то влияние, которое оказывает как сильное испарение материала электродов, так и разбрызгивание и стекание металла в окружающей электрода атмосфере из газа и паров металла. Кроме того, надо еще учесть изменение формы сварочной дуги, в особенности ее ореола, под влиянием образования углублений и наростов, возникающих в месте сварки, воздушные потоки, собственное переменное магнитное поле и т. д.

На рис. 221 дана характеристика такой сварочной дуги. Вследствие значительного количества искажающих влияний все величины здесь усреднены. Характеристики дуги с слабо изолированными при помощи поверхностных слоев электродами мало чем отличаются от

характеристики рис. 221. Некоторое представление о работе сварочной дуги дает осциллограмма рис. 222, которая показывает ход изменения со временем потенциала горения дуги между сварочным электродом толщиной в 4 мм и железной пластинкой толщиной в 5 мм. При помощи автоматического сварочного приспособления длина дуги (3 мм) поддерживалась постоянной. В качестве источника тока служил сварочный умформер (генератор постоянного тока). Большое падение напряжения этого генератора при нагрузке делает применение специального стабилизирующего сопротивления излишним. Вблизи начала осциллограммы напряжение на электродах упало почти до нуля благодаря короткому замыканию через стекающую каплю металла. В то же время ток, даваемый сварочным генератором, постепенно достиг почти своего конечного стационарного значения. Через  $10^{-2}$  сек. самая узкая часть стекающей металлической капли разрывается, причем напряжение дуги в течение процесса „перегорания“ капли очень быстро возрастает до величины прежнего потенциала горения и на короткое время даже до больших значений. Причины колебания напряжения дуги в течение времени дальнейшего осциллографирования были уже перечислены выше.

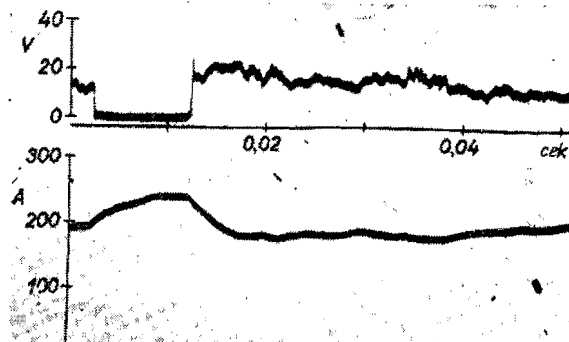


Рис. 222. Изменение при сварке потенциала горения и тока со временем (39).

Здесь надо еще указать на те обратные действия, которые производит сварочная дуга на источник тока благодаря меняющейся со временем мощности дуги. Очень часто дуга поддерживается с помощью специального генератора, мощность которого как раз достаточна для сварки. Сварочные генераторы работают при напряжениях дуги в 20 В и при напряжении холостого хода от 40 до 60 В большей частью вблизи короткого замыкания. Ток короткого замыкания автоматически ограничивается путем ослабления магнитного поля индуктора при растущем токе (большая реакция якоря, специальная обмотка якоря). Кроме того, динамическое поведение сварочной машины должно препятствовать гашению дуги при внезапных изменениях силы тока. Во время короткого замыкания действующее напряжение уменьшается благодаря ослаблению магнитного поля индуктора. Когда короткое замыкание прекращается (например, когда перегорает последний металлический мостик отрывающейся капли), напряжение должно возможно быстро возрасти вновь, чтобы вместе с электродвижущими силами самоиндукции облегчить новое возникновение дуги.

Сварка, производимая угольными электродами, свободна от короткого

замыкания через капли. При этом употребляют дуги длиной от 2 до 30 мм. Угольные или графитовые электроды имеют диаметр в несколько сантиметров и в большинстве случаев снабжены фитилями (уголь, жидкое стекло и др.). При сварке металлов угольный электрод служит катодом. Если угольный электрод служит анодом, то обогащение места сварки углеродом (вследствие сильного испарения анода или вследствие попадания на место сварки ионов углерода) недопустимо велико. Для стабилизации направления разряда применяют продольное магнитное поле, которое заставляет дугу медленно вращаться.

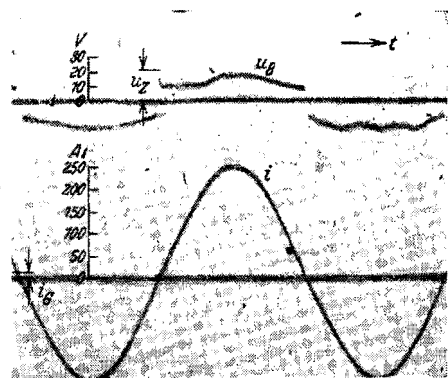


Рис. 223. Изменение со временем тока  $i$  и напряжения  $u_B$  сварочной дуги между обнаженным железным электродом в 4 мм толщиной и железным листом толщиной в 4 мм (60).  $i_G$  — постоянная компонента тока,  $u_Z$  — пик зажигания.

тока от 50 до 250 А. Дуга переменного тока зажигается вновь в каждую полуволну, после короткого временного перерыва тока (§ 66). При этом дуга имеет тенденцию гаснуть, если наличного внешнего напряжения не хватает для нового зажигания. Поэтому при работе сварочной дуги переменного тока, как правило, применяют более высокие рабочие напряжения, чем для сварочной дуги постоянного тока. Для сварки с помощью железных обнаженных электродов необходимо напряжение холостого хода от 100 до 120 В, для изолированных или угольных электродов необходимо 70 В и меньше. Ограничение тока в цепи дуги производится в большинстве случаев при помощи самоиндукции, которая как в отношении потерь, так и в смысле обратного зажигания (§ 66) более выгодна, чем омическое сопротивление. В качестве самоиндукции, ограничивающей ток, служит либо обмотка трансформатора с большим расщеплением, либо дроссель.

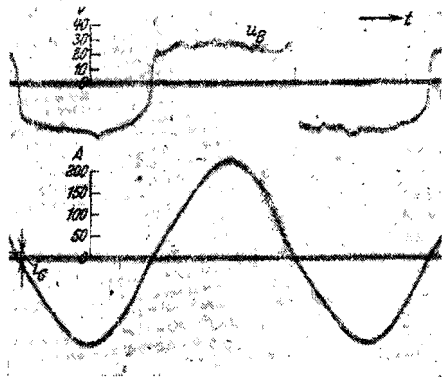


Рис. 224. Изменение со временем тока  $i$  и напряжения  $u_B$  сварочной дуги между железным электродом толщиной в 4 мм с тонкой изоляцией и железным листом в 4 мм толщиной.  $i_G$  — постоянная компонента тока (60).

Ход изменения напряжения со временем имеет также и для сварочной дуги тот же уже известный вид, что и для обычной дуги переменного тока. На рис. 223 дана осциллограмма тока и напряжения сварочной дуги в 180 А, горящей между обнаженным железным электродом в 4 мм диаметром и железным листом в 4 мм толщиной. Длина дуги составляла в этом случае около 2,5 мм, напряжение холостого хода — 120 В при частоте 50 пер/сек. Ток был ограничен при помощи включенной в сварочную цепь катушки самоиндукции с воздушным сердечником (рабочий  $\cos \varphi \approx 0,4$ ).

В начале каждой полуволны напряжение дуги проходит известный уже пик зажигания, который поднимается здесь заметно выше потенциала горения, несмотря на малую длину дуги и большую силу тока. В остальном потенциал горения остается здесь довольно постоянным, если не принимать в расчет колебаний напряжения, известных нам уже по сварочной дуге постоянного тока. Величина потенциала горения имеет значения, почти равные тем, которые получены для дуги постоянного тока. Какого-нибудь „пика потухания“ заметной величины в ходе напряжения сварочной дуги нет. Кривая тока имеет синусоидальный вид вплоть до той ее части, которая находится в непосредственной близости от нуля тока. Благодаря неодинаковому охлаждению электродов дуга может дать постоянную составляющую тока ( $i_G$  рис. 223; § 66). В дальнейшем в зависимости от фазового положения отдельных коротких замыканий могут появиться сглаживающие постоянные токи.

В сварочных дугах переменного тока чаще всего применяют покрытые изолирующим слоем электроды. На рис. 224 даны осциллограммы тока и напряжения для сварочной дуги между электродом с изолирующим слоем и железной пластиной, причем остальные данные режима цепи тока те же, что и при снятии осциллограммы рис. 223. Легко видеть, что здесь „пик зажигания“ дугового напряжения благодаря находящимся в изоляции примесям легко ионизируемых и возбуждаемых веществ заметно ниже, чем при употреблении сварочного провода без изоляции. Впрочем, этого же можно достигнуть, погружая обнаженный электрод в раствор едкого кали. Потенциал горения немного уменьшается также благодаря испарению примесей. Пики погасания дуги здесь тоже незаметны. На рис. 225 показана зависимость полученных из осциллограммы приближенных значений напряжения повторного зажигания от длины дуги для обнаженного железного электрода.

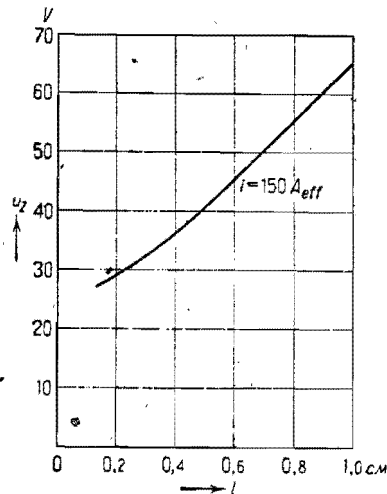


Рис. 225. Зависимость напряжения повторного зажигания  $u_Z$  дуги между обнаженной сварочной проволокой в 4 мм толщиной и железной пластиной толщиной в 4 мм от расстояния между электродами  $l$  при 150 А и  $\cos \varphi \approx 0,4$  (29, 60).



§ 113. Устойчивость дуги и меры, принимаемые для придания сварочной дуге устойчивости. Для надежной работы существенно достаточная устойчивость сварочной дуги. Высокой устойчивости можно добиться применением высоких рабочих напряжений. Однако против этого метода говорят экономические соображения и соображения безопасности. Другой путь состоит в том, чтобы, включив в сварочную цепь большую самоиндукцию, так что уже при малых изменениях тока временно возникают дополнительные высокие напряжения, но после гашения дуги эти высокие напряжения имеют место лишь в течение короткого промежутка времени.

В качестве меры устойчивости  $S_i$  разрядного промежутка, который, кроме дуги, содержит омическое сопротивление и самоиндукцию, целесообразно принять, согласно § 119, отношение разности длины разрыва дуги  $l_B$  и рабочей длины к рабочей длине дуги  $l$  — коэффициент стабилизации.

Для „длины разрыва“ дуги мы находим, согласно § 119, равные выражения в зависимости от того, какая эмпирическая функция выбрана нами в качестве характеристики дуги. Если считать для простоты, что уравнение (329) применимо также для малых длин дуги, то из (329) и (313) следует, что

$$S_i = \frac{l_B - l}{l} = \frac{1}{l} \left( \frac{U - a}{c} + T v \right) - 1. \quad (304)$$

Для цепи тока с эффективной полной самоиндукцией в 0,1 генри, с сопротивлением  $0,2 \Omega$  ( $T = \frac{L}{R} = 0,5$  сек.), со скоростью удлинения дуги (благодаря неравному передвижению электродов во время сварки)  $v = 10$  см/сек и с рабочей длиной дуги  $l = 0,2$  см, при рабочем напряжении в 60 В, продольном градиенте в 15 В/см и при сумме анодного и катодного падений 15 В — величина коэффициента стабилизации  $S_i = 39$ . Дуга горит тем устойчивей, чем больше коэффициент стабилизации. Устойчивость дуги при изменении ее длины увеличивается с ростом напряжения, с увеличением магнитной энергии цепи и с увеличением скорости удлинения дуги. Устойчивость тем меньше, чем больше продольный градиент поля.

Изменения длины дуги являются лишь одной из причин, могущих нарушить устойчивость сварочной дуги. Так, например, каждое превращение куска металла в жидкую каплю, не создающую проводящего мостика между сварочным электродом и свариваемым предметом, сопровождается временным повышением напряжения на разрядном промежутке. Аналогичным образом могут действовать мгновенные отрывы части сварочной проволоки. В этих случаях имеет место кратковременное охлаждение разрядного промежутка. Для компенсации этого охлаждения дуговой ток должен расходовать больше энергии. Следовательно, должно иметь место повышение потенциала горения. Эти повышения напряжения обычно совсем не малы по сравнению с потенциалом горения разряда (см., например, рис. 222). Поэтому критерии устойчивости, данные в § 68 и 69, здесь ни в коем случае не являются достаточными, так как в зависимости от случайного состояния

разрядного промежутка явления, нарушающие режим дуги, происходят в заранее неизвестной рабочей точке характеристики. Количественный расчет действия, оказываемого на устойчивость дуги каплями металла и извержениями пара, предполагает знание статистического закона распределения капель по их величине, траектории капель и т. д. Мы ограничиваемся здесь кратким описанием предполагаемых соотношений. Они дают возможность понять, почему сварочная дуга, устойчиво горящая в течение долгого времени, гаснет казалось бы внезапно без всякого внешнего повода.

Наложением на разрядный промежуток горячей сварочной дуги постоянного и в особенности переменного, более высокочастотного тока можно добиться уменьшения рабочего напряжения. На рис. 226 дана подобная схема. Источник высокочастотного напряжения  $H$  последовательно соединен с низкочастотным напряжением трансформатора  $U$ , причем конденсатор  $C$  служит для того, чтобы ток высокой частоты не проходил через обмотку трансформатора. Дуга немедленно зажигается вновь после случайного разрыва благодаря тому, что высокочастотный колебательный ток создает нужное длительное нагревание и ионизацию газа и электродов. Как правило, необходимая для этого высокочастотная мощность лежит в пределах между 20 и 100 W. Возникающие при выключенной дуге высокочастотные напряжения холо-

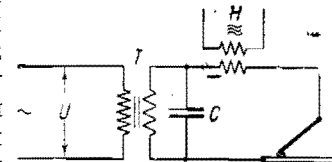


Рис. 226. Схема повышения устойчивости сварочной дуги переменного тока путем наложения высокочастотных токов.

стого хода составляют несколько тысяч вольт, но благодаря применяемым частотам от  $10^5$  до  $10^6$  пер/сек. они физиологически представляют лишь небольшую опасность. Подводимую высокочастотную мощность берут не слишком большой с целью избежать сварки при слишком длинной дуге (что вредно отзывалось бы на качестве сварки). Вместо того чтобы подводить дополнительную высокочастотную мощность от постоянного источника, можно использовать для возбуждения колебательного контура быстрые изменения тока и напряжения, возникающие при разрыве дуги (у переменного тока вблизи нуля напряжения). Возникающие при этом колебательные напряжения накладываются на рабочее напряжение. Однако мощность высокочастотных колебаний в этом случае обычно мала (меньше 10 W).

Для постоянного нагревания и ионизации разрядного промежутка можно также использовать две одновременно горящие дуги. Благодаря различию в элементах цепей обеих дуг ( $L$  или  $R$ ) токи, протекающие при переменном напряжении через разрядные промежутки, в разное время проходят через нуль и, таким образом, друг друга стабилизируют. Вместо того чтобы питать два разрядных промежутка смещенными по фазе разрядными токами из однофазного источника, можно для питания двухэлектродной сварочной дуги использовать обычное смещение фаз в сети трехфазного тока. Однако оба эти способа представляют конструктивные трудности, поскольку они требуют постоянного наличия двух сварочных электродов. Устойчивую сварочную

дугу можно также получить при помощи малого постоянного или переменного напряжения, соединив сварочную дугу с автогенной сваркой. Применение высокочастотных рабочих токов, которые сами по себе должны обеспечить большую устойчивость дуги, находится еще в стадии развития.

**§ 114. Перенос материала при электросварке.** При дуговой электрической сварке материал сварочного электрода должен переноситься на свариваемый шов по возможности быстро, без потерь и при высоком качестве самой сварки. Переход материала со сварочной проволоки на шов происходит путем стекания капель, их разбрасывания и испарения. При отрицательно заряженном сварочном электроде материал, находящийся в катодном пятне (около  $2000^{\circ}$ ) и в непосредственных его окрестностях, плавится и испаряется, и пары его распространяются во всех направлениях. Большая часть паров попадает на положительный полюс сварочной дуги, представляющий собой более холодные (вероятно, вследствие их большей теплоемкости) массы металла, и там конденсируется.

Слой расплавленного материала в несколько миллиметров толщины растекается сначала по сварочному электроду и главным образом благодаря поверхностному натяжению. Температура поверхности расплавленного металла находится вблизи точки кипения. Вся система ведет себя, как кипящая жидкость, внутрь которой, через внешнюю поверхность, подается тепловая энергия. Поэтому и здесь, на некотором расстоянии от поверхности, возникают пузыри газа или пара. Эти пузыри вырываются из поверхности и, переходя в окружающий газовый объем, разбрасывают в пространстве небольшие количества металла. Разбрасываемый металл может составлять значительную долю всего перенесенного с электрода на шов материала. Число и величина возникающих пузырей газа и пара зависят от физических констант материала электрода, от распределения температуры в сварочном стержне, от размеров его и от содержания газа в металле.

Осциллограмма рис. 222 показывает, что в известные короткие отрезки времени, потенциал горения сварочной дуги становится равным нулю, если пренебречь падением напряжения на самом электроде. В этом случае образуется металлическое проводящее соединение между электродом и местом сварки благодаря металлической капле, которая при малых длинах дуги заполняет пространство между свариваемым предметом и сварочным электродом. Расплавленный конец электрода соединяется с выступами, имеющимися в месте плавки, после чего под влиянием поверхностного натяжения или под действием других сил (сила тяжести) на шов стекает большое количество металла из сварочного электрода. Однако, так как одновременно с возникновением проводящего мостика прекращается выделение тепла в разрядном промежутке, то на шов стекает только та часть сварочного электрода, которая расплавилась до возникновения проводящего мостика. Как правило, капля постепенно сама отделяется от сварочного электрода, так что она оказывается связанной с поверхностью сварочного электрода очень тонкой металлической нитью. Благодаря малому сечению нити выделяется такое большое количество тепла,

что и эта нить испаряется или растекается, так что в этом месте вновь зажигается дуга. При неблагоприятных условиях стекающая капля не отделяется, и тогда возникает длительное проводящее соединение между подкладкой и сварочным электродом. Такого „замыкания“, особенно легко возникающего при слишком толстых сварочных электродах или при слишком слабых токах, в интересах непрерывной равномерной сварки безусловно надо избегать. При положительно заряженном сварочном электроде возникают благодаря большей температуре анода (около  $2500^{\circ}$ ) большие по размерам капли. Однако свариваемый шов, служащий катодом, холоднее, так что часто не получается хорошего соединения между каплей и свариваемым предметом. Поэтому в дуге постоянного тока сварочный электрод делают большей частью катодом.

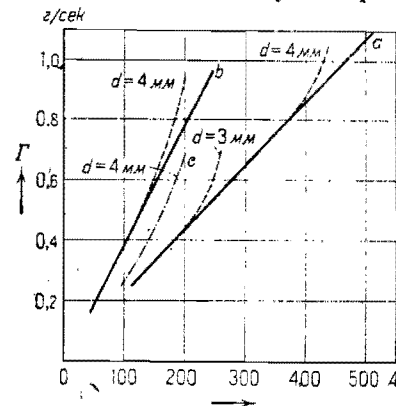


Рис. 227. Зависимость полного количества отдаваемого в 1 сек. материала  $\Gamma$  от силы постоянного тока  $i$ .  $a$  — для обнаженного железного провода;  $b$  — полное количество материала, отдаваемого электродом, покрытым оболочкой;  $c$  — количество чистого металла, отдаваемого электродом с оболочкой ( $d\Gamma$ ).

Процессы переноса материала путем испарения, разбрызгивания и образования капель в отдельности еще точно не изучены. Повидимому, у коротких дуг наибольшая доля переносимого металла приходится на капли, замыкающие дугу накоротко. Перенос же материала путем одного испарения едва ли стоит принимать во внимание. При больших расстояниях между электродами происходит перенос материала при помощи маленьких падающих с электрода капель и посредством разбрызгивания. На рис. 227 показана зависимость переносимого количества материала от силы тока. От 60 до 80% материала сварочного электрода попадает на свариваемый предмет. В случае обнаженных положительно заряженных электродов расплавляется материала больше на 70—100%.

Промежуток времени, в течение которого в среднем друг за другом следуют две производящие короткое замыкание капли, уменьшается с увеличением тока с 1 до 0,1 сек. Время короткого замыкания при падении одной капли, как правило, лежит между тысячной и несколькими сотыми секунды.

Если маленькая металлическая капля при постоянной силе тока падает через разрядный про-

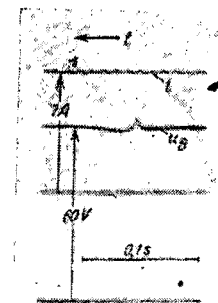


Рис. 228. Изменение потенциала горения дуги постоянного тока при падении стального шарика сквозь газовый промежуток при неизменном токе (20).

межутков, то аналогично опытам с охлаждением газа в дуге при помощи обрызгивания ее жидкостью, описанным в § 61, здесь тоже имеет место охлаждение положительного столба дуги. Окружающим газом металлическая капля в положительном столбе нагревается, и поверхность капли излучает, с своей стороны, некоторую долю полученной энергии и эта энергия должна быть возмещена за счет увеличения энергии, выделяющейся в положительном столбе. Так как при больших самоиндукциях ток может меняться лишь медленно, то увеличению энергии положительного столба должен соответствовать рост напряжения на разрядном промежутке. Прирост напряжения длится только до тех пор, пока капля находится в разрядном промежутке дуги. Осциллограмма, приведенная на рис. 228, показывает это на одном специальном демонстрационном опыте. Сквозь два просверленных угольных электрода падал стальной шарик диаметром в 1 мм. Осциллограмма сварочной дуги, горящей при 200 А постоянного тока, приведенная на рис. 222, показывает аналогичные изменения напряжения того же порядка величины, причем эти изменения перекрывают друг друга благодаря большому числу капель. Конечно, возможно, что такая капля в течение своего падения может частично или полностью испариться. Возникающие при этом пары уменьшают энергию ионизации всех паров в дуге, а также разность потенциалов на концах положительного столба. В большинстве случаев, однако, плотность паров металлов уже так велика, что этот эффект оказывается исчезающе малым.

**§ 115. Влияние магнитного поля на сварочную дугу.** Как влияет магнитное поле на дугу постоянного тока, было рассмотрено в § 62. Положительный столб дуги ведет себя, как гибкий проводник. Источником возникающих продольных упругих сил являются, очевидно, воздушные потоки. Направление и скорость этих потоков, особенно при коротких дугах, целиком определяется формой электродов и свариваемых предметов. Точки, где на электродах сосредоточен разряд, перемещаются в том же направлении, что и положительный столб.

При больших сварочных токах уже нельзя пренебрегать собственным магнитным полем проводки и самой дуги. При производстве сварки на железном листе с односторонней подводкой тока (как на рис. 229) положительный столб дуги сильно, а основание дугового ореола слабей отклоняются в ту сторону, в какую перемещается сварочный электрод. Это явление совершенно аналогично известному электродинамическому расширению иетли тока под действием поперечного давления собственного магнитного поля. Наблюдаемое при этом иногда отставание основания разряда имеет, вероятно, причиной медленное нагревание областей, находящихся в непосредственной близости от основания разряда. При двухсторонней подводке тока отклонение положительного столба не имеет места (рис. 230).

На сварочную дугу оказывает, далее, влияние деформация магнитных полей, связанных с током, происходящая благодаря более высокой проницаемости свариваемого предмета. При этом оказывается необходимым учесть, что вследствие разницы температуры в разных точках (температура катодного пятна) проницаемость также меняется от точки

к точке. Особенно большие поля существуют в положительном столбе и в пространстве, окружающем основание дуги. Однако в этих местах непрерывно происходят быстрые изменения направления поля, причиной которых является быстрое движение анодного пятна и изменения формы свариваемого шва, вызываемые стекающими со сварочного электрода каплями и вырывающимися газами. Таким путем частично объясняется появление пузырей и быстрое изменение и отклонение пламени дуги, что затрудняет сварку на углах и на краях. Расплавленный материал при температуре около 700°С почти совершенно теряет свою большую магнитную проницаемость. Этим вызываются не поддающиеся учету изменения магнитного поля в области катодного или анодного пятна. Часто трудно отличить описанные явления магнитного



Рис. 229. Отклонение положительного столба сварочной дуги при помощи магнитного поля тока самой дуги при односторонней подводке тока к свариваемому шву (61).



Рис. 230. Отсутствие отклонения положительного столба магнитным полем тока самой дуги при симметричной подводке тока к свариваемому шву (61).

отклонения дуги от отклонений ее, вызванных воздушными течениями. Последние зависят от геометрической формы, принимаемой материалом, попадающим при сварке с электрода на шов, и расстояния сварочной дуги от поверхностей тел, находящихся в окружающем ее пространстве.

Действие магнитных полей, созданных всей сварочной цепью и теми ее частями, которые находятся вблизи дуги, можно уничтожить при помощи радиального поля, пронизывающего положительный столб. Дуга приходит при этом во вращение. Такие приспособления часто ведут к разбрызгиванию жидкого металла помимо того, что они затрудняют перемещение электродов. Причиной является, вероятно, увеличение поступления кислорода в область дуги вследствие быстрого движения ее сквозь свободный от перегара воздух. Благодаря этому происходит ускоренное окисление сварочного электрода.

Почти совершенного устранения явлений электромагнитного отклонения дуги добиваются практически путем применения дуги переменного тока. Благодаря вихревым токам Фуко в самом свариваемом предмете собственные поля цепи сами по себе уже сильно ослаблены, а следовательно, малы и силы, действующие на дугу. Кроме того, вихревые токи вызывают смещение фаз между дуговым током и магнитным

подем, так что электродинамические силы колеблются по величине и направлению с двойной частотой и вызывают весьма малые изменения положения дуги. Мешающее действие здесь оказывает постоянная компонента тока и магнитного поля, вызванная многочисленными процессами включения после каждого короткого замыкания, а также вследствие выпрямляющего действия дуги, происходящего от различного охлаждения электродов.

