



И. Л. ҚАГАНОВ  
Профессор, доктор технических наук

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ  
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ  
(ОСНОВЫ ПРОМЫШЛЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ)

ЧАСТЬ ВТОРАЯ  
ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

*Допущено Главным управлением  
политехнических и машиностроительных вузов  
Министерства высшего образования СССР  
в качестве учебника для энергетических  
и электротехнических вузов и факультетов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКВА 1955

**Книга выпущена к пятидесятилетнему юбилею  
Московского ордена Ленина энергетического института  
имени В. М. Молотова**

ЭЭ-5-2

В данной книге, являющейся второй частью книги «Основы промышленной электроники», изложена физическая теория действия, описано устройство и даны характеристики ионных приборов, используемых в промышленности в качестве электрических вентилялей. Первая глава содержит общие для всех ионных приборов физические закономерности. Следующие главы посвящены газотронам, тиратронам и ртутным вентилям (экзитронам и игнитронам).

Книга является учебником для студентов вузов специальностей «Промышленная электроника» и «Электронные приборы» и может служить пособием при изучении курса «Основы электроники» на всех электротехнических специальностях, а также руководством для инженеров, работающих в области промышленной электроники.

Автор *Каганов Израиль Львович*

Электронные и ионные преобразователи, часть II

\* \* \*

Редактор *И. В. Аптик*

Техн. редактор *А. М. Фридкин*

Сдано в набор 14/IX 1955 г.

Полнено к печати 12/XI 1955 г.

Бумага 60×92

28,5 п. л.

Уч.-изд. л. 29,4

T-09520

Тираж 15 000 экз.

Заказ № 407

Цена в переплете № 5 — 11 р. 30 к., в переплете № 7 — 11 р. 80 к.

Типография Госэнергонздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

За 15 лет, истекшие с момента выхода в свет 2-го издания книги «Электронные и ионные преобразователи», посвященной главным образом ионной технике, развитие последней прошло через ряд новых этапов качественного совершенствования как самих приборов, так и устройств в целом, и значительно расширились области применения ионных устройств. Так, необычайно выросло применение ионных преобразователей тока во всех видах электрического транспорта. От стационарных установок, преобразующих переменный ток на тяговых подстанциях в постоянный, передаваемый затем в контактную сеть, в последние годы переходят также к установке ионных преобразователей непосредственно на подвижном составе, что позволяет в ряде случаев повысить технико-экономические показатели. Широкое применение ионные преобразователи получили в стационарных электроприборах постоянного тока, начиная от маломощных (исполнительные звенья в системах автоматического управления машинами и механизмами) и кончая такими крупными установками, как электроприводы прокатных станов и грузоподъемных устройств. Еще более крупными по мощности являются преобразовательные установки, применяемые при электролизе цветных металлов и в химической промышленности. Прогресс в технике точечной и шовной электросварок базируется главным образом на применении ионных прерывателей. Малая инерционность в переходных режимах явилась серьезным стимулом к переходу от машинного возбуждения к ионному в наиболее мощных типах синхронных генераторов. Важнейшим, наконец, этапом в развитии преобразовательной техники последних лет является переход от опытной передачи энергии постоянным током на далекие расстояния к промышленным линиям передач.

Такое широкое внедрение в промышленность и энергосистемы ионной техники не могло не отразиться на объеме подготовки по электронике студентов по всей номенклатуре электротехнических специальностей. Ионная техника вошла здесь в качестве второго составного звена в комплексную дисциплину, известную под названием «Промышленная электроника» (либо «Основы электроники»). Первую часть ее составила электронная и полупроводни-

ковая техника промышленного назначения, освещенная в первой части книги.

Наряду с расширением объема подготовки студентов электротехнических и электроэнергетических специальностей по общему курсу электроники Министерством высшего образования были созданы в отдельных энергетических вузах страны специализации по промышленной электронике. В Московском энергетическом институте имени В. М. Слотовца, где эта специализация существовала более 12 лет, была организована специальность «Промышленная электроника».

В соответствии с профилем подготовки инженеров данной специальности студенты этого профиля должны получить не только широкую подготовку по схемной электронике (преобразовательные системы, электронные системы управления и регулирования промышленного назначения), но и глубоко знать физические свойства ионных приборов, их электрические характеристики, а также конструкцию и технологию производства ионных приборов. Профилирующими курсами данной специальности являются учебные дисциплины: 1) «Электронная техника»; 2) «Ионные приборы»; 3) «Цепи питания и управления ионными приборами». Вышедшая в 1950 г. первая часть книги является учебником по первому курсу. Настоящая книга призвана служить в качестве учебника для курсов «Ионные приборы», читаемых на специальностях: «Промышленная электроника» и «Электронные приборы», программы которых включают одни и те же вопросы.

План построения книги предусматривает также возможность использования отдельных частей ее в качестве учебного пособия и для электромеханических и электроэнергетических специальностей (до выхода в свет общего курса «Промышленная электроника»). Книга сможет помочь и инженерному составу предприятий, создающих ионные приборы и эксплуатирующих ионные устройства, углубить свои знания.

Все вопросы, касающиеся цепей питания ионных приборов и их систем управления, отнесенные к третьей части книги, осветят вместе со второй ее частью полный комплекс вопросов, относящихся к ионной технике.

В настоящей книге рассматриваются не все типы ионных приборов, а только те из них, которые применяются в качестве вентилей (газотроны, тиратроны и ртутные вентили). Названным классам приборов посвящены в книге главы: 2-я, 3-я и 4-я. Помимо явлений, определяющих режим работы прибора, здесь рассматриваются их характеристики, типы и параметры, и показывается конструктивное выполнение отдельных типов приборов. Ртутные вентили (экзитроны и игнитроны) рассмотрены в общей главе, поскольку они принадлежат к одному и тому же классу приборов с ртутным катодом и отличаются в принципе только системой зажигания.

Первая глава книги является вводной. Помимо классификации приборов здесь рассмотрены некоторые общие закономерности, характеризующие режим работы ионных приборов (вентилей). Среди этих закономерностей приведены и некоторые из простейших, с тем чтобы облегчить пользование книгой в качестве учебного пособия и на других (невакуумных) специальностях электротехнических и энергетических вузов, где не читается подготовительный курс «Электрические явления в вакууме и газах». При начальном построении программы книги отдельную главу предполагалось также посвятить приборам тлеющего разряда и ионным разрядникам, но этого не позволил сделать объем книги, в связи с чем автор ограничился кратким освещением принципов действия приборов тлеющего разряда в 1-й главе.

В связи с выходом в свет специальной монографии, посвященной истории развития промышленной электроники в СССР [Л. 48], в настоящей книге упоминаются только наиболее существенные факты в истории развития ионного приборостроения. При необходимости в более детальном знакомстве читатель имеет возможность обратиться к вышеуказанной монографии.

План построения книги в целом и содержание отдельных ее глав детально обсуждались коллективом кафедры «Промышленная электроника». Это позволило автору апробировать те методические положения, на которых базируется построение книги.

Ценным для автора явились те критические замечания, которые были высказаны рецензентами: проф., доктором физ.-мат. наук В. Л. Грановским и доц. В. К. Крапивиним. Полезными для автора оказались также замечания, высказанные по отдельным вопросам доктором физ.-мат. наук Л. А. Сена и сотрудниками лаборатории ионных приборов Московского электролампового завода.

Всем товарищам, содействовавшим в работе по созданию книги, автор приносит свою глубокую благодарность.

*Автор*

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

### Глава первая

#### Основные процессы в ионных приборах и их общие закономерности

1-1. Свойства ионных приборов и признаки для их классификации . . . . .	9
1-2. Процессы взаимодействия заряженных частиц, фотонов и атомов газа . . . . .	12
1-3. Закономерности движения зарядов в газе . . . . .	23
1-4. Вольтамперная характеристика самостоятельного разряда . . . . .	35
1-5. Процесс возникновения (зажигания) самостоятельного разряда и потенциал зажигания . . . . .	38
1-6. Процессы в столбе стационарного разряда . . . . .	47
1-7. Экспериментальное определение величин, характеризующих процессы в столбе разряда . . . . .	61
1-8. Гашение разряда. Процесс деионизации . . . . .	70

### Глава вторая

#### Газотроны

2-1. Устройство и принцип действия . . . . .	76
2-2. Плотность газа и пара в баллоне газотрона . . . . .	79
2-3. Структура дугового разряда и явления у катода . . . . .	84
2-4. Столб и анодная часть разряда в газотронах с низким давлением газа . . . . .	93
2-5. Процессы в низковольтных типах газотронов (тунгарах) . . . . .	99
2-6. Вольтамперная характеристика газотрона . . . . .	102
2-7. Потери мощности на электродах и в разряде. Температурный режим газотрона . . . . .	108
а) Баланс мощности и температурный режим катода . . . . .	108
б) Мощность, преобразуемая на аноде в тепло, и температурный режим анода . . . . .	112
в) Температуры стенок и газа . . . . .	113
2-8. Время зажигания разряда . . . . .	119
2-9. Гашение дугового разряда. Обратный ток . . . . .	125

2-10. Влияние обратного тока на поглощение анодом газа и на развитие обратного зажигания . . . . .	132
2-11. Типы и параметры газотронов . . . . .	139
2-12. Конструкции газотронов . . . . .	143
2-13. Технологические операции по обеспечению вакуумных и электрических свойств приборов с накаливаемым катодом . . . . .	148

### Глава третья

#### Тиратроны

3-1. Устройство тиратрона и принцип работы сетки . . . . .	151
3-2. Работа тиратрона при постоянном и переменном анодных напряжениях . . . . .	157
3-3. Сеточная характеристика начального зажигания . . . . .	163
3-4. Режим работы сетки в проводящую часть периода . . . . .	171
3-5. Восстановление сеточного запирающего дуги . . . . .	176
3-6. Смещение характеристик зажигания при переходе к установившемуся режиму работы тиратрона . . . . .	189
3-7. Падение напряжения и потери мощности в тиратроне. Температурный режим . . . . .	195
3-8. Предельные значения прямого и обратного напряжений . . . . .	201
3-9. Двухсеточные тиратроны . . . . .	206
3-10. Тиратрон с магнитным управлением (терматрон) . . . . .	207
3-11. Время развития разряда в тиратроне с отрицательной характеристикой . . . . .	208
3-12. Тиратроны с положительной характеристикой. Водородные тиратроны . . . . .	211
3-13. Типы и параметры тиратронов . . . . .	220
3-14. Конструкции тиратронов . . . . .	226

### Глава четвертая

#### Ртутные вентили

4-1. Устройство и принцип действия . . . . .	237
4-2. Давление и плотность пара . . . . .	243
4-3. Дуга в ртутном вентиле и процессы у катода . . . . .	248
4-4. Характеристика процессов в столбе разряда . . . . .	254
4-5. Падение потенциала и плотность тока у анода . . . . .	264
4-6. Вольтамперная характеристика ртутных вентиляей . . . . .	274
4-7. Каскадное горение дуги . . . . .	278
4-8. Процессы в дуге при недостаточной плотности пара. Разрывы дуги . . . . .	284
4-9. Тепловой режим катода . . . . .	292
4-10. Тепловой режим анода . . . . .	298
4-11. Поверхность конденсации и режим охлаждения корпуса . . . . .	302
4-12. Нагрев пара дугой . . . . .	311
4-13. Системы зажигания и возбуждения . . . . .	313



4-14. Устойчивость дуги возбуждения . . . . .	318
4-15. Потенциал зажигания и переход дуги с анода на анод . . . . .	322
4-16. Управление моментом зажигания дуги при помощи сетки . . . . .	326
4-17. Зажигание дуги в игнитронах . . . . .	342
4-18. Обратный ток в ртутных вентиллях . . . . .	357
4-19. Обратные зажигания в ртутных вентиллях . . . . .	363
4-20. Типы ртутных вентилей и кривые типовой мощности . . . . .	376
4-21. Конструктивное выполнение ртутных вентилей . . . . .	387
а) Стекланные экзитроны . . . . .	389
б) Металлические откачные многоанодные экзитроны . . . . .	392
в) Металлические откачные одноанодные экзитроны . . . . .	396
г) Металлические безнасосные экзитроны . . . . .	400
д) Игнитроны . . . . .	411
4-22. Высоковольтные вентилля . . . . .	416
4-23. Вакуумная система откачных вентилей разборного типа . . . . .	429
4-24. Измерение вакуума и автоматизация системы откачки . . . . .	438
4-25. Системы охлаждения . . . . .	442
4-26. Формовка ртутных вентилей и тренировка анодов . . . . .	448
Литература . . . . .	450
Алфавитный указатель . . . . .	453

ГЛАВА ПЕРВАЯ  
ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОННЫХ ПРИБОРАХ  
И ИХ ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

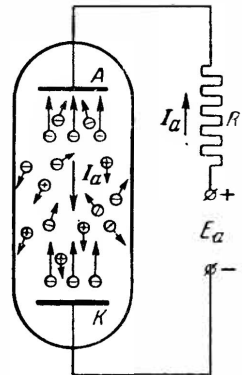
1-1. СВОЙСТВА ИОННЫХ ПРИБОРОВ И ПРИЗНАКИ  
ДЛЯ ИХ КЛАССИФИКАЦИИ

В отличие от электронных приборов, в которых ток переносится исключительно электронами, в ионных приборах (фиг. 1-1), кроме электронов, остающихся попрежнему главными носителями тока, в процессе принимают также участие и положительные ионы (представляющие собой атомы либо молекулы, лишенные одного или нескольких электронов). Роль ионов в разрядном промежутке сводится главным образом к компенсации объемного заряда электронов, чем обеспечивается возможность прохождения больших токов через прибор при относительно малом падении напряжения внутри прибора, что соответствует высокому их к. п. д. (см. § 1-4 ч. I). Положительные ионы создаются электронами, ионизирующими атомы либо молекулы газа (пара), которым заполняется прибор после удаления из него до предельно возможной степени воздуха.

Заполняются ионные приборы инертными газами (гелий, аргон, неон, криптон, ксенон), а также парами ртути. Заполнение ртутными парами происходит при испарении ртути либо с поверхности вводимой в прибор капли (как это имеет место в приборах с накаливаемым катодом), либо с поверхности ртутного катода. Некоторые типы ионных приборов заполняются также водородом.

В зависимости от рода заполнения различают приборы ртутные и газонаполненные.

Выбор названных выше газов и паров ртути для заполнения приборов обусловлен тем, что они не дают химических реакций



Фиг. 1-1. Ионный прибор в простейшей цепи постоянного напряжения.

с электродами и стенками прибора, и, кроме того, тем, что они не образуют (либо образуют мало) отрицательных ионов.

Плотность газа или пара, которым заполнен прибор, оказывает существенное влияние на условия прохождения электрического тока через газ. В условиях малой плотности газа либо пара обеспечиваются большая свобода перемещения электронов и накопление ими энергии, необходимой для ионизации атомов (молекул) газа, при малом, как выше указывалось, падении напряжения в приборе.

Приборы с ртутным наполнением работают обычно при давлениях, не превышающих единиц и десятков микрон ртутного столба. Газонаполненные приборы с малой плотностью газа работают при давлениях, не превышающих обычно десятых долей миллиметров ртутного столба, и только в более редких случаях это давление доходит до единиц и десятков миллиметров ртутного столба. Ионные приборы с низким давлением пара либо газа относятся к классу вакуумных.

Кроме электровакуумных типов ионных приборов (приборов, изготовление которых связано с необходимостью предварительного получения в их рабочем пространстве вакуума), получили некоторое применение и приборы с открытым разрядом в воздухе.

Давление газовой среды является первым классификационным признаком для ионных приборов.

Другим таким признаком является вид разряда. По видам электрического разряда приборы делятся на два основных класса: а) приборы самостоятельного разряда и б) приборы несамостоятельного разряда. В первых эмиссия электронов из катода осуществляется под воздействием ионов, приходящих к катоду из разрядного промежутка, и, следовательно, энергия, необходимая для эмиссии, черпается из самого разряда. У вторых эмиссия из катода поддерживается так же, как и у электронных приборов, обычно за счет нагрева катода внешним источником тока (приборы с накаливаемым катодом). Среди видов самостоятельного разряда особо важное значение имеют два вида: а) тлеющий и б) дуговой.

Тлеющий разряд характеризуется малыми плотностями тока на катоде и относительно большими (порядка сотни вольт) падениями напряжения на участке вблизи катода, а дуговой разряд характеризуется, наоборот, большими плотностями тока на катоде и относительно малыми (не превосходящими двух-трех десятков вольт) падениями потенциала у катода.

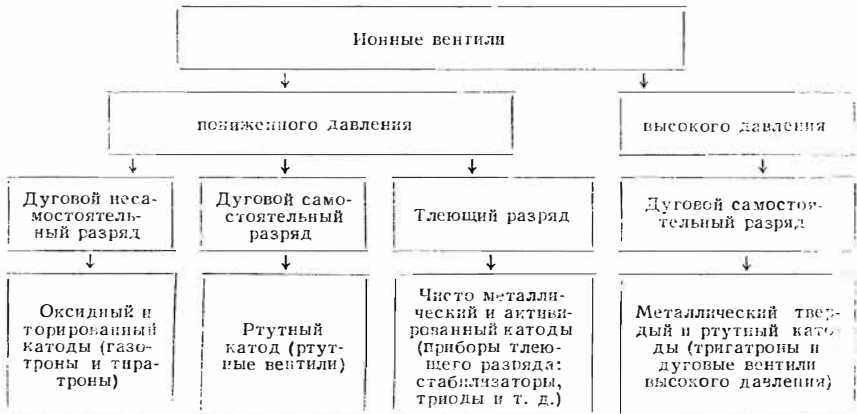
Несамостоятельный разряд получил свое наибольшее применение в вентилях дугового разряда с накаливаемым катодом. В них катод так же, как у электронных ламп, нагревается от постороннего источника тока.

Важным классификационным признаком является род катода в приборе. Применяются катоды: а) холодные из твердых метал-

лов с чистой и активированной поверхностью; б) накаливаемые оксидные и торированные катоды; в) ртутные катоды.

Названные три признака положены в основу построения приводимой ниже простейшей классификационной схемы для ионных приборов, применяемых в качестве электрических вентиляей, т. е. приборов, пропускающих ток в одном (либо преимущественно в одном) направлении.

### Классификационная схема для ионных вентиляей



К ионным вентилям примыкают сходные с ними по физическим процессам иные типы ионных приборов, например газоразрядные источники излучений, а также разрядники, анализаторы химического состава вещества (массоспектрометры) и т. д.

Кроме основных, ионные приборы, применяемые в качестве вентиляей, могут отличаться и рядом дополнительных классификационных признаков, к которым могут быть отнесены: а) число рабочих анодов в приборе; б) наличие управляющих сеток; в) материал корпуса прибора (стекло, металл); г) система охлаждения прибора и т. д.

Вентильные свойства приборов, охватываемых вышеприведенной классификационной схемой, базируются на том, что эмиссию электронов (при нормальном режиме работы) в состоянии обеспечить только катод. Поэтому, если прибор включен в цепь переменного напряжения, то он способен пропускать большой ток при малом падении напряжения только тогда, когда анод положителен по отношению к катоду. При обратной полярности ток в приборе (обратный ток) ничтожно мал.

Газотроны и тиратроны строятся на токи от десятых долей ампера до десятков ампер (среднего значения тока) и допускают обратные напряжения, начиная от десятков вольт и кончая де-

сятками киловольт. Специальные типы высоковольтных газотронов и тиратронов строятся на напряжения вплоть до сотен киловольт. Предел нагрузочной способности по току ограничен главным образом эмиссионными свойствами накаливаемого катода. Таких ограничений по току не имеет ртутный катод, в связи с чем ртутные вентили строятся на токи вплоть до нескольких тысяч ампер в одном приборе при допустимых обратных напряжениях, лежащих в диапазоне от сотен вольт до 3—10 кв. Высоковольтные ртутные вентили строятся на напряжения от десятков до сотен киловольт, но токи у таких вентилях не превышают обычно нескольких сот ампер (среднего значения).

Приборы тлеющего разряда относятся к типу маломощных ионных приборов. Здесь токи не превышают обычно десятков миллиампер. Такие вентили получили применение главным образом в качестве стабилизаторов напряжения и импульсных реле.

Ионные вентили высокого давления нашли пока ограниченное применение. Длительные попытки разработать дуговые вентили высокого давления на большие токи и высокие напряжения не привели пока к созданию приборов, удовлетворяющих требованиям срока службы и к. п. д.

## 1-2. ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ФОТОНОВ И АТОМОВ ГАЗА

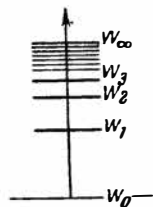
Физические явления в ионных приборах складываются из отдельных (или, как их называют, элементарных) актов взаимодействия заряженных частиц, фотонов (квантов света) и атомов газа. Поэтому до рассмотрения внутренних процессов в приборах в целом выясним характер и закономерности элементарных актов взаимодействия.

К наиболее часто встречающимся в электрическом токе в газе (разряде) элементарным актам взаимодействия относится соударение электрона с нейтральным атомом (либо молекулой) газа или пара.

Состояние атома газа может быть охарактеризовано его энергетическим спектром. Этот спектр определяют все частицы, входящие в атом, но нас будет интересовать энергия валентных электронов, входящих в состав периферических оболочек атома, в связи с тем, что в рассматриваемых ниже процессах участвуют главным образом эти электроны.

Энергетическая схема атома с различными возможными уровнями энергии одного из его валентных электронов приведена на фиг. 1-2. Каждая черточка соответствует возможному энергетическому состоянию электрона. Повышение энергии электрона соответствует более высоким запасам потенциальной энергии атома. Низшая энергия  $W_0$  соответствует наиболее устойчивому состоя-

нию атома, в котором он может находиться неограниченно долго. Это состояние атома называют нормальным. При сообщении атому извне добавочной энергии электрон воспринимает эту энергию и энергетический уровень атома повышается до  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  и т. д. Эти уровни носят название уровней возбуждения. Промежуточных уровней энергии, не совпадающих с указанными, электрон атома газа по правилам квантовой механики иметь не может. В состоянии возбуждения атом остается крайне непродолжительное время (порядка  $10^{-8}$  сек.), за исключением некоторых состояний, о которых говорится ниже, и вновь переходит в нормальное либо другое возбужденное состояние с меньшей энергией. При таком переходе атом излучает полученную им ранее добавочную энергию в виде фотона. Имеются впрочем уровни возбуждения, переход с которых без внешних побудительных причин (столкновения с другими частицами либо со стенкой прибора) невозможен. Такие уровни называют метастабильными. Пребывание атома в метастабильном состоянии прекращается при очередной встрече его с другими частицами в газе либо со стенками. Средний срок жизни метастабильных атомов исчисляются в границах от  $10^{-3}$  до 1 сек. В силу значительно большей длительности существования метастабильных атомов по сравнению с нормально возбужденными они, как это будет ниже показано, играют в разряде особую роль.



Фиг. 1-2. Энергетическая схема атома.

При превышении максимально возможного уровня возбуждения электрон полностью освобождается от его связей с атомом. Атом, лишенный электрона, превращается в положительный ион. Такой процесс носит название ионизации атома. Процессы возбуждения и ионизации относятся к неупругим соударениям. Неупругими называют такие соударения, когда сумма кинетических энергий частиц при соударении изменяется за счет соответствующего изменения их внутренних (потенциальных) энергий. Наряду с такими соударениями происходят и упругие соударения. Под последними понимают такие акты взаимодействия, при которых частицы частично обмениваются энергиями, но сумма их кинетических энергий остается неизменной. Внутреннее состояние атома остается при этом также неизменным. Схему процесса иллюстрирует фиг. 1-3, а. Левая часть схемы показывает состояние взаимодействующих частиц до соударения, а правая часть — после соударения. Атом показан условно в виде ядра и перемещающегося по периферической оболочке валентного электрона.

Электрон до соударения имеет скорость  $v$ , а после соударения эта скорость уменьшается до  $v_1$ . При этом изменяются не только величина скорости, но и ее направление. Скорость атома при упругом столкновении немного увеличивается. Повышение скоро-

стей у совокупности атомов, входящих в данную массу газа, соответствует повышению температуры газа в целом.

Относительная доля энергии, отдаваемая электроном атому при каждом упругом соударении, определяется из соотношения [Л. 1]

$$\alpha = \frac{2m_e}{m} (1 - \cos \theta), \quad (1-1)$$

где  $m_e$  — масса электрона;

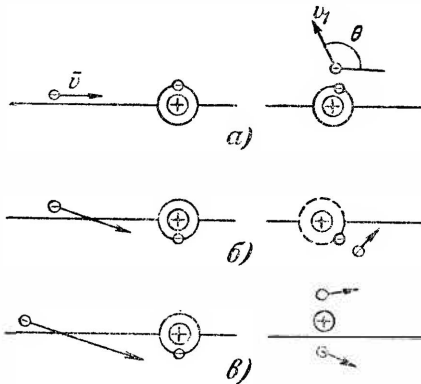
$m$  — масса атома;

$\theta$  — угол, определяющий изменение направления скорости электрона после столкновения.

Учитывая большое число соударений электронов с атомами газа, можно установить, что при каждом соударении электрон теряет в среднем долю энергии, равную:

$$\alpha = 2 \frac{m_e}{m}. \quad (1-2)$$

Так как масса электрона много меньше массы атома, то численные значения  $\alpha$ , как это можно видеть из табл. 1-1, весьма малы.



Фиг. 1-3. Схемы элементарных актов взаимодействия.

Таблица 1-1  
Среднее значение относительной доли энергии, теряемой электроном при упругом соударении

Газ	$\alpha$
H <sub>2</sub>	11,05·10 <sup>-4</sup>
He	2,78·10 <sup>-4</sup>
Ne	5,55·10 <sup>-5</sup>
Ar	2,78·10 <sup>-5</sup>
Kr	1,34·10 <sup>-5</sup>
Xe	8,56·10 <sup>-6</sup>
Hg	5,5·10 <sup>-6</sup>

Сходство в закономерностях упругих соударений электронов с частицами газа с соударениями упругих шаров, послужившее поводом к названию этого вида процессов, является условным, поскольку действительное взаимодействие электрона с атомом есть процесс электродинамический, так как речь, по существу, идет об электромагнитном взаимодействии электрона с электронами же периферической оболочки атома.