**§ 116. Дуговая сварка в защитном газе.** Чаще всего сварка производится на воздухе. При этом благодаря высокой температуре частично возникают мешающие соединения между азотом и кислородом воздуха и металлом (окиси металла, нитриды). Этого можно избежать, применяя такие защитные газы, как азот, водород, пары алкоголя и в особенности, пары метилового спирта (метанол). Можно также применять и газы, которые появляются при обугливании некоторых сортов бумаги. Защитный газ окружает жидкий металл со всех сторон и прекращает доступ воздуха к нему. Конечно, избежать частичного разложения защитного газа дугой нельзя. В случае паров метанола ( $CH_3OH$ ) имеет место главным образом выделение свободного водорода с одновременным образованием закиси углерода, благодаря чему происходит восстановление уже имеющейся окиси металла.

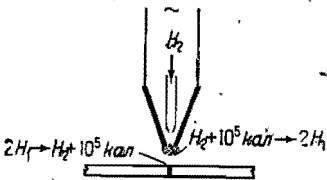


Рис. 231. Принципиальная схема сварки помощью атомарного водорода.

Сварку легко окисляемых металлов целесообразно производить в присутствии водорода. Если продувать водород через дугу к месту сварки, то благодаря обратному соединению диссоциирующих в дуге молекул водорода в месте сварки возникает чрезвычайно высокая температура. При сварке в присутствии такого „атомного“ водорода (рис. 231) дуга горит обычно между двумя особыми вольфрамовыми электродами. Струя водорода, направленная сверху, дугу в месте сварки и сильно диссоциированная на атомы, расплавляет свариваемый предмет. Вольфрамовые электроды имеют диаметр от 1 до 3 мм, а сила тока при такой сварке составляет обычно от 20 до 40 А (доходит до 70 А). Переменное напряжение холостого хода — около 300 В, потенциал горения дуги длиной в несколько мм — только 50 В. Скорость сгорания электродов равна лишь 5 см/час.

**РАЗРЯДЫ, СЛУЖАЩИЕ В КАЧЕСТВЕ ПРЕДОХРАНИТЕЛЕЙ И ВЫКЛЮЧАТЕЛЕЙ**

**§ 117. Введение и классификация.** При выключении какой-нибудь цепи, находящейся под током при наличии достаточного напряжения возникает газовый разряд, который заполняет место размыкания и, следовательно, сперва дает току возможность продолжать течь немедленно после размыкания. Самый процесс размыкания от момента возникновения разряда до момента его исчезновения протекает в основном по-разному, в зависимости от того, определяются ли изменения тока в цепи только разрядом или также и первичным источником энергии

Первый случай имеет место в цепях постоянного тока, причем ток постепенно уменьшают до нуля путем раздвигания электродов. Второй случай охватывает все процессы размыкания в цепях переменного тока, в которых ток сам по себе в известные моменты времени становится равным нулю. В этом случае процесс размыкания, кроме разряда, определяется находящимися в цепи сопротивлениями и резервуарами энергии. Так как для гашения разряда при постоянном токе определяющим фактором является потенциал горения, а для гашения разряда при переменном токе определяющим будет напряжение обратного зажигания, то и способы воздействия на разряды, возникающие при выключении, рассматриваются нами с этой точки зрения раздельно.

Разряды в предохранителях и разряды, возникающие при выключении, отличаются друг от друга процессами зажигания и ходом увеличения длины дуги при разрыве. В то же время многие способы, применяемые для гашения дуги, являются общими для обоих этих видов разряда.

Выключение цепи, находящейся под током, не обязательно должно сопровождаться разрядом. Таково, например, выключение при достаточно малых напряжениях. Наблюдаемое в этом случае свечение в месте размыкания объяснено своим происхождением разбрызгиванию последних раскаленных остатков контактного мостика (искра при испарении). Это явление, существенное также и при замыкании цепи с током, мы в дальнейшем рассматривать не будем. Классификация рассматриваемых здесь типов разряда дана на рис. 232.

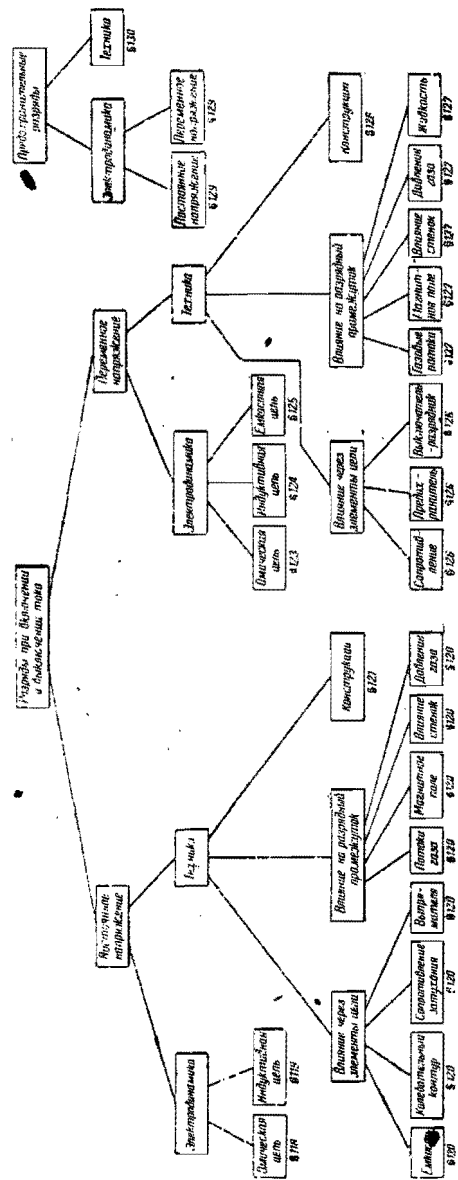


Рис. 232.

Разряды, имеющие место при замыкании и размыкании постоянного тока.

§ 118. Процесс размыкания цепи постоянного тока с чисто омическим сопротивлением. На рис. 233 показана цепь тока, состоящая из источника напряжения  $U$  без внутренних сопротивления и самоиндукции, соединенного с электродами  $A$  и  $B$  некоторого выключателя через постоянное безындукционное и беземкостное сопротивление  $R$ . Пусть электрод  $A$  неподвижен, а  $B$  движется со скоростью  $v$ .

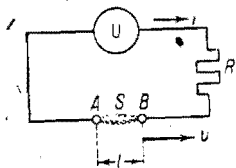


Рис. 233. Выключение омической цепи постоянного тока при помощи разрядного промежутка  $S$ .

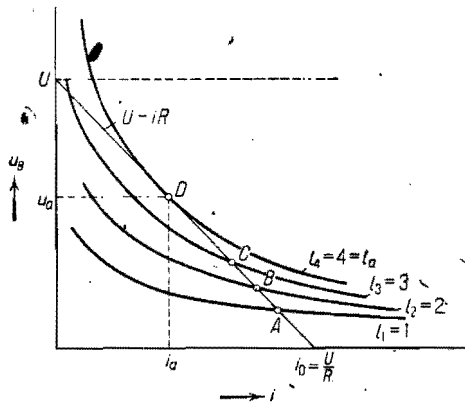


Рис. 234. Перемещение рабочей точки  $A \rightarrow D$  при изменении длины дуги до величины, при которой происходит разрыв дуги.

Пусть между  $A$  и  $B$  возник неискаженный дуговой разряд. Мы рассмотрим шаг за шагом процесс выключения. Примем сначала, что сила тока  $i$  постоянна. Тогда при возрастании расстояния  $l$  потенциал горения разряда  $u_B$  возрастает [уравнение (231), рис. 104]. На основании соотношения

$$U = iR + u_B(i, l) \quad (305)$$

величина  $U - iR$  должна возрастать. Сила тока должна, следовательно, уменьшиться, что обуславливает собой дальнейшее повышение напряжения дуги. Таким образом напряжение дуги возрастет не только благодаря увеличению длины дуги, но одновременно благодаря вызванному этим удлинением уменьшению силы тока. На рис. 234 показаны величины напряжений на электродах  $U - iR$ , соответствующие параметрам внешней цепи при различных силах тока  $i$  (прямые сопротивления), вольт-амперные характеристики при четырех различных длинах дуги от  $l_1$  до  $l_4$  и устойчивые рабочие точки этих характеристик, лежащие на „прямых сопротивления“. Количественный расчет при помощи статической характеристики предполагает, что скорость установления равновесного состояния разряда велика по сравнению с  $v$ . При возрастании длины дуги, начиная от нуля, рабочая точка перемещается от  $i_0$  через  $A$ ,  $B$  и  $C$  в последней точке пересечения прямой с характеристикой (точка касания  $D$ ).  $D$  соответствует длине разрыва  $l_a$  стационарной дуги. Одновременно ток уменьшается с  $i_0$  до  $i_a$ .

В момент гашения дуги ток скачком переходит от значения этого „тока разрыва“ к нулю.

Примем, что характеристика дуги может быть выражена применимым для не очень сильных токов и не очень длинных дуг эмпирическим соотношением [наиболее существенный член уравнения (231)]:

$$u_B = a + \frac{dl}{i}. \quad (306)$$

Уже при исчезающе малых длинах в дуге возникает напряжение  $a$  (катодное + анодное падение) и в первый момент включения ток поднимается от  $i_0 = \frac{U}{R}$  до  $i_1 = \frac{U-a}{R}$ . Вставляя (306) в (305) и решая относительно  $i$ , получим

$$i = \frac{U-a}{2R} (\pm) \sqrt{\left(\frac{U-a}{2R}\right)^2 - \frac{dl}{R}}. \quad (307)$$

Оба решения для  $i$  соответствуют точкам пересечения прямой сопротивления с какой-либо характеристикой дуги. Знак корня соответствует устойчивой рабочей точке. Наименьший ток  $i_a$  получается, когда радикал (307) исчезает. Тогда

$$i_a = \frac{U-a}{2R} = \frac{i_1}{2}. \quad (308)$$

Осциллограмма выключения, приведенная на рис. 235, показывает эти скачки тока и напряжения в начале и в конце размыкания.

Наибольшая длина дуги  $l_a$  определяется из уравнения (307), если положить равным нулю подкоренное выражение. Получается

$$l_a = \frac{(U-a)^2}{4dR}. \quad (309)$$

При выключении цепи тока с  $U = 220$  В и  $R = 44$   $\Omega$  и, следовательно,  $i_0 = 5$  А, для размыкания двух медных контактов на воздухе надо положить согласно стр. 176  $a = 17$  В и  $d = 180$  В/см. В начале размыкания контакта прежде всего имеет место скачкообразное уменьшение тока до  $i_1 = 4,6$  А [см. уравнение (307) при  $l = 0$ ], затем наступает непрерывное плавное уменьшение тока до  $i_a = 2,3$  А и, наконец, внезапное прекращение тока, причем наибольшая длина дуги составляет  $l_a = 1,3$  см, а соответствующее напряжение дуги — 118 В.

Лежащее в основе всех рассуждений выражение (307) для вольт-амперной характеристики применимо лишь приближенно; для точных расчетов надо применять более полное уравнение (231). Для дуг длиной больше нескольких сантиметров надо учитывать только свойства положительного столба дуги. Уравнение (231) выражается в этом случае так:

$$u_B = \left(c + \frac{d}{i}\right) l = E(i) \cdot l. \quad (310)$$

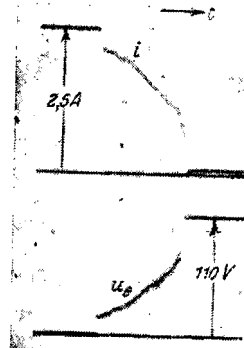


Рис. 235. Изменение со временем тока  $i$  и напряжения на выключателе  $u_B$  при размыкании омической цепи в неподвижном воздухе.

При больших длинах дуги уже нельзя брать значения для  $c$  и  $d$  из табл. 13 (предел применимости!), но их надо подсчитать на основании графиков рис. 95—99. Подставляя (310) в (305), получаем:

$$i^2 - i \frac{U - cl}{R} + \frac{ld}{R} = 0. \quad (311)$$

Совершенно таким же образом, как и выше, можно сначала решить это уравнение относительно  $i$  и, приравнявая нулю получающееся при этом подкоренное выражение, получить уравнение для  $l_a$ , в которое входят лишь известные величины. Это выражение для  $l_a$  вносят в уравнение (311) и, таким образом, определяют ток размыкания  $i_a$ .

Если положить  $\frac{d}{c} = \alpha$  и вспомнить, что  $\frac{U}{R} = i_0$ , то решения примут вид

$$i_a = \alpha \left( \sqrt{1 + \frac{i_0}{\alpha}} - 1 \right) \quad (312)$$

$$l_a = \frac{U}{c} \frac{1 - \frac{\alpha}{i_0} \left( \sqrt{1 + \frac{i_0}{\alpha}} - 1 \right)}{1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{i_0}{\alpha}} - 1}} = \frac{U}{c} f(i_0). \quad (313)$$

Согласно этой формуле при  $i = \alpha$   $u_B$  как раз вдвое больше, чем при  $i = \infty$ . При постоянном  $U$  длина размыкания разряда  $l_a$  возрастает с ростом начального тока  $i_0$ . Значение  $f(i_0)$  приближается к предельному значению, равному единице, при  $i_0 = \infty$ . В этом случае длина размыкания  $l_a$  так велика, что все падение напряжения в сети приходится на положительный столб, который только и учитывается здесь ( $U = cl_a$ ). По сравнению с падением напряжения в положительном столбе падение в сопротивлении, включенном между разрядным промежутком и источником тока, исчезающе мало. При выключении в положительном столбе выделяется энергия (энергия выключения), которая при постоянной скорости удлинения дуги  $v$  ( $v = \frac{l}{t}$ ) равна:

$$A = \int_0^{l_a} u_B i dt = \frac{1}{c} \int_0^{l_a} u_B i dl. \quad (314)$$

Приближенное вычисление дает:

$$A = \frac{1}{c v} U^2 i_0 g(i_0), \quad (315)$$

причем

$$g(i_0) = \frac{1}{2} [f(i_0)]^2 - \frac{1}{3} [f(i_0)]^3, \quad (316)$$

где  $f(i_0)$  определяется из уравнения (313). Функция  $g(i_0)$  приближается к предельному значению  $\frac{1}{6}$  при начальном токе  $i_0$ , равном бесконечности. При постоянной скорости выключения работа выключе-

ния растет линейно с ростом тока и по квадратичному закону с ростом напряжения сети.

При помощи сопротивления, включенного параллельно к разрядному промежутку, можно уменьшить длину размыкания  $l_a$  и работу выключения. При этом, конечно, после размыкания в  $r$  продолжает течь ток  $i_r = \frac{U}{r+R}$ . Расчет, проведенный таким же образом, как и выше, показывает, что в этом случае длина размыкания  $l_a$  укорачивается в отношении  $\frac{1}{\rho} = \frac{i}{1 + \frac{R}{r}}$ , а работа выключения уменьшается приблизительно в отношении  $\frac{1}{\rho^2}$ .

Окончательное размыкание цепи постоянного тока при  $U = 500$  В и  $R = 10$   $\Omega$ , в воздухе ( $c = 6$  В/см,  $\alpha = 7$  А) имеет место при длине дуги  $l_a \approx 40$  см и при „напряжении размыкания“  $u_a = 370$  В (74% напряжения сети). Согласно уравнению (315) при скорости выключения в 200 см/сек работа выключения равна 800 В·сек. При помощи параллельно включенного сопротивления  $r = 100$   $\Omega$  (остаточный ток  $i_r = 4,5$  А) максимальная длина дуги уменьшается до  $\frac{1}{\rho} = 0,9$ , а работа выключения уменьшается до 80% первоначальной величины.

Выражение для характеристики дуги вида:

$$u_B = a' + \frac{b'l}{\sqrt{i}} \quad (317)$$

часто хорошо совпадает с экспериментально установленным ходом характеристики для больших токов. Расчет дает в этом случае

$$i_a = \frac{1}{3} \frac{E - a'}{R}; \quad l_a = \frac{2}{3b'} \sqrt{\frac{(E - a')^2}{3R}}$$

$$\frac{u_a}{U} = \frac{2}{3}.$$

Если учесть гистерезис, которым мы до сих пор пренебрегали, то для длины дуги при размыкании и для работы размыкания получаются большие значения. Объясняется это тем, что при уменьшающейся силе тока ввиду отставания напряженности поля в положительном столбе напряжение дуги в каждый момент меньше его значения при том же токе в стационарном случае.

§ 119. Процесс размыкания цепи постоянного тока с сопротивлением и самоиндукцией. Пусть цепь тока (рис. 236), содержащая, кроме омического сопротивления  $R$ , самоиндукцию  $L$ , размыкается при помощи выключателя промежутка  $S$ . Самоиндукция влияет в том направлении, что она затрудняет изменение тока. В соответствии с этим разряд, возникающий при размыкании, гаснет лишь при более значительных длинах дуги, так как, кроме напряжения источника, на самоиндукции благодаря уменьшению тока возникает дополнительная разность потенциалов.

Для подсчета мы будем различать три случая: 1. Движение электродов до конечного положения  $l > l_a$  ( $l_a$  — длина замыкания), в случае одного лишь омического сопротивления происходит так быстро, что заметных изменений тока в цепи во время движения электродов не возникает. Тогда при рассмотрении всех процессов установления можно принять, что длина дуги остается неизменной. 2. Движение электродов происходит так медленно, что ток успевает устанавливаться в соответствии с длиной дуги. 3. Скорость изменения длины дуги сравнима со скоростью имеющих здесь место электромагнитных полей. Во всех случаях гистерезис не учитывается.

**Случай 1.** Пользуясь теми же обозначениями, как и раньше, и применив выражение для характеристики, данное уравнением с (306), можно получить в качестве исходного уравнения для решения поставленной задачи:

$$U = iR + L \frac{di}{dt} + \left( a + \frac{dl}{i} \right). \quad (318)$$

Подставляя  $U - a = U_1$  и константу времени  $\frac{L}{R} = T$ , мы получаем

$$\int \frac{L di}{U_1 - iR - \frac{dl}{i}} = t + C_1. \quad (319)$$

Принимая  $l > l_a$  и  $i = i_0$  при  $t = 0$ , получим после интегрирования для хода изменений тока со временем выражение:

$$t = T \frac{\frac{1}{2} U_1}{\sqrt{dR - \left( \frac{1}{2} U_1 \right)^2}} \operatorname{arctg} \frac{U_1 - iR}{\sqrt{dR - \left[ \frac{1}{2} U_1 \right]^2} \left[ 1 - \frac{\frac{1}{2} U_1 \left( \frac{1}{2} U_1 - iR \right)}{dR - \left( \frac{1}{2} U_1 \right)^2} \right]} - \frac{1}{2} \ln \left( 1 + \frac{R}{d} i^2 - \frac{U}{d} i \right). \quad (320)$$

Подставляя в (320) выражение для  $U_1$  из (309) и определив полную длительность горения дуги до ее затухания ( $i = 0$ ), получим

$$t_B = \frac{2T}{\sqrt{\frac{l}{l_a} - 1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\frac{l}{l_a} - 1}}. \quad (321)$$

При  $l \gg l_a$  получим

$$t_B = T \frac{2l_a}{l} \quad (322)$$

и для  $l - l_a \ll l$ , т. е. для длин дуг, близких к омической длине замыкания  $l_a$ ,

$$t_B = \frac{\pi T}{\sqrt{\frac{l}{l_a} - 1}}. \quad (323)$$

Если, например, дуга в цепи тока при  $U = 220$  V постоянного напряжения,  $R = 44 \Omega$  и  $L = 4,4$  генри так быстро удлиняется до 1,5 см (омическая длина замыкания  $l_a = 1,2$  см, § 118), что время, в течение которого это происходит, мало по сравнению с электромагнитной константой времени  $T = \frac{L}{R} = 0,1$  сек., то время горения дуги

$$t_B = 0,1 \frac{\pi}{\sqrt{0,25}} = 0,63 \text{ сек.}$$

**Случай 2.** Здесь решение такое же, как и в случае отсутствия самоиндукции в цепи (§ 118).

**Случай 3.** В этом случае нужно учесть прирост напряжения дуги во время ее удлинения. Для дальнейшего упрощения примем, что напряжение дуги пропорционально ее длине и не зависит от силы тока, и что скорость перемещения контактного электрода  $v$  постоянна. Это дает неблагоприятные условия выключения, потому что здесь не учитывается прирост напряжения дуги, возникающей в результате спада тока. Характеристика дуги имеет в этом случае вид:

$$u_B = cl. \quad (324)$$

Уравнение распределения напряжений имеет вид:

$$U = iR + L \frac{di}{dt} + cvt. \quad (325)$$

Уравнение для мгновенного значения силы тока получается при помощи интегрирования с граничным условием  $i = i_0$  при  $t = 0$  и имеет вид:

$$i = \frac{cv}{R} \left( T e^{-\frac{t}{T}} - t + T \right) + i_0. \quad (326)$$

При больших  $l$  член с показателем пропадает и ток уменьшается со временем линейно. Осциллограмма замыкания, данная на рис. 237 и снятая при постоянной скорости замыкания, показывает этот ход изменений тока и те большие индуктивные перенапряжения, которые возникают при выключении. Величина этих перенапряжений [получаемая из (325) при  $i = 0$ ] определяется только величиной  $U$  и „напряжением гашения дуги“, но не внешней цепью. Продолжительность горения дуги  $t_B$  можно определить из уравнения (326), положив  $t = 0$ ; тогда имеем:

$$\frac{t_B}{T} + e^{-\frac{t_B}{T}} = 1 + \frac{t_a}{T}, \quad (327)$$

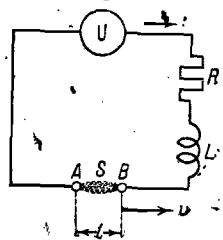


Рис. 236. Выключение индуктивной цепи постоянного тока при помощи разрядного промежутка  $S$  со скоростью удлинения дуги  $v$ .

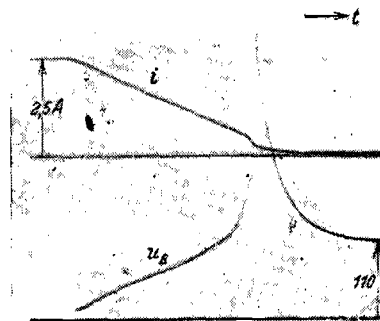


Рис. 237. Изменение со временем тока  $i$  и напряжения на выключателе  $u_B$  при замыкании индуктивной цепи в неподвижном воздухе (29).

где  $t$  — время выключения чисто омической цепи ( $L=0$ ). Если  $\frac{t_a}{T} > 2$ , то

$$t_B \approx t_a + T \quad (328)$$

и длина размыкания

$$l_B \approx l_a + Tc. \quad (329)$$

Следовательно, в этом случае продолжительность горения дуги больше продолжительности горения ее в случае чисто омической цепи просто на величину электромагнитной константы времени.

Подсчет работы размыкания должен быть произведен, исходя из тех соображений, что здесь по существу запасная магнитная энергия добавляется к чисто омической работе размыкания.

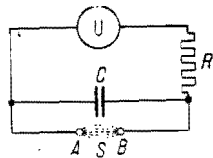


Рис. 238. Размыкание омической цепи постоянного тока при помощи разрядного промежутка  $S$  с гасящим конденсатором  $C$ .

**§ 120. Облегчение разрыва дуги.** Продолжительность горения дуги, длина дуги и работа размыкания могут быть уменьшены: при помощи емкостей и колебательных контуров, включенных параллельно дуге; посредством сопротивления или выпрямителей, включенных параллельно самоиндукции; при помощи газовых потоков; путем перемещения дуги в газе при посредстве магнитного поля; путем приближения дуги к твердой стенке и, наконец, посредством применения очень высоких или очень низких давлений.

а) Воздействие при помощи изменений в цепи тока. Пусть параллельно к дуговому промежутку  $S$  включена емкость  $C$ , причем дуга размыкает цепь с безындукционным сопротивлением  $R$  (рис. 238). При удлинении дуги, возникающей при размыкании вследствие возрастания напряжения со временем  $\frac{du_B}{dt}$  через „гасящий“ конденсатор проходит некоторой величины ток. Падение напряжения, вызванное этим током на сопротивлении  $R$ , уменьшает рабочее напряжение в цепи размыкания. Напряжение дуги, соответствующее длине размыкания, достигается благодаря наличию емкостного тока уже при меньшей длине дуги. Принимая в качестве выражения для характеристики уравнение (324), не зависящее от тока, получаем при помощи расчета, аналогичного ранее приведенному, соотношение

$$t_C = t_a - CR = t_a - T_C. \quad (330)$$

Согласно этому соотношению время выключения  $t_C$  при наличии параллельно включенной емкости меньше на величину электростатической константы времени  $T_C = RC$ , чем при отсутствии емкости. Это соотношение применимо только при  $t_a > T_C$ . Если „гасящая“ емкость  $C$  включена параллельно к выключателю через особое балластное сопротивление, что обычно делается для ограничения разрядного тока конденсатора при включении контакта (предохранение  $S$  и  $C$ ), то гасящее действие конденсатора уменьшается и время и работа размыкания увеличиваются.

Если между емкостью и контактом выключателя включена самоиндукция (соединительные провода, самоиндукция в самом конденсаторе, если он представляет собой емкость между обмотками катушек), иначе говоря, если мы имеем колебательный контур, то и в этом случае благодаря отсасывающему действию конденсатора ток дуги уменьшается. Если весь ток внешней цепи отводится в колебательный контур, дуга гаснет и остается погашенной, если ток достаточно долго (по сравнению с собственной инерцией разряда, § 66) проходит мимо разрядного промежутка  $S$ .

Удлинение дуги и увеличение времени размыкания, вызываемое включенными в цепь тока самоиндукциями, можно уменьшить при помощи включения сопротивления параллельно к потребителю ( $L, R$ ), потому что магнитная энергия вместо дуги трансформируется в параллельном сопротивлении.

Если выпрямитель  $G$  включен параллельно к потребителю ( $L, R$ ) (рис. 239), то на цепь, находящуюся в стационарном состоянии (цепь замкнута, напряжение подано на  $L, R$ : +вверху, —внизу,  $G$  запирает ток), он не оказывает никакого влияния. Возникающие при выключении перенапряжения в  $L$  не могут быть больше рабочего напряжения, потому что такое напряжение на ( $L, R$ ) (—вверху, +внизу) сейчас же замыкается накоротко через  $G$ . Наибольшее напряжение, которое может оказаться на  $S$ , равно рабочему напряжению. Электромагнитная энергия, возникающая благодаря присутствию  $L$ , также расходуется в  $R$ . Влиянием собственной емкости (сухой выпрямитель) или падением напряжения на выпрямителе в практических случаях пренебречь нельзя.

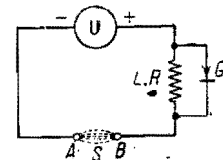


Рис. 239. Выключение индуктивной цепи постоянного тока с помощью разрядного промежутка  $S$  и гасящего выпрямителя  $G$ .

б) Воздействие на разрядный промежуток. Все способы, при помощи которых повышается падение напряжения разряда, возникающего при размыкании, уменьшают продолжительность дуги и работу размыкания. Потоки газа, направленные поперек или вдоль положительного столба, охлаждают его и повышают тем самым согласно § 61 его продольный градиент. Особенно интенсивно действует охлаждение при расщеплении положительного столба на несколько параллельных шнуров. Возникающее одновременно с этим отклонение дуги вызывает удлинение ее и тем самым и рост напряжения.

При помощи поперечного магнитного поля дуга прогоняется сквозь холодный неподвижный газ. При этом она охлаждается и удлиняется. Вообще говоря, при применении магнитных полей от 10 до 100 гаусс прирост напряжения дуги вследствие возрастания напряженности поля при охлаждении превосходит прирост его благодаря удлинению положительного столба.

Если дуга размыкания горит вблизи твердой стенки (всегда холодной по сравнению с газом дуги), то потери ионов возрастают благодаря более сильной рекомбинации на стенках и интенсивному охлаждению. Вследствие этого напряженность поля в положительном



столбе опять-таки возрастает. Когда дугу приближают к стенке сделанной из изолятора, то благодаря высокой температуре дуги из стенки выделяется большое количество газов. Эти газы проникают в положительный столб и охлаждают его. Особенно сильно действует в этом отношении  $H_2$  благодаря его большой теплопроводности. Так как освобождение газов из стенок происходит чрезвычайно неравномерно, то и их влияние на положительный столб (охлаждение, прижатие к стенке) претерпевает весьма значительные колебания. Количество освобожденных дугой газов часто весьма значительно. Так, например, фибровая трубка с внутренним диаметром в 2 см при 500 А дугового тока отдает с каждого квадратного сантиметра стенки 300 см<sup>3</sup> газа в секунду (приведено к нормальным условиям). Отдаваемый газ состоит при этом почти наполовину из  $H_2$  и CO. Тальк, асбест и т. д. отдают при нагревании пары воды (кристаллизационная вода и вода, адсорбированная гигроскопическими веществами). Благодаря газоотдаче, материал стенок (асбестовый сланец, керамические вещества) предохраняются от перегорания в газе дуги.

Если размыкаемый контакт помещается в замкнутом наполненном газом пространстве, то при размыкании цепи газ в сосуде нагревается и диссоциирует, за счет энергии, запасенной в дуге. Давление газа, продольный градиент положительного столба, и потенциал горения непрерывно возрастают, пока дуга не разрывается (иногда помогает также газоотдача стенок).

Если контакты выключателя, помещенные в высоком вакууме, постепенно удалять друг от друга, то возникает дуга, горящая прежде всего в парах материала электрода. Эта дуга зажигается, вероятно, благодаря испарению нагретых током маленьких острий на контактах, которые являются последними металлическими мостиками для прохождения тока. Возникающие при испарении этих мостиков, а также у катодного и анодного пятен разряда пары очень быстро уходят из дуги в окружающее ее пространство, так что количество паров в разряде уменьшается. Одновременно в катодном и анодном пятнах происходит дальнейшее испарение электродов. Пар контактных мостиков быстро конденсируется при хорошем охлаждении электродов (достаточная теплопроводность и теплоемкость электродов). Если эти пары достаточно быстро замещаются парами, идущими из катодного и анодного пятен дуги, то последняя гаснет (§ 57). При температуре пятна от 1000 до 3000° К испаряющаяся молекула отлетает со средней тепловой скоростью, равной приблизительно  $10^5$  см/сек [уравнение (356), т. I]. Так как протяжение пятна равно самое большее  $10^{-1}$  см, то пары, идущие от контактных мостиков, исчезают приблизительно в  $10^{-6}$  сек. При очень малом количестве образующихся паров дуга гаснет через такой промежуток времени, в течение которого расстояние между электродами становится равным  $10^{-3}$  см. Имеющиеся в цепи тока самоиндукции в такое короткое время не успевают отдать свою энергию обратно в цепь и заряжают свои обычно малые собственные емкости до высоких потенциалов. Эти перенапряжения должны быть уменьшены особыми приспособлениями (предохранители, сопротивлени, емкости и т. д.).

§ 121. Практическое выполнение описанных приемов гашения дуги. В выключателях постоянного тока практически почти всегда применяется ряд описанных в § 120 методов гашения дуги. Дугу часто отводят от размыкающихся в начале выключения главных контактов, имеющих большую поверхность (для избежания разогревания контактов при длительном токе), на параллельно им включенные специальные контакты размыкания. Контакты размыкания большей частью делают рогообразные, открытые сверху и согнутые так, чтобы при размыкании дуге было дано определенное начальное положение, а самая форма электродов способствовала удлинению воникающей дуги. Дуга при этом передвигается вверх горячим газом, а еще больше благодаря электродинамическим силам, возникающим в петле тока: рогообразный контакт — дуга — рогообразный контакт. Материалом для главных контактов почти всегда служит медь, благодаря ее хорошей теплопроводности и ее механическим свойствам. Для контактов размыкания при большей длительности размыкания употребляют, кроме меди, еще уголь (при индуктивной нагрузке). Медь, покрытая вольфрамом, применяется в особых случаях. Серебро, тантал, молибден и ртуть употребляют обычно при малых токах и малых напряжениях и при этом обычно их соединяют в одну цепь с приспособлениями для гашения разряда (реле), описанными в § 120. Нужно всегда избегать устойчивого горения дуги в каком-нибудь определенном месте на контактах (возникновения кратера, оксидной пленки), так как благодаря парам металла, вырывающимся из катодного и анодного пятен дуги, напряженность поля в ближайших частях положительного столба сильно уменьшается и возможности гашения разряда затрудняются (большие длины размыкания).

В многополюсных выключателях горячие газы дуги и испаряющийся материал контактов так быстро отводятся при помощи специальных огнеупорных камер, что этим избегаются закивание разряда между полюсами выключателя или пробой между выключателем и близко лежащими другими проводниками. Форма камер очень часто такова, что возникающая дуга растягивается на большую длину. При помощи возбужденных током магнитных „сдувающих“ полей (железо с соответствующим полюсным наконечником) дуга прижимается к пластинкам из изолятора с заостренным краем, поставленным перпендикулярно к оси дуги. Кроме удлинения дуги на величину, во много раз превышающую расстояние между электродами, присутствие этих пластин вызывает еще увеличение напряженности поля в положительном столбе вследствие возрастания потерь на стенках.

В воздушных выключателях высокого напряжения (на несколько тысяч вольт) при относительно малых токах можно способствовать гашению разряда, помещая его в ряд узких изолирующих трубок, которые препятствуют соединению положительных столбов, возникающих рядом один с другим на отдельных полюсах. При помощи большого числа мест разрыва цепи, включенных последовательно друг за другом, и посредством магнитных полей, приводящих дугу в движение и прижимающих ее к стенке, можно уменьшить необходимую для гашения разряда длину дуги до 20% и меньше по сравне-

нию с той длиной, которая необходима для разрыва дуги, горячей свободно и не подвергающейся такого рода воздействиям.

Воздушные выключатели для сильных токов до токов короткого замыкания  $\approx 10^5$  А, кроме ряда рубильников (к которым ток замыкания подводится иногда через небольшие сопротивления), включенных параллельно друг другу, снабжены еще сильным магнитным дутьем с полями в несколько сот гаусс. Так как пространство, охватываемое этим сильным полем, ограничено, то возникает необходимость избежать перехода дуги в область слабого поля. Нежелательному перемещению основной дуги можно воспрепятствовать при помощи выреза в контактах. Подводка тока к контурам должна исключить возможность преждевременного замыкания контактов благодаря электрическим силам, возникающим при концентрации линий тока у тех мест, где располагаются основания разряда.

В быстро действующих выключателях меньшая продолжительность горения дуги обусловлена не столько большей скоростью движения контактов, сколько интенсивным магнитным дутьем и естественными газовыми потоками, возникающими при разряде. Время разрыва дуги короткого замыкания при этом так мало ( $10^{-2}$  сек), что процесс замыкания кончается еще до того, как ток короткого замыкания достигает своего стационарного значения. Добиться дальнейшего уменьшения продолжительности существования дуги применением еще больших скоростей перемещения контактов и других интенсивных способов гашения нельзя, потому что при слишком быстрых изменениях тока начинают возникать попеременно чередующиеся перенапряжения и происходит ряд зажигания дуги при малых расстояниях между контактами (более короткие дуги). Наконец, в этом случае, пожалуй, нехватает больше времени для удаления из дуги горячих газов и металлических паров.

В жидких выключателях, например масляных, возникают разряды с большим градиентом положительного столба по сравнению с дугой в воздухе. Соответственно и величина "длины" замыкания дуги значительно меньше. Сильные изменения тока, величина которых даже при малой скорости замыкания не может быть заранее задана вследствие неравномерного выделения пузырей газа, вызывают большие перенапряжения, которые требуют особой изоляции и принятия специальных предохранительных мер. Скорость перемещения контактов, особенно при больших токах замыкания, может быть значительно повышена благодаря давлению возникающих пузырей газа.

Ртутный выключатель с двумя жидкими ртутными электродами (или одним жидким, а другим твердым) в большинстве случаев помещается в заменутый сосуд либо эвакуированный (при малых напряжениях), либо наполненный индифферентным газом (обычно  $H_2$  при давлении в несколько сот миллиметров ртутного столба). Этот выключатель приводится в действие посредством наклонения его, посредством разбрызгивания ртути, при помощи передвигаемого магнитом вытеснителя, посредством нагревания газа, производящего потом давление на ртуть и т. д. При включениях, требующих очень большой точности, применяют один электрод из жидкой амальгамы,

и другой — подвижный твердый электрод. В настоящее время ртутные выключатели изготовляются для напряжений до 500 В и для токов до 100 А. Вакуумные выключатели изготовляются для меньших мощностей, именно до 1000 В и нескольких десятков ампер, причем перемещение контактов (около  $10^{-3}$  см) производится либо при помощи упругих стенок, либо при помощи теплового расширения (ток нагрева). Замкнутые контакты могут в этом случае прилипнуть друг к другу, потому что благодаря отсутствию газовой оболочки на электродах при высоком вакууме между ними возникает очень сильное сцепление, которое может привести даже к сплавлению контактных мостиков (размыкание производится толчком). Материалом для контактов служит в большинстве случаев медь или вольфрам. Сосуд и электроды тщательно обезгаживаются. Освобождаемый при работе в малом количестве газ, адсорбируется материалом электродов, распыляемым хотя и незначительно на стенках.

Разряды, возникающие в выключателях переменного тока

§ 122. Общие соображения. Гашение разряда переменного тока, обладающего при повторном зажигании падающей характеристикой, существенно образом отличается от процесса гашения разряда постоянного тока, описанного в § 118. В то время как гашение разряда при постоянном напряжении происходит тогда, когда потенциал горения превышает сумму всех имеющихся в схеме налицо источников напряжения, при переменном токе для размыкания необходимо

лишь воспрепятствовать повторному зажиганию разряда после прохождения тока через нуль. Разряд остается погашенным, если напряжение, необходимое для его периодического возникновения, всегда больше, чем полное напряжение, включенное во внешней цепи разряда. В соответствии с этим вопрос о гашении разряда или его повторном зажигании решается в течение очень короткой обычно паузы тока. Только в течение этого времени имеет, вообще говоря, смысл применение операций, способствующих гашению разряда.

На рис. 240 показан ход изменений напряжения  $u_z$ , необходимого для повторного зажигания при перемене полсов в зависимости от времени  $\Delta t$ , протекающего от начала паузы тока. Зависимость дана

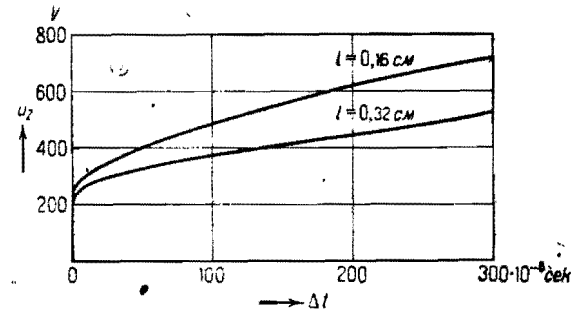


Рис. 240. Зависимость напряжения  $u_z$ , необходимого для повторного зажигания короткой дуги, от времени, протекающего с начала паузы тока для двух длин дуги  $l$  (92) (воздух при атмосферном давлении, латунные электроды,  $i = 300$  А).

для коротких дуг. В течение первой миллионной доли секунды  $u_2$  возрастает до величины, большей чем 200 В, а затем оно растет с постепенно уменьшающейся крутизной. Первоначальный прирост потенциала зажигания происходит потому, что при новом расположении полюсов у холодного катода (не способного к термоионной эмиссии), в случае возникновения разряда, проходящего с первого стадию кратковременного тлеющего разряда, должно иметь место большое катодное падение (нормальное катодное падение). При малых  $\Delta t$ , положительный столб не успевает заметно деионизироваться и тлеющий разряд, повидимому, зажигается между катодом и плазмой, играющей роль анода. Дальнейший прирост напряжения зажигания с возрастанием  $\Delta t$  вплоть до полного напряжения первичного зажигания объясняется уменьшившейся „остаточной проводимостью“ положительного столба. Так как в случае коротких дуг холодные электроды действуют охлаждающим образом на разряд и играют также роль деионизирующей стенки, то  $u_2$  растет с уменьшением длины дуги (рис. 240). При больших длинах  $l$  (0,5—1 см в зависимости от тока)  $u_2$  растет с ростом  $l$ , потому что в этом случае деионизация вблизи электродов мала по сравнению с радиальной деионизацией и охлаждением длинного положительного столба. Последнее происходит тем быстрее, чем тоньше „остаточный“ положительный столб (повышенные градиенты концентрации и температуры, уменьшенная теплоемкость), если можно пренебречь возвращающимся полем обратного знака. Исключением являются разряды, возникающие при таком размыкании цепи переменного тока, которое укладывается во время меньше полупериода. В этом случае процесс размыкания приблизительно подобен процессу размыкания в цепи постоянного тока. Заметим, далее, что дуга размыкания переменного тока еще менее соответствует равновесному состоянию, чем стационарная дуга переменного тока.

**§ 123. Размыкание цепи с чисто омическим сопротивлением.** В процессе выключения цепи тока, питаемой синусоидальным напряжением  $U$  и включающей сопротивление  $R$  и разряд  $S$ , имеет место ход изменения тока и напряжения со временем, изображенный на рис. 241. Ток  $i$ , находящийся в одной фазе с напряжением сети  $U$ , становится равным нулю, когда мгновенное значение напряжения дуги в конце полуволны напряжения (потенциал потухания) становится равным напряжению сети. В коротких дугах с потенциалами гашения малыми по сравнению с напряжением сети ток исчезает при прохождении напряжения сети через нуль. Начиная с этого момента, образование новых ионов и электронов у самих электродов и в пространстве между ними почти совершенно прекращается вследствие совершенного отсутствия или малости поля. Ионы и электроны исчезают в объеме газа благодаря диффузии, адсорбции, рекомбинации и благодаря остаточному току, уносящему ионы из газа к электродам. При этом нет ионизации толчком или температурной ионизации, которые могли бы компенсировать процесс уничтожения ионов. Газовый промежуток и электроды все более и более охлаждаются. Согласно рис. 241 напряжение, необходимое для повторного зажигания, все более и более возрастает. Если напряжение сети  $U$  больше этого напря-

жения ( $P_1$ ), то дуга зажигается вновь (§ 76). Интервал между исчезновением тока и его возникновением вновь, т. е. пауза тока, может оставлять при омической нагрузке заметную долю полупериода (рис. 134). Максимум напряжения зажигания тем выше, чем интенсивнее процессы охлаждения газа и электродов и уничтожения ионов и чем меньше прирост напряжения в цепи со временем в течение паузы тока. Потенциал горения повторно зажигающейся дуги возрастает со временем, благодаря возрастанию длины дуги. В следующей ближайшей паузе тока из тех же соображений напряжение повторного зажигания  $u_2$  выше, чем в предыдущей, так что в этом случае напряжение  $U$  больше не превосходит  $u_2$  и дуга остается окончательно погашенной.

Когда длина дуги достигает значения „длины размыкания“  $l_a$ ,  $u_2$  становится как раз равным  $U$ . Подобно тому, как это сделано на рис. 240, мы полагаем, что напряжение повторного зажигания пропорционально длине дуги и линейно меняется со временем. Отсюда:

$$u_2 = a + bt. \quad (331)$$

Эта прямая касается кривой напряжения сети:

$$U = U_0 \sin \omega t \quad (332)$$

при длине дуги, равной длине размыкания  $l_a$ . Последнюю можно различным образом представить в упрощенном виде в зависимости от того, будет ли  $U_0 \gg a$  или  $U_0$  сравнимо с  $a$ . Именно:

$$l_a = \frac{2}{\pi} \frac{\omega}{b} (U_0 - a) \text{ для } U_0 \text{ близкого к } a, \quad (333)$$

$$l_a = \frac{\omega U_0}{b} \left( 1 - \sqrt[3]{\frac{a^2}{2U_0^2}} \right) \text{ для } U_0 \gg a. \quad (334)$$

По (333) вопрос о незажигании решается вблизи максимума напряжения, по (334) — вблизи нуля напряжения. Длина размыкания возрастает с ростом напряжения сети и с увеличением частоты. Величина  $b$  уменьшается с ростом тока, причем при больших  $i$  возможно уменьшение  $b$  благодаря большой остаточной ионизации. На этом же основании  $b$  уменьшается с частотой (гистерезис!). При 1500 В ( $U_0 = 2,1 \times 10^3$  В),  $i = 20$  А,  $\omega = 300$  сек.<sup>-1</sup>,  $a = 300$  В и  $b = 5 \cdot 10^4$  В/см · сек.,

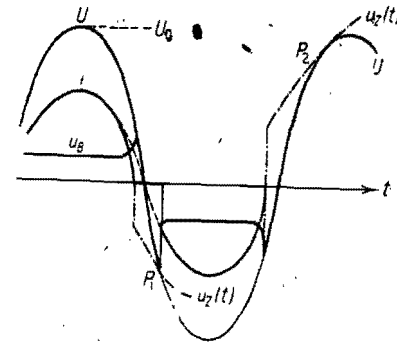


Рис. 241. Изменение со временем тока  $i$ , напряжения дуги  $u_2$ , напряжения  $u_2$ , необходимого для повторного зажигания и напряжения сети  $U$  при размыкании омической цепи. Пунктиром дан неискаженный ход кривой тока (см. рис. 134).

длина размыкания в атмосферном воздухе согласно (334) составляет около 13 см. Слабым местом при применении уравнений (333) и (334) является ненадежность численных данных для величины  $b$ , которая помимо прочего, зависит еще от длины дуги (неодинаковая скорость деионизации вблизи электродов и в середине положительного столба).

Приведенный численный пример показывает, что выключение переменного тока происходит при меньших длинах дуги, чем выключение постоянного тока. Для коротких дуг соотношения (333) и (334) уже неприменимы, так как здесь  $u_2$  (б) с увеличением длины дуги уменьшается. В этом случае более длинная дуга еще может существовать тогда, когда более короткая уже гаснет. При  $U_0 < a$  дуга переменного тока у холодного катода невозможна.

§ 124. Размыкание индуктивной цепи. Чисто индуктивная цепь отличается от чисто омической тем, что здесь рабочее напряжение в цепи имеет наибольшее значение, когда ток проходит через нуль. Мы предположим, что омическое падение напряжения на дуге мало по сравнению с напряжением сети. Согласно рис. 242 самоиндукция  $L$  или соединительные провода обладают собственной емкостью  $C$

(емкость между витками и относительно земли, соответственно  $C_w, C_e$ ), которой, несмотря на ее малую величину, принципиально пренебречь нельзя. В начале паузы тока  $L$  разряжается ( $i=0$ ), а  $C$  заряжается до потенциала  $u_c = U_0 + u_1$  (рис. 243). В колебательном контуре  $C, L$  возрастание напряжения имеет место лишь с конечной скоростью и совершается по законам колебательных процессов, причем по прошествии половины периода колебания (при отсутствии затухания) это напряжение с равной по величине, но обратной по направлению

амплитудой складывается с амплитудой внешнего напряжения. В таком случае максимальная величина наглядывающегося на  $S$  напряжения будет  $U_0 + (U_0 + u_1)$ . До тех пор пока емкостной ток больше ионного, напряжение на  $S$  определяется потенциалом на емкости. Так как почти всегда частота выравнивающих колебаний велика по сравнению с частотой сети, то в течение времени одного колебания напряжения на разрядном промежутке, внешнее переменное напряжение можно рассматривать как постоянное (заметим, что колебания здесь затухающие и затухание отчасти вызвано уменьшением числа остаточных ионов). Благодаря более быстрому росту напряжения, пауза тока в этом случае гораздо короче, чем для цепи с чисто омическим сопротивлением. Частота колебания  $f_0 = \frac{1}{2} \pi \sqrt{L(C_e + C_w)}$ . Из хода изменения тока и напряже-

ния со временем, приведенного на рис. 244, путем соображений, совершенно аналогичных тем, которые были приведены в § 123, можно определить с теми же ограничениями длину размыкания  $l_a$  для чисто индуктивной цепи. Если разрыв дуги имеет место вблизи максимума напряжения, то длина размыкания

$$l_a \approx 2 \frac{f_0}{b} (2U_0 + u_1 - a) \quad (335)$$

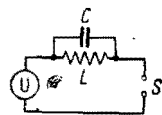


Рис. 242. Индуктивная цепь тока с самоиндукцией  $L$  обладающей некоторой емкостью  $C$ , и выключателем  $S$ .

при  $2U_0 + u_1$ , близком к  $a$ . Если дуга гаснет в начале колебания напряжения, то

$$l_a \approx \frac{2\pi f_0}{b} (U_0 + u_1) \text{ при } U_0 + u_1 \gg a. \quad (336)$$

До сих пор предполагалось, что  $u_B \ll U_0$  или, иначе, что омическое сопротивление цепи исчезающе мало. Если это не имеет места, надо учесть влияние разности фаз  $\varphi$  между током и напряжением сети. Эта разность фаз уменьшает величину  $b$ , потому что в этом случае коле-

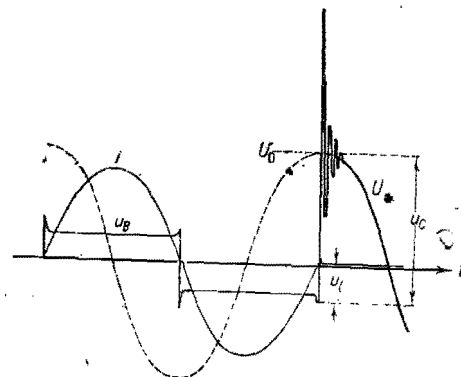


Рис. 243. Изменение со временем тока  $i$ , напряжения на выключателе  $u_B$  и напряжения сети  $U$  при выключении индуктивной цепи рис. 242.  $u_1$  — напряжение потухания.

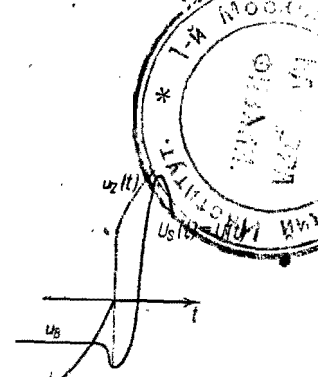


Рис. 244. Процессы в последней паузе тока при выключении цепи рис. 242.  $U_S$  — напряжение на выключателе.

бание накладывается не на  $U_0$ , а на  $U_0 \sin \varphi$ , где:

$$\sin \varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{\tau}{2} \frac{u_B}{U_0}\right)^2} \text{ или } \frac{1}{\sin \varphi} = \sqrt{1 + \left(\frac{R}{\omega L}\right)^2}.$$

Следовательно, длина размыкания  $l_a$  пропорциональна собственной частоте  $f_0$ , почти пропорциональна напряжению сети и не зависит от частоты проходящего тока. Зависимость от тока заключена в величине  $b$ .

§ 125. Размыкание емкостной цепи. Размыкание чисто емкостной цепи (рис. 245) совершается так, как это показано на рис. 246. Если дуга не зажигается вновь сейчас же после того, как ток прошел через нулевое значение, то напряжение между электродами размыкателя  $u_S$  возрастает в конце концов не только до значения, равного напряжению сети, подобно тому, как это было описано выше в § 123, но остающийся на емкости  $C$  в момент прохождения тока через нуль заряд увеличивает это напряжение еще на постоянную величину  $u_C = U_0 - u_B \approx U_0$ , так что величина  $u_S$  возрастает при этом до  $2U_0$ . Несмотря на то, что здесь для деионизации предоставлено значительное время (ср.  $u_S$  и  $u_Z$  на рис. 246), разрядный промежуток при этих

напряжениях часто вновь пробивается. Разряд  $S$  зажигается вновь, причем возникают очень высокие и острые максимумы тока, сопровождаемые сильным треском. В практических условиях в емкостной цепи тоже имеется налицо самоиндукция (подводка). Влияние ее сказывается в том, что емкостный ток проявляется в виде высокочастотных колебаний. Напряжения, возникающие на самоиндукции, вместе с напряжением сети заряжают емкость до потенциала втрое большего, чем напряжение сети, причем это напряжение остается наложенным на  $C$ , когда дуга остается погашенной после первого прохождения высокочастотного тока через нуль. При следующей перемене знака напряжения сети  $u_C$  и  $U_0$  действуют в одном и том же направлении и могут вызвать новое зажигание, в течение которого  $u_C$  может достигнуть величины, в пять раз превышающей максимум напряжения сети, если расстояние между электродами не стало уже слишком большим и т. д.