Неупругие столкновения показаны на фиг. 1-3,б и в. Процесс возбуждения иллюстрируется схемой на фиг. 1-3,б. Пе-

переход атома в состояние возбуждения условно изображен увеличением его орбиты (пунктирная окружность на фигуре). Процесс ионизации атома газа иллюстрирует схема на фиг. 1-3, в. В результате ионизации, кроме первичного электрона, появляются положительный ион и второй электрон.

Для совершения актов возбуждения и ионизации электроны должны обладать некоторым минимумом энергии. Энергия, необходимая для возбуждения атома, носит название энергии возбуждения. Эта энергия исчисляется обычно в электрон-вольтах, или, поскольку она относится к одному электрону, ее просто считают в вольтах  $U_e$  и называют потенциалом возбуждения. Минимальная энергия, необходимая для непосредственной (прямой) ионизации нормального атома, отнесенная к одному электрону, носит название потенциала ионизации  $U_i$ .

Численные значения потенциалов ионизации и возбуждения приведены для ряда интересующих нас газов в табл. 1-2. Они указывают, какую разность потенциалов должен пройти в поле электрон (какую накопить энергию), чтобы быть в состоянии при столкновении с атомом возбудить либо ионизировать невозбужденный атом.

Потенциальная энергия возбужденного атома выше потенциальной энергии нейтрального атома на величину потенциала возбуждения  $U_e$ , а потенциальная энергия иона, полученного в результате ионизации, выше потенциальной энергии нейтрального атома на величину потенциала ионизации  $U_i$ .

Длина волны излучения, возникающего при изменении уровня энергии атома, зависит от исходного и конечного энергетических состояний атома. Излучение, имеющее место при прямом переходе атома из состояния возбуждения непосредственно к нормальному состоянию, носит название резонансного. При резонансном излучении квант энергии (фотон), ушедший от одного атома, может возбудить другой. Этим оно отличается от нерезонансного, когда такое возбуждение невозможно. Резонансное возбуждение повышает концентрацию возбужденных атомов в разряде. Кроме потенциалов, отвечающих резонансным уровням возбуждения  $U_e$ , в табл. 1-2 приведены также минимальные потенциалы метастабильного возбуждения  $U_m$ . При очередных соударениях метастабильные атомы переходят в нормальное состояние либо ионизируются в зависимости от

Таблица 1-2

Минимальные потенциалы (в) возбуждения метастабильных  $U_m$  и резонансных  $U_e$  уровней, а также потенциалы ионизации  $U_i$

Газ	$U_m$	$U_e$	$U_i$
H <sub>2</sub>	—	11,1	15,4
He	19,72	20,86	24,5
Ne	16,57	16,62	21,5
Ar	11,49	11,56	15,7
Kr	9,86	9,98	14,0
Xe	8,28	8,39	12,1
Hg	4,66	4,86	10,4



того, теряют ли они или приобретают порцию энергии. Наличие метастабильных атомов в разряде, как равно и заметной концентрации резонансно возбужденных атомов, имеет практическое значение, так как при этом повышается вероятность ионизации атома двумя либо несколькими ступенями (ступенчатая ионизация). При ступенчатой ионизации средняя энергия электронов, участвующих в процессе ионизации, понижается. Степень такого снижения зависит от относительного числа актов ступенчатой ионизации в разряде по отношению к числу актов прямой ионизации. Для того чтобы численно характеризовать среднюю энергию электронов при наличии обоих видов ионизации, нередко вводится понятие эффективного потенциала ионизации  $U_{iэ}$ . Его численное значение лежит в границах от потенциала метастабильного возбуждения  $U_m$  до потенциала прямой ионизации  $U_i$ .

При разряде в молекулярном газе возможен еще один вид возбуждения, характеризуемый изменением энергии колебаний электронов, входящих в состав молекулы.

При количественном учете числа актов взаимодействия электронов с атомами газа обычно пользуются: средним свободным пробегом  $\lambda_e$ , определяющим средний путь электрона между очередными соударениями, либо обратной ему величиной, называемой эффективным сечением, указывающей число актов взаимодействия, производимых в среднем одним электроном на 1 см его пути.

Полное (или общее) эффективное сечение  $Q_e$ , определяющее собой полное число актов взаимодействия электрона на 1 см его пути с атомами газа, может быть найдено по формуле

$$Q_e = \frac{1}{\lambda_e} = \frac{1}{4 \cdot 2 \lambda_m}, \quad (1-3)$$

где  $\lambda_m$  — средний свободный пробег атомов газа при тепловом движении.

Средний свободный пробег атома  $\lambda_m$  может быть найден по концентрации молекул в единице объема  $n$  и радиусу атома  $a$  (в условном представлении, что атом занимает шаровой объем) по известной из кинетической теории газов формуле

$$\lambda_m = \frac{1}{\pi a^2 n} = \frac{1}{qn}, \quad (1-4)$$

где  $q = \pi a^2$  — сечение атома (либо молекулы) газа.

Так как концентрация  $n$  частиц в единице объема связана с давлением газа  $p$  соотношением

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (1-5)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град, то, учитывая (1-4) и (1-5), мы для расчетной величины среднего свободного пробега атома получаем:

$$\lambda_m = \frac{k}{q} \cdot \frac{T}{p}. \quad (1-6)$$

Подставляя (1-4) и (1-6) в (1-3), получаем:

$$Q_e = \frac{qn}{4\sqrt{2}} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{q}{k} \cdot \frac{p}{T}. \quad (1-7)$$

Формула (1-7) позволяет объяснить происхождение термина „эффективное сечение“. Действительно, величина  $qn$  определяет полное сечение всех атомов (молекул), находящихся в  $1 \text{ см}^3$  газа. Если все эти молекулы плотно (без промежутков) расположить на площадках по  $1 \text{ см}^2$ , то число таких площадок равно  $Q_m = \frac{1}{\lambda_m}$ . При равномерной расстановке площадок по длине  $1 \text{ см}$  расстояние между ними будет равно  $\lambda_m$ . Это значит, что атом на пути в  $1 \text{ см}$  столкнется с другими атомами  $Q_m$  раз.

Положение, определенное название „эффективного сечения“, получило дальнейшее обобщение для всех других элементарных актов взаимодействия с учетом, однако, фактической длины свободного пробега. Так, например, для электронов свободный пробег в  $4\sqrt{2}$  раз больше, чем у атомов, следовательно, полное эффективное сечение для него в  $4\sqrt{2}$  раз меньше.

Представление о численных значениях средних свободных пробегов и вычисленных по (1-7) полных эффективных сечений электронов при давлении газа  $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$  и температуре газа  $T = 273^\circ \text{К}$  ( $0^\circ \text{С}$ ) дают приведенные в табл. 1-3 значения  $\lambda_{e0}$  и  $Q_{e0}$  для различных газов. Здесь также приведены диаметры (условные) атомов рассматриваемых газов.

Плотность газа, соответствующая давлению  $1 \text{ мм рт. ст.}$  и температуре газа  $0^\circ \text{С}$ , принимается обычно как исходная для построения табличных функций, характеризующих интен-

Таблица 1-3

**Расчетные значения (условных) эквивалентных диаметров  $2a$  атомов (молекул), значений средних свободных пробегов  $\lambda_{e0}$  и полных эффективных сечений  $Q_{e0}$  электронов при  $1 \text{ мм рт. ст.}$  и  $273^\circ \text{К}$**

Газ	$2a, \text{ см}$	$\lambda_{e0},$ см·мм рт. ст.	$Q_{e0},$
			$\frac{1}{\lambda_{e0}},$ см·мм рт. ст.
$\text{H}_2$	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$7,53 \cdot 10^{-2}$	13,2
He	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$7,41 \cdot 10^{-2}$	13,5
Ne	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$6,57 \cdot 10^{-2}$	15,2
Ar	$2,8 \cdot 10^{-8}$	$4,38 \cdot 10^{-2}$	22,7
Kr	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$2,08 \cdot 10^{-2}$	48
Xe	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	67
Hg	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$2,76 \cdot 10^{-2}$	36

сивность различного рода актов взаимодействия в электрическом разряде.

Пользуясь табличными значениями  $\lambda_{e0}$  и  $Q_{e0}$ , можно найти  $Q_e$  и  $\lambda_e$  при любых давлении и температуре газа, исходя из соотношений

$$\lambda_e = \frac{\lambda_{e0}}{p_0} \quad (1-8)$$

и

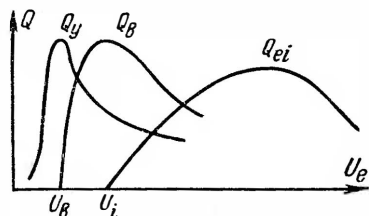
$$Q_e = Q_{e0} p_0, \quad (1-9)$$

где  $p_0$  представляет собой давление газа, приведенное к температуре  $0^\circ\text{C}$ . Оно вычисляется из соотношения

$$p_0 = p \frac{273}{T}, \quad (1-10)$$

где  $p$  и  $T$  — фактические давление и абсолютная температура газа.

Полное эффективное сечение  $Q_e$  определяет общее число актов всех видов взаимодействия электронов с атомами газа на 1 см пути и равно сумме частичных эффективных сечений, соответствующих отдельным видам взаимодействия: упругим столкновениям, возбуждению ионизации и др. Фактически полное и частичные эффективные сечения в силу электромагнитного взаимодействия частиц и волновых свойств электрона зависят от полной скорости (энергии) электронов, участвующих в соударениях с атомами газа.



Фиг. 1-4. Эффективные сечения упругих и неупругих соударений в функции от энергии электронов.

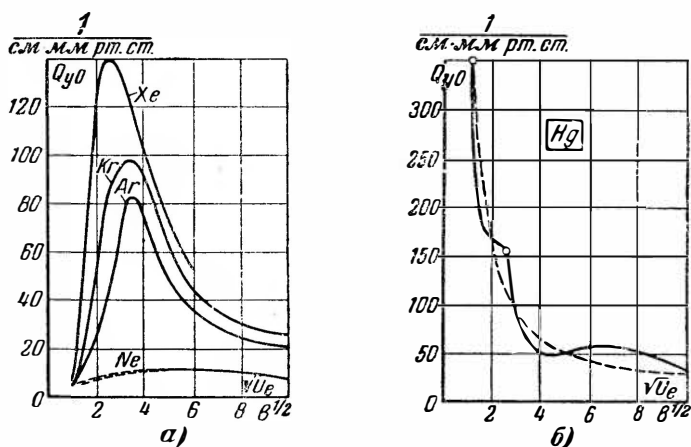
Примерный ход зависимости эффективных сечений от скорости электронов показывает семейство типичных кривых, приведенное на фиг. 1-4. Здесь на оси абсцисс отложена величина энергии электронов (в эквивалентных вольтах), а на оси ординат — эффективные сечения при упругих соударениях (кривая  $Q_y$ ), при возбуждении (кривая  $Q_B$ ) и при ионизации (кривая  $Q_{ei}$ ).

Как видно из хода кривых, при малой скорости электронов имеют место только упругие соударения, затем по достижении потенциала возбуждения  $U_B$  начинает нарастать эффективное сечение (вероятность) возбуждения. При этом эффективное сечение упругих соударений начинает снижаться. После того как электроны достигают энергии, достаточной для ионизации ( $U_i$ ), начинает нарастать вероятность ионизации. При

этом вероятности процессов упругого соударения и возбуждения уменьшаются.

Для суждения о конкретных значениях эффективных сечений интересующих нас газов рассмотрим найденные экспериментальным путем зависимости  $Q$  от  $U_e$ .

Зависимость эффективных сечений  $Q_{y0}$  при упругих столкновениях от скорости электронов показывает экспериментально



Фиг. 1-5. Эффективные сечения при упругих соударениях для инертных газов (а) и паров ртути (б) в функции от скорости электрона.

найденное семейство кривых для инертных газов на фиг. 1-5,а и для паров ртути — на фиг. 1-5,б.

По оси абсцисс отложены здесь величины, пропорциональные скорости электронов в соответствии с формулой

$$v_e = 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{U_e}, \quad (1-11)$$

где  $U_e$  — пройденная электроном в электрическом поле разность потенциалов, в;

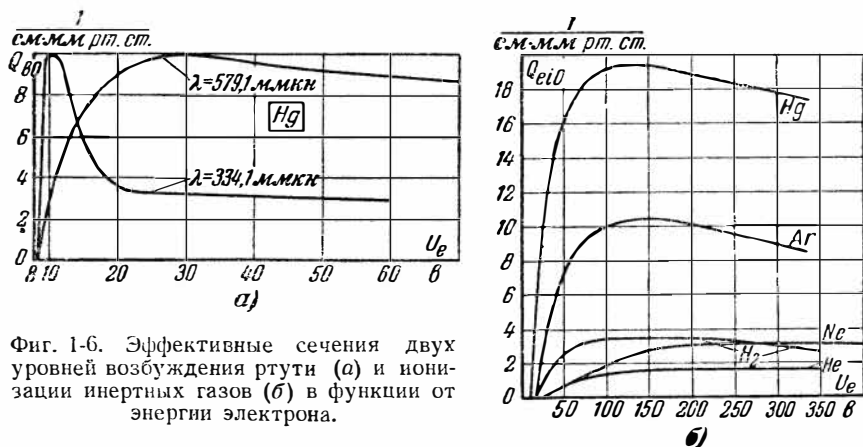
$v_e$  — скорость, см/сек.

В интересующем нас диапазоне скоростей эффективные сечения при упругих соударениях у инертных газов определяются двумя ветвями кривых: восходящей до максимума и затем снижающейся, а у ртути только ниспадающей ветвью, которая с достаточной для практики точностью аппроксимируется гиперболой  $Q_{y0} = \frac{300}{\sqrt{U_e}}$ , нанесенной пунктиром на фиг. 1-5,б.

Об эффективном сечении в процессах возбуждения обычно судят по интенсивности излучения возбужденных атомов при

их переходе к нормальному состоянию либо при переходе их от более высокого уровня возбуждения к меньшему. В качестве примеров, иллюстрирующих общий ход изменения эффективных сечений при процессе возбуждения в функции от энергии электронов, на фиг. 1-6,а приведены кривые  $Q_{e0}$  для двух уровней возбуждения ртути. На кривых надписаны длины излучаемых электромагнитных волн. Точки пересечения начала кривых с осью абсцисс указывают потенциал возбуждения.

Ход зависимости эффективных сечений в процессе ионизации  $Q_{ei0}$  от энергии электронов для трех инертных газов, паров ртути и водорода при 1 мм рт. ст. и 0°С показывают



Фиг. 1-6. Эффективные сечения двух уровней возбуждения ртути (а) и ионизации инертных газов (б) в функции от энергии электрона.

кривые на фиг. 1-6,б. Начала кривых соответствуют потенциалам ионизации, приведенным в табл. 1-2.

Условия ионизации заметно меняются, если в основном газе содержится примесь другого газа, у атомов которого потенциал ионизации меньше, чем потенциалы метастабильного возбуждения атомов основного газа. В этом случае в первую очередь возбуждаются до метастабильного уровня атомы основного газа, которые ионизируют атомы примеси (эффект Пеннинга). Эффективное сечение, определяющее оба эти процесса, много больше, чем эффективное сечение при непосредственной ионизации электронами атомов примеси либо основного газа. Так, для снижения потенциала ионизации к неону (потенциал возбуждения метастабилей у которого согласно табл. 1-2 равен 16,57, в) примешивают аргон (потенциал ионизации которого 15,7 в) либо криптон (потенциал ионизации которого 14,0 в). Для получения эффекта Пеннинга достаточна самая небольшая концентрация примесного газа (измеряемая долями процента).

Кроме ионизации атомов электронами, возможны также ионизация их квантами энергии излучения (фотоионизация), а также термическая ионизация.

При взаимодействии с фотоном атом возбуждается либо ионизируется за счет воспринимаемого атомом фотона. Здесь также возможны в зависимости от энергии кванта (частоты излучения) прямая и ступенчатая ионизация. Для прямой фотоионизации требуются фотоны с большой энергией, получаемые при достаточно коротких длинах волн (ультрафиолетовое, рентгеновское излучения, различные виды  $\gamma$ -излучения). Не всякое, однако, коротковолновое излучение может проникнуть через стенки прибора в межэлектродный промежуток. Так, например, ультрафиолетовое излучение задерживается стенками прибора.

При больших давлениях (больше  $1 \text{ ат}$ ) в разряде начинает играть роль процесс термической ионизации газа, который наступает тогда, когда тепловая скорость соударяющихся частиц достаточна для ионизации.

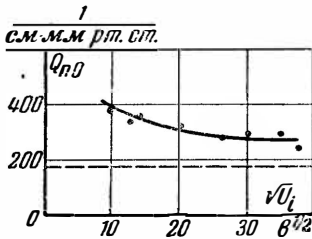
После рассмотрения взаимодействия электронов с атомами газа кратко остановимся на процессах взаимодействия ионов и электронов между собой, а также ионов с нейтральными частицами газа.

В пространстве, где находятся свободные ионы и электроны, либо на окружающих разряд стенках может иметь место процесс восстановления нормальных атомов из электронов и положительных ионов. Этот процесс носит название рекомбинации (нейтрализации). Рекомбинация сопровождается отдачей энергии в виде тепла стенке либо в виде излучения в окружающее пространство, в зависимости от того, где рекомбинация происходит, на стенках прибора или в объеме разрядного промежутка. При низких давлениях газа интенсивность рекомбинации в объеме газа крайне мала, между тем как на стенках прибора, куда электроны и ионы попадают в процессе своего хаотического движения, она достаточно велика.

Малая рекомбинация в объеме при низких давлениях газа объясняется тем, что в период встречи заряженные частицы часто обладают большими скоростями, не совпадающими с линией их сближения. Положение меняется, когда в процессе участвует еще третья частица или тело, способное стянуть заметную долю энергии у одной либо обеих взаимодействующих заряженных частиц. После потери энергии скорость заряженных частиц уменьшается, и тогда сближение и следующий за ним процесс рекомбинации становятся возможными. При больших давлениях газа, как будет показано в следующем параграфе, заряженные частицы имеют меньшие скорости, в связи с чем рекомбинация идет здесь главным образом в объеме.

Процесс рекомбинации при отсутствии новой ионизации ведет к исчезновению ионов и электронов из разрядного промежутка. Это называют деионизацией.

Положительные ионы могут взаимодействовать в разряде не только с электронами и между собой, но и с нейтральными атомами газа. Важнейшим из последних видов взаимодействия является перезарядка, заключающаяся в том, что при достаточном сближении иона и атома один из валентных электронов атома переходит от него к иону. В результате ион превращается в нейтральный атом, а нейтральный атом в ион. Практическое последствие перезарядки заключается в том, что быстрые ионы (если они имеются в разрядном промежутке) переходят в быстрые нейтральные атомы (газ нагревается), а медленные атомы —



Фиг. 1-7. Эффективное сечение перезарядки в функции от скорости иона.

в медленные ионы. При этом происходит сближение средних скоростей ионов и атомов.

Ход экспериментально найденной Б. М. Палюх и Л. А. Сена [Л. 19] зависимости эффективного сечения перезарядки (число перезарядок на 1 см пути) от скорости ионов показывает для ртутных ионов сплошная кривая на фиг. 1-7.

Для расчета эффективного сечения ионов, участвующих в перезарядке, Л. А. Сена [Л. 4] выведена приближенная формула

$$Q_{n0} = \frac{1,88 \cdot 10^4}{U_i^2} [\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}]^{-1}, \quad (1-12)$$

где  $U_i$  — потенциал ионизации газа, в.

Значения, вычисляемые по (1-12), тем ближе к экспериментальным, чем больше скорость ионов. Расчетному значению  $Q_{n0}$  соответствует пунктирная прямая на фиг. 1-7.

В молекулярных газах возможно еще соединение медленно перемещающихся электронов с нормальными атомами либо молекулами газа. В результате возникают отрицательные ионы, обладающие примерно той же подвижностью, что и положительные ионы. Появление отрицательных ионов в разряде ухудшает условия компенсации положительными ионами пространственного заряда электронов. Поэтому условий, ведущих к образованию отрицательных ионов, стремятся избегать. Преимущество инертных газов и паров ртути, кроме химической инертности их, заключается, как уже выше указывалось, в том, что они не образуют отрицательных ионов.

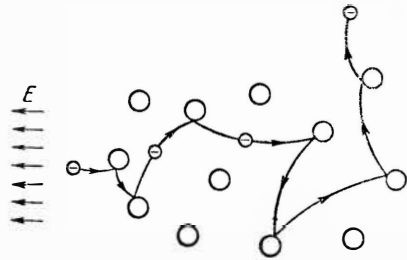
### 1-3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯДОВ В ГАЗЕ

Заряженные частицы—электроны и ионы, принимающие участие в электрическом токе в газе, находятся в состоянии непрерывного движения. Причинами, порождающими такое движение зарядов, являются: во-первых, поля, существующие между электродами и создаваемое самими заряженными частицами, и, во-вторых, неравномерное распределение концентраций зарядов в разрядном промежутке.

Рассмотрим вначале движение электронов под действием электрического поля, создаваемого напряжением на электродах.

На фиг. 1-8 схематически показан путь электрона среди группы атомов газа при наличии в разрядном промежутке однородного электрического поля напряженности  $E$  (обозначенного на фигуре рядом параллельных стрелок).

Непрерывные столкновения электрона, ускоряемого электрическим полем, с встречающимися на пути атомами газа приводят к тому, что электрон перемещается по сложным зигзагообразным путям. Характерным в таком движении является то, что электрон, двигаясь беспорядочно, сохраняет вместе с тем и некоторую составляющую скорости, направленную вдоль поля.



Фиг. 1-8. Путь электрона в газе при однородном электрическом поле.

Количественный учет такого сложного (беспорядочно направленного) движения может быть проще всего произведен, если результирующее движение заряженных частиц рассматривать как результат наложения двух входящих в него движений:

1) Движения чисто беспорядочного, с составляющими скорости, одинаковыми во всех направлениях, аналогичного тепловому движению молекул газа в закрытом сосуде. Число частиц, проходящих в единицу времени через единицу поверхности в любом ее положении, при таком движении одинаково.

2) Движения, направленного вдоль поля. Интенсивность такого движения определяется по разности между числом частиц, проходящих в единицу времени через единицу поверхности, расположенную нормально к осевой линии поля, и числом частиц, проходящих во встречном направлении.

Определим зависимость средних скоростей направленного  $\bar{v}$  и беспорядочного  $\bar{c}_e$  движений электронов, от напряженности электрического поля  $E$  и давления газа  $p$ . При напряженности поля  $E$  импульс силы, сообщаемый полем электрону на пути



его свободного пробега за время пробега  $t = \frac{\lambda_e}{c_e}$ , определяется из равенства:

$$eEt = eE \frac{\lambda_e}{c_e}, \quad (1-13)$$

где  $c_e$  — средняя скорость движения электрона за время одного его свободного пробега.

Так как импульс силы, сообщаемый электрону полем, равен количеству движения в направлении поля, то для момента очередной встречи электрона с атомом можно написать равенство:

$$eE \frac{\lambda_e}{c_e} = m_e v_\kappa, \quad (1-14)$$

где  $m_e$  — масса электрона;

$v_\kappa$  — значение направленной составляющей скорости электрона к концу его свободного пробега в предположении, что в начале пробега эта составляющая скорости была равна нулю. (Это предположение близко к действительности, так как после соударения электрона составляющая направленного движения его мала.)

Принимая в расчете первого приближения среднее значение направленной составляющей скорости равным среднеарифметическому из начальной и конечной скоростей, мы на основании (1-14) можем записать, что:

$$v_e = \frac{v_\kappa}{2} \approx \frac{e\lambda_e}{2m_e c_e} E. \quad (1-15)$$

Если скорости беспорядочного движения и свободные пробеги распределены по функции Максвелла, то среднее арифметическое значение скорости направленного движения электронов примерно в 2 раза больше, т. е.

$$\bar{v}_e = \frac{e\lambda_e}{m_e c_e} E, \quad (1-16)$$

где  $\bar{c}_e$  — средняя арифметическая скорость электронов при их беспорядочном движении.

Выражая в (1-16) средний свободный пробег  $\lambda_e$  через табличную величину  $\lambda_{e0}$  — средний свободный пробег в газе при 1 мм рт. ст. и 0°С, исходя из соотношения

$$\lambda_e = \frac{\lambda_{e0}}{p_0}, \quad (1-17)$$

где  $p_0$  — давление, приведенное к температуре  $0^\circ\text{C}$ , мы имеем:

$$\bar{v}_e = \frac{e\lambda_{e0}}{m_e c_e} \cdot \frac{E}{p_0}. \quad (1-18)$$

Входящая в правую часть величина  $\frac{E}{p_0}$ , встречающаяся в большом числе зависимостей, характеризующих электрический разряд в газе, пропорциональна, по существу, энергии, накапливаемой электроном на пути среднего свободного пробега, поскольку  $\frac{E}{p_0} = eE\lambda_e$ .

Коэффициент перед  $E$  в (1-16) и (1-18) определяет собой подвижность электронов:

$$b_e = \frac{e\lambda_e}{m_e c_e} = \frac{e\lambda_{e0}}{m_e c_e p_0}. \quad (1-19)$$

Подвижностью называют скорость заряженных частиц, перемещающихся под действием поля при величине напряженности поля, равной единице (в практической системе единиц при  $E = 1$  в/см).

Характерным в (1-16) и (1-19) является зависимость средней скорости направленного движения электронов  $\bar{v}_e$  и подвижности  $b_e$  от средней скорости  $\bar{c}_e$  их беспорядочного движения. В основе этой зависимости лежит то, что среднее время пролета электрона от одного соударения до другого  $t = \frac{\lambda_e}{c_e}$ , влияющее на импульс силы в направлении поля, обратно пропорционально средней скорости беспорядочного движения.