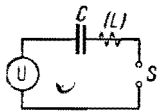


Рис. 245. Выключение емкостной цепи.

Для того, чтобы дуга погасла при первом прохождении высокочастотного тока через нуль и тем не менее после длительной паузы могла бы зажечься при перемене знака тока благодаря возросшему напряжению на электроде, потенциал зажигания  $u_z$  должен возрастать сначала очень круто, а потом довольно медленно (рис. 240).

§ 126. Воздействие при помощи элементов схемы. При помощи изменений в цепи тока можно уменьшить скорость возрастания и конечную величину напряжений, появляющихся на выключателях после прохождения тока через нулевое значение, и тем самым облегчить выключение. Сопротивление  $R$ , включенное параллельно к выключателю, уменьшает длину замыкания и работу размыкания. В момент прохождения тока через нуль в индуктивной цепи без омического сопротивления (рис. 243) напряжение на электродах  $u_S$ , благодаря возникающим колебаниям быстро достигает величины  $2U_0 + u_r$ . При параллельном включении сопротивления  $R$  эти колебания напряжения становятся затухающими. Частота их  $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{1}{2CR}\right)^2}$  очевидно меньше, чем при  $R = \infty$ . Следовательно, возрастание напряжения происходит в этом случае медленнее и аperiodически затухает при  $R = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$ . Если при отсутствии  $R$ ,  $f_0 = 10^5$  сек.<sup>-1</sup>, то аperiodическое затухание начинается при  $C \approx 10^{-9}$  F со значения  $R \approx 10^3 \Omega$ . Но гораздо большие сопротивления могут так сильно замедлить ско-

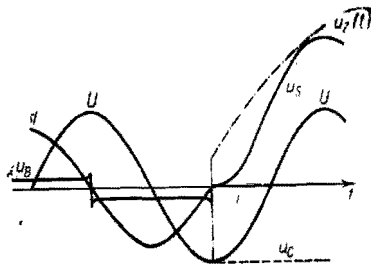


Рис. 246. Изменение со временем тока  $i$ , напряжения на выключателе  $u_B$  или  $u_S$ , напряжения сети  $U$  и напряжения  $u_r$ , необходимого для повторного зажигания при выключении емкостной цепи.  $u_C$  — остаточное постоянное напряжение.

рость возрастания напряжения, что длина замыкания дуги заметно уменьшается, и хотя уменьшение  $R$  облегчает размыкание, однако вызванный этим рост тока, проходящего через  $R$ , затрудняет окончательное размыкание. Этот остаточный ток требует специального выключателя, размеры которого должны увеличиваться с уменьшением  $R$ .

Другой способ затруднения повторного зажигания состоит в том, что вводят последовательно с напряжением сети такое дополнительное напряжение (например при помощи трансформатора), чтобы в течение паузы тока возникли напряжения такой величины и такого направления, что напряжение на электродах выключателя становится равным нулю. Практические конструкции не удаются до сих пор, во-первых, потому, что эти дополнительные напряжения при различных типах выключателей должны очень сильно отличаться друг от друга (следовательно, необходимо управление ими при помощи напряжения на электродах выключателя), и, во-вторых, потому, что все действие дополнительного напряжения должно полностью разыгаться в течение лишь малой доли паузы тока ( $10^{-4} - 10^{-6}$  сек). Мощность, необходимая для вспомогательного напряжения в соответствии с малыми обычно дугowymi токами (ионные и емкостные токи во время паузы тока), является вполне приемлемой.

Для облегчения гашения дуги можно также отвести ток от выключателя при помощи шунтирующего его „выключающего разрядника“, обладающего выпрямляющим действием. В ту полуволну тока, когда выпрямитель проводит ток, промежуток между контактами выключателя деионизируется. При ближайшем прохождении тока через нуль разряд в выпрямителе гаснет и цепь тока окончательно размыкается. На таких „выключающих разрядниках“ падение напряжения при горении равно от 10 до 30 В. Благодаря большой потере энергии в них они применяются сами в качестве выключателей лишь в особых случаях. Применяемые в качестве вспомогательного средства для выключения, они выделяют при правильной работе лишь энергию выключения, соответствующую половине периода.

В другом методе используют быстро работающие предохранители от перенапряжения, благодаря которым отводятся все высокочастотные перенапряжения, могущие вызвать повторное зажигание. Токи, отводимые этими предохранителями, соответствуют лишь емкостным токам выключенных проводов.

Параллельно включенные конденсаторы не применяются и в качестве вспомогательного средства для гашения разряда потому, что хотя с их помощью и возможно уменьшение скорости возрастания напряжения на электродах, но их емкость может мешающим образом действовать на весь процесс выключения.

§ 127. Воздействия на разрядный промежуток. Путем воздействия на разрядный промежуток можно увеличить скорость возрастания напряжения, необходимого для повторного зажигания, и тем самым облегчить размыкание. Этого можно добиться при помощи быстрой деионизации и охлаждения остаточного разряда во время паузы тока. Принимаемые для этого меры большей частью идентичны с теми, которые применяются в выключателях постоянного тока для повыше-

ния потенциала горения. Эти меры ведут также и в выключателях переменного тока к повышению напряжения горения. Высота этого напряжения для самого процесса выключения безразлична, но благодаря обратному влиянию на цепь тока (смещение фаз) и на процессы в течение паузы тока (гистерезис), повышение напряжения отчасти желательно, а отчасти и нежелательно.

а) Гашение при помощи газового потока. Достаточно сильный поток газа, как и в дуге постоянного тока (§ 61), делает положительный столб тонким и сильно нагретым и уменьшает тем самым его гистерезис. Если во время горения дуга защищена от проникновения холодного неионизированного газа, благодаря увеличению потребления мощности и динамическому давлению (§ 120), то во время паузы тока холодный газ беспрепятственно принимает в разрядный промежуток, уносит с собой заряженные частицы, охлаждает остаточный положительный столб и благодаря своим вихревым движениям разрывает его на несколько частей. При данной скорости потока положительный столб искажается тем радикальней, чем он тоньше. Саморегулирование воздушного потока благоприятно действует на весь ход процесса. В течение времени горения благодаря большому динамическому давлению скорость воздушного потока меньше, так что напряженность поля в положительном столбе, потребление энергии и содержание тепла в окружающем газе возрастают относительно мало. Благодаря этому во время паузы тока, когда скорость потока газа замедлена контрдавлением столба, этому быстрому потоку газа приходится удалять лишь небольшое количество горячего газа. Если воздушный поток направлен вдоль разряда, то в электродных областях, защищенных от действия потока, содержащих как раз большое количество паров, имеет место уменьшенная деионизация и более слабое охлаждение.

Если газовый поток течет только в направлении оси разряда, то пары материала от соответствующего электрода переносятся в весь объем между электродами. Если воздушный поток направлен радиально во внутрь дуги, против середины положительного столба, так что воздух далее уходит в ту и другую сторону вдоль оси разряда, то во время паузы тока может образоваться слой газа в виде „клина“, свободного от паров металла. В настоящее время еще нет количественного расчета этих явлений. Такой расчет должен был бы включать в себя подсчет величины напряжения повторного зажигания, исходя из рода газа и скорости его движения.

б) Гашение при помощи поперечного магнитного поля. Скорость отклонения дугового тока силой  $i$  в магнитном поле  $H$  согласно § 62 зависит от  $H^2$ . Если магнитное поле возбуждается самим током дуги (переменное поле той же частоты) и если ток и магнитное поле находится в одной фазе, то отклоняющая сила и скорость движения велики, когда ток достигает максимума, и малы при прохождении тока через нуль. Соответственно этому во время горения магнитное поле оказывает большое охлаждающее действие и, следовательно, градиент положительного столба велик. Величина напряженности поля, необходимая для повторного зажигания, меняется весьма

мало. Если же магнитное поле смещено на  $90^\circ$  относительно тока, то отклонение положительного столба имеет место также и при слабых токах вблизи паузы тока, когда ток через столб мал. Благоприятное действие этого второго приема может оказаться ослабленным тем, что дуга движется взад и вперед сквозь уже нагретый газ в течение нескольких полупериодов с частотой, вдвое большей частоты, даваемой сетью. Наоборот, при магнитном поле той же фазы, что и ток, движущиеся дуги длительно проходят в одном и том же направлении, если только никакие внешние силы (сжатый газ) не вызывают временного движения самого по себе неупругого положительного столба в противоположном направлении. Магнитное поле возбуждается в катушке, через которую либо частично, либо целиком протекает ток дуги, или же поле создается током в обычных проводах (или током других дуг размыкания), причем в установках трехфазного тока надо учесть обычное смещение фаз и то, что это смещение исчезает, когда одна из дуг гаснет. При достаточно сильном магнитном дутье дуга гаснет всегда в пределах полупериода (гашение, подобное гашению при постоянном токе).

в) Гашение дуги при помощи стенок. При помощи стенки, помещенной вблизи пути прохождения тока, можно заметно ускорить исчезновение ионов во время прохождения тока через нуль. Стенка адсорбирует заряженные частицы, которые исчезают благодаря рекомбинации с частицами противоположного знака. Такое действие производят продольные стенки, окружающие длинный положительный столб, а также и сами электроды размыкателя. В последнем случае друг против друга на расстоянии от 1 до 2 мм помещают достаточно большие массивные пластинчатые электроды. Во время паузы тока при исчезновении тока плотность ионов очень быстро уменьшается благодаря отсутствию ионизации, благодаря диффузии к обоим электродам и отсасыванию электронов электродом, начинающим играть роль анода. Благодаря этому у электрода, становящегося катодом, за счет имеющихся остаточных ионов не могут возникнуть катодные части дугового разряда, требующие большой плотности пространственного заряда. Возникновение катодных частей дугового разряда могло бы произойти только через кратковременный тлеющий разряд. При ходных электродах этот разряд не может быть усилен термоионной эмиссией из электрода, становящегося катодом. Быстрым перемещением дуги по всей поверхности электрода при помощи соответствующим образом направленного магнитного поля, чаще всего возбуждаемого током самой дуги, можно уменьшить возможность устойчивого горения дуги в одном месте на поверхности электрода, а следовательно, нагревания и испарения электродов. Из сказанного следует, что для повторного зажигания на электроды должно быть наложено напряжение, равное напряжению зажигания тлеющего разряда (в воздухе, при малых электродах по крайней мере около 300 V), причем (рис. 240) это напряжение необходимо даже, если пауза тока равна всего лишь около  $10^{-6}$  сек. Кроме отсасывания заряженных частиц, электроды оказывают сильное охлаждающее действие на газ благодаря своей хорошей теплопроводности. Вследствие этого разрядные

промежутки, даже предварительно более сильно ионизированные, требуют большего пробойного напряжения. При малых токах, при расстоянии между электродами, составляющем приблизительно от 0,05 до 0,1 см и при хорошо охлажденных электродах уже через 10 сек. после прохождения тока через нуль может быть опять достигнута полная, свободная от последствий пробивная прочность (равная прочности для искрового пробоя).

При более высоких напряжениях соединяют последовательно много таких разрядных промежутков. Однако каждый промежуток нагружают напряжением, меньшим чем 250 В, во-первых, потому, что при более высоких напряжениях никогда нельзя добиться (даже применением электродов с соответственно секционированной емкостью) совершенно равномерного распределения напряжения между всеми парами пластинок. Во-вторых, этого снижения требует испарение электродов, возникающее временами, несмотря на перемещение оснований разряда магнитом, приводящее к уменьшению напряжения зажигания. При толщине медных пластинок, служащих электродами, в 1,5 мм, при 1,5 мм расстояния между ними и при силах тока от  $10^3$  до  $10^4$  А в благоприятных условиях добивались хороших результатов с амплитудой напряжения в 200 В на каждом разрядном промежутке, помещенном в воздухе при атмосферном давлении.

Прижатый к стенке при помощи газового потока или магнитными силами положительный столб теряет в единицу времени благодаря повышенной в этом случае рекомбинации на стенке увеличенное число заряженных частиц. В горячей дуге это сказывается в том, что напряженность поля в положительном столбе возрастает. В течение паузы тока потери не могут быть возмещены при помощи соответственно повышенной ионизации. Напряжение, необходимое для повторного зажигания, возрастает поэтому сильнее, чем потенциал горения, причем для дуг большой длины нередки случаи, когда скорость возрастания потенциала зажигания достигает от  $10^5$  до  $10^8$  В/сек. При тех больших температурах, которые имеют место в положительном столбе, стенка из любого материала испаряется и переходит в газообразное состояние. Благодаря тепловой инерции это явление происходит и во время паузы тока. Таким образом в положительный столб, ничем в этот момент не защищенный, проникают неионизированные и холодные по сравнению с дугой газы или пары, которые перемешиваются с газом дуги. В дуге, горящей в течение нескольких периодов в трубке из вулканизированной фибры с внутренним диаметром около 2 см, количество освобожденного с каждой единицы длины трубки в единицу времени газа, отнесенное к  $0^\circ$  и 760 мм рт. столба, оказалось, как показал опыт, равным  $v = 7 \cdot 10^{-3} i^2$  ( $v$  в куб. сантиметрах,  $i$  в амперах).

д) Гашение при помощи очень высокого или очень низкого давления газа. Благоприятное влияние, оказываемое возрастанием давления газа в отношении гашения дуги именно переменного тока, сказывается следующим образом. Хотя потенциал горения мало увеличивается с ростом давления газа [ $\approx \sqrt{p}$ , уравнение (228)], однако напряжение искрового пробоя при первом зажигании,

возрастает приблизительно пропорционально  $p$  (см., например, рис. 26). Таким образом пробивная прочность при повторном зажигании, которая при данных положительных столбах и достаточно больших паузах тока возрастает от величины напряжения горения до величины напряжения первого зажигания, должна во всяком случае сильнее возрасти с давлением, чем потенциал горения. Далее, высокое давление уменьшает испарение электродов, которое наполняет газовый промежуток легко ионизируемыми парами металла. Сколько-нибудь значительных других действий на электроды давление газа не оказывает. Если весь разрядный промежуток заключен в непроницаемую для газа оболочку, то давление непрерывно растет (благодаря выделению тепла в дуге), причем на средней пророст давления накладываются колебания давления с частотой вдвое большей, чем частота тока. Обусловленное возрастанием давления увеличение напряженности поля, необходимой для горения, является в данном случае желательным, так как повышенное потребление мощности вызывает увеличенное статическое возрастание давления. Во всех схемах, где гашение производится при помощи увеличенного давления, кроме роста давления, вызванного теплом самой дуги, существенным является дополнительное поступление (вихревое) газа вследствие его выделения из нагретых стенок разрядной трубки.

Выключение переменного тока с помощью вакуумного выключателя происходит так быстро, что ток прерывается в середине полупериода. Процесс выключения подобен в этом случае процессу размыкания цепи постоянного тока (§ 120) и обуславливает перенапряжения и связанные с ними предохранительные меры. Следовательно, при помощи вакуумного выключателя можно выключать и притом относительно более плавно переменные токи гораздо большей величины, чем те, которые возможно выключать при постоянном токе. Действительно, при очень сильном постоянном токе электроды так сильно испаряются, что дуга может поддерживаться и тогда, когда пары, полученные при испарении последних контактных мостиков, удаляются из разрядного промежутка. Дуга постоянного тока в этом случае больше не гаснет. Дуга переменного тока гаснет во время прохождения тока через нуль или немного раньше. Благодаря малой тепловой инерции электродов испарение при этом быстро уменьшается, а имеющиеся уже пары рассеиваются в окружающем пространстве с молекулярной скоростью. Напряжение, вновь возникающее на электродах после прохождения через нуль, встречает уже высокий вакуум между электродами, и дуга не может поэтому зажигаться вновь. Однако, так как в этом случае дуга горит почти в течение целой полуволны (около  $10^{-2}$  сек.) против  $10^{-6}$  сек. горения дуги при медленном выключении постоянного тока (§ 120), испарение электродов и опасность ухудшения вакуума благодаря сильному выделению газа так велики, что в настоящее время такой способ выключения во время паузы не применяют.

е) Гашение при помощи помещения выключателя в жидкость. Дуга, помещенная в жидкости, горит внутри пузырька газа, возникшего под влиянием тепла дуги, независимо от того, является ли жидкость изолятором или проводником. Граница между паром и жид-

костью играет здесь роль окружающей дугу „стенки“, на которой частично происходит рекомбинация заряженных частиц. Однако пространство, занятое паром, особенно в своих внешних областях содержит капли жидкости, твердые продукты разложения (копоть) и т. д., которые благодаря своей относительно большой поверхности способствуют рекомбинации заряженных частиц. Благодаря вихревым потокам, эти способствующие рекомбинации частицы проникают также внутрь положительного столба дуги и прежде всего во время паузы тока. При достаточно кратковременной дуге, горящей глубоко под поверхностью жидкости, пузырек газа начинает пульсировать с частотой, в два раза большей, чем частота тока. В среднем пузырек увеличивается и может в процессе выключения отщипнуться и при этом разделиться на несколько отдельных пузырей. Инертная жидкая масса лишь весьма медленно следует этим быстрым изменениям давления (скачки давления до  $10^2$  ат).

Короткая дуга в жидкости имеет обычно мало повышенный потенциал горения, дуга же с более длинным положительным столбом обладает, возможно, в пять раз большей напряженностью поля, чем дуга, горящая свободно в парах той же жидкости. Увеличенное в этом случае потребление энергии идет как на нагревание жидкости (испарение), так и на покрытие тех конвекционных потерь, которые возникают благодаря длительному испарению жидкости, привлекающей к электродам и разрядному промежутку и после испарения конденсирующейся на границе пузырька газа.

В соответствии с этим дуга, горящая в масле, обладает, при силах тока от десятков до многих тысяч ампер, напряженностью поля от 100 до 50 В/см (водородная дуга вблизи стенки). Состав окружающей дугу газовой атмосферы (образование большого количества копоти) точному определению не поддается. Возникающий и могущий быть уловленным газ содержит от 65 до 80% водорода и от 15 до 25% ацетилена. Остальную часть составляют этилен, метан, этан. При больших температурных градиентах в газовом пузырьке, наверное, имеет место нарушение равновесного состояния (изменение состава газа, увеличение в нем доли  $H_2$ ). Далее, при прохождении газа сквозь масло различные компоненты газа по-разному растворяются в масле (например  $C_2H_2$  — сильно,  $H_2$  — слабо). Количество газа, возникающего за счет энергии выключения, зависит от силы тока и от давления, а при коротких дугах и от длины дуги. Каждая киловаттсекунда энергии выключения образует при токах от 10 до 100 А от 5 до 30 см<sup>3</sup> газа (приведенного к 0° и 760 мм рт. столба). При более сильных токах, порядка нескольких десятков тысяч ампер, и при длинных дугах количество выделенного газа достигает 80 см<sup>3</sup>. Возрастание давления вызывает увеличение „удельного количества газа“ (при максимальном давлении в 10 ат, возможно, до 150 см<sup>3</sup>/кВ·сек.).

Баланс энергии процесса выключения показывает, что на нагревание, испарение и диссоциацию масла уходит от  $\frac{1}{4}$  до  $\frac{1}{3}$  всей энергии выключения. От 5 до 10% энергии терется в виде излучения из нагретого до нескольких 1000° К и наполненного частицами копоти газового пузыря. Потери на металлических электродах, энергии испарения и работа перемещения масла составляют около 13%. Остальные 50%

тратятся на нагревание газового пузыря и передаются, кроме того, путем конвекции, маслу. Все эти данные относятся к выключению с длинными дугами и при атмосферном давлении ( $10^3$  А).

Процесс выключения под водой дает меньшие „удельные количества газа“, чем в масле, именно несколько см<sup>3</sup>/кВ·сек. при нормальных условиях ( $H_2$  и  $O_2$ ). Если вся работа выключения уходит на диссоциацию, то благодаря большой энергии разложения воды возникает только 120 см<sup>3</sup>/кВ·сек. против 400 см<sup>3</sup>/кВ·сек. при диссоциации масла. Напряженности, необходимые для горения дуги в воде при силах тока между 10 и  $10^3$  А, равны от 100 до 300 В/см. Проводимость обычной воды относительно мало влияет на процесс выключения. При достаточно малых плотностях тока на электродах (малые токи) удается сделать испарение столь малым, что размыкание происходит практически без всякой дуги и, следовательно, только благодаря увеличению сопротивления жидкости, находящейся между удаляемыми друг от друга электродами. Примесь органической жидкости к воде дает удельное количество газа, значение которого лежит между вышеприведенными значениями для воды и масла.

Выключающими „разрядами в жидкостях“ обычно являются дуги в водороде, свойства которых сами по себе благоприятствуют гашению разряда (маленький диаметр, большая теплопроводность, большие коэффициенты диффузии заряженных частиц). К этому надо еще прибавить, кроме влияния стенки, еще целый ряд свойств, которые как раз благоприятствуют выключению переменных токов. Давление в пузырьке газа колеблется с частотой влвое большей частоты тока. Оно достигает своего минимального значения или во время паузы тока, или некоторое время спустя. Во время пониженного давления может и возникнуть особенно интенсивное испарение из стенок пузыря (вследствие пониженного давления поверхность пузыря представляет собой слой перегретой жидкости), сопровождаемое увеличением капель жидкости. Как раз в те моменты, когда желательна быстрая деионизация и сильное охлаждение газа, в разрядный промежуток устремляются особенно сильно охлажденные неионизированные пары, способствующие рекомбинации капли жидкости. Этот эффект можно усилить при помощи дополнительного уменьшения внешнего давления. Жидкость, находящаяся в сильном вихревом движении, течет вдоль электрода в области основания разряда. Пока дуга горит, жидкость при приближении к области разряда переходит в газообразное состояние. Однако при длинных паузах тока в цепи с преобладающим омическим или емкостным сопротивлением жидкость может, пожалуй, в виде пены омывать основания разряда на электродах, причем ее отделяет от электродов лишь очень тонкий слой паров. Повторное зажигание требует в этом случае, особенно когда жидкостью является масло, более высоких напряжений, не столько вследствие того, что масляная пленка требует дополнительного напряжения для пробоя, сколько вследствие каналов, существующих между отдельными кусками масляных пленок. Разряд сильно затрунен. Для длинной дуги, горящей свободно в масле, можно добиться, чтобы напряженность поля, необходимая для повторного зажигания, составляла приблизительно  $10^3$  В/см. При помощи искусствен-



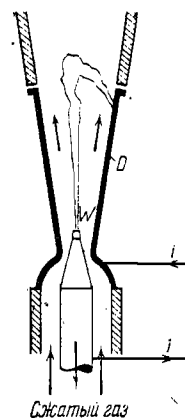
ного уменьшения давления эту величину можно увеличить в десять раз. Этого можно добиться также при помощи соответствующего масляного потока или прижав положительный столб при помощи магнитного поля к стенке из изолятора, погруженной в масло.

**§ 128. Практические конструкции.** Так как почти все способы повышения напряжения повторного зажигания при их применении повышают и потенциал горения дуги замыкания, то во всех практических конструкциях выключателей переменного тока применяются те же методы тушения дуги, как и в выключателях постоянного тока (§ 120). В тех случаях, как, например, в жидких выключателях, когда увеличение работы замыкания вследствие повышения потенциала горения нежелательно, применяют такие методы тушения дуги, которые увеличивают только напряжение повторного зажигания, но существенным образом не влияют на напряженность поля, необходимую для горения. Приводимые далее числовые данные для напряженности поля повторного зажигания и для прироста напряжения повторного зажигания относятся только к случаю, представленному на рис. 243, где максимум колебания напряжения составляет  $2U_0 + u_i$  вольт.

Таким образом воздушные выключатели имеют в принципе одну и ту же конструкцию для переменного и постоянного напряжений. В этих конструкциях дуга замыкания горит в камерах из изолирующего материала, причем она приводится в движение и удлиняется при помощи газового потока, магнитного поля собственной цепи тока и внешнего магнитного дутья. При помощи этих мероприятий можно добиться повышения напряженности поля, необходимого для повторного зажигания дуги, в 5—10 раз, по сравнению с свободно горящей дугой. Соответственно этому во многих выключателях можно выключать при переменном напряжении токи, во много раз большие чем при постоянном напряжении. Во время работы выключателя положительный столб благодаря дутью может оказаться смещенным по отношению к дополнительным размыкающим контактам, которые, с своей стороны, соединяются при помощи сопротивления. Отдельные части положительного столба оказываются, таким образом, включенными параллельно этим сопротивлениям и могут легче погаснуть.

Особый тип выключателя представляют собой „выключатели с сжатым газом“, у которых дуга горит между штифтом и отверстием сопла, сквозь которое обычно течет воздушная струя (рис. 247). При замыкнутом выключателе ток идет от штифта к стенке сопла. Одновременно сжатым воздухом не дает ему возможности проходить через носик сопла. Как только выключатель размыкается благодаря опусканию штифта, зажигается дуга между штифтом и стенкой сопла. Одно из оснований разряда перемещается вверх по стенке сопла. Положительный столб благодаря сильному воздушному потоку удлиняется и гаснет. Весь положительный столб за исключением небольшой части его так сильно охлаждается продольным воздушным потоком, что величина напряженности поля для повторного зажигания достигает в среднем нескольких  $V/cm$ . Скорость прироста напряжения повторного зажигания достигает от  $10^6$  до  $10^9 V/сек.$ , и продолжительность горения дуги от 1 до 2 полупериодов при скорости газового потока равной или большей ско-

рости звука. Давление газа, которое необходимо для получения такой скорости течения сквозь относительно большое сечение, составляет около 20 ат. При таких больших скоростях газового потока положительный столб так сильно охлаждается, что напряженность поля, необходимая для горения, достигает приблизительно  $100 V/cm$  (в случае поперечного дутья еще больше), причем плотность тока возрастает при этом до величины  $10^3—10^6 A/cm^2$ . Для того чтобы избежать испарения материала штифта, служащего в качестве контакта, и тем самым избежать уменьшения напряженности поля повторного зажига-



Сжатый газ

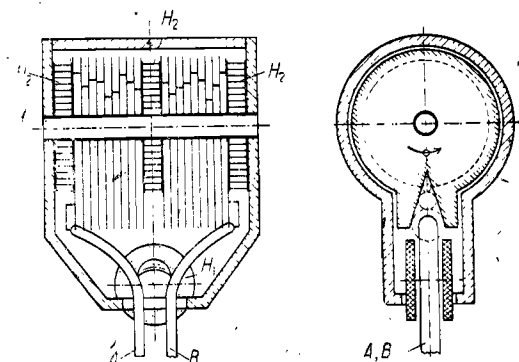


Рис. 247. Принцип выключателя с сжатым газом.  $W$  — вольфрамовое острие на подвижном электроде,  $D$  — сопло неподвижный электрод.

Рис. 248. Воздушный выключатель с деионизирующими поверхностями.  $A$  и  $B$  — контакты;  $H_1$  — магнитное поле для подъема контакта;  $H_2$  — катушка, создающая магнитное поле, радиальное по отношению к последовательно горящим дугам (вращение основного разряда см. на правой половине чертежа).

ния в качестве материала для штифта применяют вольфрам. Перед штифтом в самой узкой части сопла расположено место, где воздушный поток имеет наибольшую скорость, но здесь же расположена и область наибольшей концентрации паров металла. Вместе с тем здесь же во время паузы тока наиболее интенсивно идет процесс деионизации; здесь имеет место наиболее сильное охлаждение благодаря поступлению свежих порций еще холодного газа и здесь же скорее всего восстанавливается электрическая пробивная прочность. Отсюда ясно, что придание той или иной формы соплу и штифту и, следовательно, техническое оформление всей аппаратуры играет весьма существенную роль.

На рис. 248 дана схема воздушного выключателя, в котором гашение дуги облегчено при помощи деионизирующих поверхностей. Дуга, возникающая между двумя размыкающимися контактами  $A$  и  $B$ , перемещается и удлиняется при этом посредством перпендикулярного к плоскости чертежа магнитного дутья, находящегося в одной фазе с выключаемым током. Удлиненная дуга проникает после этого в систему

камер, сделанных из изолятора и медных пластин, находящихся на расстоянии нескольких миллиметров друг от друга. Дуга распадается при этом на большое число последовательно друг за другом горящих коротких дуг. Благодаря магнитным полям, расположенным радиально к этим последовательно горящим дугам, их основания на электродах и короткие положительные столбы начинают вращаться с очень большой скоростью, так что область дуги при прохождении тока через нуль оказывается обедненной заряженными частицами и парами, а газ благодаря медным пластинам сильно охлаждается. Такие выключатели строятся для напряжений до 10 kV и для токов до  $3 \cdot 10^4$  А. Продолжительность горения дуги здесь тоже около нескольких сотых секунды.

В масляном выключателе, как правило, на каждый полюс приходится несколько последовательно соединенных и помещенных в масле разрядных промежутков. Этим достигается то, что скорость удлинения всей дуги, размеры которой являются решающими для повторного зажигания, оказывается во много раз больше скорости размыкания контактов ( $1-3$  м/сек), ограниченной по чисто механическим причинам. При выключении высоких напряжений ( $1-2$  см длины дуги на каждые 1000 V напряжения) без этого последовательного выключения разрядных промежутков не удается добиться продолжительности горения дуги лишь в 4 или 5 полупериодов. Пузыри газа, возникающие во время процесса размыкания, особенно когда несколько полюсов, например, трехфазной установки помещены в одном сосуде, до того как они слились друг с другом, должны удаляться по отдельным путям при помощи особых поверхностей. В противном случае может произойти пробой с возникновением стойкой дуги. Необходимо также избегать того, чтобы благодаря движению пузырей газа масло отошло от тех мест, где наложено высокое напряжение, иначе вдоль изоляторов может возникнуть скользящий разряд или может произойти пробой. Необходимо также учесть возможность пробоя изоляции, возникающую вследствие загрязнений, образующихся в масле и осаждаемых разрядом. Между главным контактом и особым дополнительным контактом включается сопротивление, облегчающее гашение дуги, причем дуга, горящая при размыкании между подвижным штифтом и главным контактом, переходит в конце концов на этот дополнительный контакт.

Для быстрого размыкания и для уменьшения необходимого количества масла вблизи неподвижного контакта помещают „камеры для гашения“ (рис. 249). Сквозь отверстие в дне камеры проходит штифт, подведенный к неподвижному контакту. Этот штифт закрывает отверстие наполненной маслом камеры, оставляя только узкую щель. Благодаря дуге, возникающей прежде всего между контактами в камере, появляется газ, находящийся вначале под большим давлением ввиду малой ширины щели, сквозь которую может проходить масло. Только когда штифт выходит из камеры, газ может из нее выйти, причем конечно газ должен отбросить масло, окружающее камеру извне. При этом выходе газа в камере и вблизи ее возникает сильное вихревое движение масла и газа, которое во время паузы тока сильно охлаждает положительный столб дуги (главным образом в отверстии

камеры), контрагирует его, деионизирует и заполняет частицами масла. Эти эффекты совместно с высоким давлением в камере (до 100 ат) и сильным влиянием стенок отверстия камеры приводят к значительному увеличению напряженности поля, необходимой для повторного зажигания, до величины  $\approx 3$  kV/cm при окончательном размыкании.

На рис. 250 показан выключатель с расширителем, в котором используется гасящее действие, оказываемое внезапным уменьшением давления в дуге, горящей в жидкости. Здесь тоже имеется штифт, выключаящий цепь при перемещении его снизу вверх. Этот штифт

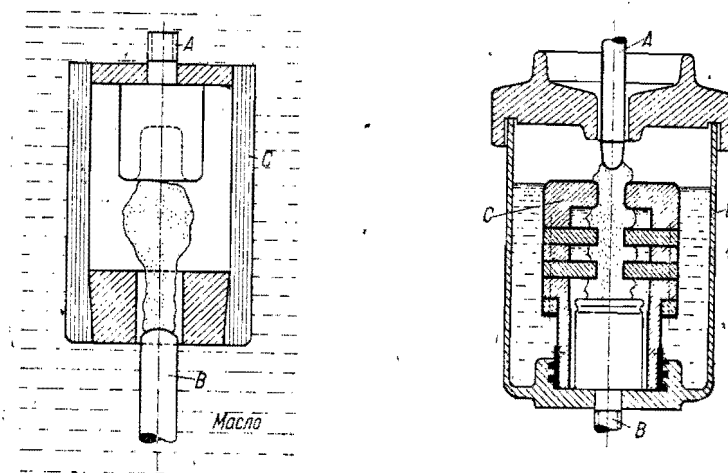


Рис. 249. Выключатель с камерами гашения. *A, B* — соответственно, неподвижный и подвижный контакты, *C* — внутренняя камера, *D* — внешняя камера (заполненная маслом).

Рис. 250. Выключатель, основанный на расширении газа. *A, B* — соответственно, подвижной и неподвижный контакты, *C* — внутренняя камера, *D* — внешняя камера (заполненная жидкостью, пространство для конденсации).

тоже сначала запирает камеру, наполненную маслом или водой. Благодаря тому, что жидкость имеет весьма малую возможность для выхода, газ, возникающий при горении дуги, опять оказывается под большим давлением. После того как размыкающий штифт освобождает отверстие для выхода газа, газ имеет возможность внезапно расширяться. При этом уменьшении давления с перегретой жидкой стенки газовых пузырей летят брызги жидкости, возникновение которых содействует внезапному сильному испарению с поверхности этих газовых пузырей. Разрыву капель способствует вихревое движение газа и жидкости, охлаждение и т. д. Вместо того чтобы вызвать уменьшение давления только при помощи открывания отверстия камеры, можно это сделать также при помощи боковых щелей, открывающихся, когда давление становится больше определенной величины. Так как все эти щели открывают выход из объема камеры неравномерно, то газы и пары выходят односторонним потоком и вызывают тем самым дополнительное действие пузырей газа на положительный

столб. При постоянном напряжении продолжительность процесса замыкания проходит при возрастании тока через некоторый максимум. Большие токи легко выключаются потому, что благодаря большим количествам газа, образуемым в этом случае, давление значительно уменьшается. При малых токах соответствующим выбором жидкости для выключателя (вода с органической примесью) можно получить такое удельное количество газа, которое при правильном выборе формы камеры дает в конечном счете достаточно короткую длину замыкания. У описываемого выключателя при условии наполнения его водой напряженность поля, необходимая для повторного зажигания, составляет около  $2 \text{ kV/cm}$ .

### Разряды, возникающие в предохранителях

**§ 129. Процесс замыкания в разрядах, возникающих в предохранителях.** Замыкание цепи тока при помощи плавкого предохранителя имеет целью предохранить данную цепь от опасностей механической и тепловой перегрузок, связанных с чрезвычайно большой силой тока. Так как максимально допустимый ток в цепях, предохраняемых таким способом, должен сильно отличаться по своей величине от стационарной величины тока короткого замыкания, то и разряд, возникающий в предохранителях, должен гаснуть в течение очень короткого времени. Применительно к индуктивной цепи это требование обычно означает повышенное напряжение на самоиндукции, а также возрастание трудностей, встречающихся при гашении разряда. Пере-напряжения возникают не только при постоянном, но и при переменном токе, так как и в этом случае замыкание происходит большей частью в течение времени меньшего, чем полупериод тока, и, следовательно, оно кончается еще до момента нормального прохождения  $i$  на через нуль. Отсюда следует, что верхняя граница для скорости замыкания определяется допустимым перенапряжением.

Математическое рассмотрение этого процесса является мало обещающим ввиду ненадежности тех предположений, которые делаются относительно характеристики разряда, возникающего в предохранителях. Легко плавящийся проводник, который в зависимости от силы тока и продолжительности его протекания (предварительное нагревание) целиком или частично расплавляется и испаряется, вызывает появление дугового разряда. Вначале разряд поддерживается в парах проводника, затем в газе, выделяемом из окружающих тел и наконец гаснет.

**§ 130. Техника разрядов, возникающих в предохранителях.** Все плавкие предохранители состоят из одного или нескольких параллельно соединенных проводников из серебра, олова, сплавов серебра и т. д. При определенной силе тока и после определенного времени действия (характеристика разряда в предохранителях) эти проводники под действием тепла, выделяемого током, переходят в жидкое и газообразное состояния, вызывая вместе с тем появление в данном месте разряда, который гасится при помощи многочисленных методов, частично уже описанных в § 120.

При размыкании открытых плавких предохранителей, имеющих форму полос, гашение дуги в первую очередь обуславливается сильными воздушными течениями, вызываемыми внезапным испарением предохранителя и зажиганием дугового разряда. Повидимому, благоприятную роль в гашении играет также и действие паров испаряемого плавкого вещества в качестве стенок. При малых токах плавкие провода помещают между тонкими изолирующими стенками или в тонких изолирующих трубках. Размеры пространства, предоставленного в этом случае дуге, почти равны размерам проволоки. Благодаря малому расстоянию дуги от стенок значительно повышается напряженность поля, необходимая для горения или повторного зажигания, причем освободившиеся из изолирующего материала под действием тепла дуги газы усиливают этот эффект (§ 127). Во многих схемах, в том же направлении действует магнитное дутье, созданное при помощи проводника, находящегося под током.

Плавкие проводники, помещенные в стеклянные, фарфоровые и другие керамические изолирующие вещества, окружаются песком, мрамором, гипсом и т. д., причем опять-таки газы и пары, отдаваемые благодаря высокой температуре разрядного промежутка, способствуют гашению дуги совместно с песком, вдуваемым в разряд благодаря турбулентным движениям газа. Возможно также и то, что временно сдвигающийся слой песка помогает гашению, становясь проводящим под влиянием нагревания и играя роль сопротивления, параллельно включенного в разряд в предохранителе. При возрастании напряжения сети необходимы более длинные плавкие проводники и большая „длина замыкания“ дуги. Влияние пламени дуги на ближайшее окружение плавкого провода можно ограничить, например, при помощи изолирующей ширмы. Тушение разряда, возникающего в предохранителях, может быть быстро произведено также при помощи повышенного давления, созданного дугой, или при помощи газового потока, созданного выхлопом нагретого газа.

Предохранители высокого напряжения, помимо плавких проводников, которые при малых токах помещаются в открытых изолирующих трубках, во всем остальном изготавливаются совершенно аналогично предохранителям, наполненным песком. Однако корона, возникающая при высоком напряжении, разрушает плавкий проводник вследствие образования окиси азота ( $+ \text{влажность воздуха} = \text{азотная кислота}$ ) и озона. Поэтому центральный прямолинейный проводник с малым сопротивлением окружают параллельно с ним включенной плавкой спиралью из материала с большим сопротивлением, неспособной коронировать. Внутренний проводник оказывается, таким образом, в пространстве, почти свободном от поля. При достаточно большом токе внутренний проводник расплавляется без возникновения разряда. Через внешний проводник идет после этого ток меньшей амплитуды (большее  $R$ ). Дуга, возникающая при расплавлении внешнего проводника, гасится при помощи наполняющего предохранитель песка. Длина внешнего проводника вдвое больше, чем длина центрального плавкого проводника. Благодаря изолирующему песку, наполняющему предохранитель, дуга горит сначала в пространстве, которое раньше занимал

внешний проводник. Уменьшение сдвига фаз в индуктивных цепях тока, обусловленное большим напряжением дуги, значительно облегчает их выключение. Вместо песка в предохранителях высокого напряжения в качестве вещества для наполнения применяют соединения аммония и бора, а также масла и т. д. Повышенные давления, возникающие при больших токах, так велики, что оказываются необходимыми особые автоматически открывающиеся выходные каналы для газа. Предохранители высокого напряжения изготавливаются для напряжения до 100 кВ и для токов до нескольких тысяч ампер.

Таблица 21. К переходу от абсолютной электростатической системы единиц к практической. Некоторые важные константы.

1 электростатическая единица напряжения . . . . .	=300 вольт
тока . . . . .	= $3,33 \cdot 10^{-10}$ ампер
мощности . . . . .	= $1 \cdot 10^{-7}$ ватт
сопротивления . . . . .	= $9 \cdot 10^{11}$ ом
проводимости . . . . .	= $1,11 \cdot 10^{-12}$ сименс
заряда . . . . .	= $3,33 \cdot 10^{-10}$ кулона
плотности тока . . . . .	= $3,33 \cdot 10^{-10}$ ампер/см <sup>2</sup>
напряженности магнитного поля . . . . .	=1 гаусс
Масса атома водорода . . . . .	= $1,66 \cdot 10^{-24}$ г
Заряд электрона . . . . .	= $4,77 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед.= = $1,59 \cdot 10^{-19}$ кулон
Масса покоящегося электрона . . . . .	= $9,04 \cdot 10^{-28}$ г
Атомный вес электрона . . . . .	= $5,48 \cdot 10^{-4}$
Планковская постоянная действия $h$ . . . . .	= $6,54 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.
Константа Больцмана $k$ . . . . .	= $1,37 \cdot 10^{-16}$ эрг/градус
Константа закона излучения Стефана-Больцмана $\sigma$ . . . . .	= $1,38 \cdot 10^{-12}$ кал см <sup>2</sup> ·сек·градус <sup>4</sup>
	= $5,77 \cdot 10^{-12}$ ватт см <sup>2</sup> ·градус <sup>4</sup>
Константа закона смещения Вина . . . . .	=0,288 см·градус.
Нормальный объем одного моля идеального газа . . . . .	= $22,4 \cdot 10^3$ см <sup>3</sup>
Газовая постоянная для 1 моля . . . . .	$\frac{82 \text{ см}^3 \text{ ат}}{\text{градус}} = 1,99 \frac{\text{кал}}{\text{градус}}$
Число молекул в 1 моле . . . . .	= $6,06 \cdot 10^{23}$
Число молекул при 0° С и 1 мм Нг . . . . .	= $3,55 \cdot 10^{16}$ в см <sup>3</sup>
1 тор . . . . .	= $1,33 \cdot 10^3$ дин/см <sup>2</sup> =1 мм Нг
1 калория . . . . .	=4,18 ватт·сек.

## ЛИТЕРАТУРА К ТАБЛИЦАМ И РИСУНКАМ

Цифры, стоящие после пояснительных надписей к таблицам и чертежам, соответствуют порядковым номерам приводимой литературы

1. По *Langmuir J. and Compton K. T.*, Rev. Mod. Phys., **3**, 191, 1931.
2. По *Schumann W. O.*, El. Durchbruchfeldstärke in Gasen, Berlin, Julius Springer, 1923.
3. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **49**, 358, 1928.
4. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **59**, 433, 1930.
5. *Jahnke-Emde*, Funktionentafeln, 2. Aufl., Leipzig, Teubner, 1933.
6. *Seeliger R. u. Hirschert R.*, Ann. Physik, **11**, 817, 1930.
7. *Holm R.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., III/1, S. 159, 1923.
8. *Güntherschulze A. u. Keller F.*, Z. Physik, **71**, 238, 1931.
9. *Güntherschulze A. u. Keller F.*, Z. Physik, **72**, 28, 1931.
10. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **30**, 175, 1924.
11. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **61**, 1, 1930.
12. *Issendorff J. v., Schenkel M. u. Seeliger R.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., IX/1, 73, 1930.
13. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **42**, 763, 1927.
14. *Lompe A. u. Seeliger R.*, Ann. Physik, **15**, 300, 1932.
15. *Elenbaas V.*, Z. Physik, **78**, 603, 1932.
16. *Seeliger R.*, Physik der Gasentladungen, II. Aufl. Leipzig, Barth 1934.
17. *Steenbeck M., u. Müller-Pouillet*, Lehrb. d. Physik, IV/3, Braunschweig, Vieweg 1933.
18. *Güntherschulze A. u. Keller F.*, Z. Physik, **77**, 703, 1932.
19. *Güntherschulze A. u. Keller F.*, Naturwiss., **20**, 592, 1931.
20. *Güntherschulze A.*, Z. Physik, **36**, 563, 1926; **38**, 575, 1926.
21. *Engel A. v., Seeliger R. u. Steenbeck M.*, Z. Physik, **85**, 144, 1933.
22. *Penning M.*, Physik. Z., **33**, 816, 1932.
23. *Wehrli M.*, Helv. phys. Acta, **1**, 323, 1928.
24. *Stockmeyer W.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., XIII/2, 27, 1934.
25. *Steenbeck M.*, Naturwiss., **17**, 981, 1929.
26. *Steenbeck M.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., **9** (1), 42, 1930.
27. *Rogowski W.*, Arbeiten Elektrotechn. Inst. T. H. Aachen, **3**, 59, 1928.
28. *Steenbeck M.*, Arch. Elektrotechn., **26**, 306, 1932.
29. Из неопубликованной работы авторов.
30. По *Angenheiser G.*, Handb. d. Physik Geiger-Scheel, XIV, 1927.
31. *Piccard A., Stahel E. u. Kipfer P.*, Naturwiss., **20**, 592, 1932.
32. *Glaser A.*, Jahrb. des Forsch. — Inst. der AEG, **3**, 47, 1933.
33. *Franck J.*, Messentladungsstrecken, Berlin, Julius Springer, 1931.
34. Эти данные любезно предоставлены М. Теплером.
35. *Rogowski W.*, Arch. Elektrotechn., **12**, 1, 1923.
36. *Mare E.*, Arch. Elektrotechn., **20**, 539, 1928; **24**, 61, 1930.
37. *Reukema L. E.*, A. d. E. E., **46**, 1314, 1927.
38. *Lassen H.*, Z. Physik, **31**, 868, 1930; Arch. Elektrotechn., **25**, 322, 1930.
39. *Viehmann H.*, Arch. Elektrotechn., **25**, 253, 1931.
40. Данные, любезно предоставленные *D. v. Müller-Hillebrandt* ом.
41. Данные, любезно предоставленные *J. v. Nielsen* дом.
42. *Holm R.*, Arch. Elektrotechn., **18**, 567, 1926.
43. По неопубл. материалам *Barthelt H., Engel A. u. Sieber O.*
44. По *Mierdel R.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., XIII/2, 94, 1934.
45. *Ladenburg R. (H. Sachsse)*, Ann. Physik, **4** (5) 863, 1930.
46. *Pirani M.*, Int. Kongress, 6 Abt., Bericht 5, Paris 1932.
47. *Körös L. u. Seidelbach R.*, Arch. Elektrotechn., **26**, 539, 1932.

48. Knowles D. D. and Sasnoff S. P., Phys. Rev., **35** (2), 1431, 1930;  
Knowles D. D., Elektro-J., **27**, 116 и 232, 1930.  
49. Lübeck E. u. Schottky W., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., IX/1, 400, 1930.  
50. Druyvesteyn M. J., Physik. Z., **33**, 822, 1932.  
51. Mohler W. L., Bur. Stand. J. Res., 9, 25, 1932.  
52. Данные, любезно предоставленные F. v. Patzelt'ом.  
53. Coblenz W. W., Dorcas M. J. u. Hughes C. W., Strahlentherapie, 1928,  
S. 30.  
54. Kohn H. u. Guckel M., Z. Physik, **27**, 305, 1924.  
55. По National Proj. Carbons, Brosch. d. Nat. Carb. Co., Cleveland 1932,  
p. 68.  
56. Jungnickel H., Siemens-Z., **18**, 260, 1933.  
57. Issendorff J. v., Elektrotechn. Z., **50**, 1079, 1929.  
58. Marx E., Lichtbogenstromrichter, Berlin, Julius Springer, 1932.  
59. Meller K., Elektroschweißung, IV, 1933, S. 101.  
60. Фотографии, любезно исполненные Меененом.  
61. Данные, любезно предоставленные K. v. Meller'ом.  
62. Данные, любезно предоставленные W. v. Pupp'ом.  
63. Данные, любезно предоставленные F. v. Koppelman'ом.  
64. Данные, любезно предоставленные O. v. Kreuzler'ом.  
65. Engel A. v. u. Steenbeck M., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., XII/1, 74, 1933.  
66. Kesselring, F. (Lutz A.), Elektrotechn. Z., **55**, 92, 1934.  
67. Güntherschulze A., Z. Physik, **24**, 140, 1924.  
68. Güntherschulze A., Z. techn. Physik, **11**, 49, 1930.  
69. Stark J., Retschinsky R. u. Schaposchnikoff A., Ann. Physik, **18**, 213,  
1915.  
70. Nottingham W. E., J. Franklin Inst., **206**, 43, 1928; **207**, 299, 1929.  
71. Kangro W. u. Jeep E., Physik. Z., **34**, 300, 1933.  
72. Güntherschulze A., Ann. Physik, **12**, 828, 1903.  
73. Güntherschulze A., Z. Physik, **11**, 71, 1922; **31**, 509, 1925.  
74. Tauberg R. u. Berkey W. E., Phys. Rev., **38**, 296, 1931.  
75. Langbein K., Diss. Basel 1918.  
76. По Hagenbach в Hand. d. Radiologie 4, 2. Aufl., Leipzig, 1924.  
77. Seeliger R. u. Schmick H., Physik. Z., **28**, 605, 1927.  
78. Pole J. C., Quarzlampe, Berlin, Julius Springer, 1914.  
79. Bräuer E., Physik. Z., **20**, 393, 1919.  
80. Kuch R. u. Retschinsky T., Ann. Physik, **20**, 567, 1906.  
81. Ornstein L. S., Physik. Z., **32**, 517, 1931 (с обзором литературы).  
82. Johnson R. C. and Tawde N. R., Proc. Roy. Soc., London (A) **137**, 575,  
1932.  
83. Doan R. and Myer J. L., Phys. Rev., **40**, 36, 1932; Electr. Engng., Sep-  
tember 1932.  
84. Grotrian W., Ann. Physik, **47**, 41, 1915.  
85. Thoma H. u. Heer L., Z. techn. Physik, **13**, 464, 1932; см. также Arch.  
Elektrotechn., **17**, 196, 1933.  
86. Engel A. v., Z. techn. Physik., **10**, 505, 1929.  
87. Gerdien H., u. Lutz A., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., **2**, 489, 1922.  
88. Ayrton H., The Electric arc., London 1902.  
89. Wehrli M. u. Baumann H., Z. Physik, **38**, 35, 1925.  
90. Любезно предоставлено R. v. Strigel'ом.  
91. Rogowski W., Arch. Elektrotechn., **20**, 101, 1928.  
92. Browne T. E., Trans. Amer. Inst. electr. Engr., **51**, 185, 1932.

## ЛИТЕРАТУРНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

## ОБЩИЕ КУРСЫ, СБОРНИКИ

- Geiger-Scheel, Handbuch der Physik, Bd. 14: Elektrizitätsbewegung in Gasen,  
Berlin 1927; Bd. 22: Elektronen, Atome, Moleküle, Berlin 1926; Bd. 23: Quan-  
tenhafte Ausstrahlung, 2. Aufl., Berlin 1933.  
Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13 3, Townsend, Glimm-  
bogenentladung., Leipzig 1929.  
Klumperer O., Einführung in die Elektronik., Berlin, Julius Springer, 1933.  
Seeliger R., Physik der Gasentladungen, 2. Aufl., Leipzig, Barth 1934.  
Darrow K. K., Electrical Phenomena in Gases, Baltimore 1932.  
Frank J. u. Jordan P., Anregung von Quantensprüngen, Berlin, Julius Spring-  
er, 1926.  
Townsend, J. S., Motion of Electrons in Gases, Oxford 1925.  
Sommerfeld A., Atombau und Spektrallinien, 6. Aufl., Braunschweig 1931.  
Müller-Paquette, Lehrbuch der Physik, Bd. 4/3: Eigenschaften und Wirkun-  
gen der Elementarteilchen der Materie, II. Aufl., Braunschweig 1933.  
Emeleus K. G., Conduction of Electricity through Gases, 1928.  
Thomson J. J. a. G. P., Conduction of Electricity through Gases, Vol. II,  
Cambridge 1928 & 1933.  
Gehlhoff G., Lehrb. d. techn. Physik, Bd. 2, Leipzig, Barth 1926.