Определим теперь зависимость средней скорости беспорядочного движения от напряженности поля. Вначале найдем эту зависимость при упрощающем предположении, что можно пренебречь потерями энергии электронов на возбуждение и ионизацию. В этом случае вся энергия электрона, получаемая им от поля, тратится на упругие соударения его с атомами газа, что соответствует уравнению

$$eE\bar{v}_e = \frac{m_e \bar{c}_e^2}{2} \alpha \frac{\bar{c}_e}{\lambda_e}, \quad (1-20)$$

где  $\bar{c}_e$  и  $\bar{c}_e$  — среднеквадратичная и среднеарифметическая скорости беспорядочного движения;

- $\alpha$  — доля энергии, теряемая в среднем электроном при каждом упругом его столкновении с атомом и равная на основе (1-2)  $\frac{2m_e}{m}$ .

Левая часть уравнения (1-20) определяет энергию, приобретаемую в среднем одним электроном в единицу времени, а правая часть — энергию, теряемую в среднем одним электроном на упругие столкновения с атомами газа в единицу времени.

Подставляя в (1-20) значение  $\bar{v}_e$  из (1-18) и учитывая, что среднеквадратичная и среднеарифметическая скорости беспорядочного движения  $\bar{c}_e$  и  $\bar{c}_e$  связаны между собой соотношением

$$\bar{c}_e = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \bar{c}_e \approx \bar{c}_e, \quad (1-21)$$

мы получаем:

$$\bar{c}_e^2 \approx \frac{e\lambda_{e0}}{m_e \sqrt{x}} \cdot \frac{E}{p_0}. \quad (1-22)$$

Более удобно интенсивность беспорядочного движения электронов, так же как это принято при характеристике интенсивности теплового движения молекул газа, оценивать по средней энергии перемещающихся частиц, выражая ее температурой  $T_e$ . У заряженных частиц наряду с температурой интенсивность беспорядочного движения принято также оценивать по эквивалентной энергии, приобретенной электроном при его перемещении в поле под действием разности потенциалов  $U_e$  (электрон-вольты или просто вольты).

На основе равенства энергий мы можем для всех трех видов учета интенсивности движения написать двойное равенство:

$$\frac{m_e \bar{c}_e^2}{2} = \frac{3}{2} kT_e = eU_e, \quad (1-23)$$

где  $T_e$  — температура электронного газа (в градусах Кельвина);

$U_e$  — пройденная электроном разность потенциалов в поле до приобретения им средней энергии.

Из (1-23) следует, что значения средней энергии электронов при исчислении  $T_e$  в градусах и  $U_e$  в вольтах связаны соотношением

$$T_e = 7730U_e. \quad (1-24)$$

При исчислении энергии в градусах уравнение (1-22) может быть переписано в таком виде:

$$T_e = \frac{e\lambda_{e0}}{3k \sqrt{x}} \cdot \frac{E}{p_0}. \quad (1-25)$$

При исчислении энергии в электрон-вольтах (или просто в вольтах) мы, после учета физических констант (в практической системе единиц), получаем:

$$U_e = 0,63 \frac{\lambda_{e0}}{\sqrt{\chi}} \cdot \frac{E}{P_0} \quad (1-26)$$

По (1-25) и (1-26) построены на фиг. 1-9, а кривые средней энергии электронов в их беспорядочном движении в газах: Ar, Ne, He и H<sub>2</sub>. В качестве аргумента на оси абсцисс введена величина  $\frac{E}{P_0}$ . Энергию в эквивалентных вольтах дает шкала, построенная слева на оси ординат, а энергию в градусах Кельвина—шкала, построенная справа.

Учет средней энергии электронов по температуре электронного газа, строго говоря, может производиться только в том случае, когда распределение электронов по скоростям подчиняется функции Максвелла. Хотя не во всех случаях движения электронов это имеет место, но в практически интересующих нас видах разряда отступление от функции распределения Максвелла столь невелико, что учет средней скорости (энергии) электронов в составляющей чисто беспорядочного движения можно всегда проводить по температуре электронного газа.

В газовой среде малой плотности температура электронного газа даже в относительно слабых полях намного превосходит температуру газа и окружающих разряд стенок, достигая, как это видно из кривых на фиг. 1-9, нескольких десятков тысяч градусов. Существование в одном объеме газов со столь большой разницей в температурах возможно только благодаря тому, что электроны при упругих столкновениях с атомами газа и стенками отдают им, как это видно из (1-2), только ничтожную долю своей энергии.

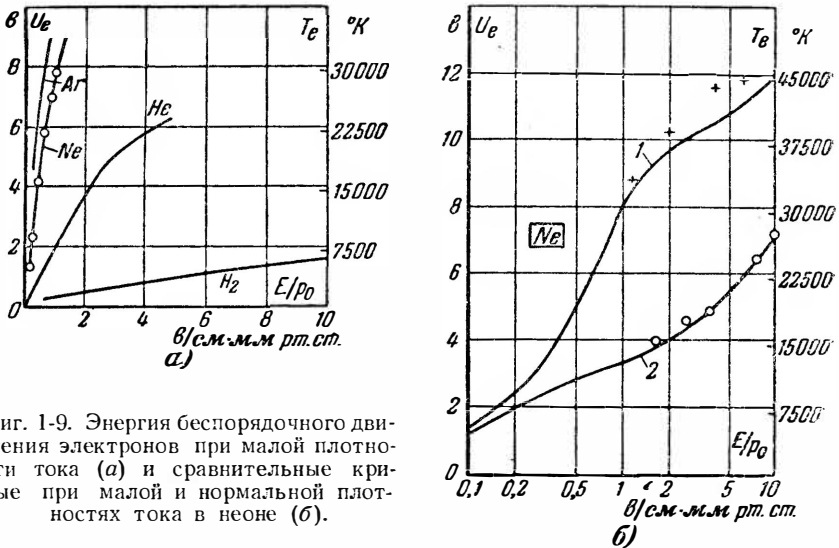
Кроме расчетных величин, на фиг. 1-9, а кружочками нанесены также экспериментальные значения  $T_e$  для Ne, найденные при очень малой плотности тока.

Формулы (1-25) и (1-26) сохраняют свою силу, как показал В. Л. Грановский [Л. 2], и тогда, когда значительная часть энергии из приобретенной электронами в поле тратится на неупругие соударения: возбуждение и ионизацию атомов газа. При этом вместо  $\chi$  нужно подставить суммарную величину потерь:

$$\chi^* = \frac{2m_e}{m} + \frac{Q_{i,s}}{Q_e} \cdot \frac{U_{i,s}}{U_e} - \frac{Q_a}{Q_e} \cdot \frac{U_a}{U_e} \cdot \frac{n_a}{n_e} \quad (1-27)$$

Первый член в правой части равенства учитывает долю энергии, затрачиваемую на упругие соударения (величину  $\chi$ );

второй член — энергию, теряемую электронами при их неупругих соударениях с атомами газа, а третий член — возврат кинетической энергии электронам при их соударениях с возбужденными атомами. Первый дробный множитель во втором слагаемом определяет вероятность неупругих соударений в



Фиг. 1-9. Энергия беспорядочного движения электронов при малой плотности тока (а) и сравнительные кривые при малой и нормальной плотностях тока в неоне (б).

полном числе соударений, а второй множитель — относительную долю энергии, теряемую в среднем при одном неупругом соударении. В последнем члене первая дробь определяет вероятность соударений, при которых возбужденные атомы отдают энергию электронам, второй множитель — отношение возвращаемой энергии к средней энергии электронов, а третья дробь — отношение концентраций возбужденных атомов и электронов.

Заменяя  $\alpha$  в (1-26) на  $\alpha^*$ , получаем:

$$U_e = 0,63 \frac{\lambda_{e0}}{\sqrt{\alpha^*}} \cdot \frac{E}{P_0}. \quad (1-28)$$

Для построения кривой зависимости  $U_e$  от  $\frac{E}{P_0}$  задаются значениями  $U_e$ , по ним вычисляют, пользуясь соответствующими кривыми  $Q$ , значения  $\alpha^*$  и по (1-28) находят соответствующие им значения  $\frac{E}{P_0}$ .

Насколько меняется средняя энергия электронов при переходе от малых плотностей тока к нормальным, показывают экспериментальные кривые 1 и 2 на фиг. 1-9, б, построенные

по результатам измерений, проведенных в неоне Дрюйвестейном и Пеннингем [Л. 14]. Кривая 1 снята при малой плотности тока, а кривая 2 — при нормальной плотности тока.

Вычислив по (1-27) и (1-28) либо найдя по кривым, подобным приведенным на фиг. 1-9, температуру электронного газа, можно на основе (1-23) найти далее среднюю скорость беспорядочного движения  $\bar{c}_e$  и затем по (1-18) и (1-19) — среднюю скорость направленного движения электронов  $\bar{v}_e$  и их подвижность  $b_e$ .

При подстановке в (1-19) физических постоянных и исчислении средней скорости (точнее энергии) беспорядочного движения в эквивалентных вольтах, а подвижности в  $cm^2/v \cdot сек$  выражение (1-19) преобразуется в

$$b_e = 2,75 \cdot 10^7 \frac{\lambda_e}{U_e^{1/2}} = 2,42 \cdot 10^9 \frac{\lambda_{e0}}{\sqrt{T_e p_0}}. \quad (1-29)$$

Скорость направленного движения электронов в этом случае равна:

$$\bar{v}_e = b_e E = 2,75 \cdot 10^7 \frac{E \lambda_e}{U_e^{1/2}} = 2,42 \cdot 10^9 \frac{\lambda_{e0}}{\sqrt{T_e}} \cdot \frac{E}{p_0}. \quad (1-30)$$

Вычисленные по (1-30) скорости направленного движения электронов в неоне в функции от  $\frac{E}{p_0}$  дает пунктирная кривая на фиг. 1-10, а. Сплошные кривые на этой фигуре соответствуют опытным данным измерения скоростей. Сопоставление расчетной и экспериментальной кривых для неона показывает приемлемость формулы (1-30) для приближенных расчетов средней скорости направленного движения. Экспериментально найденные значения средней скорости направленного движения электронов в парах ртути показывает кривая, приведенная на фиг. 1-10, б.

Зная значения  $\bar{v}_e$  и  $b_e$ , можно найти направленный электронный ток:

$$I_{ек} = N_e e \bar{v}_e = N_e e b_e E \quad (1-31)$$

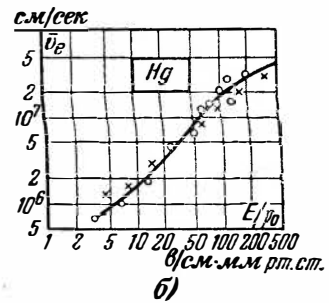
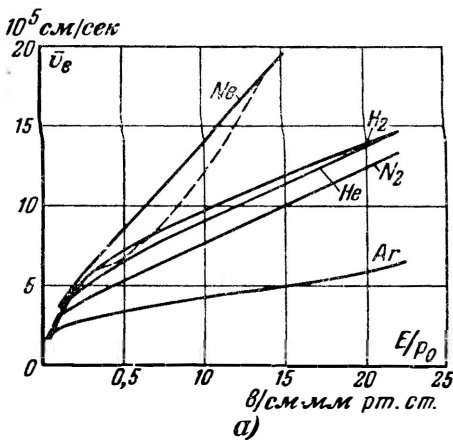
и плотность этого тока в разряде:

$$i_{ек} = n_e e b_e E = 3,8 \cdot 10^{-10} n_e \frac{\lambda_{e0}}{\sqrt{T_e}} \cdot \frac{E}{p_0}, \quad (1-32)$$

где  $N_e$  — число электронов в 1 пог. см разрядного столба;  
 $n_e$  — концентрация электронов в 1  $cm^3$ .

Так как температура электронного газа  $T_e$  пропорциональна, как это видно из предыдущего, величине  $\frac{E}{p_0}$ , то из (1-32) следует, что плотность электронного тока в газе не связана линейной зависимостью с напряженностью поля  $E$ , как в законе Ома для металлических проводников. Здесь эта зависимость сложнее.

Перейдем теперь к выяснению закономерностей перемещения ионов в электрическом разряде в газе. Ионы как частицы более тяжелые приобретают меньшие скорости в поле, и число



Фиг. 1-10. Скорости направленного движения электронов в зависимости от отношения напряженности поля к давлению газа.

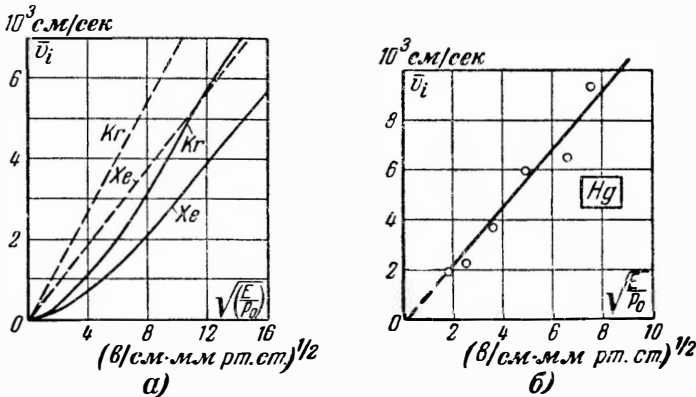
столкновений их между собой значительно меньше. Поэтому среди ионов не успевает установиться полностью максвелловское распределение скоростей, и понятие температуры для характеристики беспорядочного движения здесь, строго говоря, неприменимо. Тем не менее для облегчения расчетов нередко приближенно считают, что беспорядочное движение ионов также определяется температурой, но в формулу связи между скоростью и температурой вносится, как это ниже будет показано, поправочный коэффициент. В связи с частым обменом энергиями ионов с атомами газа благодаря перезарядке температуру ионного газа  $T_i$  при давлении в газе, превышающем десятые доли миллиметра ртутного столба, нередко принимают равной температуре нейтрального газа. При меньших давлениях газа (измеряемых микронами ртутного столба)  $T_i$  может иметь и более высокие значения.

Средняя скорость направленного движения ионов может быть так же, как показал Л. А. Сена [Л. 4], приближенно подсчитана, исходя из предположения, что при перезарядке ион почти полностью теряет свою скорость, накопленную им

между очередными перезарядками на пути  $\lambda_i$ . При таком условии максимум энергии (скорости) иона в конце пробега соответствует равенству:

$$eE\lambda_i = \frac{m_i v_{i \text{ макс}}^2}{2}. \quad (1-33)$$

Левая часть в (1-33) определяет энергию, сообщаемую полем иону на пути свободного пробега, а правая часть — кинетическую энергию, накопленную при этом ионом.



Фиг. 1-11. Скорости направленного движения ионов в зависимости от отношения напряженности поля к давлению газа.

Среднюю скорость иона на пути между двумя перезарядками принимают равной половине от максимальной. Тогда

$$\bar{v}_i = \frac{v_{i \text{ макс}}}{2} = \sqrt{\frac{e\lambda_i E}{2m_i}}. \quad (1-34)$$

Заменяя в (1-34) средний свободный пробег  $\lambda_i$  через обратную ему величину — эффективное сечение перезарядки  $Q_n$ , для которой при 1 мм рт. ст. известна зависимость (1-12), и записывая массу иона  $m_i$  через массу атома водорода  $m_H = 1,673 \cdot 10^{-24}$  г и атомный вес газа  $\mu$  ( $m_i = \mu m_H$ ), мы после введения практической системы единиц находим:

$$\bar{v}_i = 4,5 \cdot 10^3 \frac{U_i}{\sqrt{\mu}} \left( \frac{E}{p_0} \right)^{1/2} \left[ \frac{\text{см}}{\text{сек}} \right]. \quad (1-35)$$

Подсчитанные для двух газов (криптона и ксенона) средние скорости направленного движения ионов в зависимости от  $\frac{E}{p_0}$  даны пунктирными кривыми на фиг. 1-11, а. Эти кривые не

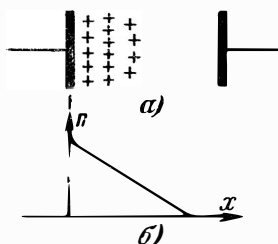


намного отличаются от сплошных кривых, полученных опытным путем Кингдоном и Лаутоном [Л. 41]. Измеренные С. Э. Фришем и Ю. И. Каганом [Л. 19] средние скорости направленного движения ионов в парах ртути соответствуют точкам на фиг. 1-11, б, а кривая на этой же фигуре построена по расчетным данным В. Л. Грановского [Л. 2].

Зная скорость направленного движения ионов, мы можем на основании (1-35) определить и подвижность ионов:

$$b_i = \frac{v_i}{E} \approx 4,5 \cdot 10^3 \frac{U_i}{\sqrt{\mu \rho_0 E}}. \quad (1-36)$$

Установив закономерности движения зарядов под действием поля, перейдем теперь к выяснению характера и интенсивности движения зарядов, происходящего при выравнивании концентрации зарядов в объеме разрядного промежутка. Последнее



Фиг. 1-12. Диаграмма изменения концентрации зарядов одного знака в процессе диффузии.

характеризуется тем, что заряды переходят от мест больших концентраций к местам меньших концентраций. Если свободный пробег в газе заметно меньше радиуса трубки, то заряды перемещаются в условиях непрерывного столкновения их с частицами газа, в связи с чем движение носит характер диффузионного. Число избыточных зарядов, перемещающихся через  $1 \text{ см}^2$  сечения потока в 1 сек. от мест больших концентраций к местам меньших концентраций при градиенте концентрации, равном единице, определяет собой коэффициент диффузии  $D$ .

Для вычисления  $D$  рассмотрим разрядный промежуток с неравномерной, но с линейно изменяющейся концентрацией зарядов (фиг. 1-12). Избыточный поток зарядов (разница между прямым и обратным потоками), проходящий через нормальную к градиенту концентраций площадку в  $1 \text{ см}^2$  в единицу времени в направлении от больших концентраций к меньшим, равен [Л. 8]:

$$v_0 n = -\frac{\bar{\lambda} c}{3} \cdot \frac{dn}{dx}, \quad (1-37)$$

где  $v_0$  — средняя скорость диффузионного движения зарядов;  
 $\bar{\lambda}$  — средний свободный пробег рассматриваемых зарядов в газе;

$\frac{dn}{dx}$  — градиент концентрации ( $n$  — число зарядов в  $1 \text{ см}^3$ ).

Множитель, стоящий перед градиентом концентрации, называется коэффициентом диффузии:

$$D = \frac{\lambda \bar{c}}{3} \left[ \frac{сМ^2}{сек} \right]. \quad (1-38)$$

Введение его в (1-37) приводит к уравнению диффузии:

$$v_0 n = -D \frac{dn}{dx}, \quad (1-39)$$

что дает:

$$v_0 = -\frac{D}{n} \cdot \frac{dn}{dx}. \quad (1-40)$$

Совместное решение (1-38), (1-19) и (1-23) позволяет установить общую формулу связи между коэффициентом диффузии и подвижностью:

$$D = b \frac{k}{e} T. \quad (1-41)$$

Соотношение (1-41) одинаково применимо (при максвелловском распределении скоростей) как для электронов, когда  $D$ ,  $b$  и  $T$  пишутся с индексом  $e$ ):

$$D_e = b_e \frac{k}{e} T_e, \quad (1-42)$$

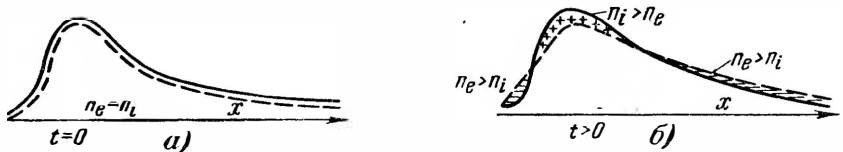
так и для ионов, для которых при малой интенсивности перезарядки вместо (1-36) действительно (1-19) с заменой индекса  $e$  на  $i$ :

$$D_i = b_i \frac{k}{e} T_i. \quad (1-43)$$

Записанные коэффициенты  $D_e$  и  $D_i$  характеризуют диффузионное движение в случае, когда в рассматриваемом газовом промежутке (в отсутствии внешнего поля) имеются заряды только одного знака: электроны либо ионы (однополярная диффузия). Чаще, однако, мы встречаемся с диффузионным движением зарядов обоих знаков, называемым двуполярной диффузией.

Такое движение схематически показано на фиг. 1-13, *a* и *б*. Сплошная кривая на фиг. 1-13, *a* характеризует начальное распределение концентраций ионов, а пунктирная — такое же начальное распределение концентрации электронов. В силу неравномерного распределения концентрации зарядов в объеме начинается диффузионное движение электронов и ионов от больших концентраций к меньшим. Электроны, как частицы более подвижные, стремятся уйти первыми, но при этом между ними и ионами появляется электрическое поле, замедляющее движение электронов и ускоряющее движение ионов. В результате заряды обоих знаков движутся вместе (фиг. 1-13, *б*) и устанавли-

вается общая результирующая скорость, зависящая, как было показано Шоттки [Л. 8], не только от градиента концентраций, но и от подвижностей электронов и ионов.



Фиг. 1-13. Диаграмма двуполярной диффузии зарядов.

Результирующая скорость и определяющий ее коэффициент двуполярной диффузии  $D_a$  могут быть найдены из совместного решения уравнений, в отдельности определяющих движение электронов и ионов:

$$\bar{v}_{e\partial} = -D_e \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} - b_e E; \quad (1-44)$$

$$\bar{v}_{i\partial} = -D_i \frac{1}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx} + b_i E. \quad (1-45)$$

Первые слагаемые в правых частях уравнений дают составляющие скорости, возникающие под действием униполярной диффузии, а вторые слагаемые определяют составляющие скорости направленного движения, возникающего под действием внутреннего поля с напряженностью  $E$ . Для электронов эта составляющая скорости имеет отрицательный знак, поскольку они тормозятся полем, а для ионов — положительный знак, поскольку они ускоряются внутренним полем.

Учитывая примерное равенство концентраций электронов и ионов

$$n_e \approx n_i \approx n \quad (1-46)$$

и одинаковую результирующую их скорость

$$\bar{v}_{e\partial} = \bar{v}_{i\partial} = \bar{v}_a, \quad (1-47)$$

мы при совместном решении (1-44) и (1-45) находим:

$$\bar{v}_a = -\frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}. \quad (1-48)$$

Сопоставляя (1-48) с (1-40), мы видим, что первый множитель в правой части аналогичен  $D$  и может быть назван коэффициентом двуполярной диффузии:

$$D_a = \frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i}. \quad (1-49)$$

Приняв во внимание, что  $b_e \gg b_i$ , и имея в виду (1-42) и (1-43), мы можем найти более простое выражение для  $D_a$ , а именно:

$$D_a = b_i \left( \frac{kT_e}{e} + \frac{kT_i}{e} \right) = \frac{b_i k}{e} (T_e + T_i). \tag{1-50}$$

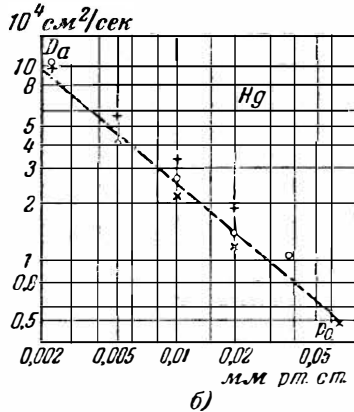
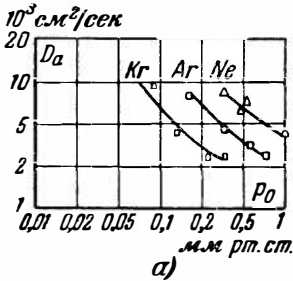
В тех случаях, когда

$$T_i \ll T_e, \tag{1-51}$$

слагаемым  $T_i$  в (1-50) при вычислении  $D_a$  можно пренебречь и тогда:

$$D_a = b_i \frac{k}{e} T_e. \tag{1-52}$$

Сопоставляя (1-52) с (1-42) и (1-43), мы видим, что коэффициент двуполярной диффузии  $D_a$  во столько раз меньше коэффициента однополярной диффузии электронов  $D_e$ , во сколько  $b_i$



Фиг. 1-14. Зависимость коэффициента двуполярной диффузии от давления.

меньше, чем  $b_e$ , и  $D_a$  во столько раз больше коэффициента однополярной диффузии ионов  $D_i$ , во сколько  $T_e$  больше, чем  $T_i$ .

Найденные по результатам измерений, проведенных В. Кондратьевым и С. И. Ардоновой в инертных газах и В. Л. Грановским в парах ртути [Л. 2], коэффициенты двуполярной диффузии представлены кривыми на фиг. 1-14, а и б.

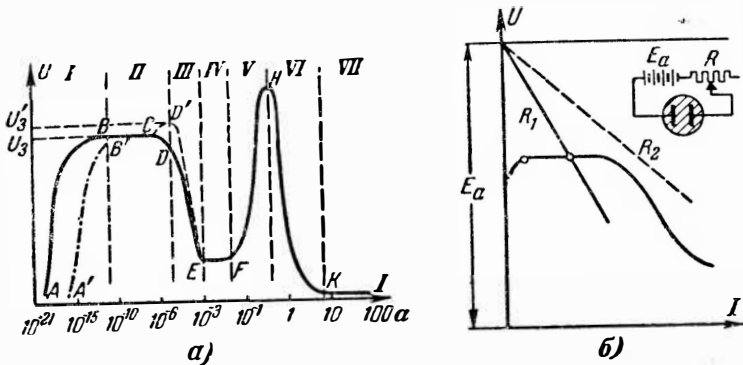
#### 1-4. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Ознакомившись с отдельными процессами, которые имеют место в электрическом разряде в газе, мы перейдем сейчас к рассмотрению разряда в целом. Это рассмотрение мы начнем

с установления зависимости между током и напряжением, график которой получил название полной вольтамперной характеристики самостоятельного разряда. Ее можно получить экспериментально, если ток в приборе (фактически в серии однотипных приборов, отличающихся между собой размерами электродов) постепенно повышать от очень малых до очень больших его значений.

Такая вольтамперная характеристика представлена на фиг. 1-15.

Участки на приведенной характеристике, определяющие различные виды разряда, отделены между собой вертикальными пунктирными линиями.



Фиг. 1-15. Полная вольтамперная характеристика разряда (а) и сопряжение ее начального участка с линией нагрузки (б).