## ЛИТЕРАТУРА К ПЕРВОМУ ТОМУ

## Образование свободных заряженных частиц

## § 1—14.

(См. выше Общие курсы, сборники.)

- Botke R. в Geiger-Scheel, Handb. Phys., Bd. 23, Berlin, Julius Springer, 1920.

## § 15—19

- Compton K. T. and Langmuir J., Rev. Mod. Phys., **2**, 124, 1930.  
Lenard P., Quantit. über Kathodenstrahlen, 2. Aufl., Heidelberg 1925.  
Smith P. T., Physic. Rev., **36**, 1293, 1930; **37**, 808, 1931.  
Smith P. T. and Tate J. T., Phys. Rev., **39**, 270, 1932.  
Laporte M., Phénomènes Elementaires dans les Gaz Rares, Paris 1933.  
Pike E. W., Physik. Z., **33**, 457, 1932.  
Kallmann H. u. Rosen B., Physik. Z., **32**, 521, 1931; Z. Physik, **61**, 61, 1930;  
**64**, 806, 1930.  
Bleakney W., Phys. Rev., **36**; 1880 и 1303, 1930.  
Smith H. D., Rev. Mod. Phys., **3**, 347, и 389, 1931.  
Eisl A., Ann. Physik, **3**, 277, 1929.  
Gaertner O., Ann. Physik, **2**, 94, 1929.  
Stoekmeyer W., Ann. Physik, **12**, 71, 1932.  
Hanle W., Physik. Z., **33**, 245, 1932.  
Michels W. C., Phys. Rev., **36**, 302 и 1362, 1930; **38**, 712, 1931.  
Dymond E. L., Proc. Roy. Soc., Lond., **107**, 291, 1925.  
van Atta C. V., Phys. Rev., **38**, 876, 1931.  
Hanle W. u. Larche K., Erg. exp. Naturwiss., **10**, 285, 1931.  
Morse P. M. u. Stückelerg E. C., Ann. Physik, **9**, 579, 1931.  
Penney W. G., Phys. Rev., **39**, 467, 1932.  
Lehmann J. F., Proc. Roy. Soc., Lond., **115**, 604 и 624, 1927.  
Alper T., Z. Physik, **76**, 172, 1932.  
Steenbeck M., Ann. Physik, **87**, 811, 1928.

- Kulenkampff H.*, Ann. Physik, **79**, 97, 1926.  
*Buchmann E.*, Ann. Physik, **87**, 509, 1926.  
*Kipphan E.*, Ann. Physik, **12**, 401, 1932.  
*Hantle W.*, Physik, **2/2**, 85, 1934.

## § 20 — 25

- Beeck O.*, Naturwiss., **18**, 719, 1930.  
*Beeck O.*, Ann. Physik (5), **6**, 1001, 1930; (5) **18**, 414, 1933.  
*Beeck O.*, Physik. Z., **35**, 36, 1934.  
*Beeck O.* u. *Mouzon J. C.*, Ann. Physik (5), **11**, 858, 1931.  
*Soutton R. M.* and *Mouzon J. C.*, Phys. Rev., **37**, 229 и 379, 1931.  
*Brasefield C. J.*, Phys. Rev., **41**, 394, 1932; **42**, 11, 1932; **43**, 785, 1933.  
*Zwicky*, Proc. Nat. Acad. Amer., **18**, 314, 1932.  
*Nordmeyer M.*, Ann. Physik (5), **16**, 706, 1933.  
*Bartels H.*, Ann. Physik, **6**, 957, 1930.  
*Goldmann F.*, Ann. Physik, **10**, 460, 1931.  
*Beeck O.*, Z. Physik, **76**, 799, 1932.  
*Rudnick P.*, Phys. Rev., **38**, 1342, 1931.  
*Baitho H. F.*, Phys. Rev., **42**, 753, 1932.  
*Morse P.*, Rev. Mod. Phys., **4**, 574, 1932.  
*Beeck O.* u. *Wayland H.*, Ann. Physik, **19**, 129, 1934.  
*Wolf F.*, Z. Physik, **72**, 42, 1931; **74**, 575, 1932.  
*Nordmeyer M.*, Ann. Physik, **16**, 706, 1933.  
*Rostagni A.*, Z. Physik, **88**, 55, 1934.  
*Penning F. M.* u. *Veenemans C. F.*, Z. Physik, **62**, 746, 1930.

## § 26 — 28.

- Foote P. D.* and *Mohler E. L.*, Phys. Rev., **26**, 195, 1925; **27**, 37, 1926.  
*Little E. M.*, Phys. Rev., **30**, 109 и 963, 1927.  
*Lawrence E. O.* and *Edlfsen N. E.*, Phys. Rev., **34**, 283 и 1056, 1929.  
*Mohler F. L.*, Rev. Mod. Phys., **1**, 216, 1929.  
*Trumpy B.*, Z. Physik, **71**, 720, 1931.  
*Philkps M.*, Phys. Rev., **39**, 905, 1932.  
*Kirchner F.* в *Wien-Harms*, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 24/I, 1930.  
*Auger P.*, Ann. Physique, **6**, 224, 1926.  
*Compton A. H.*, Phil. Mag., **8**, 961, 1929.  
*Cooke F. W.*, Phys. Rev., **38**, 1351, 1931.  
*Kenty C.*, Phys. Rev., **42**, 825, 1932.  
*Compton A. Z.* and *Simon A. W.*, Phys. Rev., **25**, 306, 1925.  
*Tarrant G. T.*, Proc. Roy. Soc., Lond., **128**, 345, 1930; **135**, 223, 1932.  
*Meitner L.* u. *Hupfeld H.*, Z. Physik, **67**, 147, 1931; **75**, 705, 1932.

## § 29 — 32.

- Saha M. N.*, Z. Physik, **6**, 40, 1921.  
*Eggert J.*, Physik Z., **20**, 20, 1919.  
*Fowler R. H.*, Statist. Mechanik, D. übers., Leipzig 1931.  
*Wilson H. A.*, Rev. Mod. Phys., **3**, 156, 1931.  
*Druyvesteyn J.* u. *de Groot W.*, Physica, **12**, 153, 1932.  
*Mannkopf R.*, Z. Physik, **36**, 315, 1926.  
*v. Hamos L.*, Z. Physik, **74**, 379, 1932.

## § 33 — 35

- Townsend J. S.* в *Marr*, Handbuch der Radiologie, Bd. 1.  
*Paavola M.*, Arch. Elektrotechn., **22**, 22, 1929.  
*Pike E. W.*, Physik. Z., **33**, 457, 1932.  
*Schumann W. O.*, Durchbruchfeldstärke in Gasen, Berlin, Julius Springer, 1923.  
*Masch K.*, Arch., Elektrotechn., **26**, 587, 1932; Z. Physik, **79**, 672, 1932.  
*Sanders F. H.*, Phys. Rev., **41**, 667, 1932.

## § 36

- Sixtus K.*, Ann. Physik, **3**, 1017, 1929.  
*Fröhlich H.*, Ann. Physik, **13**, 229, 1932.

- Farnsworth H. E.*, Phys. Rev., **20**, 358, 1922; **25**, 41, 1925; **27**, 413, 1926; **31**, 405, 1930.  
*Kreffth H. E.*, Ann. Physik, **84**, 639, 1927; Phys. rev., **31**, 199, 1928.  
*Petry R. A.*, Phys. Rev., **26**, 346, 1925; **28**, 362, 1926.  
*Rao S. R.*, Proc. Roy. Soc., Lond., **128**, 41 и 57, 1930.  
*Ahearn A. J.*, Phys. Rev., **38**, 1861, 1931.  
*Balkuschat M.* u. *Starke H.*, Physik. Z., **23**, 403, 1922.  
*Wehnelt A.*, Z. Physik, **48**, 165, 1928.  
*Klemperer O.*, Z. Physik, **47**, 417, 1928.

## § 37.

- Oliphant M. L.* and *Moon B. P.*, Proc. Roy. Soc., Lond., **127**, 398, 1930.  
*Oliphant M. L.*, Proc. Roy. Soc., Lond., **124**, 228, 1929; **127**, 373, 1930.  
*Klein A. L.*, Phys. Rev., **26**, 800, 1925.  
*Jackson W. J.*, Phys. Rev., **28**, 524, 1926; **30**, 473, 1927.  
*Penning F. M.*, Kon. Ak. Amst. Proc., **31**, 14, 1928; **33**, 841, 1930.  
*Stein W. S.*, Phys. Rev., **40**, 425, 1932.  
*Güntherschulze A.*, Z. Physik, **62**, 600, 1930.  
*Güntherschulze A.* u. *Keller F.*, Z. Physik, **58**, 162, 1931.  
*Uyterhoren W.* and *Harrington M. C.*, Phys. Rev., **36**, 709, 1930.  
*Klemperer O.*, Z. Physik, **52**, 500, 1928.  
*Chaudhri R. M.*, Proc. Phil. Soc. Cambr., **28**, 349, 1932.  
*Harrington M. C.*, Phys. Rev., **38**, 1312, 1931.  
*Langmuir I.* u. *Found C. G.*, Phys. Rev., **40**, 129, 1932.  
*Pike, E. W.*, Phys. Rev., **40**, 314, 1932.

## § 38.

- Gudden B.*, Lichtel. Erschein., Berlin 1928.  
*Simon H.* u. *Suhrmann R.*, Lichtel. Zellen., Berlin 1932.  
*Fleischer R.* u. *Teichmann H.*, Lichtel. Zellen., Dresden 1932.  
*Ives H. E.* and *Olpin A. R.*, Phys. Rev., **34**, 117, 1929.  
*Lukirsky P.* u. *Rijanoff S.*, Z. Physik, **75**, 75, 1932.  
*Kluge W.* u. *Rupp E.*, Physik. Z., **32**, 163, 1931; Z. Physik, **77**, 82, 1932.  
*Suhrmann R.* u. *Schallmach A.*, Z. Physik, **79**, 153, 1932.  
*Brady J. J.*, Phys. Rev., **41**, 613, 1932.  
*Göthel H.*, Ann. Physik, **9**, 365, 1931.  
*Winch R. P.*, Phys. Rev., **37**, 1269, 1931.  
*Warner A. H.*, Phys. Rev., **38**, 1871, 1931.  
*Lanford B. L.*, Phys. Rev., **36**, 1100, 1930.  
*Huxford W. S.*, Phys. Rev., **38**, 379, 1931.  
*Anderson I. S.*, Photo-Electric Cells, Phys. Soc. London 1930.

## § 39.

- Schottky W.* u. *Rothe R.* в *Wien-Harms* Handbuch d. Experimentalphysik Bd. 13/2, 1926.  
*Dushmann S.* Rev. Mod. Phys., **2**, 381, 1930.  
*Espe W.*, Wiss. Ver. Siemens-Konz., V/3, **29** и 46, 1927; Z. techn. Physik, **11**, 489, 1929.

## § 40.

- Millican R. A.* and *Lauritsen C. C.*, Proc. Nat. Ac. USA, **14**, 45, 1928; Phys. Rev., **33**, 598, 1929.  
*Schottky W.* Z. Physik, **14**, 80, 1923.  
*Stern T. E.*, *Gossling B. S.* and *Fowler R. H.*, Proc. Roy. Soc., Lond., **124**, 699, 1929.  
*Langmuir I.*, Gen. electr. Rev., **26**, 731, 1933.

## § 41 — 44.

- Killian Th. J.*, Phys. Rev., **27**, 578, 1926.  
*Becker J. A.*, Phys. Rev., **23**, 341, 1926.  
*Langmuir J.* and *Kingdom K. H.*, Proc. Roy. Soc., **61**, 107, 1925.  
*Meyer E.*, Ann. Physik, **4**, 857, 1930.

Keith Brewer A., J. chem. Phys., **2**, 116, 1934.  
 Kunsmann C. H., Phys. Rev., **27**, 249 и 739, 1926.  
 Beec O., Ann. Physik, **6**, 1001, 1930.  
 Goldmann F., Ann. Physik, **10**, 481, 1931.  
 Schmidt C. G., Ann. Physik, **80**, 588, 1926.  
 Kopfermann Z. u. Ladenburg R., Naturwiss., **19**, 513, 1931.  
 Penning F. M. u. Teres M. C., Physica, **9**, 97, 1929.  
 Kohn H., Physik. Z., **29**, 49, 1928; **33**, 957, 1932.  
 Townsend J. S. and McCollum, Proc. Roy. Soc., Lond., **124**, 533, 1929.  
 De Groot W. u. Penning F. M. в Handb. d. Phys. Geiger-Scheel, Bd. 23, Berlin 1933.

Semanski M. W., Phys. Rev., **34**, 213, 1929; **36**, 919, 1930.  
 Hendrick u. Duffendack, Phys. Rev., **37**, 736, 1931.  
 Kenty C., Phys. Rev., **43**, 181, 1933; **42**, 825, 1932 (список литературы).  
 Found C. G. and Langmuir I., Phys. Rev., **39**, 237, 1932.

## § 45.

Hey W. u. Leipunski A., Z. Physik, **66**, 669, 1930.  
 Bailey V. A. and McGee, Phil. Mag., 1928, p. 1073.  
 Wellish E. M., Proc. Roy. Soc., London, **134**, 427, 1931.  
 Losier W. W., Phys. Rev., **36**, 1414, 1930.  
 Born M. u. Bollnow O. F. в Handb. d. Phys. Geiger-Scheel, Bd. 24, 1927, S. 438.  
 Bailley V. A. and Duncanson W. E., Phil. Mag., **10**, 145, 1930.

## Движение заряженных частиц

## § 46—66.

Kollath R., Physik. Z., **31**, 1002, 1930.  
 Townsend J. S., J. Franklin Inst., **200**, 563, 1925.  
 Ramsauer C., Kollath R. u. Lilienthal D., Ann. Physik, **8**, 724, 1931; **17**, 755, 1933.  
 Wahlen H. B., Phys. Rev., **35**, 122 и 1568, 1930.  
 Ramsauer C. u. Kollath R., Handb. d. Phys. Geiger-Scheel, Bd. 2/2, 1933, S. 243.  
 Duffendack O. S. and Thomson K., Phys. Rev., **43**, 106, 1933.  
 Terenin A. u. Prileshajeva N., Physik. Z. Sowjet., **2**, 337, 1932.  
 Prityram K., в Handb. d. Phys., Bd. 22/1, 1933, S. 343.  
 Wolodkewitsch N., Z. Physik, **84**, 593, 1933.  
 Edqvist T., Physik. Z., **34**, 618, 1933.  
 Poweel C. F. and Brata L., Proc. Roy. Soc., Lond., **133**, 117, 1932.  
 Zeleny J., J. Franklin Inst., **214**, 513, 1932.  
 Loeb L. B., Z. Physik, **75**, 555, 1932.  
 Bradburry N., Phys. Rev., **33**, 1905, 1931.  
 Tonks, Lewi, Phys. Rev., **37**, 1458, 1931; **38**, 1219, 1931.  
 Langmuir I., Proc. Nat. Ac. Sciences, **14**, 627, 1928.  
 Darrow K. K., Bell Syst. techn. J., **11**, 576, 1932.  
 Appleton E. V. and Chapman F. W., Proc. Phys. Soc., **44**, 246, 1932.  
 Bailey V. A., Phil. Mag., **14**, 1033, 1932; **13**, 993, 1932.  
 Townsend J. S., Proc. Roy. Soc., **120**, 511, 1928; **134**, 352, 1931; Phil. Mag., **9**, 1145, 1930.

## Нейтрализация заряженных частиц

## § 67—73.

Mohler F. W., Phys. Rev., **31**, 187, 1928.  
 Luhr O., Phys. Rev., **36**, 24 и 783, 1930.  
 Harper W. R., Proc. Camb. Soc., **23**, 219, 1932.  
 Pike, E. W., Physik. Z., **33**, 457, 1932.  
 Lenz E., Z. Physik **76**, 660, 1932.  
 Seeliger R., Physik. Z., **30**, 329, 1929.  
 Mohler F. L., Rev. Mod. Phys., **1**, 217, 1929.  
 Webb H. W. and Sinclair D., Phys. Rev., **37**, 192, 1931.  
 Loeb L. B. and Marshall L. C., J. Franklin Inst., **208**, 371, 1929.

## ЛИТЕРАТУРА КО ВТОРОМУ ТОМУ

## Свойства электрических разрядов

## § 1—11.

Thomson J. J. and G. P., Cond. of Electr. trough Gases, Cambridge 1928 и 1933.  
 Langmuir I. and Compton K. T., Rev. Mod. Phys., **3**, 191, 1931.  
 Mierdel G., Handb. Experimentalphys., Bd. 13/3, Leipzig 1929.  
 Deutsch W., Ann. Physik, **16**, 588, 1933.

## § 12—16.

Langmuir I. and Touks J., Phys. Rev., **33**, 195, 1929.  
 Seeliger R., Naturwiss., **20**, 7 и 11, 1932.  
 Gabor D., Physik. Z., **34**, 38, 1933; Z. techn. Physik, **13**, 560, 1932.  
 Morse P. M. and Uytterhoeven W., Phys. Rev., **31**, 827, 1928.  
 Langmuir I. and Compton K. T., Rev. Mod. Phys., **3**, 191, 1931 (антература).  
 Seeliger R. u. Hitchert K., Ann. Physik, **11**, 817, 1931.  
 Found and Langmuir I., Phys. Rev., **39**, 237, 1932.  
 Kömnick I., Ann. Physik, **15**, 273, 1932 (антература).  
 Sommermeyer K., Z. Physik, **90**, 232, 1934.  
 Langmuir I., J. Franklin Inst., 1923, p. 751; Atti Congr. Como V, 1927; Z. Physik, **47**, 271, 1927.  
 Schenkel M. u. Schottky H., Wiss. Ver. Siemens-Konz., **11**, 252, 1922.  
 v. Issendorff J., Wiss. Ver. Siemens-Konz. IV/1, 125, 1925.  
 Ladenburg R., Rev. Mod. Phys., **5**, 243, 1933.  
 Myer L., Z. Physik, **37**, 1, 1933.  
 Bramhall E. H., Phil. Mag., **13**, 682, 1932.  
 Johannesson J., Ann. Physik, **13**, 953, 1932.

## § 17—18.

Langmuir I., J. Franklin Inst., 751, 1923.  
 Loeb L. B., Kinet. Theory of Gases, New-York 1927.  
 Compton K. T. and van Voorhis, Phys. Rev., **35**, 1433, 1930; **37**, 1596, 1931.  
 K. B. and Langmuir I., Phys. Rev., **40**, 78, 1932.  
 Braubbeck F., Z. Physik, **21**, 204, 1924.  
 Darrow K. K., Rev. Scient. Instr., **4**, 641, 1933.  
 Tanberg R. and Berkeley W. E., Phys. Rev. **33**, 296, 1931.

## § 19—21.

Zuber K., Z. Physik, **61**, 750, 1930; Ann. Physik, **12**, 665, 1932 (ит.).  
 Schumann W. L., El. Durchbruchfeldstärke, Berlin, Julius Springer, 1923.  
 Townsend J. S., Handb. d. Radiologie v. Marx, Bd. 1.  
 Mierdel G., Handb. d. Experimentalphysik Wien-Harms, Bd. 13/3, 1929.  
 Frey B., Ann. Physik, **55**, 381, 1928.  
 Meyer E., Helv. phys. Acta Bd. I/1, 14, 1928.  
 Schumann W. O., Z. techn. Physik, **6**, 194, 1930.  
 Penning F. M., Z. Physik, **57**, 723, 1929; Phil. Mag., **11**, 961, 1931; Physica, **12**, 66, 1932.

## § 22—32.

Seeliger R., Naturwiss., **16**, 665, 1928.  
 Compton K. T. and Morse C. M., Phys. Rev., **30**, 305, 1927.  
 Steenbeck M., Z. Physik, **53**, 192, 1929; **72**, 505, 1931.  
 v. Hippel A., Z. Physik, **76**, 1, 1932.  
 Rogowski W., Arch. Elektrotechn., **24**, 638, 1930; **25**, 551, 1931; **27**, 523, 1933; Z. Physik, **82**, 473, 1933.  
 v. Hippel A., u. Franck J., Z. Physik, **57**, 696, 1929.  
 Pike E. W., Physik. Z., **33**, 457, 1932.  
 Güntherschulze A. u. Schuitger H., Z. Physik, **77**, 333, 1932.  
 Emcleus K. G. and Sloane R. H., Phil. Mag., **14**, 353, 1932.  
 Brewer A. K. and Müller R. R., Phys. Rev., **42**, 786, 1932.  
 Murall A., v. Ann. Physik, **85**, 1117, 1928.

Runge I., Z. Physik, **63**, 174, 1930.  
Penning F. M., Physica, **11**, 183, 1931.

## § 33—39.

Holm R., Z. Physik, **75**, 171, 1932.  
Seeliger R., Physik. Z., **33**, 273 и 313, 1932 (лит.).  
Seeliger R. u. Hirschert R., Ann. Physik, **11**, 817, 1931.  
Sommermeier K., Ann. Physik, **13**, 315, 1932.  
Kopfermann Z. u. Ladenburg R., Naturwiss., **19**, 513, 1931.  
Druyvesteyn M. I., Physik. Z., **33**, 822, 1932; Z. Physik, **81**, 571, 1933.  
Mohler F. L., Bur. Stand., **9**, 25, 1932.  
Pupp W., Z. Physik, **67**, 297, 1931.  
v. Issendorf J., Z. Physik, **67**, 556, 1931.  
Druyvesteyn M. I. and Warmoltz N., Phil. Mag., **17**, 1, 1934.  
Hellmann R., Z. Physik, **87**, 277, 1933.  
Schottky W., Physik. Z., **25**, 342 и 635, 1924.  
Güntherschulze A. u. Betz H., Z. Physik, **81**, 283, 1933.  
Güntherschulze A. u. Keller F., Z. Physik, **81**, 799, 1933.

## § 40—42.

Holm R., Physik Z., **25**, 504, 1924.  
Döllnbach W., Physik Z., **26**, 483, 1925.  
Steenbeck M., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., Bd. XI/2, 36, 1932.

## § 43—51.

(См. также список литературы к таблицам и рисункам.)

Güntherschulze A., Z. Physik, **24**, 140, 1924; **36**, 563, 1926; **38**, 575, 1926; **40**, 1926; **61**, 1 и 581, 1930; **71**, 238, 1931; **72**, 28, 1931.  
Bareiss M., Z. Physik, **68**, 585, 1931.  
Meyer K. u. Güntherschulze A., Z. Physik, **62**, 607, 1930; **71**, 279, 1931.  
v. Hippel A., Ann. Physik, **80**, 672, 1926; **81**, 1043, 1926.  
Gehrts A., Z. techn. Physik, **14**, 145, 1933 (литер.).  
Penning F. M., Physik. Z., **33**, 816, 1932; Z. Physik, **41**, 769, 1927.  
Seeliger R. u. Mitarb., Ann. Physik, **73**, 249, 1924; **83**, 535, 1927; **86**, 1089, 1928.  
Köppen F., Z. Physik, **75**, 654, 1932.  
Barhärt R. F. and Carlock H. A., J. Franklin Inst., **215**, 179, 1933.  
Güntherschulze A., Z. techn. Phys., **11**, 49, 1930; Z. Physik, **19**, 313, 1923.  
Schüler L., Z. Physik, **22**, 264, 1921.  
Pupp W., Z. techn. Physik, **15**, 257, 1934.  
Güntherschulze A. u. Fricke H., Z. Physik, **86**, 451 и 821, 1933.  
Thoma H. u. Heer L., Z. techn. Physik, **14**, 385, 1933; **13**, 404, 1932.  
Engel A., Seeliger R. u. Steenbeck M., Z. Physik, **85**, 144, 1933.  
Seeliger R. u. Bock K., Physik. Z., **34**, 767, 1933.

## § 52.

Braun M. L., Phys. Rev., **36**, 1195, 1930.  
Johnson P., Phil. Mag., **10**, 921, 1930.  
Knipp Ch. F., Phys. Rev., **37**, 756, 1931.  
Smith H., Lynch W. A. and Hilberry N., Phys. Rev., **37**, 1091, 1931.  
Banery D. and Ganguli R., Phil. Mag., **13**, 393, 1932.  
Townsend I. S., Phil. Mag., **5**, 173, 1928; **13**, 745, 1932.  
Buss K., Arch. Elektrotechn., **26**, 261, 1932.  
Tykocinski-Tykociner J., Phil. Mag., **13**, 953, 1932.  
Kun: J. Phil. Mag., **13**, 964, 1932.  
Herold F., Physik. Z., **33**, 418, 1932.  
Esdangon F., Rev. Opt. théor. Instrum., **11**, 1932, тетр. 10.  
McCallum S. P. and Klatsow L., Phil. Mag., **15**, 329, 1933.  
Banerji D. and Ganguli R., Phil. Mag., **15**, 676, 1933.  
Yarnold G. D., Phil. Mag., **15**, 294, 1933.

## § 53—60.

Gompton K. T., Phys. Rev., **37**, 1077, 1931.  
Lamar E. S. and Compton K. T., Phys. Rev., **37**, 1069, 1931.  
Mason R. C., Phys. Rev., **38**, 427, 1931.  
Ramberg W., Ann. Physik, **12**, 319, 1932.  
Sommer J. J., Physik. Z., **34**, 324, 1933.  
Seeliger R. u. Bock K., Physik. Z., **34**, 767, 1933.  
Bächtiger P. u. Wehrli M., Helv. phys. Acta, **4**, 31, 1930; **5**, 106, 161 и 33, 1932.  
Wehrli M. u. Siebold A., Helv. phys. Acta, **6**, 265, 1933.  
de Groot W., Physica, **11**, 307, 1931.  
Lieboth E., Helv. phys. Acta, **4**, 153, 1931.  
Stückelberg E. C. G., Diss. Basel 1928.  
Druyvesteyn M. I., Z. Physik, **73**, 727, 1932.  
Lüdi F., Z. Physik, **82**, 815, 1933.  
Wehrli M., Helv. phys. Acta, **1**, 323, 1928.  
Bramhall F. H., Phil. Mag., **13**, 682, 1932.  
Kömmnick J., Ann. Physik, **15**, 273, 1932.  
Lübcke E., Physik. Z., **33**, 890, 1932.  
Newman F. H., Phil. Mag., **15**, 601, 1933.