Область, отмеченная цифрой I, относится к несамостоятельному разряду. Первичные электроны, участвующие в токе, создаются при несамостоятельном разряде внешним ионизатором (в роли которого выступают космические и радиоактивные излучения, а при активированном катоде — и видимый свет). Разряд потому и называют несамостоятельным, что с прекращением действия внешнего ионизатора ток либо вовсе прекращается, либо падает до незначительной, не поддающейся подчас измерению величины. Диапазон токов несамостоятельного разряда лежит, как это видно из характеристики, в границах  $10^{-20}$ — $10^{-12}$  a в зависимости от степени активировки катода. Напряжение здесь резко повышается с ростом тока. В области I показаны две ветви кривой. Ветвь AB, нанесенная в виде сплошной линии, относится к чисто металлическому катоду и отсутствию интенсивной ионизации в объеме от внешнего ионизатора, а ветвь A'B', проведенная пунктиром, относится к активированному катоду, покрытому пленкой щелочноземельного металла (что повышает интенсивность эмиссии),

либо к прибору с разрядным промежутком, интенсивно облучаемым коротковолновым светом, фотоны которого могут ионизировать атомы газа непосредственно в разрядном промежутке.

С переходом за точку  $B$  характеристики разряд становится самостоятельным. Первая стадия самостоятельного разряда (область  $II$ ), соответствующая участку  $BC$  (имеющему небольшой спад вправо), носит название темного либо тихого разряда. Первое название, более распространенное, указывает, что свечение газа при этом виде разряда очень слабо. Темному разряду соответствует диапазон токов, лежащий примерно в границах от  $10^{-10}$  до  $10^{-7}$  а.

В связи с наклоном пологого участка  $BC$  характеристики и следующего за ним круто падающего участка  $CE$  (переходная область  $III$ ) темный разряд не является устойчивым, если в цепь прибора (фиг. 1-15,б) не введено большое сопротивление, способное стабилизировать этот вид разряда. Так, разряд стабилизируется на участке темного разряда, когда сопротивление равно  $R_1$ , и не стабилизируется на этом участке при сопротивлении  $R_2$ .

Вполне устойчивой форме самостоятельного разряда соответствует тлеющий разряд. Стадии так называемого нормального тлеющего разряда отвечает горизонтальный участок  $EF$  (область  $IV$ ). Протяженность этого участка по току зависит от полезной площади катода. Слева расположен переходный участок от темного разряда к тлеющему. Переходный участок начинается от точки  $C$  в области  $II$  и идет через точку  $D$  к точке  $E$  в области  $III$ . При ограниченной по длине либо по диаметру протяженности разрядного промежутка напряжение на начальной части переходного участка может меняться не по сплошной кривой  $CD$ , а по пунктирной  $CD'$ . Высшая точка в области  $II$  характеристики ( $B$  либо  $D'$ ) носит название напряжения зажигания тлеющего разряда. Вправо от участка нормального тлеющего разряда расположен участок  $FH$ , относящийся к так называемому аномальному тлеющему разряду (область  $V$ ).

Наиболее часто встречающемуся виду самостоятельного разряда — дуговому — соответствует низко расположенный почти горизонтальный участок характеристики справа от точки  $K$  (область  $VII$ ).

От тлеющего разряда дуговой отличается, как уже говорилось в § 1-1, значительно большими плотностями тока на катоде и меньшим падением напряжения между электродами. В то время как падение напряжения в приборах нормального тлеющего разряда при токах, не превышающих десятков миллиампер, примерно равно сотне вольт, в приборах дугового разряда при токах, достигающих десятков сотен и даже тысяч

ампер, напряжение на электродах не превышает обычно двух-трех десятков вольт.

Участок  $HK$  (область  $VI$ ) является переходным от аномального тлеющего разряда к дуговому, а ордината точки  $H$  определяет собой напряжение зажигания самостоятельного дугового разряда. В зависимости от типа катода и состояния его поверхности, а также от состава и давления газа максимум напряжения при аномальном тлеющем разряде лежит в границах от сотен до десятков тысяч вольт. Обычно точка  $H$  лежит выше, чем точка  $B$  либо  $D'$ , но в приборах с малой поверхностью катода и малой работой выхода электронов  $H$  может оказаться и ниже потенциала зажигания тлеющего разряда.

При превышении напряжением питания прибора  $E_a$  ординаты, соответствующей  $H$ , разряд переходит в дуговой, если ток во внешней цепи не ограничен большим сопротивлением.

При наличии в разрядном промежутке остаточных зарядов от ранее горевшей дуги зажигание дугового разряда может произойти и при значительно меньших напряжениях. В этом случае самостоятельный дуговой разряд развивается непосредственно из несамостоятельной формы разряда.

### 1-5. ПРОЦЕСС ВОЗНИКНОВЕНИЯ (ЗАЖИГАНИЯ) САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА И ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ

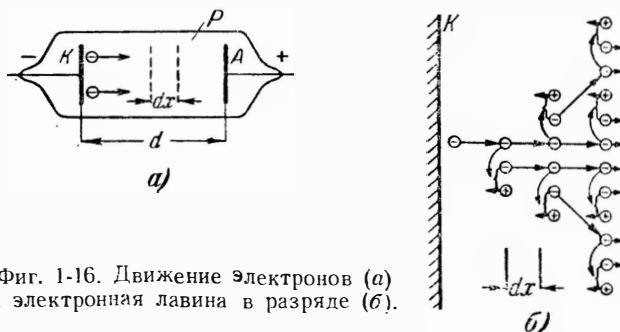
Условия возникновения (зажигания) разряда зависят от рода газа и типа катода, применяемого в приборе. Здесь мы ограничимся рассмотрением условий зажигания тихого разряда и перехода его в тлеющий. Такой вид разряда является нормальным для проводящей части периода в приборах тлеющего разряда. Он может также возникнуть в непроводящую часть периода в ионных вентилях других типов в качестве переходной стадии к дуговому разряду, возникновение которого нарушает вентильные свойства прибора (обратное зажигание).

Рассмотрение процесса возникновения разряда мы будем вести применительно к прибору с плоскими электродами (фиг. 1-16,а) с расстоянием между ними  $d$  и при давлении газа  $p$ . Прибор присоединен анодом к положительному полюсу источника напряжения, а катодом—к отрицательному его полюсу.

До наложения напряжения на электроды прибора в разрядном промежутке его под действием космических и радиоактивных излучений имеет место некоторая (обычно весьма слабая) ионизация, в результате которой в каждом кубическом сантиметре возникает несколько ионов и свободных электронов. Через некоторое время после их образования электроны и ионы вновь соединяются (рекомбинируют) в нейтральные атомы в объеме газа либо на стенках прибора, куда в процессе диф-

фузионного движения попадают вначале электроны, а затем и ионы, а вместо исчезающих появляются новые заряды.

Если катод прибора активирован, то дополнительно к зарядам, возникающим в объеме, катод эммитирует заметное число электронов с поверхности под действием фотонов падающего на него видимого и невидимого света (фотоэмиссия). Электроны, покидающие катод в силу фотоэмиссии, создают возле него электронное облако. При установившемся режиме и незамкнутой внешней цепи в облако из катода попадает столько же электронов, сколько из него уходит обратно к катоду под действием отталкивающих сил отрицательного заряда облака.



Фиг. 1-16. Движение электронов (а) и электронная лавина в разряде (б).

С появлением напряжения на электродах, т. е. с момента появления электрического поля внутри прибора, положение изменяется: электроны из облака, а также электроны, возникающие в процессе ионизации атомов газа в объеме, ускоренно перемещаются к положительному аноду, а ионы, возникающие в процессе ионизации, перемещаются к катоду. Пока напряжение на приборе мало, перемещение начальных зарядов вызывает ничтожно малые токи, как это можно видеть по их значениям, соответствующим началу вольтамперной характеристики на фиг. 1-15. По мере роста напряжения ток начинает расти за счет появляющихся в разрядном промежутке (наряду с процессами возбуждения) процессов ионизации соударением.

Вторичные электроны, возникающие в результате такой ионизации, усиливают поток первичных электронов, и общий электронный поток, а следовательно, и ток к аноду возрастает лавинообразно, как это схематически показано на фиг. 1-16, б. Одновременно растет и ионный поток, т. е. ток к катоду. Общий ток в приборе суммируется из электронной и ионной составляющих, поскольку заряды разных знаков движутся во встречных направлениях.

Хотя в этой сумме составляющая ионного тока относительно невелика в силу того, что ионы движутся более мед-



ленно, из-за их относительно больших масс и имеющих место процессов перезарядки, тем не менее роль ионов в развитии разряда весьма велика. Они не только компенсируют объемный заряд электронов, облегчая тем самым их движение через разрядный промежуток, но и являются теми основными агентами, которые вызывают выход (эмиссию) электронов из катода. Чем больше ионов приходит к катоду и чем выше их скорость, тем на большую величину возрастает поток электронов с катода.

Увеличение эмиссии с катода в силу ионной бомбардировки ведет к тому, что каждая следующая лавина электронов до установления режима оказывается больше предыдущей. Режим устанавливается после прохождения через промежуток  $n$  лавин.

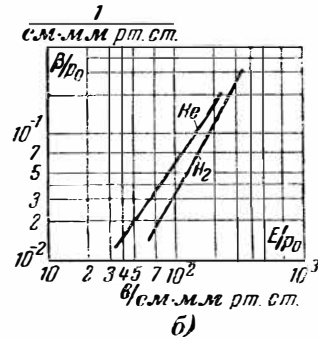
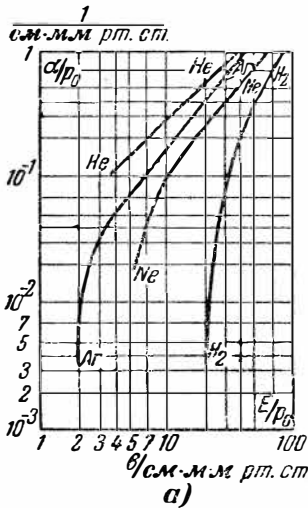
Какое значение приобретает установившийся ток и какому виду разряда он соответствует: 1) несамостоятельному (характеризуемому круто поднимающимся участком вольтамперной характеристики  $AB$  либо  $A'B'$  на фиг. 1-15) или 2) самостоятельному темному разряду (характеризуемому участком  $BC$  на вольтамперной характеристике) зависит от того, какую прибавку в электронном токе получает каждая последующая лавина по сравнению с предыдущей. Если относительная прибавка в токе составляет величину, меньшую единицы, то установившееся значение тока, получающееся от суммирования  $n$  лавин, как суммы убывающей геометрической прогрессии, является величиной конечной, т. е. разряд остается несамостоятельным темным. Если же относительная прибавка оказывается величиной, равной либо большей единицы, и ток не ограничен сопротивлением внешней цепи, то теоретически ток может расти до бесконечности. (Практически ток всегда ограничен внешними либо внутренними сопротивлениями.) Разряд становится самостоятельным — темным, тлеющим или дуговым в зависимости от напряжения питания  $E_a$  и ограничивающего сопротивления  $R$ .

Так как напряжение горения темного разряда является одновременно напряжением зажигания тлеющего разряда (в том случае, когда длина разрядного промежутка и его сечение не очень малы), то для того, чтобы найти потенциал зажигания тлеющего разряда  $U_z$ , достаточно рассмотреть закономерности, определяющие переход к самостоятельной стадии темного разряда. Эти закономерности определяются интенсивностью ионизации газа электронами, с одной стороны, и эмиссионными свойствами катода при бомбардировке его ионами, — с другой.

При рассмотрении процессов ионизации газа электронами (§ 1-2) мы видели, что интенсивность ионизации, определяемая эффективным сечением  $Q_{ei}$  (т. е. числом ионизаций, производимых электроном на 1 см его пути), зависит от скорости

электронов, а следовательно и от напряженности электрического поля  $E$  или, точнее, от обобщенной величины  $E\lambda_0 \equiv \frac{E}{p_0}$ .

Число актов ионизации, производимых в среднем одним электроном на 1 см длины разрядного промежутка, принято обозначать через  $\alpha$ .



Фиг. 1-17. Относительные коэффициенты ионизации  $\alpha$  и  $\beta$  в функции отношения напряженности поля к давлению газа.

Экспериментально найденные Таунсендом [Л. 8] значения  $\alpha$  для различных интересующих нас газов и паров ртути дают кривые на фиг. 1-17, а. Для того чтобы этими кривыми можно было воспользоваться при любых давлениях и температурах газа, шкалы на осях координат даны в относительных величинах.

Приведенные экспериментальные кривые аппроксимируются следующим уравнением Таунсенда [Л. 8]:

$$\frac{\alpha}{p_0} = A e^{-\frac{B p_0}{E}} = Q_{ei0} e^{-\frac{C_{ei0} U_i}{E/p_0}}, \quad (1-53)$$

где  $A = Q_{ei0}$  и  $B = C_{ei0} U_i$  — постоянные, значения которых для интересующих нас газов приведены в табл. 1-4.

Ионизацию атомов газа могут вызывать и ионы, если только скорость их достаточно велика. Интенсивность такой ионизации, характеризуемая коэффициентом  $\beta$ , определяется для двух газов кривыми на фиг. 1-17, б.

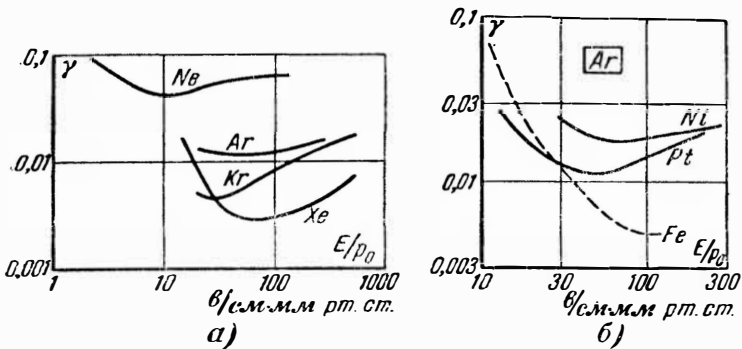
По интенсивности ионизации, соответствующей примерно одной и той же напряженности поля, на фиг. 1-17, а и 1-17, б можно видеть, что интенсивность ионизации газа ионами при одинаковой напряженности поля много меньше, чем электро-

Таблица 1-4  
Значения коэффициентов  $A$  и  $B$  в (1-53)

Газ	$A,$	$B,$	Область применимости по напряженности поля, $кв/см$
	$\frac{1}{см \cdot мм \text{ рт. ст.}}$	$\frac{в}{см \cdot мм \text{ рт. ст.}}$	
He	2,9	39	25—200
Ne	13,2	245	100—600
Ar	13,6	235	100—600
Kr	5,1	132	300—1 000

нами, а потому при анализе процессов развития разряда в разреженном газе влиянием ионов на ход ионизации можно пренебречь.

Выход электронов из катода оценивают коэффициентом  $\gamma$ , определяющим среднее число электронов, приходящихся на один ион. Строго говоря, коэффициент  $\gamma$  учитывает электроны,



Фиг. 1-18. Коэффициент эмиссии катода  $\gamma$  в функции отношения напряженности поля к давлению газа.

выходящие из катода, под действием не только ионов, но и других частиц — фотонов и метастабильных атомов, приходящих из разряда, поэтому эмиссия электронов из катода под действием всех частиц, возникающих в самом разряде, получила название  $\gamma$ -процесса.

Численные значения  $\gamma$  в функции от  $\frac{E}{p_0}$  при катоде из меди и при разных заполняющих прибор газе дают кривые на фиг. 1-18, а. Ту же величину при разных типах катодов и заполнении прибора аргоном дают кривые на фиг. 1-18, б.

В табл. 1-5 приведены для некоторых типов катодов и разных газов значения  $\gamma$ , соответствующие  $\frac{E}{p_0} \approx 10 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$

Дробное значение величины  $\gamma$  означает, что число ионов, которое необходимо, чтобы вызвать выход из катода одного электрона, превышает единицу. У активированных катодов значения  $\gamma$  намного больше, чем у чисто металлических.

Численные значения  $\gamma$ , даваемые кривыми и приведенные в табл. 1-5, надо рассматривать как ориентировочные, так как в большой степени  $\gamma$  зависит от тщательности очистки поверхности катода, его обезгаживания, а также от чистоты состава газа при измерениях.

Установив значения величин, влияющих на процесс развития разряда, мы можем перейти сейчас к установлению количественной зависимости между током и напряжением в процессе возникновения разряда.

Если бы все электроны, входящие из катода, участвовали в ионизации, то поток электронов, начинающий свое движение у катода, после первой ионизации увеличился бы вдвое, после второй—вчетверо и т. д. В действительности же не все электроны участвуют в ионизации, и, кроме того, заметная часть зарядов (электронов и ионов) уходит из объема к стенкам, где они и рекомбинируют. Это уменьшает результирующие потоки электронов к аноду и ионов к катоду. В связи с этим картина нарастания электронной лавины, схематически показанная на фиг. 1-16, б, является в значительной мере идеализированной.

Рассматривая вначале процесс применительно к такой идеализированной схеме развития лавин, мы можем записать, что поток из  $n_e$  электронов при данной величине  $\alpha$  увеличивается на элементе пути  $dx$  (фиг. 1-16) на величину:

$$dn_e = n_e \alpha dx. \quad (1-54)$$

Пройдя весь путь от катода к аноду, обозначаемый нами через  $d$ , поток электронов увеличивается до:

$$n_{ea} = n_{e0} e^{\int_0^d \alpha dx}, \quad (1-55)$$

где  $n_{e0}$  — число электронов, уходящих из участка вблизи катода.

В том случае, когда поле в приборе однородно, т. е. когда напряженность  $E$  одинакова на всей длине промежутка,  $\alpha$  яв-

Таблица 1-5

Значения  $\gamma$  (отнесенные к одному иону) при  $\frac{E}{p_0} = 10$  в/см·мм рт. ст.

Металл катода	Газ			
	He	Ne	Ar	Kr
Fe	0,015	0,022	0,058	0,061
Pt	0,01	0,23	0,03	0,02
Ni	0,025	0,031	0,058	0,053

ляется постоянной величиной и (1-55) может быть заменено более простым выражением:

$$n_{ea} = n_{e0} e^{ad}. \quad (1-56)$$

Проходя разрядный промежуток, первая лавина электронов создает в междуэлектродном промежутке ионы, участвующие в первой (возвратной) лавине ионов. Число таких ионов на  $n_{e0}$  меньше числа электронов, т. е.

$$n_i = n_{e0} (e^{ad} - 1). \quad (1-57)$$

В предположении, что первая ионная лавина целиком доходит до катода и участвует (вместе с фотонами и метастабильными атомами) в  $\gamma$ -процессе, увеличение эмиссии из катода, обусловленное этой лавиной, определится из равенства:

$$\Delta n_e = n_{e0} \gamma (e^{ad} - 1) = n_{e0} M. \quad (1-58)$$

Множитель

$$M = \gamma (e^{ad} - 1) \quad (1-59)$$

показывает, в какой мере электронный поток, покидающий катод, усиливается от лавины к лавине, в связи с чем он может быть назван коэффициентом ионизационного нарастания.

Суммарное число электронов, выходящих из катода при второй лавине, равно:

$$n_{e2k} = n_{e0} + n_{e0} \gamma (e^{ad} - 1) = n_{e0} (1 + M). \quad (1-60)$$

Число электронов, доходящих до анода во второй лавине,

$$n_{e2a} = n_{e0} e^{ad} (1 + M). \quad (1-61)$$

Число электронов, выходящих из катода при  $n$ -ной лавине, в соответствии с переходом от (1-56) к (1-61) определяется из равенства

$$n_{enk} = n_{e0} (1 + M + M^2 + \dots + M^{n-1}), \quad (1-62)$$

а число электронов, доходящих до анода при  $n$ -ной лавине, равно:

$$n_{ena} = n_{e0} e^{ad} (1 + M + M^2 + \dots + M^{n-1}). \quad (1-63)$$

При записи (1-62) и (1-63) через сумму ряда получаем:

$$n_{enk} = n_{e0} \frac{M^n - 1}{M - 1} \quad (1-64)$$

и

$$n_{ena} = n_{e0} e^{ad} \frac{M^n - 1}{M - 1}. \quad (1-65)$$

В зависимости от численных значений  $\alpha$  и  $\gamma$  (при заданном расстоянии между электродами  $d$ ) коэффициент усиления лавин  $M$  может быть меньше, равен или больше единицы.

При малых значениях  $\alpha$ , соответствующих малой напряженности поля  $E$  (малому напряжению на электродах прибора  $U$ ), и малых значениях  $\gamma$  коэффициент ионизационного нарастания  $M$  обычно несколько меньше единицы и  $M^n = 0$ . Тогда

$$n_{ena} = n_{e0} \frac{e^{\alpha d}}{1 - M} = n_{e0} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (1-66)$$

В пересчете на ток это дает:

$$I_\alpha = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}, \quad (1-67)$$

где  $I_0$  — начальное значение электронного тока, возникающего под действием внешнего ионизатора.

Из последнего уравнения видно, что ток в приборе делается независимым от  $I_0$  (т. е. от внешнего ионизатора) тогда, когда с ростом напряжения  $U$  на электродах значение  $\alpha$  возрастает настолько, что  $M$  становится равным единице.

Напряжение, этому соответствующее, есть напряжение зажигания тлеющего разряда  $U_z$  (фиг. 1-15).

Уменьшение напряжения на приборе на переходном участке от темного разряда к тлеющему вызвано тем, что с ростом тока число ионизаций в непосредственной близости от катода возрастает настолько, что исчезает потребность в интенсивной ионизации атомов газа в остальной части разрядного промежутка.

Расчетную формулу для напряжения (потенциала) зажигания  $U_z$  можно получить, если в уравнение

$$M = \gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1-68)$$

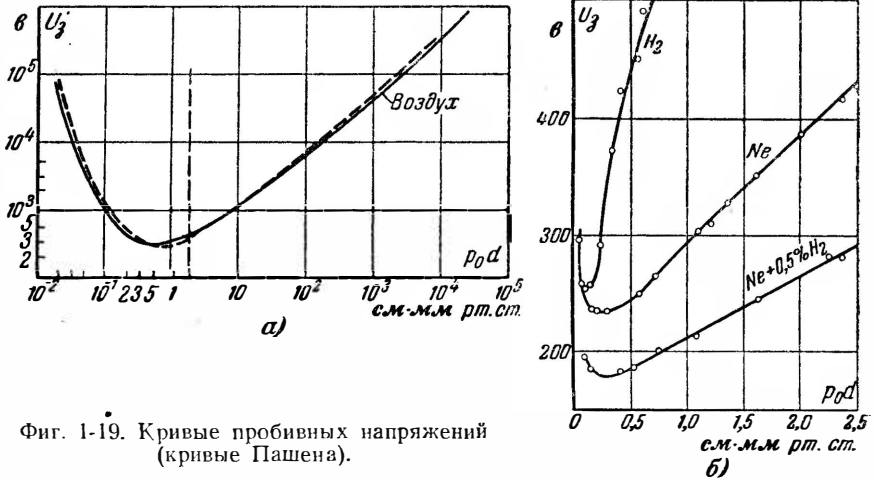
вместо  $\alpha$  подставить из (1-53) ее зависимость от напряженности поля, а напряженность поля, в свою очередь, заменить частным от деления  $U_z$  на  $d$  (полагая, что до момента, предшествующего зажиганию разряда, поле в приборе однородно). Это дает:

$$U_z = B \frac{p_0 d}{\ln \frac{1}{1 - \frac{1}{\gamma}}}. \quad (1-69)$$

Характерным в найденной зависимости является равноправность вхождения в правую ее часть величин  $p_0$  и  $d$ . Это говорит о том, что к потенциалу зажигания  $U_z$  может быть при-

менен принцип подобия, опирающийся в данном случае на равноправность величин  $p_0$  и  $d$ .

Построение по найденной расчетной формуле значений  $U_3$  в зависимости от  $p_0 d$  приводит к пунктирной кривой, нанесенной на фиг. 1-19,а, носящей название кривой пробивных напряжений (кривая Пашена). Приведенная кривая определяет



Фиг. 1-19. Кривые пробивных напряжений (кривые Пашена).

пробивные напряжения в воздухе, но такую же форму имеют кривые и для других газов, как это видно из фиг. 1-19,б. Сопоставление расчетной (пунктирной) характеристики с опытной (проведенной сплошной линией) на фиг. 1-19,а показывает приемлемость расчетной формулы (1-69) при трубках достаточно большого диаметра, когда еще мало сказывается влияние стенок прибора.

Типичным в кривых пробивных напряжений, характеризующих возникновение самостоятельного разряда, является наличие в них минимума, разделяющего кривую на две ветви: а) левую, определяющую возникновение разряда при малых давлениях (высоком вакууме) и малых расстояниях между электродами  $d$ , и б) правую ветвь, характеризующую возникновение разряда при больших давлениях и больших расстояниях между электродами.

Левые ветви кривых пробивных напряжений в инертных газах, водороде и ртутных парах при электродах из чистого никеля, полученные разными авторами, приведены на фиг. 1-20.

В тех типах устройств, где нагрузочные сопротивления невелики, возникновение тлеющего разряда сопровождается переходом в дуговой. Для непроводящей части периода это означает нарушение вентильных свойств прибора — обратное

зажигание. Для того чтобы избежать пробоя и развития дуги в непроводящую часть периода в приборах с низким давлением газа, давление и расстояние между электродами выбирают так, чтобы значение  $pd$  было меньше того, которое соответствует напряжению пробоя  $[pd \leq (p_0 d)_{\text{мин}}]$ .

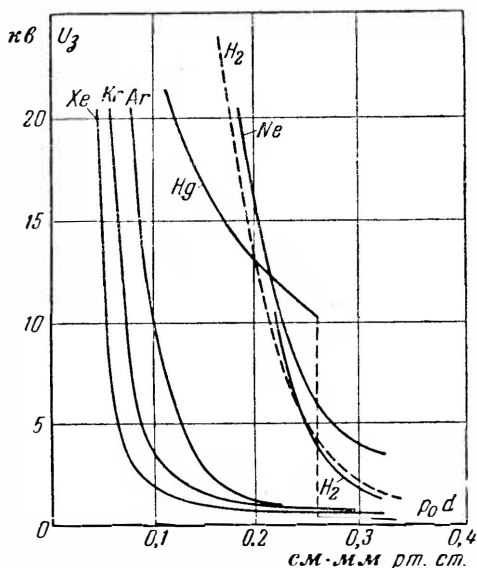
Минимально допустимое расстояние между электродами в высоковольтных приборах ограничено максимальными значениями напряженности поля, при которых развиваются заметные токи от электростатической (автоэлектронной) эмиссии. Поэтому малые значения  $pd$  достигаются главным образом путем уменьшения давления газа либо пара в приборе.