## § 61.

(См. также литературу к § 33—39.)

Slepian J., Trans. A. I. E. E., **49**, 421, 1930.  
Compton K. T., Phys. Rev., **21**, 266, 1923.  
Seeliger R. u. Kuschke, Physik. Z., **34**, 883, 1933.  
Compton K. T., Turner and McCurdy, Phys. Rev., **24**, 579, 1924.  
Holm R., Z. Physik, **75**, 171, 1932.  
Engel A. Z. techn. Physik, **11**, 505, 1929.  
Nottingham W. B., J. Franklin Inst., **208**, 191, 1929.  
Pupp W., Physik. Z., **34**, 756, 1933.  
Ornstein L. S. u. Brinkmann H., Naturwiss., **19**, 462, 1931.  
Engel A. u. Steenbeck M., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., X/2, 155, 1931 (лит.); XII/1, 74, 1933.  
Richter E. F., Z. Physik, **81**, 539, 1933.  
Steenbeck M., Physik. Z., **33**, 809, 1932.  
Mannkopf R., Z. Physik, **86**, 161, 1933; **76**, 396, 1932.  
Elenhaas W., Physica, **1**, 211 и 673, 1934.  
Horst, Ter. u. Krygsman C., Physica, **1**, 114, 1933.  
Ornstein L. S. u. Brinkman H., Physica, **1**, 797, 1934.

## § 62—64.

Stolt H., Z. Physik, **26**, 95, 1924; **31**, 240, 1925.  
Marc E., Lichtbogenstromrichter, Berlin, Julius Springer, 1932.  
Tiberio U., L'ettrotecnica, **17**, 485, 1930.  
Minorski R., J. Physique Radium, **9**, 127, 1928.  
Romberg W., Ann. Physik, **12**, 319, 1932.  
Todd J. W. and Browne T. E., Phys. Rev., **36**, 732, 1930.  
Carter H. D. and Campbell A. N., Trans. Faraday Soc., **28**, 479 и 634, 1932.  
Engel A., Z. Physik, **52**, 145, 1923.  
Cravath A. M., Phys. Rev., **36**, 1480, 1930.  
Pauthenier M., Rev. Opt., **6**, 56, 1927.  
Burghoff H. H., Elektrotechn. u. Maschinenb., **52**, 49, 1934.

## § 65.

Compton K. T., Phys. Rev., **37**, 1077, 1931.  
Gehrts A. u. Vatter H., Z. Physik, **79**, 421, 1932.  
Mierdel G., Physik. Z., **28**, 344, 1927 (литер.).  
Gehrts A., Physik. Z., **34**, 870, 1933; Z. techn. Physik, **13**, 303, 1932.  
de Groot W., Z. Physik, **50**, 559, 1928; **55**, 52, 1929; **60**, 617, 1930.  
Druyvesteyn M. I., Z. Physik, **64**, 781, 1930.



## § 66

(См. также литературу в § 76)

- Hagenbach A., *Mars* — Handb. d. Radiol. Bd. 4.2. A., Leipzig 1924.  
 Engel A. u. Steenbeck M., *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, Bd. XII/1, 74, 1933.  
 Bächtiger P., *Helv. phys. Acta*, 3, 335, 1930.  
 Wehli M. u. Hardung V., *Helv. phys. Acta*, 2, 115, 1929.  
 Zalesky A. M., *Wjestnik* 1930, S. 89 (Elektrotechn. u. Maschinenb., 1932, S. 50).  
 Stepan I., *Trans. A. I. E. E.*, 47, 1398, 1928; 49, 56 и 421, 1930.  
 Mackeown S. S., Bowden F. W. and Cobine I. D., *Electr. Engng.*, 53, 1081, 1934.

- Timoshenko G., *Z. Physik*, 84, 783, 1933.  
 Sommer J. Z., *Physik. Z.*, 34, 324, 1933.  
 Gerber E., *Ann. Physik*, 20, 529, 1934.

## § 67—69.

- Dällenbach W., *Physik. Z.*, 27, 101, 1926.  
 Friedländer E., *Physik. Z.*, 27, 361, 1926.  
 Barkhausen H., *Physik. Z.*, 27, 23, 1926.  
 Schulze W., *Z. Physik* 78, 92, 1932.  
 Valle M., *Physik. Z.*, 27, 473, 1926.  
 Silbertal A., *Arch. Elektrotechn.*, 19, 1, 1927.

## § 70—76.

- Mantz E. u. Seeltiger R., *Physik. Z.*, 26, 47, 1925.  
 Zuber K., *Ann. Physik*, 76, 271, 1925.  
 Laye M., *Ann. Physik*, 76, 261, 1925.  
 Braunbeck W. K., *Z. Physik*, 36, 582, 1926; 39, 6, 1926.  
 Tamm R., *Arch. Elektrotechn.*, 19, 235, 1928.  
 Torok J. J., *Trans. Amer. Inst. Electr. Engr.*, 47, 177 и 349, 1928; 49, 312, 1930.  
 Torok J. J. u. Fielder F. D., *Elektrotechn. Z.*, 26, 320, 1929; *Trans. Amer. Inst. Electr. Engr.*, 49, 352, 1930.  
 Montsinger J. M. and Dunn W. M., *Electr. Engng.*, 51, 390, 1932.  
 Viernum H., *Arch. Elektrotechn.*, 25, 253, 1931.  
 Strige R., *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, 11, Heft 2, 54, 1932; *Arch. Elektrotechn.*, 26, 803, 1932; 27, 131 и 377, 1933.  
 Steenbeck M. u. Strigel R., *Arch. Elektrotechn.*, 26, 831, 1932.  
 Steenbeck M., *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.*, 8, Heft 3, 84, 1930; 9, Heft 1, 42, 1930; *Arch. Elektrotechn.*, 26, 306, 1932.  
 Rogowski W., *Arch. Elektrotechn.*, 16, 496, 1926; 20, 94, 1928; 24, 688, 1930.  
 25. 551, 1931; 26, 643, 1932.  
 Rogowski W. u. Tamm R., *Arch. Elektrotechn.*, 20, 628, 1929.  
 Hippel A. u. Frank J., *Z. Physik*, 57, 696, 1929; 80, 19, 1933.  
 Schumann W. O., *Z. techn. Physik*, 11, 201, 1930; *Elektrotechn. u. Maschinenb.*, 51, 333, 1933.  
 Holzer W., *Z. Physik*, 77, 676, 1932; *Arch. Elektrotechn.*, 26, 865, 1932.  
 Hamos L., *Ann. Physik*, 7, 857, 1930.  
 Dunnington F. G., *Phys. Rev.*, 38, 1335, 1931.  
 Russ K. u. March V., *Arch. Elektrotechn.*, 25, 787, 1931.  
 Russ K. u. March V., *Arch. Elektrotechn.*, 26, 261, 1932.  
 Bath F., *Z. Physik*, 86, 975, 1933.  
 Klemperer H., *Arch. Elektrotechn.*, 27, 322, 1933; 25, 73, 1931.  
 Krug W., *Physik. Z.*, 35, 76, 1934; *Z. techn. Physik*, 11, 227, 1930.  
 Marc E., *Elektrotechn. Z.*, 24, 61, 1930.  
 Klaiber F., *Physik. Z.*, 34, 441, 1933.  
 Klemperer Z. u. Steenbeck M., *Z. techn. Physik*, 14, 341, 1933.  
 Koch W., *Physik. Z.*, 23, 934, 1932.  
 Glaser A., *Z. techn. Physik*, 13, 549, 1932.  
 Mackeown S. S., Bowden F. W. and Cobine J. D., *Electr. Engng.*, 53, 1081, 1934.

- White H. J., *Phys. Rev.*, 46, 99, 1934.  
 Boys C. V., *Nature*, 118, 749, 1926; 122, 122, 1928.

- Hollyday, *Phil. Mag.*, 98, 409, 1933.  
 Schonland B. F. J. and Collins H., *Proc. Roy. Soc.*, 143, 654, 1934.  
 Grünwald F., *Elektrotechn. Z.*, 53, 505, 1934.  
 Müller-Hillebrand D., *Elektrotechn. Z.*, 52, 722, 1931; 53, 1121, 1932.  
 Ollendorff F., *Arch. Elektrotechn.*, 27, 169, 1933.  
 Broune T. E. and Todd F. C., *Phys. Rev.*, 36, 726 и 732, 1930.

## Технические применения

## § 77.

- Küstner, *Fortschr.*, 40, Heft 4, S. 603; *Ann. Physik*, 10, 616, 1931 (литер.).  
 Braun u. Küstner, *Strahlentherapie*, 32, 550 и 740, 1929; 33, 274 и 552, 1929.  
 Fricke u. Glasser, *Z. Physik*, 29, 374, 1924.  
 Kulenkampff H., *Ann. Physik*, 79, 97, 1926.  
 Gärtner, *Ann. Physik*, 2, 94, 1929.

## § 78.

(См. также литературу в § 38, т. I.)

- Gampbell N. R., *Phil. Mag.*, 8, 945 и 1041, 1927; 4, 726, 1927; 14, 465, 1932.  
 Koller S. R., *Gen. Electr. Rev.*, 31, 373, 1928.  
 Coller L. R., *J. opt. Soc. Amer.*, 19, 135, 1929.  
 Kirschstein F., *Fernsehen*, 1, 145, 1930.  
 Noack F., *Z. VDI*, 74, 1460, 1930.  
 Stoll B., *Helv. phys. Acta*, 3, 448, 1930.  
 Kortum G., *Physik. Z.*, 32, 417, 1931.  
 Wheatcroft E. S. E., *Phil. Mag.*, 12, 162, 1931; *Electrotechn. Z.*, 52, 23, 1931.  
 Kluge W., *Z. techn. Physik*, 12, 650, 1931.  
 Fedham W. F., *Phil. Mag.*, 12, 224, 1931.  
 Timofeev P. W. u. Chlebnikow N. S., *Z. Physik*, 72, 658, 1931.  
 Ollendorff F., *Z. techn. Physik*, 13, 606, 1932.  
 Dunoyer L., *Rev. Opt. théor. instrum.*, 12, 241, 1933.  
 Dejardin G., *Rev. gén. Electr.*, 34, 515, 555 и 591, 1933.  
 Boutry G. D., *J. Physic.*, 3, 520, 1933.

## § 79.

- Geiger H., *Physik. Z.*, 14, 1129, 1913.  
 Geiger H. u. Müller W., *Physik. Z.*, 29, 839, 1928; 30, 489, 1929.  
 Geiger H. u. Klemperer O., *Z. Physik*, 49, 753, 1928.  
 Schulze W., *Z. Physik*, 78, 92, 1932.  
 Hertz G., *Z. Physik*, 18, 307, 1923.  
 Cohn H., *Ann. Physik*, 87, 543, 1928.  
 Steenbeck M., *Z. Physik*, 71, 422, 1931.

## § 80—81.

- Schumann W. O., *Durchbruchfeldstärke von Gasen*, Berlin 1923.  
 Franck S., *Messentladungsstrecken*, Berlin, 1931.  
 Müller H., *Fachber. des VDE*, 1927, S. 119.  
 Müller-Hillebrand D., *Fachber. des VDE*, 1927, S. 121 u. *Siemens-Z.*, 1927, S. 547.  
 Heer L., *Arch. Elektrotechn.*, 27, 196, 1933.  
 Toepler Max., *Physik. Z.*, 22, 59 и 78, 1921.  
 Toepler Max., *Arch. Elektrotechn.*, 14, 305, 1925; 17, 61 и 339, 1926; 18, 549 и 563, 1927; 26, 429, 1932.  
 Toepler Max., *Elektrotechn. Z.*, 53, 1219, 1932.  
 Reher C., *Arch. Electrotechn.*, 25, 44, 1931.  
 Coehn A. u. Ziegler W., *Z. techn. Physik*, 14, 246, 1933.

## § 82—83.

- Peek F. W., *Dielectric Phenomena*, 3-rd ed., New-York 1929.  
 Fazel C. S. and Parsons S. K., *Phys. Rev.*, 23, 598, 1924.  
 Marc E. u. Cöschel H., *Elektrotechn. Z.*, 54, 1112, 1933.

- Whitehead S.*, Dielectric Phenomena, London 1927.  
*O. Mierdel*, Handb. d. Experimentalphysik, 13/3, Leipzig 1929.  
*Stockmeyer W.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz, XIII/2, 27, 1934.  
*Rüdenberg R.*, Elektr. Hochleistungsübertragung, Berlin, Julius Springer, 1932.  
*Ryan H. J. u. Henline H. A. J. E. E.*, 43, 825, 1924.  
*Holm R.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., 4, 14, 1925; Arch. Elektrotechn. 18, 587, 1926.  
*Harding C. F. A. J. E. E.*, 43, 936, 1924.  
*Schien R.*, Diss. Braunschweig 1927.  
*Carroll J. S., Peterson Th. F. and Stray O. R.*, A. J. E. E., 43, 941, 1924.  
*Kubach G.*, Diss. Darmstadt 1927.  
*Lussighan J. T.*, Electr. Wld., Lond., 92, 405, 1926.  
*Ryan H. J.*, Nela-Rep., 85, 1029, 1928.  
*Carroll J. S., Brown L. H. and Dinapoli D. P.*, A. J. E. E., 49, 987, 1930.  
*Pothhoff K.*, Elektro - Wirtsch., 1931, S. 526.  
*Zeerleder M.*, Bull. schweiz. elektrotechn., Ver. 1931, Nr. 9.  
*Engel A.*, Z. Physik, 68, 768, 1931.  
*Palestrino C.*, L'Energia El., 9, 690, 1932.  
*Misere F.*, Arch. Elektrotechn., 28, 411, 1934.  
*Thornton M., Waters M. and Thompson W. J. A. J. E. E.*, 69, 533, 1931.

## § 84—88.

- Arendt P. u. Kollmann H.*, Z. Physik, 85, 421, 1926.  
*Cottrell F. G.*, J. Indian a. Engng. Chem., 1911.  
*Durrer R.*, Stahl u. Eisen, 89, 1377, 1919; 47, 1933, 1927.  
*Deutsch W.*, Ann. Physik (3), 68, 325, 1922; (4) 76, 729, 1925; (5) 4, 833, 1930; Z. techn. Physik, 6, 423, 1925; 7, 623, 1926; Handb. der phys. u. techn. Mechanik, 1927.  
*Deutsch W. u. Hoss W.*, Elektrotechn. Z., 51, 1480, 1930.  
*Heinrich R.*, Z. VDI, 74, 198, 1930.  
*Ladenburg R.*, Ann. Physik (5), 4, 863, 1930.  
*Ladenburg R. u. Tietze W.*, Ann. Physik (5), 6, 581, 1930.  
*Obermayer A. V. u. Ritter-Pichler M.*, Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien., 11. Abt., 93, 408 и 925, 1886.  
*Rohmann H.*, Z. Physik, 17, 253, 1923.  
*Schweitzer H.*, Ann. Physik (5), 4, 33, 1930.  
*Seeliger R.*, Z. techn. Physik, 7, 49, 1926.  
*Strigel R.*, Siemens-Z., 10, 286, 1930.  
*Warburg E.*, Handb. d. Physik, 14, 158, 1927.  
*Wolcot E.*, Phys. Rev., 12, 284, 1918.  
*Buff C. T. u. Hahn C.*, Starkstromtechnik (Rziha-Seidener), 2, 699, 1931.  
*Stark J. u. Friedrichs W.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., 2, 208, 1922.  
*Strigel R.*, Naturwiss., 19, 626, 1931.  
*Mierdel G.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., XIII/2, 95, 1934; Z. techn. Physik, 15, 169, 1934.  
*Deutsch W.*, Ann. Physik (5), 16, 588, 1933; (5), 10, 847, 1931; Physik. Z. 84, 449, 1933.  
*Frank S.*, Z. Physik, 87, 823, 1933.  
*Ladenburg R.*, Beitrag im Chemie-Ingenieur. Leipzig, 1934.  
*Kalashnikoff S.*, Z. techn. Physik, 14, 267, 1933.  
*Zebrowski S.*, Physik. Z., 33, 727, 1932.

## § 89.

- Benda B. R.*, Siemens. Z., 12, 394, 1932.  
*Dobke G.*, Elektrotechn. Z., 53, 449, 1932.  
*Slepian J., Tauberg R. and Krause C. F.*, A. L. E. E., 29, 361, 1930.  
*Slepian J.*, A. J. E. E., 47, 3 и 574, 1926.  
*Müller-Hillebrand D.*, Elektrotechn. Z., 53, 733, 1934.  
*Korós L. u. Seidelbach R.*, Arch. Elektrotechn. 28, 539, 1932.

## § 90—93.

- Güntherschulze A.*, Elektrische Gleichrichter. 2. Aufl., Berlin 1930.  
*Geffcken H. u. Richter, H.*, Z. techn. Physik, 7, 601, 1926; Physik. Z., 35, 23, 1934.  
*Knowles D. D. and Sasnoff S. P.*, Phys. Rev., 35, 1431, 1930.  
*Bellingham L.*, Nature, 125, 928, 1930.  
*Lübcke E.*, Wiss. Veröff. Siemens-Konz., V/3, 182, 1927; IX/1, 400, 1930.  
*Frank S.*, Messentladungsstrecken, Berlin, Julius Springer, 1931.  
*Badareu E.*, Z. techn. Physik, 14, 540, 1933.  
*Güntherschulze A. u. Keller F.*, Z. Physik, 72, 1, 8 и 133, 1931.  
*Gemant A.*, Z. techn. Physik, 14, 187, 1933.

## § 94—98.

- Law E. u. Pirani B.*, Handb. d. Physik Geiger-Scheel, Bd. XIX, 1928; Bd. XXI, 1929.  
*Mierdel G. u. Seeliger R.*, Handb. Experimentalphysik Wien-Harms, Bd. XIII/3, 1929.  
*Köhler W. u. Rompe R.*, Die elektr. Leuchtöhren, Braunschweig, Vieweg 1933.  
*Schneider L.*, Starkstromtechnik Rziha-Seidener. Bd. I, Berlin, Ernst 1930.  
*Bleibaum J.*, Quantit. Strahlungsmess. Jena, Fischer 1931.  
*Schröter F.*, Die Glühlampe, Leipzig, Nachmeister & Thal 1928.  
*Hagenbach A.*, El. Lichtbogen. Handb. d. Rad., Bd. IV/2, 1924, 2. Aufl.  
*Pirani M.*, Die Physik, Bd. 2/3, 1934, S. 127 (литер.).  
*Ewest H.*, Z. techn. Physik, 12, 645, 1931. (Применение тлеющего разряда для передачи изображений на расстоянии и для звукового кино.)  
*Druyvesteyn M. J. u. Warmholtz N.*, Z. Physik, 68, 378, 1931. (Тлеющий разряд в неоне.)  
*Pirani M.*, Elektrotechn. Z., 51, 889, 1930. (Развитие газосветных трубок.)  
*Pirani M.*, Abh. Ostram-Konz., 2, 33, 1931. (То же.)  
*Göler u. Pirani*, Bericht Int. Bel. Kongr. Engl., 1931.  
*Pirani M.*, Elektrotechn. Z., 53, 1004, 1932. (Светоотдача газового разряда.)  
*Pirani M.*, Int. Elektr. Kongr. Paris 1932, Sekt. 6, Bericht 5. (То же.)  
*Ewest H.*, Fernsehen, 3, 1, 1933. (Лампы телевидения.)  
*Kreffit H., Pirani M. u. Rompe R.*, Abh. Ostram-Konz., 2, 24, 1931. (Процессы ионизации.)  
*Mohler W. L.*, Bur. Stand. J. Res., 9, 25, 1932 (Разряд в парах цезия.)  
*Druyvesteyn M. J.*, Physik. Z., 33, 822, 1932. (Разряд в парах натрия.)  
*Druyvesteyn M. J.*, Z. Physik, 57, 292, 1929. (Послесвечение Ne u Ar.)  
*de Groot W.*, Physica, 1, 28, 1933.  
*Elenbaas W.*, Z. Physik, 72, 715, 1931. (Распределение энергии между линиями главной серии в Ne.)  
*Arndt W.*, Licht u. Lampe, 21, 19, 1932. [Световой поток в неоновом разряде равен  $f(i, p, r)$ ].  
*Townsend J. S. u. E. W.*, Phil. Mag., 16, 313, 1933. (Разряд в гелии.)  
*Kreffit H.*, Physik, 77, 752 1932; Physik. Z., 32, 948, 1931. (Свечение при объемной рекомбинации.)  
*Skaupy H.*, Z. techn. Physik, 8, 559, 1927. (Восстановление запаса CO<sub>2</sub>.)  
*Becker K. u. Pirani M.*, Z. techn. Physik, 18, 216, 1932. (Восстановление запаса CO<sub>2</sub>.)  
*Seeliger R. u. Wulfheckel M.*, Physik, Z., 34, 57, 1933. (Вихревое свечение.)  
*Pincussen L.*, Hab. biol. Arbeitsmeth. Abderhalden, V/10, 13, 1933. (Ртутная кадмиевая, натриевая, неоновая, магниевая и цинковая — лампы.)  
*Pirani M.*, Z. angew. Chem., 44, 395, 1931. (Зажигающие полосы.)  
*Ewest H. u. Seitz E. O.*, Licht u. Lampe, 21, 234, 1932. (Измеритель мощности, коэффициент искажения.)  
*Peterson C. C.*, GEC - Journ., 1933, p. 46. (Разрядные трубки вообще, Работа при переменном токе.)  
*Greef G.*, Licht, 3, 1, 1931. (Процессы включения газосветных трубок.)  
*Rennis S.*, Nela-Bull., 19, 93, 1932. (Разрядные трубки.)

- Gehlhoff G., Z. techn. Physik, 1, 7 и 37, 1920. (Специальная лампа.)  
 Beck H., Elektrotechn. Z., 42, 993, 1921.  
 Gerdien H. u. Lotz A., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., 11, 489, 1922. (Шнуровой разряд.)  
 Patzelt F., Z. techn. Physik, 4, 66, 1923. (Излучение пламен. дуги.)  
 Coblenz W. W., Dorcas M. J. u. Hughes C. W., Strahlentherapie, 1928, S. 80, übersetzt von F. Patzelt. (Измерение излучения электрической дуги.)  
 Winkler J., Ann. Physik, 86, 1071, 1928. (Подводные искры.)  
 Wrede B., Ann. Physik (5), 3, 823, 1929. (Подводные искры.)

## § 99—108.

- Grüntherschulze A., Gleichrichter und Ventile, 2. Aufl., Berlin 1930.  
 Müller-Lübbeck E., Quecksilberdampfgleichrichter, Berlin, Julius Springer, 1925.  
 Grüntherschulze A., Handb. d. Physik Geiger-Scheel, Bd. 17, Berlin 1926.  
 Hellmuth F. H., Argongleichrichter, Leipzig 1933.  
 Prince D. C. u. Vogdes E. B. (übersetzt von O. Gramisch), Quecksilberdampfgleichrichter, München, Oldenburg 1931.  
 Marti O. K. u. Winograd H. (übersetzt von O. Gramisch), Stromrichter, München, Oldenburg 1933.  
 Gehrls A., Naturwiss., 20, 732, 1932 (лит.).  
 Knoll M. u. Hauße F., Elektrotechn. Z., 52, 65, 1931.  
 Burstyn W., Jb. drahtl. Tel., 23, 1, 1924.  
 Engel A., Z. techn. Physik, 6, 694, 1925.  
 Buttolph L. I. and Dana D. W., Rev. Scient. Inst., 4, 203, 1933.  
 Stepien I. u. Ludwig, L. R., A. J. E. E., 50, 793, 1931; Electr. Engng., 52, 605, 1933.  
 Hull A. E., A. J. E. E., 47, 798, 1928.  
 Glaser A., Z. techn. Physik, 13, 549, 1932; Jb. Forsch. Inst. AEG, 3, 47, 1933; Elektrotechn. Z., 52, 829, 1931.  
 Lübbeck E., Elektrotechn. Z., 52, 1513, 1931; Z. techn. Physik, 2, 61, 1933.  
 Klemperer H. u. Lübbeck E., Arch. Elektrotechn., 26, 67, 1932.  
 Schenkel M., Elektrotechn. Z., 53, 761, 1932.  
 Issendorff J., Elektrotechn. Z., 50, 1079, 1929; Phys. Z., 29, 857, 1928.  
 Jungmichl H., Siemens-Z., 13, 260, 1933.  
 Issendorff J., Schenkel M. u. Seeliger R., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., IX/1, 73, 1930.  
 Kohel F., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 24, 41, 1933; 23, 344, 1932.  
 Wellauer M., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 23, 85, 1932.  
 Dällenbach W., Elektrotechn., Z. 55, 85, 1934.  
 Marx E., Lichtbogenstromrichter, Berlin, Julius Springer, 1932.  
 Buchwald H., Elektrotechn. u. Maschinenb., 50, 553, 1932; Z. VDI, 78, 737, 1934.  
 Mitsuda R., Z. VDI, 78, 1461, 1930.  
 Engel A. u. Klemperer H., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., XIII/2, 38, 1934.

## § 109—116.

- Mackenzie B. B. and Card H. S., Welding Encyclopedia, 5-th ed. Chicago 1931.  
 Meller K., Elektrische Lichtbogenschweißung, Leipzig, Hirzel 1932.  
 Schimpke-Horn, Handbuch der Schweisstechnik, 2.2. Aufl., Berlin, Julius Springer, 1932.  
 Larroff S. J., Schweißelektroden, Berlin, G. Siemens 1933.  
 Flamm F., Z. Hüttenw. 1927, Heft 46; 1928, Heft 25; Schmelzschweißung 1930, Heft 5 u. 7.  
 Strelow, Elektroschweißg., 1932, Heft 5.  
 Conrady H., u. Müller G., Elektroschweißg., 2, 2, 1933.  
 Creedy F., A. J. E. E., 51, 556, 1932.  
 Limon, A. J. E. E., 49, 110, 1930.  
 Alexander P., Gen. electr. Rev., 1926, p. 169.  
 Weinmann u. Langmuir I., Gen. electr. Rev., 1926, p. 160.