Малые значения  $pd$  при изготовлении запаянных приборов значительно легче получить в парах ртути, чем в газе, так как в этом случае нет опасности постепенного обедне-

ния внутреннего объема прибора молекулами в силу частичного поглощения их стенками, поскольку испарение ртути восполняет такую убыль пара. В газонаполненных же приборах количество газа является вполне определенным и его поглощение стенками может привести в процессе работы прибора к такому уменьшению плотности газа, при котором нарушается режим работы прибора в проводящую часть периода. Для того чтобы обеспечить достаточно длительный срок службы приборов, начальное давление газа в газонаполненных приборах приходится выбирать большим (почти на порядки величины), чем это допускают ртутные приборы. Этим объясняется то, что приборы на высокие напряжения строятся главным образом с ртутным наполнением.

#### 1-6. ПРОЦЕССЫ В СТОЛБЕ СТАЦИОНАРНОГО РАЗРЯДА

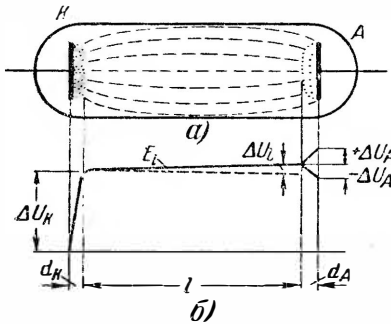
Характер физических процессов при любом виде разряда тесно связан с распределением поля вдоль разрядного промежутка. Для приборов с достаточно большой протяжен-



Фиг. 1-20. Левые ветви кривых пробивных напряжений.



ностью разрядного промежутка, как на фиг. 1-21,а, при установившемся разряде характерна кривая распределения потенциала вдоль промежутка, приведенная на фиг. 1-21,б. Для такой кривой типичны: а) крутой подъем напряжения на начальном ее участке вблизи катода, б) относительно пологое нарастание кривой на большей части длины разрядного промежутка и в) три возможных варианта изменения хода кривой на участке вблизи анода. Такой ход кривой отражает те различия в физических процессах, которые имеют место в отдельных частях разряда. К таким частям разряда относятся:



Фиг. 1-21. Кривая распределения потенциала в разряде.

1) катодная часть с длиной  $d_K$  и катодным падением потенциала  $\Delta U_K$ , 2) столб разряда (называемый часто положительным столбом разряда) с длиной  $l$ , продольной напряженностью поля  $E_l$  и падением напряжения  $\Delta U_l$  и 3) анодная часть разряда с длиной  $d_A$  и анодным падением потенциала  $\Delta U_A$ .

Хотя явления во всех частях разряда объединены общим процессом проведения

электрического тока через разрядный промежуток, разделяющий электроды, тем не менее для каждой из упомянутых частей разряда характерны свои функции. Так, процессы в катодной части разряда обеспечивают эмиссию электронов из катода, являющихся основными носителями тока в разряде. Столб разряда является каналом проводимости в газе, по которому проходят электроны от катода к аноду в присутствии более медленно перемещающихся ионов. В анодной части разряда электроны, поступающие из столба разряда, направляются к аноду, выполняющему функции приемника электронов.

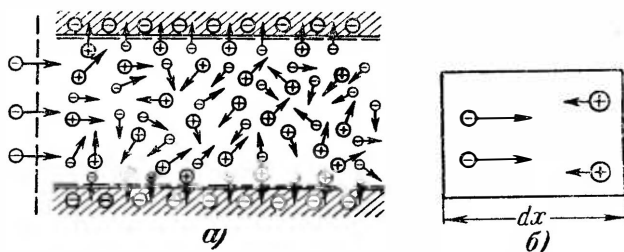
Явления в катодной и анодной частях разряда различны для каждого типа катода и вида разряда, поэтому они рассматриваются применительно к каждому из типов приборов в соответствующих главах книги. Явления же в столбе разряда имеют много общих черт как при тлеющем, так и при дуговом разрядах, поэтому мы здесь их и рассмотрим.

Начало формированию столба разряда (фиг. 1-22, а) кладут электроны, выходящие из катодной части разряда под действием локализуемого в ней поля, со скоростью, достаточной для возбуждения и ионизации атомов газа. Возникающие в результате ионизации ионы компенсируют своим поло-

жительным зарядом отрицательный заряд электронов. При установившемся режиме в любом элементе объема столба интенсивность ионизации атомов газа такова, что устанавливается динамическое равновесие, характеризуемое приближенным равенством концентраций электронов и ионов:

$$n_e \approx n_i. \quad (1-70)$$

Такое равновесие поддерживается тем, что, пока концентрация ионов не становится равной концентрации электронов, в данном объеме междуэлектродного промежутка продолжает существовать избыточная напряженность электрического поля, поддерживающая более высокую интенсивность ионизации.



Фиг. 1-22. Характеристика процессов в столбе разряда.

Когда равенство концентраций электронов и ионов в данном элементе объема достигается, электрическое поле в столбе разряда ослабляется настолько, насколько это необходимо лишь для поддержания скорости перемещения электронов, обеспечивающей пропуск нужного тока через столб разряда.

Потребность в регулярной (хотя и менее интенсивной) ионизации атомов газа электронами сохраняется и после установления равенства концентраций зарядов ( $n_e = n_i$ ) в связи с тем, что заметная часть ионов уходит из разряда вместе с электронами к стенкам, где они рекомбинируют, образуя нейтральные молекулы газа. Хотя число уходящих к стенкам ионов равно числу попадающих на них электронов, тем не менее уход ионов из объема значительно более ощутим (с точки зрения компенсации объемного заряда), чем убыль электронов, так как каждый ион благодаря более медленному перемещению в электрическом поле пространственно компенсирует большое число проходящих мимо него электронов. Процесс такой компенсации иллюстрирует схема на фиг. 1-22, б. В вырезанном из столба элементе объема показаны перемещающиеся во встречных направлениях два электрона и два иона.

В каждый данный момент времени заряды в рассматриваемом элементе объема скомпенсированы, но в ходе времени ионы, как более медленно перемещающиеся частицы, задерживаются в объеме значительно большее время, и в течение этого времени через рассматриваемый объем проходит электронов во столько раз больше, во сколько скорость электронов больше скорости ионов.

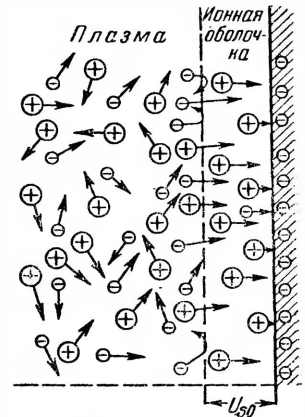
Ионизированная газовая среда, характеризующаяся почти полным равенством концентраций положительных и отрицательных заряженных частиц, носит название электронно-ионной плазмы или просто плазмы. Абсолютные значения концентраций зарядов (число зарядов одного знака в  $1 \text{ см}^3$ ) достигает в плазме от  $10^{10}$  до  $10^{13}$  *зар/см<sup>3</sup>* в зависимости от плотности газа и плотности тока, проходящего через столб разряда.

Благодаря относительно слабым полям при установившемся режиме и частым столкновениям электронов с атомами газа электроны движутся в плазме, как уже указывалось в § 1-3, беспорядочно-направленно. Это движение при установлении количественных закономерностей его учитывается, как об этом уже говорилось, по двум его составляющим: а) составляющей беспорядочного движения, скорость (средняя энергия) которого характеризуется температурой электронного газа  $T_e$ , б) составляющей направленного движения, скорость которого равна произведению подвижности  $b_e$  и напряженности поля  $E$ .

Беспорядочное движение ионов также может с известными оговорками, о которых говорилось в § 1-3, учитываться по температуре  $T_i$ . Направленная скорость ионов определяется по их подвижности  $b_i$  и напряженности поля  $E$ . Так как подвижность и направленная скорость ионов в сотни раз меньше подвижности и направленной скорости электронов, как это видно из сопоставления численных значений на осях ординат у фиг. 1-10 и 1-11, то составляющая направленного ионного тока в столбе разряда составляет обычно доли процента от электронного тока и ею поэтому часто пренебрегают.

Так как согласно (1-18) средняя скорость направленного движения электронов  $\bar{v}_e$  зависит от средней скорости беспорядочного движения  $\bar{c}_e$ , то одной из исходных величин при анализе процессов в разряде служит температура электронного газа. Другой интересующей нас величиной являются концентрация зарядов и ее распределение по сечению разряда. Наибольшая концентрация зарядов устанавливается на оси разряда, наименьшая — у стенок. Это вызвано уходом зарядов к стенкам по законам дипольной диффузии. Возникающая при этом, как известно из § 1-3, внутренняя напряженность

поля из-за небольшой разности концентраций электронов и ионов является в данном случае поперечной составляющей поля  $E_q$ . В плазме потенциал постепенно понижается от оси разряда по направлению к стенке. У самой стенки потенциал более быстро понижается в связи с тем, что электроны, попадающие на стенку первыми из-за их большой подвижности, заряжают стенку отрицательно по отношению к плазме разряда. У отрицательно заряженной стенки возникает поэтому ионная оболочка, показанная в крупном масштабе на фиг. 1-23. Ионы в оболочке не остаются неподвижными, а непрерывно уходят к стенке, где они рекомбинируют с электронами, образуя нейтральные атомы газа. На место ушедших из оболочки ионов из плазмы приходят новые ионы, а вместо электронов, рекомбинировавших на стенке с ионами, к стенке приходят новые электроны. Поэтому отрицательный заряд на стенке, так же как и ионная оболочка, у стенки сохраняются во все время существования разряда. Падение напряжения в оболочке и толщина ее зависят от температуры электронного газа и концентрации зарядов в плазме.



Фиг. 1-23. Ионная оболочка у стенки.

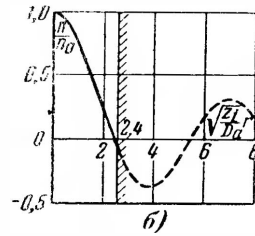
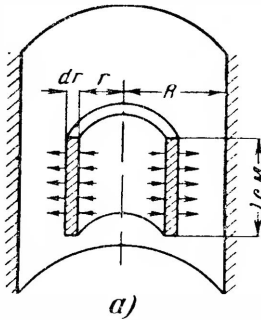
Поле в ионной оболочке мешает входу в нее более медленных электронов из плазмы, чем регулируется равенство числа электронов и ионов, приходящих к стенке.

Определим концентрацию зарядов по сечению столба разряда в предположении, что давление газа в разряде не очень мало. При достаточной плотности газа свободные пробеги малы, и поэтому заряды, идущие к стенке, сталкиваются при своем движении с атомами (молекулами) газа.

Выделим в столбе разряда, ограниченном цилиндрической стенкой радиуса  $R$ , симметрично расположенный по отношению к оси цилиндрический объем с внутренним радиусом  $r$ , внешним  $r + dr$  и высотой  $l$  см, как показано на фиг. 1-24, а. Через этот объем проходят заряды из центральных частей разряда, где концентрация их больше, к стенкам, где концентрация их меньше.

Из баланса зарядов в выделенном объеме следует, что количество выходящих из этого объема зарядов равно сумме входящих в него и вновь возникших в нем зарядов, что позволяет написать равенство:

$$2\pi r N_r + z_i n_e \cdot 2\pi r dr = 2\pi (r + dr) N_{r+dr}, \quad (1-71)$$



Фиг. 1-24. Закономерность распределения концентрации зарядов в плазме.

где  $N_r$  — число зарядов, входящих в 1 сек. через  $1 \text{ см}^2$  внутренней поверхности рассматриваемого цилиндрического объема;

$N_{r+dr}$  — число зарядов, выходящих в 1 сек. через  $1 \text{ см}^2$  внешней поверхности этого объема;

$z_i = Q_{ei} \bar{c}_e$  — коэффициент ионизации, определяющий число ионов, создаваемых в среднем одним электроном за 1 сек.

С ранее введенным эффективным сечением деионизации  $Q_{ei}$  величина  $z_i$  связана следующим выражением:

$$z_i = Q_{ei} \bar{c}_e. \quad (1-72)$$

Имея в виду, что диффузия здесь двуполярная, можно согласно (1-39) записать, что:

$$N_r = -D_a \left( \frac{dn_e}{dr} \right)_r \quad (1-73)$$

и

$$N_{r+dr} = -D_a \left( \frac{dn_e}{dr} \right)_{r+dr}.$$

Тогда, подставляя (1-72) и (1-73) в (1-71), получаем:

$$z_i n_e r dr = -D_a \left\{ r \left[ \left( \frac{dn_e}{dr} \right)_{r+dr} - \left( \frac{dn_e}{dr} \right)_r + dr \left( \frac{dn_e}{dr} \right)_{r+r} \right] \right\}, \quad (1-74)$$

откуда

$$\frac{d^2 n_e}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dn_e}{dr} + \frac{z_i}{D_a} n_e = 0. \quad (1-75)$$

Это уравнение Бесселя нулевого порядка. Его решение дается уравнением:

$$n_e = n_{e0} J_0 \left( \sqrt{\frac{z_i}{D_a}} r \right). \quad (1-76)$$

Аргументом функции является здесь величина, заключенная в скобки, содержащая переменную величину — радиус  $r$ .

График найденной функции представлен на фиг. 1-24, б.

Функция Бесселя нулевого порядка  $J_0$  проходит через нуль, когда аргумент ее равен:

$$\sqrt{\frac{z_i}{D_a}} r = 2,4. \quad (1-77)$$

Если принять, что концентрация у стенки разряда ( $r = R$ ) равна нулю, то через точку, соответствующую аргументу

$$\sqrt{\frac{z_i}{D_a}} R = 2,4, \quad (1-78)$$

можно провести линию стенки.

Участок графика, построенный на фиг. 1-24, б сплошной линией, характеризует собой распределение концентраций зарядов в одной половине сечения разряда.

После подстановки

$$\frac{z_i}{D_a} = \frac{2,4^2}{R^2} \quad (1-79)$$

в (1-76) можно подсчитать для трубки заданного радиуса  $R$  фактическое распределение концентрации зарядов по сечению, если известны концентрации зарядов на оси разряда  $n_{e0}$ .

Последнюю величину можно найти по средней концентрации зарядов  $\bar{n}_e$ , имея в виду, что при распределении концентрации в круговом сечении по функции Бесселя нулевого порядка

$$n_{e0} = 2,3\bar{n}_e. \quad (1-80)$$

Средняя концентрация зарядов  $\bar{n}_e$  может быть найдена по току, проходящему через трубку, исходя из равенства

$$I_a = I_e = \pi R^2 \bar{n}_e e b_e E_l, \quad (1-81)$$

где  $b_e$  — подвижность электронов;

$E_l$  — продольная напряженность поля.

Совместное решение (1-80) и (1-81) дает:

$$n_{e0} = 2,3 \frac{I_a}{\pi R^2 e b_e E_l}. \quad (1-82)$$

Вычисление  $n_{e0}$  по (1-82) предполагает, что  $b_e$  и  $E_l$  известны. Для определения  $b_e$  найдем предварительно температуру элек-

тронного газа как функцию от давления газа и радиуса цилиндра  $R$ , окружающего столб разряда.

Температуру электронного газа мы определяли в § 1-3 в функции от напряженности поля  $E$ . Сама же напряженность поля является, в свою очередь, функцией от радиуса трубки, окружающей столб разряда, и давления газа, поскольку интенсивность ухода зарядов к стенкам также зависит от радиуса трубки и давления газа. Определим поэтому сейчас зависимость температуры электронного газа непосредственно от радиуса трубки и давления газа.

В установившемся разряде температура электронного газа должна достигнуть такого уровня, при котором обеспечивается нужная для достижения равенства концентраций интенсивность ионизации атомов газа. Число вновь образованных в единицу времени ионов в любом элементе объема плазмы должно быть равно числу ионов, уходящих из этого объема (главным образом к стенкам).

Скорость ухода зарядов, как это следует из (1-73), пропорциональна коэффициенту двуполярной диффузии  $D_a$ . Какая требуется при этом интенсивность ионизации, чтобы при данном  $D_a$  поддерживать баланс зарядов в плазме, показывает (1-79), из которого следует, что:

$$z_i = \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 D_a. \quad (1-83)$$

Уравнение (1-83) определяет требующуюся интенсивность ионизации. Фактическая же ионизация зависит от скорости электронов. Установим эту зависимость.

Среднее число столкновений, испытываемых каждым электроном в секунду:

$$z_e = \frac{\bar{c}_e}{\lambda_e} = Q_e \bar{c}_e, \quad (1-84)$$

где  $\bar{c}_e$  — средняя скорость беспорядочного движения электронов;

$\lambda_e = \frac{1}{Q_e}$  — средний свободный пробег.

Если в 1 пог. см столба содержится  $N_e$  электронов и скорости их распределены по функции Максвелла, то число электронов, имеющих скорости в диапазоне от  $c_e$  до  $c_e + dc_e$ , определяется из равенства:

$$dN_e = 4\pi N_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} c_e^2 e^{-\frac{m_e c_e^2}{2kT_e}} dc_e. \quad (1-85)$$

Расчетное число столкновений, испытываемых  $dN_e$  электронами в 1 сек., равно

$$dz_e = \frac{c_e}{\lambda_e} dN_e.$$

Интенсивность ионизации  $z_i$  связана с числом столкновений  $z_e$  через вероятность ионизации, т. е. через отношение эффективных сечений  $Q_{ei}/Q_e$ :

$$z_i = \frac{Q_{ei}}{Q_e} z_e.$$

В предположении, что скорости электронов не выходят за пределы прямолинейных участков нарастания эффективных сечений на кривых фиг. 1-6,б, вероятность ионизации может быть аппроксимирована следующей линейной зависимостью:

$$\frac{Q_{ei}}{Q_e} = k_i(U_e - U_i), \quad (1-86)$$

где  $(U_e - U_i)$  — превышение энергии (скорости) ионизирующего электрона над потенциалом ионизации.

Численные значения  $k_i$  приведены в табл. 1-6.

Таблица 1-6

Значения постоянных в (1-86) и (1-90)

Постоянная	Газ			
	He	Ne	Ar	Hg
$k_i$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{-3}$	$14 \cdot 10^{-3}$
$s$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$

При учете (1-86) число ионизаций, производимых  $dN_e$  электронами в 1 сек., равно:

$$dz_i = k_i(U_e - U_i) \frac{c_e}{\lambda_e} dN_e. \quad (1-87)$$

Интегрируя левую часть (1-87) по числу актов ионизации, а правую часть по группам электронов, энергии которых меняются в пределах от  $U_i$  до  $\infty$ , и учитывая размерности (при переходе от абсолютных единиц к практическим), мы получаем [Л. 18]:

$$z_i = 600 \frac{k_i}{\lambda_e} \cdot \frac{p_0 U_i}{e \sqrt{\pi m_e}} (2kT_e)^{1/2} e^{-\frac{eU_i}{kT_e}}. \quad (1-88)$$



Приравнивая  $z_i$  из (1-88) (определяющее действительное число актов ионизации) его значению из (1-83) (характеризующему требуемое число актов ионизаций), мы приходим к трансцендентному уравнению

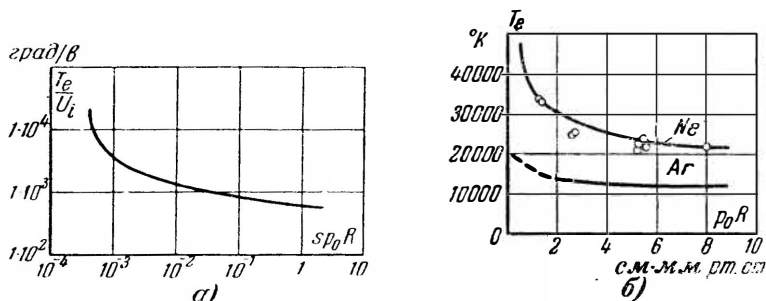
$$\frac{1}{\sqrt{\frac{eU_i}{kT_e}}} e^{\frac{eU_i}{kT_e}} = 1,16 \cdot 10^7 s^2 (p_0 R)^2. \quad (1-89)$$

В левой части здесь собраны члены, содержащие температуру электронного газа, а в правую часть входят произведение  $p_0 R$  и зависящий от рода газа постоянный коэффициент

$$s = \sqrt{\frac{k_i \sqrt{U_i}}{\lambda_{e0} b_i}}. \quad (1-90)$$

Значения этого коэффициента для интересующих нас газов приведены в табл. 1-6.

Уравнение (1-89) дает возможность найти температуру  $T_e$  в функции от давления  $p_0$  и радиуса трубки  $R$  для любого из газов. Универсальный график этой функции построен на фиг. 1-25,а. Для того чтобы найти по данному графику  $T_e$



Фиг. 1-25. Температура электронного газа в функции произведения давления на радиус столба разряда.

для определенного газа, мы умножаем значение  $p_0 R$  на предварительно вычисленное значение  $s$  и затем по кривой определяем величину  $T_e/U_i$ , а по ней искомое значение  $T_e$ .

Результаты таких вычислений для неона и аргона дают кривые на фиг. 1-25,б. Кроме расчетных значений, на кривой, соответствующей неону, нанесены результаты измерения  $T_e$ , проведенные при помощи описываемого в следующем параграфе метода. Определив температуру электронного газа и пользуясь (1-19), находим подвижность электронов.

Теперь определим продольную напряженность поля в функции от давления и радиуса трубки. Такая зависимость может быть получена при совместном решении уравнений (1-28) и (1-89), из которых первое связывает среднюю энергию электронов ( $U_e$  или  $T_e$ ) с напряженностью поля, а второе связывает  $T_e$  с радиусом трубки и давлением газа ( $p_0R$ ).

Считая множитель перед экспоненциальным членом в левой части (1-89) величиной постоянной в силу его относительно малого влияния и выражая  $T_e$  в показателе степени через  $U_e$ , мы можем переписать (1-89) в таком виде:

$$e^{\frac{U_i}{\bar{U}_e}} \approx C p_0^2 R^2, \quad (1-89a)$$

где  $C$  — числовой множитель, включающий все постоянные величины, входящие в (1-89).

Решая это уравнение совместно с (1-28), получаем:

$$E_i \approx \frac{2x^* p_0 U_i}{\lambda_{e0} \ln C (p_0 R)^2}. \quad (1-91)$$

При выводе этой формулы не учитывалось влияние процессов ступенчатой ионизации на продольную напряженность поля, а также других вторичных процессов в разряде, интенсивность которых зависит от плотности тока в разряде. Этим объясняется то расхождение, которое мы получаем между результатами, даваемыми (1-91), и экспериментом. Эксперимент показывает, что в диапазоне давлений, лежащем в границах от десятых долей до нескольких миллиметров ртутного столба, напряженность поля при неизменном давлении газа уменьшается почти обратно пропорционально радиусу трубки, т. е.

$$E_i \approx C \frac{1}{R}. \quad (1-92)$$

Определив напряженность поля, мы можем найти вторую практически важную для нас величину — падение напряжения в столбе разряда.

При однородном по длине столбе поле:

$$U_i = E_i l. \quad (1-93)$$

Если столб неоднороден, то он разбивается на однородные участки, и общее падение напряжения в нем подсчитывается по сумме падений напряжения на отдельных участках.

Определив  $b_e$  и  $E_i$ , мы можем по (1-82) найти также концентрацию электронов на оси разряда  $n_{e0}$  и далее по (1-80) —

среднее значение концентрации  $\bar{n}_e$ . По  $\bar{n}_e$  мы можем далее определить плотность беспорядочного тока, под которым понимается количество электричества, переносимого зарядами в единицу времени через площадку в  $1 \text{ см}^2$  в одном направлении при любом повороте этой площадки вокруг центра ее симметрии.

Плотность беспорядочного электронного тока может быть вычислена по формуле, аналогичной (3-10) первой части книги, определяющей число частиц, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  в любом направлении, когда скорости частиц распределены по функции Максвелла. В этом случае

$$j_e = \frac{1}{4} \bar{n}_e e \bar{c}_e. \quad (1-94)$$

Подставляя значение  $\bar{c}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$  [см. (3-7) в первой части] и значение  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$ , мы получаем для плотности беспорядочного электронного тока следующую расчетную формулу:

$$j_e = \frac{\bar{n}_e e}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} = 2,48 \cdot 10^{-14} \bar{n}_e \sqrt{T_e} \left[ \frac{a}{\text{см}^2} \right]. \quad (1-95)$$

Из (1-95) и ранее приведенной формулы (1-32) мы можем найти отношение плотностей беспорядочного  $j_e$  и направленного  $j_{\kappa e}$  токов:

$$B = \frac{j_e}{j_{\kappa e}}. \quad (1-96)$$

Коэффициент  $B$  может быть назван коэффициентом хаотичности. Смысл его введения заключается в том, что, зная его (из опыта) и плотность беспорядочного тока  $j_e$ , находимую расчетным путем, мы можем определить нормальную плотность направленного тока:

$$j_{\kappa e} = \frac{j_e}{B}. \quad (1-97)$$

Аналогично беспорядочному электронному току может быть введено понятие беспорядочного ионного тока. В связи с отступлением в распределении скоростей ионов от функции Максвелла при вычислении плотности этого тока вводят в качестве численного коэффициента в (1-94) не  $1/4$ , а  $1/2$ , в результате чего:

$$j_i = \frac{1}{2} \bar{n}_i e \bar{c}_i. \quad (1-98)$$

При подстановке  $\bar{c}_i = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}}$  и численного значения заряда электрона в кулонах мы получаем, что плотность беспорядочного ионного тока

$$j_i = \frac{\bar{n}_i e}{2} \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} = 4,96 \cdot 10^{-14} n_i \sqrt{\frac{m_e}{m_i} T_i}. \quad (1-99)$$

Отношение плотностей беспорядочных электронного и ионного токов мы получаем, разделив (1-99) на (1-95), что дает:

$$\frac{j_i}{j_e} = 2 \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \frac{m_e}{m_i}}. \quad (1-100)$$

Плотность беспорядочного ионного тока представляет интерес с точки зрения определения электронной и ионной составляющих тока, уходящих к стенке, размеров ионной оболочки у стенки и, наконец, падения напряжения в ней.