- Helpert, Z. VDI, 1929, S. 798.  
 Meller K., Elektroschweißg., 4, 101, 1933.  
 Seeliger R. u. Wulfheckel H., Ann. Physik, 6, 87, 1930.  
 Doan G. and Wedd J. M., Electr. Engng., 51, 852, 1932.  
 Johnstone G. A., Electr. Engng., 52, 14, 1933.  
 Sandelowsky G., Z. VDI, 76, 185, 1932; Elektrotechn. Z., 51, 1649, 1930.  
 Grandner A., Elektrotechn. u. Maschinenb., 52, 294, 1934. § 117—130.  
 Rüdberg R., Elektrische Schaltvorgänge, 3. Aufl., Berlin, Julius Springer, 1933.  
 Biermanns J., Überströme in Hochspannungsanlagen, Berlin, Julius Springer, 1926.  
 Kesselring F., Elektrische Schaltgeräte, Bd. 711—Göschel, Leipzig, Gruyter 1928.  
 Roth A., Hochspannungstechnik, Berlin, Julius Springer, 1927.  
 Norberg S. D., Ing. Vet. Akad. Handl., Bd. 44, Stockholm 1925; Asea—J. 1927, S. 28 (Расчет процессов выключения в воздухе и в масле.)  
 Engel A., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., VII/2, 50, 1929. (Процесс выключения постоянного тока в воздухе.)  
 Seitz E. O., Elektrotechn. Z., 52, 1305, 1931. (Вакуумный выключатель.)  
 Mendenhall R., Phys. Rev., 29, 754, 1929. (Вакуумный выключатель.)  
 Burstyn W., Elektrotechn. Z., 1920, S. 503 (Предельный ток и напряжение, необходимые для образования дуги.)  
 Wedmore E. B., Whitney W. B. and Bruge C. E. R., J. Instn. electr. Engng., 67, 557, 1929. (Дуговые выключатели переменного тока.)  
 Bruce C. E. R., J. Instn. electr. Engng., 69, 557, 1931 (Масляные выключатели.)  
 Engel A., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., VIII/3, 97, 1930; IX/1, 7, 1930. (Баланс дуги в масляном выключателе.)  
 Stepien J., J. Franklin Inst., 214, 413, 1932. (Методы гашения.)  
 Kopelkowitz J., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1932, S. 565. (Масляные выключатели, выключатели с сжатым воздухом и выключатели, основанные на расширении.)  
 Kesselring F., Elektrotechn. Z., 1930, S. 499; Wiss. Veröff. Siemens-Konz., IX/1, 200, 1930. (Дуга в выключателе, основанном на расширении.)  
 Kesselring F., Elektrotechn. Z., 1934, S. 92.  
 Stepien J., Trans. A. J. E. E., 49, 421, 1930; 48, 523, 1929; 47, 1398, 1928; 49, 56 и 421, 1930; 50, 847, 1931.  
 Eitwood S. S., Dow. W. C. and Krausnick W., Trans. A. J. E. E., 50, 854, 1931.  
 Browne T. E., Trans. A. J. E. E., 51, 185, 1932.  
 Müller A. L., Arch. Elektrotechn., 14, 635, 1930.  
 Clerc A., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 1932, Nr. 23.  
 Roth A., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1932, Nr. 23.  
 Prince D. C., Trans. A. J. E. E., 51, 166, 1932; 50, 506, 1931.  
 Stepien J., Elektrotechn. u. Maschinenb., 1933, S. 180.  
 Besold H., Elektrotechn. Z., 51, 1930, Heft 10. (Воздушные выключатели.)  
 Biermanns J., Elektrotechn. Z., 53, 641, 1932. (Выключатели для больших мощностей.)  
 Mayr O., Elektrotechn. Z., 53, 1932, Heft 4; 55, 760, 1934. (Выключатели без масла.)  
 Kopelkowitz J., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1932, Nr. 22; 1928, Nr. 17.  
 Kirschstein B. u. Koppelman F., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., VIII/3, 52, 1934. (Плотность тока.)  
 Holm R., Kirschstein B. u. Koppelman F., Wiss. Veröff. Siemens-Konz., VIII/2, 63, 1934.  
 Ende W., Ann. Physik, 17, 460, 1933.  
 Läßle H., Siemens-Z., 1931, S. 65; VDE-Fachber. 1934. (Предохранители.)  
 Stepien J. and Denault C. L., Electr. Engng., 1931, p. 903.  
 Strom A. P. and Rawlins H. L., Trans. A. J. E. E., June 1932.

## Химические процессы в газовых разрядах

- Brewer A. K. and Kueck P. D., J. phys. Chem., **35**, 1231 и 1293, 1931; **87**, 889, 1933.  
 Westhaver J. W., phys. Chem., **37**, 897, 1933.  
 Harkins W. D., Trans Faraday Soc., **30**, 221, 1934.  
 Willey E. J. B., Trans. Faraday Soc., **30**, 230, 1934. (Литер.)  
 Miyamoto, Susumo, J. Sc. Hiroshima Univ. A., **2**, 217, 1932; **3**, 79, 1932; **3**, 209, 1933.  
 Tiede E. u. Hey E., Chem. Ber., **66**, 85, 1933.  
 Harkins W. D. and Jackson J. M., J. chem. Phys., **1**, 37, 1933.  
 Briner E. Corbaz J. u. Wakker Ch., Helv. chim. Acta, **14**, 1307, 1931.  
 Davis A. P., J. phys. Chem., **35**, 3330, 1931.  
 Laporte M. C. R., **192**, 1555, 1931.  
 Henry L. A. M., Bull. Soc. chim. Belg., **40**, 295, 1931; **40**, 305, 1931.  
 Linder E. G., Phys. Rev., **36**, 1375, 1930.  
 Alsfeld M. u. Wilhelmy, E., Ann. Physik. **8**, 89, 1931.  
 Briner E. u. Rivier A., Helv. chim. Acta, **12**, 881, 1929.  
 Briner E. u. Susz, B., Helv. chim. Acta, **13**, 678, 1930; **14**, 594, 1931.  
 Reczynski C., Int. El. Kongr. Paris 1932, I. Sekt., Nr. 7.  
 Wotschke J., Grundlagen des elektrischen Schmelzofens., Halle, Knapp 1933.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

\* означает ссылку на рисунок. \*\* — ссылку на таблицу

- Автоэлектронный катод дугового разряда 149.  
 Айртона формула, ее константы 175, 176\*\*.  
 Аквадаг 280.  
 Аккомодации процесс 55.  
 Амальгамированные катоды 297.  
 Амбиполярная диффузия в положительном столбе 98.  
 Амбиполярный несамостоятельный разрядный ток 29, 30.  
 Анода излучение 156.  
 Анод дугового разряда 143, 148.  
 — — — баланс энергии на нем 155.  
 — — — плотность тока на нем 154\*\*, 156.  
 Анодное падение потенциала в дуговом разряде 154\*\*, 156.  
 — — — в не самостоятельном разряде 20.  
 — — — в тлеющем разряде 108.  
 Анодное пятно 154\*\*, 156.  
 — свечение 80, 109.  
 Аномалии тлеющего разряда 134.  
 Аномальная плотность тока тлеющего разряда 91, 121\*, 122\*.  
 Аномальное катодное падение тлеющего разряда 90, 121\*, 122\*.  
 Астоново темное пространство 77, 122\*.  
 Баланс энергии на аноде дуги 155.  
 — — на катоде дуги 152.  
 — — в выключателе 350.  
 Бегущие слои 80, 97, 125, 130\*.  
 Безэлектродный тлеющий разряд 136.  
 Бесселя функции 100.  
 Блок-электроды 281.  
 Блуждающие дуги 171.  
 Быстродействующие выключатели 335.  
 Вакуумный выключатель 336, 339.  
 Вентильное действие 149.  
 Вешенные частицы в электрофильтре 253.  
 Виды разряда 14\*.  
 Влияние влажности на искровой промежуток 234\*\*.  
 Влияние стенок на тлеющий разряд 82.  
 — частоты на длину искрового промежутка 235\*.  
 — электрической инерции цепи на устойчивость разряда 196.  
 Внешняя ионизация газа 18.  
 — — — в тлеющем разряде 87.  
 Воздушный выключатель 337, 352.  
 — — на большую силу тока 338, 352.  
 — — на высокие напряжения 338, 352.  
 Вольтова дуга для световых эффектов 283.  
 Вращающаяся дуга 283.  
 Вращающееся тлеющее свечение 271.  
 Временная постоянная тока зажигания 203\*.  
 Временной ход зажигания 198.  
 Время деионизации 300, 310.  
 — жизни возбужденных состояний 272.  
 Вспомогательная дуга при сварке 321.  
 — — в выпрямителях 288.  
 Вспомогательный анод 303.  
 Вторичные разрядные фигуры 288.  
 Выключатель на принципе деионизации 347, 354.  
 — на принципе расширения 355.  
 — переменного тока 352.  
 — постоянного тока 337.  
 — с предварительными контактами 344.  
 — с сжатым газом 352.  
 — с жидкостью 338, 354.  
 Выпрямитель с гасящим конденсатором 334.  
 — с накальным катодом 303.  
 — с управляющей сеткой 297, 303.  
 — с тлеющим разрядом 262.  
 Выпрямляющее действие асимметрии электродов 186.  
 Высокочастотный тлеющий разряд 136.  
 Газонаполненные фотоэлементы 226.  
 Газотдача стенок 335, 343.

Газодатчик стенок при дуговом разряде 335, 347.  
 Газосветная лампа с парами магния 277.  
 Газосветные источники света 268.  
 — трубки 272.  
 — — переменного тока 280.  
 — — с благородными газами 277.  
 Гасящие сопротивления 351.  
 Гашение дуги путем параллельного включения сопротивления 331.  
 — разряда в выключателях 336, 345, 352.  
 — — в выпрямителях 300.  
 — — с раскаленным катодом 218.  
 — — при помощи высокого давления 336, 348.  
 — — при помощи дополнительного напряжения 345.  
 — — при помощи деионизирующих стенок 335, 347.  
 Генерация колебаний высокой частоты при помощи дуги 190.  
 Гидродинамическое давление в положительном столбе дуги 166.  
 Гистерезис дуги переменного тока 186, 189.  
 Головка положительного столба 80.  
 Граница областей зажигания самостоятельного разряда и искрового пробоя 72\*.  
 — тлеющего свечения 78, 79.  
 Грозовой разряд 213.  
 Движение положительного столба дуги в магнитном поле 170.  
 — пространственных зарядов в короне переменного тока 243.  
 Дежурные аноды в ртутном выпрямителе 288.  
 Действие магнитного поля на гашение разряда 335, 352.  
 — — — положительный столб дуги 170, 171.  
 — — — тлеющий разряд 127.  
 — — — при разрыве дуги 324.  
 Диаметр положительного столба дуги 169\*.  
 Динамические характеристики 158\*, 198.  
 Диссоциация в положительном столбе дуги 163.  
 Диффузионная теория положительного столба 97.  
 Диффузионные токи в случае зонда 39.  
 Длина разрыва дуги постоянного тока 328.  
 — — — переменного тока 341.  
 Длина релаксации в плазме 35.

Допплера эффект 164.  
 Дуга в вакууме 144.  
 — — с раскаленным катодом 177.  
 — — в газе 143.  
 — — в жидкости 177.  
 — — в замкнутом пространстве 283.  
 — — в парах 143.  
 — — высокой интенсивности 284.  
 — — Гарбарини 283.  
 — — между электродами из чистого угля 175\*, 282.  
 — — переменного тока 185, 220.  
 — — переменного тока, сварочная 314, 316.  
 — — — с раскаленным катодом 183.  
 — — под водой 350.  
 — — под маслом 350.  
 — — сварочная 316, 320.  
 — — тлеющая 148.  
 — — Штольца 172.  
 Дуговая лампа с вольфрамовыми электродами 284.  
 Дуговой выпрямитель 311.  
 — — разряд 15, 142.  
 — — в парах металла 143.  
 — — в парах ртути 144.  
 — — в атмосферном воздухе 167\*, 188\*.  
 — — , примененные для осветительных целей 281.  
 — — , химические процессы в нем 152.  
 Дугового разряда катод 142.  
 — — катодное падение 146, 148, 154\*\*.  
 — — ширина 150.  
 — — характеристика 176\*\*.  
 Дуговые линии 272.

Железные выпрямители 293.  
 Жидкие катоды в дуговом разряде 144.

Зависимость плотности тока на катоде дуги от давления 154\*\*.  
 — — — тлеющего разряда от давления 136\*.  
 Законы подобия 111, 113\*\*.  
 Зажигание газосветных трубок 279.  
 — — — с парами металлов 274, 280.  
 Зажигание дуги 144.  
 Зажигание при помощи внешних обкладок 295.  
 — — — подвижного штифта 295.  
 — — — путем контрагирования 295.  
 — — — разрыва ртути 295.  
 — — — в случае однородного поля 201.  
 — — — при помощи кольца 295.

Зажигание разряда при помощи зажигающей полоски 280.  
 — — сопровождаемое искажением поля 65, 204.  
 — — с раскаленным катодом, но без сетки 214.  
 — — с раскаленным катодом и с сеткой 215.  
 — — ртутного выпрямителя 295.  
 Зажигания дуги напряжением 187, 220.  
 — — работа 296.  
 Запаздывание зажигания 198, 200\*.  
 Зарядка взвешенных частиц в электрофильтре 253.  
 Заряды на стенках и управление разрядом 302.  
 Затрудненный тлеющий разряд 82, 124\*.  
 Защита предохранителей от коронирования 357.  
 Зонды 37 и сл.  
 Зондов теории критика 50.

Излучение анода 156.  
 — — прерывного спектра 270.  
 — — положительного столба 272.  
 — — — в азоте 279.  
 — — — в гелии 278.  
 — — — в неоне 277\*.  
 — — — в парах кадмия 277.  
 — — — — натрия 274.  
 — — — — цезия 275\*.  
 — — — дугового разряда 164.  
 — — тлеющего разряда 270.  
 — — углекислого газа 279.  
 — — угольной дуги 281\*\*.  
 Излучения равновесие в положительном столбе 164.  
 Измерение длины искрового промежутка 229\*, 282\*\*.  
 — — ударных напряжений 234.  
 Изотермическая плазма 32.  
 Инерция газонаполненных фотоэлементов 226.  
 — — разряда 185, 197.  
 Ионизационная камера 224.  
 Ионизация на поверхности катода 82.  
 — — толчками электронов 115.  
 Ионный ток насыщения 16.  
 Искажение поля в дуговом разряде 150.  
 — — в самостоятельном разряде 18.  
 — — в тихом разряде 62.  
 — — в тлеющем разряде 93.  
 Искрового пробоя потенциал 72.  
 Искровой потенциал 65, 204, 229\*.  
 — — пробой в неоднородном поле 211.  
 — — промежуток с острием 234.

Искровые линии 272.  
 Испарение электродов 282, 312.  
 Источники света 268.

Каталитические действия 137.  
 Катод дуги характеристика 151.  
 Катод дуги с автоэлектронной эмиссией 141, 149.  
 — — дугового разряда 141.  
 — — — термический 146.  
 — — — автоэлектронный 149.  
 — — затрудненного тлеющего разряда характеристика 124\*, 134, 193.  
 Катодное падение, определение 22.  
 Катодное падение дугового разряда 146, 148, 154\*\*.  
 — — разряда с раскаленным катодом 178.  
 — — тлеющего разряда 84, 89, 119\*\*.  
 — — пятно дугового разряда, плотность тока в нем 154\*\*, 155\*.  
 — — пятно, температура 154\*\*.  
 — — распыление в тлеющем разряде 134\*\*.  
 — — при накаленном катоде 183.  
 — — темное пространство 78.  
 Катодный слой 77.  
 Катод с автоэлектронной эмиссией 142.  
 — — с посторонним нагревом 182, 302, 306.  
 — — тлеющего разряда, характеристика 89.  
 Кистевой разряд 230.  
 Калдограф 235.  
 Колебания первого и второго рода 197, 199.  
 Количество газа, образующегося в масляных выключателях 350.  
 Кольцевой разряд 136.  
 Компенсация пространственных зарядов при коронировании 28.  
 Комптона эффект 164.  
 Конвекционные потери в положительном столбе дуги 166.  
 Контактное зажигание 142.  
 Контрагирование анодного свечения 142.  
 — — катодного свечения 138.  
 Концентрация ионов и электронов в положительном столбе 100.  
 — — — в тлеющем разряде 75, 82.  
 — — в атмосферном воздухе 199\*\*.  
 Корона на проводах линий высоковольтной передачи 238 и сл.  
 — — переменного тока 243.  
 — — постоянного тока 23, 25, 238.  
 Коронирование, см. коронный разряд.



Развитие разряда 57, 73, 137, 204.  
 Размыкание цепи постоянного тока 328.  
 — переменного тока 339.  
 Разрезание металлов при помощи дуги 314.  
 Разряд в выпрямителе 286.  
 — с накалившимся катодом и управляющей сеткой 307.  
 — с острия, ход развития во времени 212.  
 Распределение концентрации ионов и электронов по радиусу в положительном столбе тлеющего разряда 105.  
 Распределение напряженности поля в самостоятельном разряде 20.  
 — — в дуговом разряде 145.  
 — потенциала в дуговом разряде 150.  
 — — в самостоятельном разряде 21.  
 — — в тлеющем разряде 73.  
 — — по радиусу в положительном столбе тлеющего разряда 107.  
 — пространственных зарядов в самостоятельном разном разряде 20.  
 Распространение тлеющего разряда по поверхности катода 212\*.  
 Резонансное излучение 272.  
 Рекомбинация и закон подобия 116.  
 Реле тлеющего разряда 263.  
 — — с магнитным управлением 264.  
 — — с непрерывным управлением 264.  
 Роль емкости при выключении 342.  
 — самоиндукции при выключении 331, 342.  
 — сопротивлений в выключателях 335, 344.  
 — тепловой инерции в разряде 186.  
 — теплопроводности в положительном столбе дугового разряда 165.  
 Ртутный выключатель 339.  
 — выпрямитель 286.  
 Ртутные выпрямители в стеклянных колбах 288.  
 Самообращение 273.  
 Самостоятельный разряд 13, 55.  
 Сварка в атмосфере водорода 326.  
 — — инертного газа 315, 326.  
 — на дуге постоянного тока 316.  
 Сварочная дуга 314, 316\*.  
 — переменного тока 318, 320.  
 Световой поток 269.  
 Световые явления в тлеющем разряде 76.

Световые явления при разряде в атмосферном воздухе 230.  
 Светящийся стержень 231.  
 Свечение возбуждения 78.  
 — рекомбинации 78.  
 Свойства положительного столба дуги 142, 147, 157 и сл.  
 Сглаживающий дроссель 288.  
 Сгорание электродов дуги 282, 312.  
 Сеточное напряжение повторного зажигания в выпрямителях 311.  
 Сеточные токи в выпрямителе 303.  
 — — с накалившимся катодом 217, 309.  
 Сеточный пробой 302.  
 Сила, действующая на взвешенные в электрофильтре частицы в однородном поле 256.  
 Скользящий разряд 285, 287\*.  
 Скорость передвижения дуги по катоду 313\*.  
 — — по аноду 313\*.  
 — — взвешенных частиц в электрофильтре 256.  
 Столбчатый положительный столб 80, 97, 125, 130\*.  
 Слой пространственного заряда у вонда 38.  
 Спектральная чувствительность глаза 269\*.  
 Сплошной положительный столб тлеющего разряда 96.  
 Стабилизатор 262.  
 Стабилизаторы, использующие тлеющий разряд 262.  
 Стабилизация катодного пятна 292.  
 — положительного столба дуги 166.  
 Стационарные разряды 15.  
 Степень очистки газа в электрофильтре 258.  
 Ступенчатая ионизация и законы подобия 117.  
 Сцинтилляции 290.  
 Счетчик Гейгера 227.  
 — с острием 228.

Таунсенда разряд 57.  
 Темное Круксово (Гитторфово) пространство 78.  
 — Астоново пространство 77, 122\*.  
 Темные области разряда 76.  
 Темный разряд 13, 57.  
 Температура возбужденных атомов в положительном столбе дуги 163\*\*.  
 — газа в положительном столбе дуги 162, 188\*.  
 — ионов в плазме 86.  
 — катодного пятна 154\*\*.  
 — электронов в плазме 32.

Температура электронов в положительном столбе 101\*\*, 102\*.  
 Теория катодного падения дугового разряда 150.  
 — — тлеющего разряда 84.  
 Тепловая инерция электродов 190.  
 — — газа в дуге 188.  
 Теплоемкость электродов 186.  
 Теплопроводность газа в положительном столбе дуги 165\*.  
 Термической анод дуги 148, 156.  
 — катод дуги 146, 149.  
 — положительный столб дуги 162.  
 Термические предохранители 356.  
 Термоионный катод дугового разряда 139.  
 Тлеющая дуга 149.  
 Тлеющее (отрицательное) свечение 78.  
 Тлеющий разряд 13.  
 — — в атмосферном воздухе 136\*.  
 — — затрудненный, ограниченный 82, 124\*, 125\*.  
 — — , катодное падение 84.  
 — — нормальный и аномальный 89.  
 — — поднормальный 90.  
 — — при атмосферном давлении 135.  
 — — при высоком давлении 135.  
 — — , развитие 73.  
 — — , распределение поля 75.  
 — — , световые явления 74 и сл.  
 Ток насыщения при наличии внешней ионизации 16.  
 — с коронирующего электрода 23.  
 — с острия 53, 241.  
 Толщина области катодного падения теоретическая 92\*.  
 — — — нормального тлеющего разряда 120\*\*.  
 — — — аномального тлеющего разряда 122\*.  
 — — — дугового разряда 150.  
 Точечная лампа 278.  
 Турбулентные движения 166, 349.

Униполярный ток самостоятельного разряда 23, 26.  
 Управление током выпрямителя 297.  
 Усиление тока в газонаполненных фотоэлементах 226.  
 Усилитель с токами на стенку 268\*.  
 Условие минимума потенциальной энергии в положительном столбе 161.  
 Условия устойчивости разряда 56, 87.  
 Устойчивость тлеющего свечения катода 88.  
 — разряда 192.

Устойчивости разряда мера 320.  
 Устойчивые точки характеристики 192.

Фактор искажения 280.  
 Фарадеево темное пространство 79.  
 Фитильный катод 293.  
 Формула Айртона; ее константы 175, 176\*\*.  
 Фотометрические понятия 269.  
 Фотоэлемент 225, 227\*\*.  
 — с щелочным катодом 227\*\*.  
 Функция возбуждения 78.  
 — ионизации 78, 134.

Характеристика дугового разряда 176.  
 — зажигания выпрямителя с раскаленным катодом 308.  
 Характеристика катода дуги 151.  
 — катода тлеющего разряда 89\*.  
 — — затрудненного тлеющего разряда 124\*, 134, 192.  
 — коронного разряда 240\*.  
 — самостоятельного разряда 18, 23, 64 и сл.  
 — положительного столба дуги 161, 167\*.  
 — — тлеющего разряда 127\*.  
 — предохранителя тлеющего разряда 261.  
 — при наличии посторонней ионизации в объеме газа 18.  
 — разряда в парах ртути 158\*.  
 Характеристика разряда в электрофильтре 251.  
 — с накалившимся катодом 183\*.  
 — самостоятельного разряда 138\*.  
 — сварочной дуги 316\*.  
 — темного разряда 69, 72.  
 — тлеющего разряда 73, 126.  
 — токов на вонд 40, 49\*, 50\*.  
 Химические процессы в дуговом разряде 152.  
 — — в тлеющем разряде 137.  
 — — и законы подобия 118.

Цилиндрические вонды 44\*, 46\*, 47.

Четырехэлектродный усилитель 265.

Шаровой разрядный промежуток 228.  
 Шаровые вонды 44\*, 45\*.  
 Шипение дуги 145.  
 Шунтирующая трубка 345.

Экономичность газосветных ламп 268  
 Эквипотенциальные поверхности в  
 положительном столбе 108.  
 Экстремальное условие 161.  
 Электрическая сварка металлов 314.  
 — — — в атмосфере водорода 326.  
 — очистка газов 249.  
 Электрический ветер 53, 251.  
 Электроды с насадками при дуго-  
 вой сварке 316.

Электронный пространственный за-  
 ряд у анода дуги 149.  
 — пространственный заряд у анода  
 тлеющего разряда 108.  
 Электростатическая теория плазмы  
 31.  
 Электрофильтр 249.

Яркость излучения 272 и сл.

Редакция *Г. Колменко.*

Корректурa *Л. Муйжель.*

Сдано в производство 14/II 1936 г.

Уч. а. л. 30.

Вакас № 3699.

Подписано к печати 18/VIII 1936 г.

Тираж 3.000.

Гл. ред. общетехн. лит. № 45.

Формат 62 × 94<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Уполн. Главлита № В39792.

Оформление *Е. Граковой.*

Наблюдатель за выпуском *Тимофеев.*

Бум. л. 12 + 2 вкл.

Коллич. печ. вв. 56.000.

Уполн. Главлита № В39792.



ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
108	6 сверху	$T_0$	$T_e$
112	3 "	$A_1A_2$ и $B_1B_2$	$A_1B_1$ и $A_2B_2$
120	Табл. 5 посл. стр.	$ \approx 5 $	$ \approx 5 18 $
184	Табл. 8	$\Gamma_a$	$\Gamma_a$
151	11 снизу	$\frac{e}{m^+}$	$\frac{2e}{m^+}$
156	25 сверху	$eV_{an}$	$eV_{an}$
226	3 снизу	Рис. 53.	Рис. 53, т. I.
289	2 "	помещен ch.	помещенной в Arch.
244	12 "	$L$	$L_1$
248	18 "	полного	полого
254	4 сверху	$\rho^2$	$\rho^2$
258	2 снизу	$e - \frac{2v}{v_s R}$	$e - \frac{2v_1}{v_s R}$
380	8 "	$\int_0^a$	$\int_0^a$
348	3 сверху	10 сек.	$10^{-5}$ сек.
352	4 снизу	$V/cm$	$kV/cm$