В связи с тормозящим полем, в которое попадают электроны, направляющиеся через оболочку к стенке, распределение концентраций их в такой оболочке подчиняется функции распределения Больцмана (характеризующей закон убывания концентрации частиц,двигающихся с начальной энергией против тормозящего поля). На основе этой функции концентрация электронов вблизи стенки  $n_{es}$  определяется из равенства

$$n_{es} = n_e e^{-\frac{eU_{s0}}{kT_e}}, \quad (1-101)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов у края плазмы;

$U_{s0}$  — падение напряжения в оболочке.

Пропорционально концентрации меняется и отношение плотности электронного тока у стенки  $j_{es}$  к плотности беспорядочного тока в плазме, поэтому

$$j_{es} = j_e e^{-\frac{eU_{s0}}{kT_e}}. \quad (1-102)$$

Так как число ионов и электронов, достигающих стенки в единицу времени, одинаково, а плотность ионного тока у стенки  $j_{is}$  равна плотности ионного тока в плазме  $j_i$  (благодаря действию ускоряющего поля в оболочке), то

$$j_{es} = j_{is} = j_i. \quad (1-103)$$

Решая совместно (1-103) и (1-102) относительно  $U_{s0}$ , находим, что

$$U_{s0} = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_e}{j_i}. \quad (1-104)$$

Из (1-104) следует, что падение напряжения в ионной оболочке у стенки зависит главным образом от  $T_e$ , поскольку отношение  $j_e/j_i$  для данного газа согласно (1-100) есть величина при данном давлении газа более или менее постоянная. Так, например, для ртути, у которой  $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} = 607$  и отношение  $T_e/T_i$  в области малых давлений может быть примерно принято равным двум, уравнение (1-100) приводит к численному отношению

$$\frac{j_e}{j_i} \approx 400. \quad (1-105)$$

При учете того, что  $\frac{e}{k} = 11\,600$ , падение напряжения в оболочке при разряде в парах ртути равно:

$$U_{s0} = \frac{6,06}{11\,600} T_e. \quad (1-106)$$

Учитывая, что диапазон изменения  $T_e$  лежит обычно в границах от 10 000 до 20 000° К, мы получаем, что численное значение  $U_{s0}$  лежит в границах от 6 до 12 в. Это значит, что потенциал изолированной стенки в ртутном разряде низкого давления меньше потенциала плазмы на 6—12 в.

Толщину оболочки  $\delta_s$  можно определить, исходя из уравнения степени  $3/2$  [см. (3-40) в первой части книги].

Так как границу плазмы и стенки можно рассматривать как плоские электроды, то в соответствии с (3-40) в первой части получаем:

$$j_{is} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_{s0}^{3/2}}{\delta_s^2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}. \quad (1-107)$$

Подставляя значение  $U_{s0}$  из (1-106) и учитывая (1-105) и (1-95), находим, что в ртутном разряде

$$\delta_s \approx 600 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \text{ [см]}. \quad (1-108)$$

При нормальной концентрации зарядов в плазме  $n_e = n_i = (10^{11} - 10^{12}) \text{ зар/см}^3$  и температуре электронного газа  $T_e$ ,

меняющейся в границах от 10 000 до 20 000° К, толщина оболочки не превышает десятых долей миллиметра, но уже при спадании концентрации зарядов (после прекращения разряда) до  $10^8$ — $10^9$  зар/см<sup>3</sup> толщина оболочки возрастает до нескольких сантиметров. Вне оболочек также имеет место, как уже указывалось в предыдущем параграфе, изменение потенциала по поперечному сечению разряда в силу разной концентрации зарядов. Количественная характеристика такого изменения рассматривается в следующем параграфе.

### 1-7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ ПРОЦЕССЫ В СТОЛБЕ РАЗРЯДА

Основным методом экспериментального определения величин, характеризующих процессы в плазме разряда при низком и отчасти среднем давлениях газа, является так называемый метод зондов, разработанный Лэнгмюром и Мотт-Смитом [Л. 13].

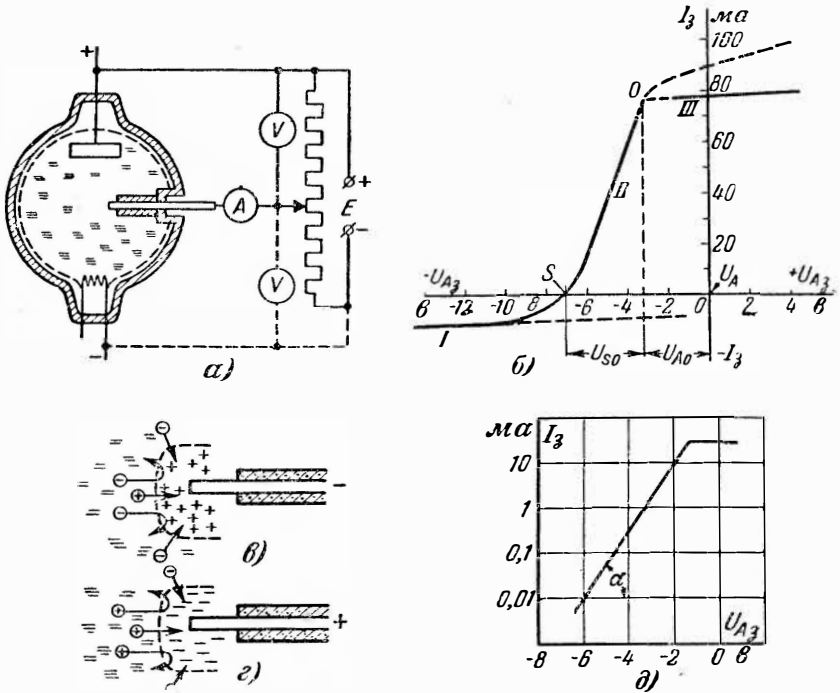
Сущность этого метода заключается в том, что снимается вольтамперная характеристика погруженного в плазму разряда небольшого испытательного электрода, так называемого электрического зонда (зонд может быть плоским, цилиндрическим или шаровым). Зонд присоединяется, как показано на схеме фиг. 1-26,а, через источник напряжения к аноду либо к катоду.

Вольтамперная характеристика зонда, называемая зондовой характеристикой, приведена на фиг. 1-26,б. Это—характеристика плоского зонда, присоединенного к аноду. Нулевая точка на оси абсцисс (через которую проведена ось ординат) соответствует здесь потенциалу анода. Все другие значения, нанесенные на оси абсцисс (отрицательные влево и положительные вправо), соответствуют потенциалам зонда по отношению к условно принятому за нуль потенциалу анода.

На зондовой характеристике могут быть выделены три характерных участка: 1) нижний почти горизонтальный, 2) участок крутого подъема и 3) верхний почти горизонтальный (при плоском зонде).

Нижний горизонтальный участок соответствует ионному току насыщения на зонд в силу того, что электроны из-за относительно больших отрицательных потенциалов зонда по отношению к плазме почти полностью отталкиваются от зонда. Вокруг зонда образуется при этом ионная оболочка (фиг. 1-26,в). Уход ионов из оболочки на зонд создает в цепи зонда так называемый ионный ток. Вместо уходящих на зонд ионов (где они нейтрализуются электронами, приходящими к зонду из цепи) из плазмы непрерывно прибывают новые ионы.

На участке крутого подъема зондовой характеристики (участок II) на зонд идут электроны, преодолевающие небольшое тормозящее поле в ионной оболочке, и ионы, продвигающиеся притягиваться к зонду. В точке S пересечения восходящего участка характеристики с осью абсцисс плотности электронного и ионного токов на зонд одинаковы,



Фиг. 1-26. Зонд в разряде (а, в и г) и зондовые характеристики при плоском зонде (б и д).

в силу чего результирующий ток здесь равен нулю, т. е. условия соответствуют изолированной стенке. По мере дальнейшего ослабления тормозящего действия поля у отрицательного зонда число электронов, попадающих на зонд, быстро возрастает, в связи с чем растет и электронный ток на зонд, преобладающий над ионным.

На верхнем горизонтальном участке характеристики (участок III) электронный ток достигает режима насыщения, что соответствует приходу к зонду всех электронов, выходящих из плазмы. Электронный ток на участке насыщения (участок III) во столько же раз больше ионного тока на участке его насыщения (участок I), во сколько плотность

беспорядочного электронного тока в плазме больше, чем плотность беспорядочного ионного тока в плазме.

Переход от участка *II* к участку *III* обозначен на фиг. 1-26, б пунктиром, так как такой переход (так же как и горизонтальный ход участков насыщения) имеет место только тогда, когда поверхность плоского зонда настолько велика, что влиянием краевого эффекта у оболочки, образующейся у приемной поверхности зонда, можно пренебречь, считая эту поверхность бесконечно большой. При конечной поверхности плоского зонда (которым обычно пользуются) точка *O* пересечения участков *II* и *III* менее резко выражена. Эта точка представляет большой практический интерес. При потенциале зонда, соответствующем этой точке, ионная оболочка полностью исчезает и плазма подходит непосредственно к зонду. Это может иметь место только при потенциале плазмы, равном потенциалу зонда. Таким образом, абсцисса точки *O* определяет собой потенциал плазмы. При плоском зонде конечных размеров потенциал плазмы практически устанавливается по точке начала отклонения участка *II* от круто возрастающего участка *II*.

При потенциалах на зонде (по отношению к аноду), меньших, чем  $U_{A0}$ , зонд положителен по отношению к плазме, в связи с чем его окружает электронная оболочка (фиг. 1-26, з).

Определив потенциал плазмы в данной ее точке, мы одновременно узнаем разность потенциалов между данной точкой и любым из электродов. По отношению к аноду эта разность потенциалов определяется непосредственно отрезком  $U_{A0}$ , а по отношению к катоду разность потенциалов равна  $\Delta U_a - U_{A0}$  (здесь  $\Delta U_a$  — падение напряжения в приборе).

Перемещая зонд в разные интересующие нас точки плазмы и строя зондовые характеристики, находят потенциалы плазмы в этих точках и по ним определяют опытным путем как продольную, так и поперечную составляющие напряженности поля.

Вторая величина, которую дает возможность определять зондовая характеристика, — это температура электронного газа  $T_e$ . Для этого к общему току на восходящем участке характеристики добавляют его ионную составляющую, находимую путем экстраполяции нижнего горизонтального участка характеристики (нижняя пунктирная линия на фиг. 1-26, б), и получают составляющую чисто электронного тока. Эта составляющая может быть вычислена при помощи функции Больцмана [(3-30) в первой части], что приводит к уравнению

$$j_e = j_{e0} e^{-\frac{eU}{kT_e}}, \quad (1-109)$$



где  $j_{e0}$  — плотность электронного тока насыщения;

$U$  — потенциал зонда по отношению к потенциалу плазмы.

Логарифмируя и затем дифференцируя (1-109) по  $U$ , находим:

$$\frac{d}{dU} \ln j_e = - \frac{e}{kT_e}. \quad (1-110)$$

Из (1-110) следует, что температура электронного газа может быть вычислена из равенства

$$T_e = - \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\frac{d}{dU} \ln j_e} = \frac{11\,600}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (1-111)$$

где  $\alpha$  — угол наклона прямой, представляющей собой перестроенную на фиг. 1-26, *d* в полулогарифмическом масштабе кривую электронного тока на зонд.

Если на оси ординат отложены не натуральные, а десятичные логарифмы электронного тока, как на фиг. 1-26, *d*, то числитель в (1-111) равен 5 040.

Третья и четвертая важные величины, определяемые из зондовой характеристики, — это плотности беспорядочных электронного и ионного токов. Они определяются по верхнему и нижнему участкам насыщения зондовой характеристики.

По измеренным величинам  $j_e$  и  $T_e$  на основании (1-95) мы можем далее найти пятую важную величину — концентрацию зарядов в данном элементарном объеме плазмы. Она равна:

$$n_e = n_i = \frac{A j_e}{e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8 k T_e}}. \quad (1-112)$$

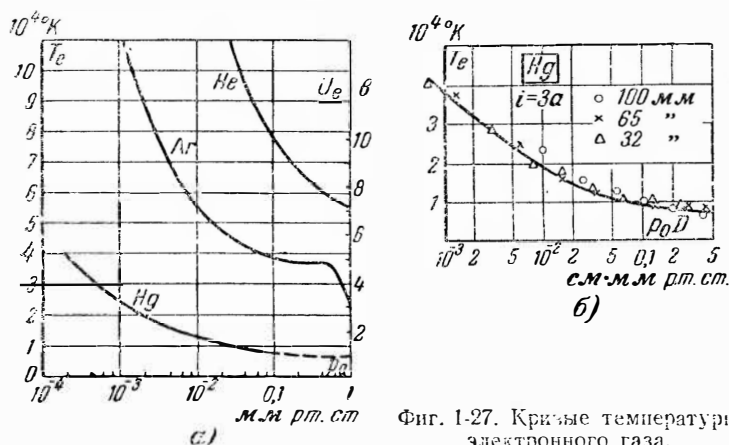
По плотности ионного тока может быть, наконец, при помощи (1-99) вычислена эквивалентная температура ионного газа  $T_i$ .

Применение метода зондов к разряду при давлениях газа выше нескольких десятков миллиметров ртутного столба ограничено тем, что здесь из-за столкновения электронов с атомами газа внутри оболочки у зонда может иметь место ионизация, что искажает результаты измерения.

Пользуясь методом зондов, Б. Н. Клярфельд [Л. 17] определил зависимость  $T_e$  от давления в различных газах и ртутных парах. Кривые, характеризующие такую зависимость для аргона, гелия и паров ртути, приведены на фиг. 1-27, *a*. Измерения производились в длинных трубках постоянного сечения с диаметром  $D = 2$  см при разрядном токе  $I_a = 3$  а. Кроме температурной шкалы, нанесенной на оси ординат фиг. 1-27, *a* в градусах

Кельвина, на правой вертикали дана также шкала температур в эквивалентных вольтах. Связь между шкалами определяется равенством (1-23).

Для того чтобы выяснить, можно ли результаты измерений, проведенных на трубке одного диаметра, распространить на основе принципа подобия и на другие диаметры, В. Л. Грановский [Л. 20], пользуясь результатами измерений  $T_e$ , которые были проведены в парах ртути в трубках разных диаметров ( $D = 32, 65$  и  $105$  мм), но при одном и том же токе ( $I_a = 3$  а), произвел проверку применимости принципа подобия, построив зависи-



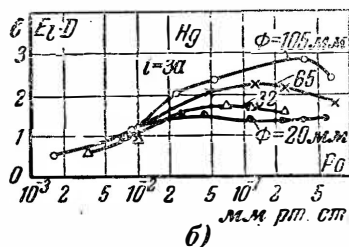
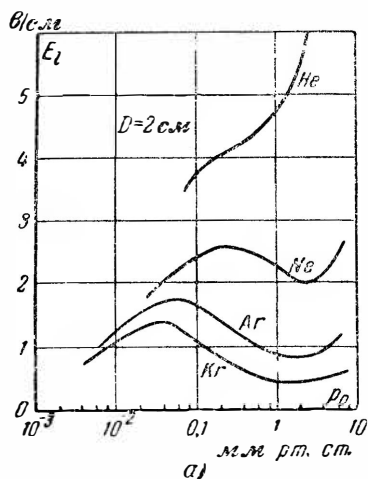
Фиг. 1-27. Кривые температуры электронного газа.

мость  $T_e$  от  $p_0 D$  для каждой из трубок. Результаты такого вычисления привели к общей кривой, приведенной на фиг. 1-27,б (вместе с экспериментальными точками, соответствующими трубкам разных диаметров), что свидетельствует о соблюдении принципа подобия для температуры электронного газа.

Пользуясь зондовым методом, Б. Н. Клярфельд [Л. 17] провел также измерение зависимости продольной напряженности поля в различных газах и парах ртути от давления. Результаты таких измерений в трубке с  $D = 20$  мм при разрядном токе  $I_a = 0,3$  а приведены на фиг. 1-28,а.

Начальное возрастание кривых продольной напряженности поля с увеличением давления газа в трубке обусловлено возрастающим влиянием доли энергии, теряемой электронами на возбуждение. Переход на следующий участок характеристики может быть объяснен влиянием ступенчатой ионизации, снижающей эффективный потенциал ионизации. Это компенсирует рост доли энергии, теряемой на ионизацию. Возрастание кривой на последнем ее участке (когда давление газа начинает превышать 1 мм рт. ст.) вызвано возрастающей долей энергии,

теряемой электронами при упругих соударениях с атомами газа в связи с уменьшением свободного пробега электронов. Так как согласно (1-92) напряженность поля в столбе разряда  $E_z$  (при прочих неизменных величинах) приближенно можно считать обратно пропорциональной радиусу трубки, то на основе принципа подобия зависимым от  $p_0 D$  надо считать не напряженность поля, а произведение  $E_z D$ . Насколько подобного рода зависимость удовлетворяется, показывает сопоставление кривых



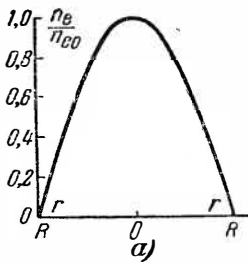
Фиг. 1-28. Кривые продольной напряженности поля в плазме разряда.

на фиг. 1-28,б, нанесенных по результатам измерений, проведенных в трубках разных диаметров, при разряде в парах ртути и токе  $I_a = 0,3$  а [Л. 18].

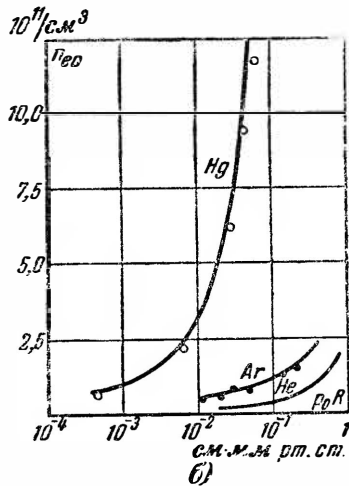
Совпадение начальных участков кривых (примерно до значений  $p_0 D$ , равных 2 см·мм рт. ст.) и некоторое последующее их расхождение говорят о том, что соблюдение принципа подобия ограничено здесь относительно узкой областью изменения давления пара.

Проверка соблюдения принципа подобия для  $T_e$  и  $E_z$ , проводившаяся при помощи кривых на фиг. 1-27,б и 1-28,б, относилась к одному и тому же току. Анализ влияния тока на изменение  $T_e$  и  $E_z$  показывает, что при низких давлениях газа либо пара (порядка нескольких микрон ртутного столба) величина тока почти не сказывается на  $T_e$  и  $E_z$ . При давлениях же, достигающих десятков микрон и выше,  $T_e$  и  $E_z$  с ростом тока несколько уменьшаются. Количественно это уменьшение может быть приближенно оценено в 20—25% при возрастании тока на 2 порядка величины. Здесь, надо полагать, сказывается возрастающая роль ступенчатой ионизации.

Методом зондов была также проведена проверка распределения концентрации зарядов по сечению столба. Кривая, построенная по результатам таких измерений, приведена на фиг. 1-29,а. Эта кривая в разряде низкого давления близка к параболе, а в разряде среднего давления — к функции Бесселя нулевого порядка. Абсолютные значения максимумов у кривых, определяющие концентрации  $n_0$  на оси разряда в функции от произведения  $p_0R$ , для двух инертных газов Ar и He и паров ртути приведены на фиг. 1-29,б. Рост концентраций зарядов на оси разряда с увеличением  $p_0R$  объясняется уменьшением подвижности зарядов.



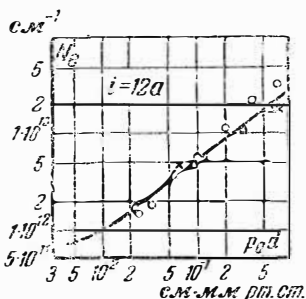
Фиг. 1-29. Относительное распределение концентрации зарядов по сечению столба (а) и абсолютные концентрации зарядов на оси разряда (б).



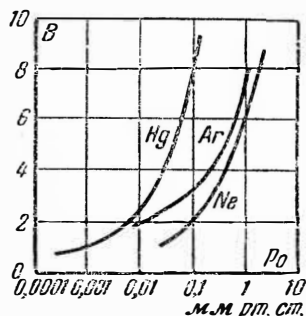
Для вычисления по найденному относительному распределению концентрации зарядов их абсолютных значений нужно еще знать общее число зарядов  $N_e$ , содержащихся в 1 пог. см столба разряда. Эта величина при заданном разрядном токе также зависит от давления газа  $p$  и радиуса трубки  $R$ . Экспериментальную проверку справедливости принципа подобия для величины  $N_e$  при токе  $I_a = 3$  а дает обобщенная по результатам измерений в парах ртути при трубках трех диаметров (32, 65 и 100 мм) кривая зависимости  $N_e$  от  $p_0D$ , приведенная на фиг. 1-30 [Л. 20].

При помощи зондового метода Б. Н. Клярфельдом [Л. 18] было также найдено приведенное на фиг. 1-31 семейство кривых коэффициента хаотичности  $B$ , определяющего согласно (1-96) отношение плотности беспорядочного электронного тока  $j_r$  к плотности направленного тока  $j_{ке}$ . Этот коэффициент позволяет после вычисления по (1-95) плотности хаотического тока найти при помощи (1-96) распределение плотности направленного тока, что весьма упрощает расчет токов в плазме разряда.

Пользуясь экспериментальными результатами зондовых измерений и проведенными расчетами, Б. Н. Клярфельд исследовал также баланс энергии в столбе разряда, характеризующий собой распределение по отдельным составляющим мощности, приобре-

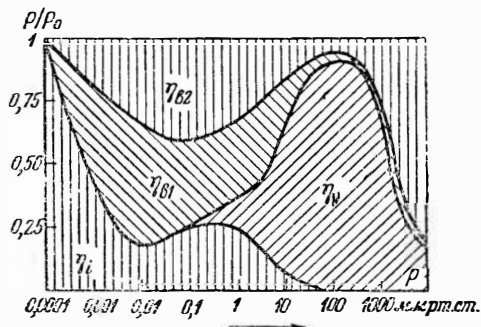


Фиг. 1-30. Количество электронов в погонном сантиметре столба.



Фиг. 1-31. Коэффициент хаотичности.

таемой электронами в поле и отдаваемой ими при упругих столкновениях с атомами газа, а также при актах возбуждения и ионизации. По результатам измерений и расчетов, проведенных для ртутных паров, построена на фиг. 1-32 диаграмма распределения мощности.



Фиг. 1-32. Диаграмма относительного распределения потерь мощности в ртутном разряде в функции от давления.

ностью определяется коэффициентом  $\eta_v$ , входящим в равенство

$$P_v = \eta_v P_0. \quad (1-113)$$

Доля мощности  $P_e$ , затрачиваемая электронами на возбуждение и излучаемая разрядом, подсчитанная по методу, предложенному В. А. Фабрикантом [Л. 21], равна:

$$P_e = \eta_e P_0. \quad (1-114)$$

На диаграмме эта мощность разбита на две составляющие: а) мощность  $P_{e1}$ , излучаемую резонансными уровнями, б) мощность  $P_{e2}$ , излучаемую нерезонансными уровнями. Такое разделение имеет смысл главным образом для ионных приборов, используемых в качестве источников света.

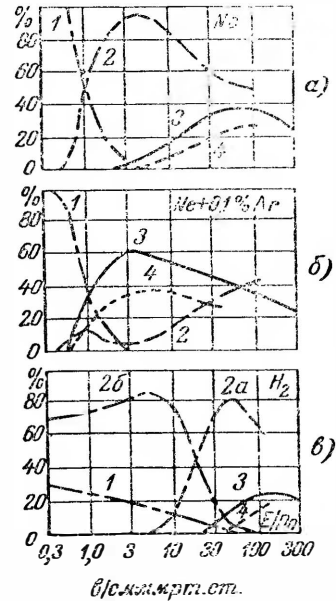
Доля мощности  $P_i$ , теряемая электродами на ионизацию,

$$P_i = \eta_i P_0 \quad (1-115)$$

учтена здесь только по той доле мощности, которая воспринимается стенками при рекомбинации на ней электронов и ионов. При более высоких давлениях газа имеет место рекомбинация зарядов и в объеме.

По ходу кривых, определяющих отдельные составляющие теряемой мощности, весь диапазон давлений разбит здесь на три области: а) Область низких давлений с верхней границей до 0,01—0,02 мм рт. ст. Здесь потери на упругие столкновения весьма малы и основная часть мощности теряется на ионизацию и возбуждение. б) Область средних давлений с диапазоном от 0,01—0,02 мм рт. ст. примерно до 100 мм рт. ст. Эта область характеризуется заметным ростом упругих столкновений в разряде. При давлениях выше нескольких десятков миллиметров ртутного столба столб разряда концентрируется в центральной осевой части трубки (контрагированный столб). в) Область высоких давлений с нижней границей выше 100 мм рт. ст. Здесь большая часть мощности теряется на упругие столкновения электронов с атомами газа в столбе разряда. В силу частых столкновений газ нагревается до температуры в несколько тысяч градусов, в силу чего имеет место термическая ионизация атомов газа.

Распределение по составляющим теряемой в разряде мощности в функции от величины  $E/p_0$  (характеризующей энергию, накапливаемую электроном на пути одного свободного пробега) приведено для инертных газов и водорода на фиг. 1-33, а, б и в.



Фиг. 1-33. Диаграммы распределения потерь мощности для разных газов в функции от отношения напряженности поля к давлению.

На оси ординат приведены здесь проценты полной мощности, теряемой в разряде.

Верхняя диаграмма (фиг. 1-33,а) относится к чистому неону. Здесь, кроме мощности, теряемой электроном на упругие столкновения (кривая 1), возбуждение (кривая 2) и ионизацию атомов газа (кривая 3), выделена также в виде самостоятельной составляющей доля мощности, затрачиваемой полем на ускорение вторичных электронов, получаемых в результате ионизации атомов газа (кривая 4). Ординаты этой кривой пропорциональны, естественно, ординатам кривой 3. Средняя диаграмма (фиг. 1-33,б) относится к смеси неона с аргоном. При наличии в неоне такой примеси, как аргон, весьма высока вероятность, как указывалось в § 1-2, ионизации атомов аргона метастабильными атомами неона. Этим объясняется то, что кривая, характеризующая собой долю мощности, теряемую электронами на ионизацию, начинается здесь раньше и проходит выше, а кривая потеря энергии на возбуждение атомов (кривая 2) проходит ниже, чем соответствующие кривые на фиг. 1-33,а. Нижняя диаграмма, относящаяся к молекулярному газу — водороду, содержит еще одно отличие, заключающееся в том, что здесь наряду с возбуждением атомов имеет место возбуждение молекул газа (кривая 2б), отражающееся на повышении энергии колебательного движения электронов, входящих в атомы одной молекулы.

При сопоставлении диаграмм, приведенных на фиг. 1-32 и 1-33,а, б и в, необходимо учитывать то, что в диаграммах на фиг. 1-33 на оси абсцисс отложена величина  $E/\rho_0$ , которая с возрастанием давления уменьшается, в то время как на диаграмме, приведенной на фиг. 1-32, по оси абсцисс отложено давление, увеличивающееся слева направо.

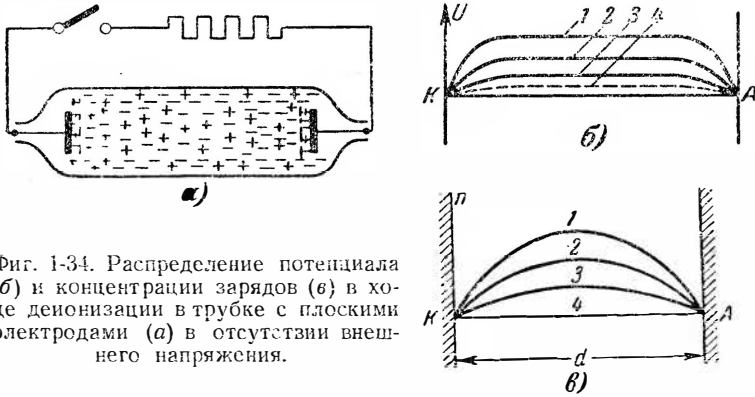
### 1-8. ГАШЕНИЕ РАЗРЯДА. ПРОЦЕСС ДЕИОНИЗАЦИИ

Процессы, поддерживающие стационарность разряда, существуют в приборе до тех пор, пока к электродам его подведено нужное по величине напряжение.

При снятии напряжения поле, создаваемое электродами, исчезает и приток энергии к электронам прекращается. Заряды, накопившиеся в разрядном промежутке и состоящие из примерно одинакового количества электронов и ионов (остаточная плазма разряда), продолжают еще в течение некоторого времени существовать в промежутке при постепенно ослабевающей их концентрации.

Ослабление концентрации обусловлено продолжающимся непрерывным уходом электронов и ионов к стенкам и к электродам, где они рекомбинируют в нейтральные атомы. Процесс исчезновения зарядов носит название деионизации газа либо

деионизации промежутка. Время, требующееся для исчезновения зарядов (фактически до уменьшения их концентрации до величины, составляющей  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  от начальной), носит название времени деионизации. При средних плотностях газа (когда давление превосходит сотые доли миллиметра ртутного столба) уход зарядов к стенкам и к изолированным электродам идет примерно по тем же законам, что и в активно действующем столбе разряда, при таком же давлении газа, т. е. по законам дипольной диффузии. Расчет деионизации как диффузионного процесса распространяют, впрочем, и на область низких давлений (когда давление газа меньше сотых долей миллиметра



Фиг. 1-34. Распределение потенциала (б) и концентрации зарядов (в) в ходе деионизации в трубке с плоскими электродами (а) в отсутствии внешнего напряжения.

ртутного столба), хотя, строго говоря, понятие диффузии в такой области давлений (когда заряды мало сталкиваются с атомами газа при их движении к стенке) неприменимо.

При гашении разряда и отключении прибора от внешней цепи (фиг. 1-34,а) электроды прибора несут в процессе деионизации те же функции, что и стенки, поскольку потенциал их не отличается от потенциала стенок. В этом случае из плазмы к стенкам и электродам направляются электроны и ионы, рекомбинирующие на поверхностях стенок и электродов в нейтральные атомы газа либо пара. У самих стенок и электродов образуются при этом ионные оболочки, в которых имеет место падение потенциала между распадающейся плазмой и стенками. В самой плазме потенциал всюду одинаков (фиг. 1-34,б), но величина его, зависящая от температуры электронного газа и концентрации зарядов, уменьшается вместе с их снижением в распадающейся плазме. На фиг. 1-34,б показан ход изменения потенциала вдоль разрядного промежутка для ряда моментов времени в ходе деионизации газа. Кривая 1 относится к начальному моменту после гашения дуги, кривые 2 и 3 — к промежуточным моментам деионизации, а кривая 4 — к моменту,



соответствующему почти полной деионизации разрядного промежутка. Там, где потенциал определяется горизонтальным участком кривой, еще есть остаточная плазма с присутствием в ней электронов и ионов с примерно одинаковой их концентрацией. Участки падения потенциала соответствуют ионным оболочкам у стенок и электродов.

Отрицательное поле в оболочках регулирует приход электронов и ионов из распадающейся плазмы к стенкам и изолированным электродам. Так как в ходе деионизации энергия электронов в силу их упругих и неупругих соударений с атомами газа быстро падает, то и падение напряжения в оболочках согласно (1-104) уменьшается, а их толщина в соответствии с (1-108) в силу уменьшения  $n_e$  растет.

Рассмотрим вначале закон убывания зарядов в объеме для случая, когда рекомбинация зарядов происходит главным образом на плоских электродах, достаточно близко расположенных между собой. Для такого случая уравнение двуполярной диффузии при неустановившемся режиме может быть записано в следующем виде [Л. 22]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (1-116)$$

где  $\frac{\partial n}{\partial t}$  — изменение концентрации зарядов во времени в единице объема;

$\frac{\partial n}{\partial x}$  — изменение концентрации по месту (или градиент концентрации) вдоль оси;

$D_a$  — коэффициент двуполярной диффузии, вычисляемый по (1-49) и определяющий результирующую скорость движения зарядов при градиенте концентрации, равном единице.

Решение дифференциального уравнения (1-116) дает тригонометрический ряд, первым членом которого является функция:

$$n = n_{\text{макс}} e^{-\alpha x} \sin \beta x, \quad (1-117)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные интегрирования, определяемые из начальных и граничных условий.

Принимая, что у деионирующих поверхностей  $n=0$ , мы получаем  $\beta = \frac{\pi}{d}$ , где  $d$  — расстояние между электродами.

Вводя в (1-117) найденное значение  $\beta$  и записывая  $\alpha$  через обратную ей величину, характеризующую постоянную времени процесса,

$$\tau = \frac{1}{\alpha}, \quad (1-118)$$

мы находим:

$$n = n_{0 \text{ макс}} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \frac{\pi}{d} x. \quad (1-119)$$

Эту функцию представляет семейство синусоид с максимумом посредине между электродами, приведенное на фиг. 1-34, в.

В ходе времени ординаты синусоиды убывают по экспоненциальному закону

$$n_0 = n_{0 \text{ макс}} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (1-120)$$

Определим теперь значение постоянной времени в (1-120). Для этого дважды дифференцируем (1-119) по  $x$  и 1 раз по  $t$ . Результат подставляем в (1-116). Из полученного равенства с учетом (1-118) находим, что постоянная времени деионизации равна:

$$\tau = \frac{1}{D_a} \cdot \frac{d^2}{\pi^2}. \quad (1-121)$$

Таким образом, при деионизации на плоских электродах постоянная времени деионизации пропорциональна квадрату расстояния между электродами и обратно пропорциональна коэффициенту двуполярной диффузии.

Решая аналогично задачу для случая, когда рекомбинация зарядов происходит преимущественно на цилиндрической стенке трубки (в связи с малыми размерами электродов и большим их удалением друг от друга), В. Л. Грановский [Л. 22] нашел, что

$$\tau = \frac{1}{D_a} \frac{R^2}{5,76}. \quad (1-122)$$

При рекомбинации зарядов на цилиндрической поверхности стенок и плоских электродах, удаленных на расстоянии  $d$ , постоянная времени деионизации:

$$\tau = \frac{1}{D_a} \left( \frac{1}{\frac{\pi^2}{d^2} + \frac{5,76}{R^2}} \right). \quad (1-123)$$

При рекомбинации зарядов распадающейся плазмы на шаровой поверхности колбы постоянная времени деионизации:

$$\tau = \frac{1}{D_a} \cdot \frac{R^2}{\pi^2}. \quad (1-124)$$

Зависимость скорости деионизации от давления (фактически плотности) газа сказывается через коэффициент двуполярной диффузии  $D_a$ , который, как это видно из (1-50), зависит

от температур электронного и ионного газов и подвижности ионов.

Зависимость эта становится более явной, если в (1-49) вместо подвижности ионов  $b_i$  ввести ее значение, получающееся из формулы, аналогичной (1-19). Это дает:

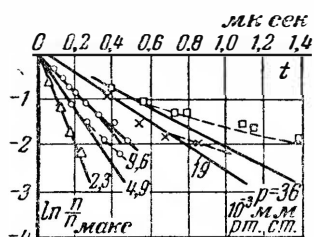
$$D_a = \frac{1}{3} \bar{c}_i \lambda_i \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (1-125)$$

Подставляя найденную зависимость для  $D_a$  в (1-121), мы для приборов с рекомбинацией зарядов на плоских электродах получаем:

$$\tau = \frac{3}{\pi^2 \bar{c}_i} \cdot \frac{1}{i + \frac{T_e}{T_i}} \cdot \frac{d^2}{\lambda_i}, \quad (1-126)$$

откуда видно влияние на постоянную времени деионизации не только геометрического фактора, но физического состояния среды (через  $\bar{c}_i$ ,  $T_e$ ,  $T_i$  и  $\lambda_i$ ).

Так как в ходе деионизации  $T_e$  и  $T_i$  постепенно уменьшаются, то  $\tau$  в ходе деионизации постепенно растет.



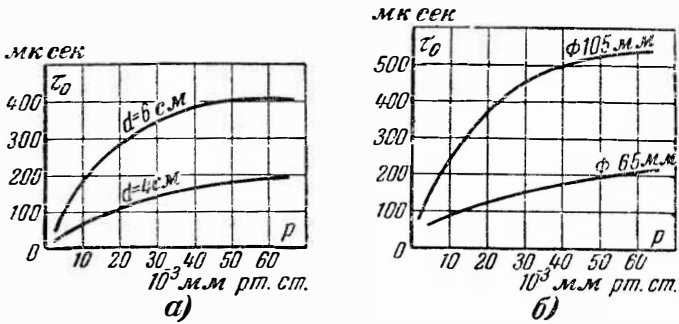
Фиг. 1-35. Относительное изменение концентрации зарядов в ходе деионизации.

Для проверки того, насколько ход деионизации действительно удовлетворяет экспоненте с неизменной постоянной времени, на фиг. 1-35 построены для различных давлений натуральные логарифмы относительных значений убывающей во времени плотности тока, характеризующей убыль концентрации зарядов в остаточной плазме. Сплошные кривые соответствуют расчетной формуле (1-120), а пунктирные кривые построены по результатам измерений [Л. 22].

Сопоставление сплошных и пунктирных кривых показывает, что, пока давление газа в приборе не выходит за границы нескольких десятков микрон ртутного столба, закон убывания концентрации зарядов и тока идет с очень малыми отступлениями от экспоненты.

При давлениях, превышающих несколько десятков микрон ртутного столба, деионизация замедляется в связи с быстрым падением  $T_e$ . В этом случае постоянная времени в формуле (1-120) не сохраняет постоянства своего значения.

Расчетное значение  $\tau$ , вычисляемое по (1-121) — (1-124), отвечает в этом случае только начальному значению  $\tau_0$  постоянной времени. В связи, однако, с относительно малым



Фиг. 1-36. Начальные постоянные времени деионизации на плоских электродах (а) и цилиндрических стенках (б).

отступлением  $\tau$  от  $\tau_0$  расчет хода деионизации ведется обычно для всего периода по значению  $\tau_0$ .

Экспериментально найденные В. Л. Грановским [Л. 22] значения начальной постоянной времени  $\tau_0$  для плоских электродов дают кривые на фиг. 1-36, а, а при рекомбинации зарядов главным образом на стенках цилиндрической трубки — кривые на фиг. 1-36, б.

---

---

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### ГАЗОТРОНЫ

#### 2-1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Газотроном называют двухэлектродный ионный вентиль с накаливаемым катодом, заполняемый инертным газом либо ртутными парами.

Об устройстве газотрона можно судить по одному из конструктивных его исполнений, приведенному на фиг. 2-1. В герметически закрытом баллоне *Б*, заполненном одним из инертных газов (неон, аргон, криптон, ксенон) либо парами ртути после удаления из него воздуха, расположены: 1) накаливаемый внешним источником тока катод *К* и 2) металлический либо графитовый анод *А*.

Промышленные типы газотронов на средние и высокие напряжения изготавливаются (так же как и электронные лампы) с оксидным катодом. Только некоторые типы низковольтных газотронов изготавливаются с катодом из торированного молибдена.

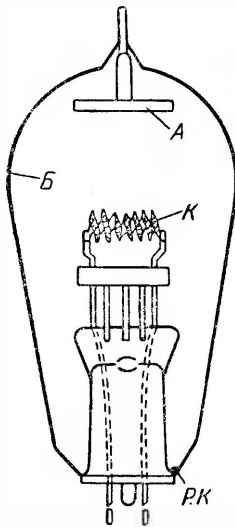
При нагреве катода до достаточно высокой температуры он эмиттирует электроны. Под действием электрического поля, возникающего при сообщении аноду положительного потенциала по отношению к катоду, электроны ускоряются и, накопляя энергию, возбуждают и ионизируют атомы газа, с которыми электроны соударяются, создавая тем самым ионы и вторичные электроны. Основными носителями тока в газотроне, как и во всех других типах ионных приборов, являются электроны. Роль ионов сводится главным образом к компенсации объемного заряда электронов. При наличии такой компенсации через прибор может проходить значительный ток (достигающий десятков и сотен ампер) при относительно малом падении напряжения (10—20 в) в приборе.

Совокупность явлений, происходящих в газотроне во время прохождения через него электрического тока, определяет собой дуговой разряд (§ 1-4). Особенностью дугового разряда в газотроне (и вообще в приборах с накаливаемым катодом)

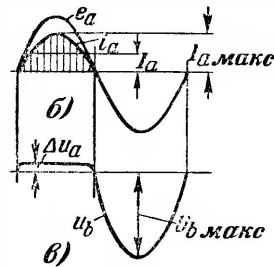
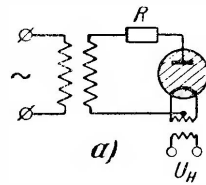
является его несамостоятельность, выражающаяся в том, что с прекращением нагрева катода дуга гаснет.

Отсутствие эмиссии электронов с анода определяет вентиляльные свойства прибора, т. е. его способность пропускать ток только в одном направлении — от анода к катоду.

Использование газотрона как вентиля в простейшей схеме однополупериодного выпрямления тока (фиг. 2-2, а) иллюстрируют диаграммы на фиг. 2-2, б и в. Характерным здесь является то, что напряжение на вентиле в проводящую часть



Фиг. 2-1. Конструктивная схема малоомощного ртутного газотрона.



Фиг. 2-2. Кривые токов и напряжений при однополупериодном выпрямлении газотроном.

периода  $\Delta u_a$  почти не зависит от мгновенного значения тока  $i_a$ , проходящего через прибор. В непроводящую часть периода газотрон, не пропуская заметного тока, принимает на себя почти полное значение обратного напряжения. Максимальное значение обратного напряжения  $U_{b \text{ макс}}$ , выдерживаемого прибором, является одним из его основных параметров. Другим таким параметром является среднее значение тока  $I_a$ , пропускаемого прибором.

Среднее значение тока в амперах вводится при современном обозначении типа прибора в числитель дроби, а максимальное значение обратного напряжения в киловольтах, выдерживаемого прибором, является знаменателем этой дроби. Дробь пишется после буквенного обозначения ГР либо ГГ, в котором буква Г является начальной буквой слова „газотрон“, а вторая

буква определяет род заполнения прибора: Р — ртутное и Г — газовое. Например, обозначение ГР1-0,25/1,5 определяет ртутный газотрон на средний ток 0,25 а и на максимальное значение обратного напряжения 1,5 кв. Цифра 1 после буквенного обозначения соответствует варианту заводского исполнения прибора.

В прежнем обозначении типов (сохранившемся для некоторых приборов и до сих пор) в числитель дроби вводилось максимальное значение тока в амперах, а в знаменатель — максимальное значение обратного напряжения в вольтах. По максимальному значению тока выбирается в большинстве случаев поверхность катода, исходя из допустимой максимальной эмиссии, а по среднему значению тока — размеры анода и колбы, исходя из допустимого теплового режима. При выборе размеров электродов у приборов с накаливаемым катодом (не предназначенных для работы в импульсном режиме) исходят обычно из того, что максимальный ток в них превышает среднее значение тока примерно в 3 раза, что соответствует наиболее часто встречающемуся соотношению в схемах выпрямления однофазного и трехфазного токов.

Электрический режим работы газотрона, а следовательно, и его электрические параметры в значительной степени зависят от плотности (давления) газа или пара, заполняющего прибор. Так, для того чтобы газотрон выдерживал без пробоя (без обратных зажиганий) воспринимаемое им в непроводящую часть периода максимальное значение обратного напряжения, максимальное давление газа либо пара в приборе не должно (при заданном расстоянии между электродами и открытыми поверхностями вводов к ним) выходить за границы его, устанавливаемые кривыми пробивных напряжений (фиг. 1-20). С другой стороны, допустимый минимум давления (плотности) газа либо пара ограничен условиями обеспечения нормального зажигания и горения дуги в приборе в проводящую часть периода. Границы по допустимым максимуму и минимуму плотности пара и определяют тот диапазон рабочих давлений газа либо пара, при котором еще обеспечивается нормальный режим работы прибора как в проводящую, так и непроводящую части периода.

В газонаполненных приборах плотность газа задается введением в прибор определенной массы газа (контролируемой по давлению) в процессе изготовления прибора. В процессе его эксплуатации плотность газа, однако, несколько убывает в силу некоторого поглощения газа электродами и стенками прибора.

В приборах, заполненных ртутными парами, явление адсорбции пара стенками и электродами на рабочем процессе не сказывается, поскольку убыль атомов пара легко восполняется

дополнительным испарением ртутной капли, лежащей на дне катодной горловины. Это позволяет поддерживать рабочее давление в приборах, заполненных ртутными парами, на более низком уровне, чем в газонаполненных приборах, и обеспечивать, тем самым, более высокие рабочие напряжения в них.

Ртутные приборы имеют, однако, тот недостаток по сравнению с газонаполненными, что рабочий режим в них чувствителен к изменению температуры окружающей среды. Поскольку плотность пара зависит от температуры ртутной капли, а температура последней определяется температурой катодной горловины, которая близка к температуре внешней среды. Поэтому там, где прибор должен работать при значительных изменениях окружающей среды, применяются приборы, заполненные газом.

## 2-2. ПЛОТНОСТЬ ГАЗА И ПАРА В БАЛЛОНЕ ГАЗОТРОНА

Анализ физических явлений в газотроне мы начнем с установления количественных закономерностей, связывающих концентрацию атомов в единице объема  $n$ , либо пропорциональную ей плотность газа  $d = nm$ , где  $m$  — масса атома либо молекулы, с давлением и температурой газа.

Плотность  $d$  газа либо пара определяют по массе их в единице объема, что соответствует равенству

$$d = \frac{M}{V} \left[ \frac{z}{\text{см}^3} \right], \quad (2-1)$$

где  $M$  — масса газа либо пара, заключенного в объеме баллона,  $z$ ;

$V$  — объем баллона,  $\text{см}^3$ .

Судят же о плотности по давлению  $p$  и температуре газа, с которыми плотность связана уравнением Клапейрона:

$$d = \frac{p}{R'T}, \quad (2-2)$$

где  $p$  — давление газа, бар  $\left( 1 \text{ бар} = 1 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} \right)$ ;

$T$  — температура газа внутри прибора, °К;

$R'$  — универсальная газовая постоянная, отнесенная к 1 г газа,  $R' = R/\mu$ ;

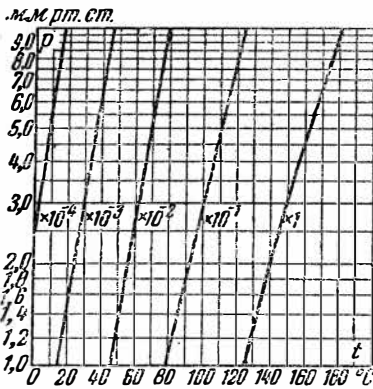
$\mu$  — молекулярный вес газа.

Сопоставим изменение плотности газа или пара при изменении как внутренней, так и внешней температуры в приборах при газовом и ртутном наполнении.

При заполнении прибора газом в него фактически вводится определенная масса газа  $M$ , которая, если не учитывать неко-



того поглощения газа электродами и стенками прибора, остается величиной неизменной. В этом случае средняя плотность газа в приборе на основе (2-1) сохраняет постоянное значение, и одинаковое изменение температуры во всем объеме газа внутри прибора приводит лишь к пропорциональному изменению давления газа. Если же в разных объемах внутри прибора газ нагревается неодинаково, то плотность газа распределяется обратно пропорционально внутренним температурам газа (в градусах абсолютной шкалы). Изменения температуры окружающей среды оказывают весьма малое влияние на перераспределение плотности газа.

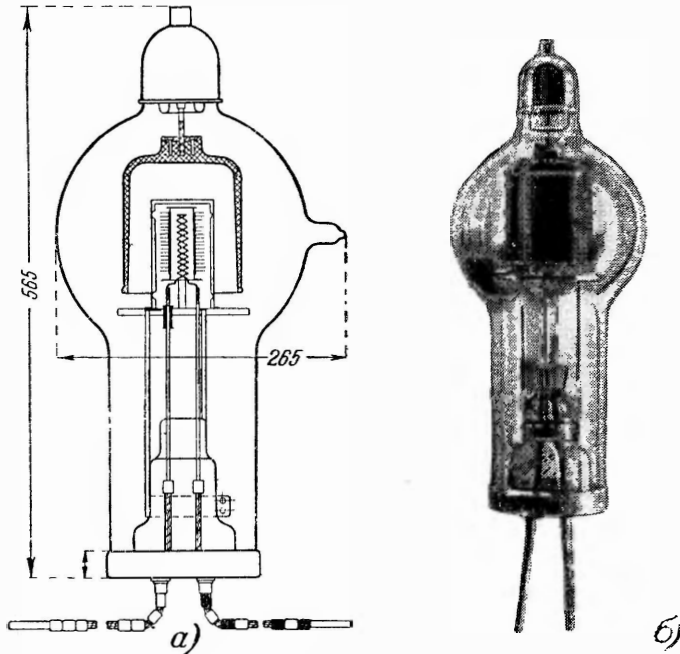


Фиг. 2-3. Давление ртутных паров (насыщающих пространство) в функции от температуры ртути.

В приборах с ртутным наполнением положение иное. Здесь задается не масса газа, а давление пара  $p$  через температуру ртутной капли  $t_k$ , зависящую от температуры окружающей среды. С изменением температуры окружающей среды давление пара в приборе  $p$  изменяется, а вместе с ним в соответствии с (2-2) меняется и плотность пара. Изменение это, как показывает ход кривых на фиг. 2-3, весьма резко выражено. Так, кривые показывают, что на каждые  $10^\circ\text{C}$  увеличения температуры

давление пара в приборе возрастает примерно в 2 раза. Также меняются и плотность пара и определяемая ею концентрация молекул, влияющая непосредственно на ход физических явлений в газотроне. Это обстоятельство приводит к необходимости ограничивать диапазон допустимых колебаний температуры внешней среды для обеспечения нормального режима работы ртутного газотрона и связано с требованием защитить ртутную каплю, лежащую на дне катодной горловины, от теплового воздействия нагретого катода и дугового разряда. Последняя задача в мощных типах газотронов решается удлинением катодной горловины, как это можно видеть на фиг. 2-4. При этом уменьшается нагрев ртутной капли через теплопроводность по стеклу. От теплового излучения каплю защищает металлический экран Э, устанавливаемый в верхней части горловины. В горловине ниже экрана ртутные пары насыщают пространство, а в верхних объемах, нагретых катодом и дугой, пары пространства не насыщают, поскольку давление их тоже, что и в горловине, а температура значительно выше. Для

конкретной оценки того, в каких границах меняются плотности газа в рабочем пространстве в ртутном и газонаполненном газотронах при изменении температурного режима баллона, рассмотрим следующий пример:



Фиг. 2-4. Газотрон типа ВГ-163.

**Пример.** Газотрон с объемом шаровой части  $100 \text{ см}^3$  (фиг. 2-4) и катодной горловины  $30 \text{ см}^3$  заполнен в одном случае неоном, а в другом — ртутными парами. При нагрузке газотрона током  $1 \text{ а}$  катодная горловина нагревается до  $40^\circ \text{ С}$ , а шаровая часть до  $150^\circ \text{ С}$ . Давление неона при этом  $p = 0,5 \text{ мм рт. ст.}$  При повышении тока до  $2 \text{ а}$  температура нижней части колбы повышается до  $50^\circ \text{ С}$ , а шаровой части — до  $200^\circ \text{ С}$ . Определим плотность неона и паров ртути в газотроне при указанных режимах нагрузки, а также минимальный объем ртути, который должен быть введен в ртутный газотрон, чтобы при максимальном температурном режиме в баллоне еще оставалась жидкая ртуть.

а) Неоновый газотрон. Молекулярный вес неона  $\mu = 20,2$ . Приведенная к  $1 \text{ г}$  универсальная постоянная

$$R' = \frac{R}{\mu} = \frac{8,32 \cdot 10^7}{20,2} = 4,12 \cdot 10^6 \text{ эрг/град.}$$

Массу газа в каждом из объемов определяем по формуле (2-2), переводя единицы давления из  $\text{мм рт. ст.}$  в  $\text{дин/см}^2$ :

$$1 \text{ мм рт. ст.} \approx \frac{4}{3} \cdot 10^3 \text{ дин/см}^2.$$

В объеме  $a$  (шаровая часть сосуда) масса газа равна:

$$m_{1a} = \frac{p_{1a} V_a}{R'T_{1a}} = \frac{500 \cdot \frac{4}{3} \cdot 100}{4,12 \cdot 10^6 \cdot 423} = 3,83 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

В объеме  $b$  (катодная горловина) масса газа равна:

$$m_{1b} = \frac{p_{1b} V_b}{R'T_{1b}} = \frac{500 \cdot \frac{4}{3} \cdot 30}{4,12 \cdot 10^6 \cdot 313} = 1,55 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

Масса газа во всем сосуде

$$m = m_{1a} + m_{1b} = 5,38 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

Плотность газа в объеме  $a$

$$d_{1a} = \frac{m_{1a}}{V_a} = \frac{3,83 \cdot 10^{-5}}{100} = 3,83 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3.$$

В разрядном промежутке объема  $a$ , где температура газа выше, чем у стенок, плотность газа меньше.

Плотность газа в объеме  $b$

$$d_{1b} = \frac{m_{1b}}{V_b} = \frac{1,55 \cdot 10^{-5}}{30} = 5,16 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3.$$

При переходе к нагрузке в  $2a$  благодаря новому соотношению в распределении температур изменится не только общее давление в сосуде, но по-иному перераспределятся и плотности газа в отдельных объемах газотрона.

Массы газа в отдельных объемах при нагрузке током в  $2a$  мы можем определить в зависимости от неизвестного пока давления  $p_2$ :

$$m_{2a} = \frac{p_2 \cdot 100}{4,12 \cdot 10^6 \cdot 473} = 5,13 \cdot 10^{-8} p_2;$$

$$m_{2b} = \frac{p_2 \cdot 30}{4,12 \cdot 10^6 \cdot 313} = 2,25 \cdot 10^{-8} p_2.$$

Мы имеем два уравнения с тремя неизвестными ( $m_{2a}$ ,  $m_{2b}$  и  $p_2$ ). Третье уравнение мы можем написать, исходя из того, что масса газа в сосуде остается неизменной:

$$m_{2a} + m_{2b} = 5,38 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$$

Решая совместно три уравнения и учитывая, что  $d_{2a} = \frac{m_{2a}}{V_a}$  и  $d_{2b} = \frac{m_{2b}}{V_b}$ , находим:

$$p_2 = 729 \text{ дин/см}^2 = 0,546 \text{ мм рт. ст.};$$

$$d_{2a} = \frac{5,13 \cdot 10^{-8} \cdot 729}{100} = 3,74 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3;$$

$$d_{2b} = \frac{2,25 \cdot 10^{-8} \cdot 729}{30} = 5,48 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3.$$

б) Ртутный газотрон. При температуре нижней части колбы  $t_{1b} = 40^\circ \text{C}$  по фиг. 2-3 находим  $p_1 = 6 \text{ мкн рт. ст.}$  При температуре  $t_{2b} = 50^\circ \text{C}$  по кривой фиг. 2-3 находим  $p_2 = 12 \text{ мкн рт. ст.}$

При молекулярном весе ртути  $\mu = 200,6$  универсальная постоянная ртути, отнесенная к 1 г:

$$R' = \frac{R}{\mu} = \frac{8,32 \cdot 10^7}{200,6} = 4,16 \cdot 10^5 \text{ эрг/град} \cdot \text{г.}$$

Масса ртутных паров в объеме  $a$  при нагрузке в 1 а

$$m_{1a} = \frac{p_{1a} V_a}{R' T_{1a}} = \frac{\frac{4}{3} \cdot 6 \cdot 100}{4,16 \cdot 10^5 \cdot 423} = 4,55 \cdot 10^{-6} \text{ г,}$$

а плотность:

$$d_{1a} = \frac{m_{1a}}{V_a} = \frac{4,55 \cdot 10^{-6}}{100} = 4,55 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3.$$

Эта плотность меньше плотности паров, насыщающих пространство при  $t_{1b} = 40^\circ \text{C}$ .

При нагрузке в 2 а масса ртутного пара в объеме будет:

$$m_{2a} = \frac{\frac{4}{3} \cdot 12 \cdot 100}{4,16 \cdot 10^5 \cdot 473} = 8,13 \cdot 10^{-6} \text{ г,}$$

а плотность:

$$d_{2a} = \frac{8,13 \cdot 10^{-6}}{100} = 8,13 \cdot 10^{-8} \text{ г.}$$

Нижняя часть колбы при нагрузке в 1 а имеет массу пара

$$m_{1b} = 1,842 \cdot 10^{-6} \text{ г}$$

и плотность

$$d_{1b} = 6,14 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3.$$

Эта плотность соответствует плотности паров, насыщающих пространство при температуре жидкой ртути  $t_k = 40^\circ \text{C}$ .

При нагрузке в 2 а масса газа

$$m_{2b} = 3,57 \cdot 10^{-6} \text{ г,}$$

а плотность

$$d_{2b} = 11,9 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3.$$

Минимальный необходимый объем ртути мы определим по удельному весу ртути  $\gamma$ , исходя из двухамперного режима,

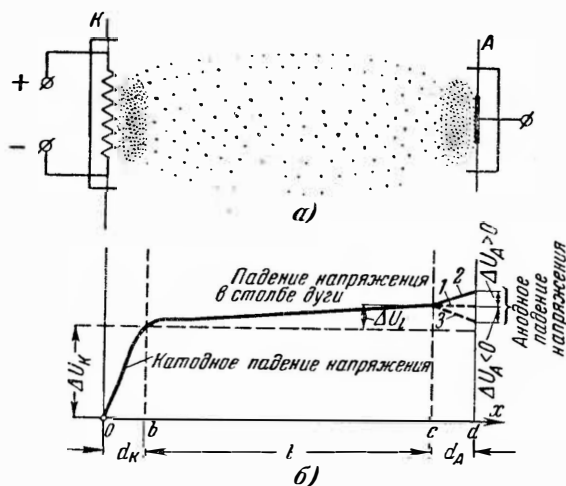
$$V_k = \frac{m_{2a} + m_{2b}}{\gamma} = \frac{(8,13 + 3,57) \cdot 10^{-6}}{13,6} = 8,61 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3.$$

Количество ртути, фактически заливаемой в газотрон, достигает нескольких граммов.

Из рассмотренного примера мы видим, что плотность газа в рабочем пространстве газотрона, наполненного неонам, с изменением температуры почти не изменилась, между тем как плотность паров в ртутном газотроне при том же изменении температур возросла довольно значительно.

### 2.3. СТРУКТУРА ДУГОВОГО РАЗРЯДА И ЯВЛЕНИЯ У КАТОДА

В проводящую часть периода между катодом и анодом горит, как уже говорилось, электрическая дуга несамостоятельного разряда. Структура дуги зависит от давления газа либо пара в приборе и протяженности разрядного промежутка. Если давление газа в приборе не превосходит десятых долей миллиметра ртутного столба (что характерно для большинства



Фиг. 2-5. Распределение потенциала в газотроне вдоль оси разряда.

типов газотронов на средние и высокие напряжения) и протяженность разрядного промежутка достаточно велика, то структура разряда может быть схематически представлена, как на фиг. 2-5,а, с соответствующей ей кривой распределения потенциалов, приведенной на фиг. 2-5,б. Соответственно ходу кривой потенциалов дуга и здесь (так же, как это было описано в § 1-6 применительно к самостоятельному разряду) может быть разбита на три основные части: 1) катодную часть с протяженностью  $d_K$  и катодным падением потенциала  $U_K$ , 2) столб разряда с длиной  $l$  и продольной напряженностью поля  $E_l$  и 3) анодную часть с протяженностью  $d_A$  и тремя возможными вариантами

анодного падения потенциала  $\Delta U_A$ , соответствующими трем ветвям на правом участке кривой потенциалов на фиг. 2-5,б.

На участке у катода электроны получают первое ускорение и при достаточной длине среднего свободного пробега  $\lambda_e$  (что характерно для приборов с давлением, меньшим 0,1 мм рт. ст.) накапливают достаточную энергию, чтобы ионизировать ближайший к катоду слой газа, откуда ионы расходятся в противоположных направлениях: к катоду и в столбе разряда.

Столб разряда является каналом передачи электронов от катода к аноду. Этот канал в связи с компенсацией в нем объемного заряда электронов объемным зарядом ионов обладает относительно большой проводимостью.

Анодная часть разряда выполняет роль переходной области, подготавливающей прием электронов анодом для передачи их во внешнюю цепь.

Не во всех типах приборов названные участки резко очерчены. Так, в промышленных типах приборов с коротким расстоянием между катодом и анодом столб разряда не приобретает полностью всех тех свойств, которые характерны для рассмотренного нами в § 1-6 однородного столба дуги, что влияет также и на анодную часть разряда. При давлении газа, превышающем 1 мм рт. ст., что характерно для ограниченного числа типов низковольтных приборов, получивших название „тунгаров“, катодная часть разряда вовсе неотделима от столба. Неполное формирование отдельных частей разряда не меняет, однако, основных характеристик этого вида разряда в целом.

Так как процессы в столбе разряда были описаны в § 1-6, то в настоящем параграфе более подробно рассматриваются явления и определяющие их закономерности в катодной и анодной частях разряда.

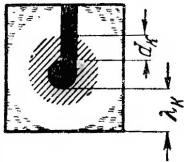
Процессы в катодной части разряда при низком давлении газа анализируются в настоящем параграфе, а процессы в анодной части разряда вместе с теми отличительными особенностями, которые характерны для столба дуги в приборах с накаленным катодом, рассматриваются в следующем параграфе.

Объективными показателями хода явлений у катода служат: а) проведенные при помощи зондов (§ 1-7) исследования распределения поля и концентрации зарядов в катодной части разряда и б) визуальные наблюдения за полосами излучения в этой части разряда, по которым можно судить о местах интенсивного возбуждения и ионизации атомов газа.

Совокупность этих исследований показывает, что: 1) катодное падение потенциала примерно равно эффективному потенциалу ионизации газа (§ 1-2), 2) протяженность участка нони-

зации, равная примерно среднему свободному пробегу, заметно больше длины катодной части разряда.

Протяженность катодной части разряда  $d_K$  определяется по резкому изменению наклона кривой распределения потенциалов приведенной на фиг. 2-5, б. Толщина этого слоя заметно меньше свободного пробега электрона в газе, как это можно видеть по увеличенному снимку торца проволочного катода, приведенному на фиг. 2-6. Самый темный центральный слой соответствует здесь сечению катода. Прилегающий к нему



Фиг. 2-6. Катод и катодная часть разряда в приборе с накаливаемым катодом.

несколько более светлый слой соответствует примерно толщине катодной части разряда. В этой части разряда электроны ускоряются полем, приобретая энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов газа. Следующий ярко светящийся слой, равный примерно средней длине свободного пробега электронов в газе, отвечает зоне интенсивного возбуждения и ионизации атомов газа.

Интенсивность ионизации и величина катодного падения потенциала связаны между собой. Если катодное падение потенциала начинает заметно возрастать сверх потенциала ионизации, то возникающий избыток ионов уходит вместе с более быстрыми электронами в положительный столб, ограничивая тем самым дальнейший рост  $\Delta U_K$ . При уменьшении  $\Delta U_K$  против нормального происходит обратный процесс, а именно: ослабляется доля ионного тока, идущего в положительный столб, в связи с чем большая доля ионов остается в катодной части разряда и увеличивает плотность положительных зарядов, т. е.  $\Delta U_K$ .

При установившемся разряде основная часть ионов, генерируемых в катодной части разряда, уходит к катоду, а им навстречу идут электроны, восстанавливающие при ионизации ими газа нужное равновесие концентрации зарядов в катодной части. Встречное движение электронов и ионов в катодной части разряда приводит к тому, что ток здесь состоит из двух составляющих: электронной и ионной, в связи с чем результирующая плотность тока

$$j_K = j_{Ke} + j_{Ki}. \quad (2-3)$$

При нулевой напряженности поля в начале и конце катодной части разряда (и нулевых начальных скоростях электронов и ионов) отношение плотностей электронного и ионного токов, проходящих эту часть разряда (которую можно рассматривать как вакуумный промежуток), равно:

$$\frac{j_{Ki}}{j_{Ke}} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}. \quad (2-4)$$

Так как масса иона даже у наиболее легких газов на несколько порядков величины превосходит массу электрона, то доля ионного тока относительно невелика.

При учете частичной компенсации электронного потока ионами (полной компенсации здесь нет благодаря нарастанию их скоростей во встречных направлениях) плотность электронного тока определяется из уравнения

$$j_{Ke} = \frac{1,86}{9\pi} \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\Delta U_K^{3/2}}{d_K^2}. \quad (2-5)$$

Это уравнение, определяющее предельную плотность тока, способную пройти через катодную часть разряда, отличается от уравнения предельной плотности тока в электронных приборах (уравнение степени  $3/2$ ) показателем степени и коэффициентом 1,86.

Максимальная плотность тока при нулевой напряженности поля у поверхности оксидного катода (собственная термоэлектронная эмиссия катода) может быть рассчитана по формуле, полученной на основе общих законов термоэмиссии Г. А. Тягуновым [Л. 42], рассматривавшим оксидный слой как полупроводник:

$$j_s = B T_K^{3/4} e^{-\frac{\frac{\theta}{2} + \varphi}{kT_K}}, \quad (2-6)$$

где  $B$  — постоянная эмиссии, численное значение которой у оксидных (хорошо активированных катодов) лежит в границах от 0,01 до 0,1 а/см<sup>2</sup>;

$\frac{\theta}{2} + \varphi$  — полная работа выхода;

$\frac{\theta}{2}$  и  $\varphi$  — внутренняя и внешняя работы выхода;

$T_K$  — температура катода, °К.

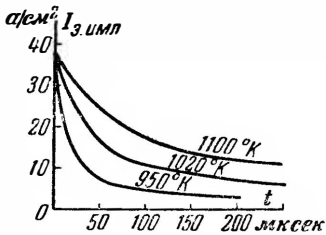
Значение  $\theta$ , а следовательно, и полная работа выхода сильно зависят от состава оксида, толщины оксидного слоя и степени активировки катода. Средние значения полной работы выхода у хорошо активированных катодов достигают 1,1—1,5 эв.

Под действием повышенного падения напряжения у катода, автоматически возникающего при эмиссии катодом электронов, меньшей, чем требующаяся по величине рабочего тока, эмиссия электронов катодом повышается против собственной термоэлектронной эмиссии. Однако в режиме повышенной эмиссии срок службы катода заметно понижается в связи с тем, что ионы, проходя участок повышенного падения напряжения в катодной части разряда, распыляют (как об этом более подробно будет сказано ниже) эмиссионный слой катода. Максимальная плотность тока при собственной термоэлектронной



эмиссии оксидного катода может достигать (при хорошей активировке катода) от 0,9 до 1,0  $a/cm^2$  в режиме непрерывной эмиссии катода. К непрерывной эмиссии относят режим, когда через прибор проходит постоянный ток либо однонаправленный периодический ток низкой частоты.

При расчете катода на средние во времени (а не на максимальные) плотности тока допустимая эмиссия снижается соответственно кратности максимального тока к среднему. В приборах промышленного типа, как уже указывалось, это отношение принято равным трем. Кроме средней во времени плотности тока, допускаемой накалившимся катодом, в ионных приборах необходимо различать еще среднюю по месту плотность тока в связи с ярко выраженными тенденциями к неравномерному распределению плотности тока по катоду у таких приборов (по причинам, которые описываются ниже).



Фиг. 2-7. Предельные плотности тока термоэлектронной эмиссии в зависимости от длительности импульса.

примерно соответствует 0,1—0,15  $a/cm^2$  допустимой средней по времени и месту плотности тока. У катодов из торированного молибдена (применяемых обычно в низковольтных типах газотронов — тунгарах) может быть достигнута плотность собственной термоэлектронной эмиссии от 0,6 до 0,8  $a/cm^2$  при температуре катода  $T_k = 1800 - 1900^\circ K$ .

В импульсных режимах, когда длительность импульсов не превосходит 10—20 мксек., максимальные значения суммарной термоэлектронной эмиссии могут достигать, как это было показано в исследованиях Б. М. Царева, С. Г. Калашникова, Г. А. Кубецкого и Л. Н. Добрецова [Л. 43] и видно из кривых, приведенных на фиг. 2-7, нескольких десятков ампер на  $1 cm^2$ . Заметное превышение импульсной эмиссии над длительной объясняется рядом авторов тем, что до начала эмиссии на поверхности катода присутствует большое число ионов бария, облегчающих выход электронов из полупроводникового слоя катода. В процессе эмиссии часть ионов втягивается внутрь трещин, имеющих на пористой поверхности катода. Число ушедших с поверхности ионов тем больше, чем длительнее импульс тока. В интервалах между импульсами тока на поверхности катода образуются новые ионы за счет диффундирующих на поверхность катода атомов бария.

При максимально достижимых (по началу искрения катода) плотностях тока, соответствующих кривым на фиг. 2-7, средние во времени значения токов могли бы достигать в зависимости от скважности импульсов (определяемой по отношению периода следования импульсов к их длительности) значений от 0,2 до 0,9  $a/cm^2$ , если бы плотность тока не лимитировалась здесь нагревом катода током. Относительно больший нагрев катода при импульсной эмиссии обусловлен тем, что действующее значение тока при больших скважностях во много раз превышает среднее во времени значение тока. Так, например, при скважности импульсов, лежащей в границах от 100 до 1000, действующее значение тока превышает среднее в 10—30 раз, в связи с чем допустимую плотность среднего тока по условию нагрева катода приходится снижать до 10—30  $ma/cm^2$ .

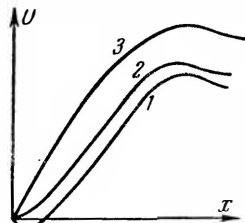
В условиях собственной термоэлектронной эмиссии напряженность поля у катода имеет отрицательное значение либо равна нулю. Положительная напряженность поля у поверхности катода появляется только тогда, когда собственная термоэлектронная эмиссия становится недостаточной для того, чтобы обеспечить прохождение через прибор тока, требуемого внешней цепью.

Ход кривой потенциалов в катодной части разряда, соответствующий трем возможным соотношениям между током собственной термоэлектронной эмиссии катода  $I_s$  и фактическим электронным током катода  $I_{Ke}$ , иллюстрируют кривые 1, 2 и 3 на фиг. 2-8.

Кривая 1 на этой фигуре соответствует случаю, когда  $I_{Ke} < I_s$ . Непосредственно у катода возникает в этом случае электронное облако, возвращающее катоду избыток электронов над числом их уходящих в столб разряда. Благодаря электронному облаку у катода появляется участок отрицательного падения потенциала.

Когда ток  $I_{Ke}$  становится равным току эмиссии  $I_s$ , ход потенциала у катода соответствует кривой 2 на фиг. 2-8. В этом случае непосредственно у поверхности катода устанавливается нулевая напряженность поля.

Когда ток  $I_{Ke}$  начинает превышать ток эмиссии, ход кривой потенциала у катода соответствует кривой 3. В этом случае полное падение напряжения у катода заметно повышается и непосредственно у поверхности катода появляется положительная напряженность поля, облегчающая выход из него электронов. В связи с уменьшением работы выхода плотность



Фиг. 2-8. Кривые распределения потенциалов в катодной части разряда.

эмиссионного тока повышается до значений, обеспечивающих требуемую величину анодного тока.

Автоматическое возрастание фактической плотности тока против плотности тока собственной термоэлектронной эмиссии при возрастании падения потенциала только в катодной части ряда и составляет отличительную особенность возможного режима работы накаливаемых катодов в ионных приборах по сравнению с их действием в электронных лампах. Переход на последний режим работы катода важно при всех условиях предупредить, так как с повышением катодного падения потенциала возрастает, как выше уже говорилось, энергия ионов, приходящих к поверхности катода, в связи с чем усиливается распыление катода от ионной бомбардировки. Чувствительность к распылению у накаливаемых катодов много больше, чем у холодного металла.

Большое число проведенных экспериментальных исследований показало, что активный слой катода подвергается особенно быстрому распылению тогда, когда энергия ионов превышает определенные значения, называемые критическими потенциалами. Значения критических потенциалов у катодов, активированных торием, приведены для различных газов в табл. 2-1. Для оксидных катодов критические потенциалы зависят от структуры катода. Так, у катодов с оксидным покрытием на гладком керне критические потенциалы не на много превосходят критические потенциалы, указанные для торированных катодов, а у катодов со специально упрочненным слоем покрытия (губчатые катоды) значения критических потенциалов несколько больше.

Таблица 2-1

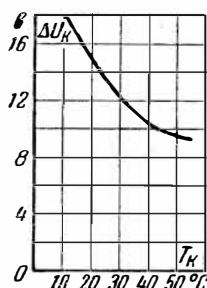
**Критические потенциалы распыления активированных катодов при длительном режиме работы катодов**

Газ	Гелий	Неон	Аргон	Криптон	Ртуть
Значения потенциалов, в .	30	28	26	24	25

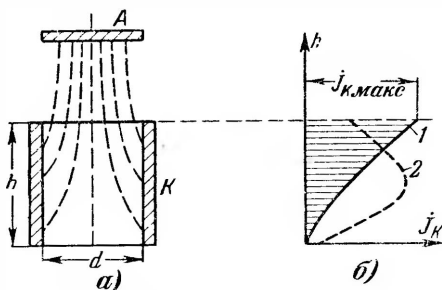
Некоторое распыление и испарение активного слоя имеют место и при потенциалах, меньших, чем критические, но их интенсивность настолько мала, что это заметно не сказывается на сроке службы катода. Для получения достаточно большого срока службы катода требуется поэтому, чтобы он работал при режимах, отвечающих кривым 1 либо 2 на фиг. 2-8, когда  $I_{Ke} \leq I_s$ . Катодное падение потенциала не превышает в этом случае потенциала ионизации газа  $U_i$ . Плотность газа также заметно сказывается на величине катодного падения

потенциала. С уменьшением плотности газа растет средний свободный пробег, определяющий путь движения электронов (при относительно слабой компенсации их объемного заряда ионами), что приводит к росту величины  $\Delta U_K$ . О том, насколько зависит  $\Delta U_K$  от плотности газа, можно судить по кривой полного падения напряжения в приборе, приведенной для одного из промышленных типов приборов на фиг. 2-9. Падение напряжения на остальной части разрядного промежутка, как это будет показано в следующих параграфах, крайне мало.

По кривым, аналогичным приведенной на фиг. 2-9, может быть установлен допустимый минимум температуры окружаю-



Фиг. 2-9. Падение напряжения в ртутной газотроне в функции от температуры.



Фиг. 2-10. Распределение плотности тока по катоду.

щей среды, исходя из критического потенциала для ионов Hg у оксидного катода. Если этот потенциал принять равным 18 в, то из хода кривой видно, что допустимый минимум температуры окружающей среды не должен быть ниже  $+10^\circ\text{C}$ .

Предупреждение преждевременного распыления катода из-за повышенного катодного падения потенциала требует также ограничения допустимого недокала катода по напряжению (по нормам не более чем на 5%), так как больший недокал приводит к заметному снижению тока собственной эмиссии катода.

Важнейшим условием обеспечения длительного срока службы катода является также обеспечение возможно более равномерного распределения плотности тока по поверхности катода. Причинами установления неравномерной плотности тока по поверхности катода являются: 1) разная удаленность участков поверхности катода от анода (фиг. 2-10, а), что приводит при одной и той же величине общего падения напряжения в приборе к разному распределению падения потенциала в оксидном слое катода и газовом промежутке; 2) разный приток ионов к раз-

личным участкам поверхности катода в силу того, что ионы возникают в известном отдалении от катодной поверхности; к участкам поверхности, расположенным ближе к входу в каналы катода, ионов приходит поэтому больше, чем к более удаленным его участкам; 3) наличие отрицательного температурного коэффициента сопротивления у оксидного слоя катода.

Из-за первых двух причин близлежащие к аноду участки поверхности стенок каналов (которые имеет любой катод с достаточно развитой поверхностью) принимают на себя большие плотности токов, чем более удаленные их участки, так как и формирование катодной части разряда происходящими в нужном количестве ионами при этом облегчается и падение в дуге при этом снижается. Третья причина в еще большей мере усиливает степень неравномерности в распределении плотности тока, поскольку в местах большей плотности тока сопротивление оксидного слоя уменьшается, а следовательно, уменьшается и общее падение напряжения в дуге. О характере и степени неравномерности в распределении плотности в цилиндрическом катоде с внутренней эмиттирующей поверхностью (фиг. 2-10,а) можно судить по графикам распределения (фиг. 2-10,б) плотности тока, построенным по результатам исследования, проведенным В. Д. Соболевым [Л. 44]. График  $I$  относится к начальному периоду работы катода. Степень неравномерности здесь такова, что при катодах с высотой, примерно равной их диаметру, плотность тока спадает внизу почти до нуля. Если на участке максимальной плотности тока оказывается заметно превышенной собственная эмиссия катода, то такой слой быстро изнашивается, и максимальная плотность тока переходит к соседнему с ним слою, как это видно из кривой 2 на фиг. 2-10,б. Такое перемещение плотности тока по поверхности катода сопровождается постепенным выходом из строя всего катода. Обеспечение большого срока службы катода требует поэтому выбора таких геометрических конфигураций катода, при которых достигается минимальная неравномерность в распределении плотности тока по всей рабочей поверхности катода. В цилиндрической конструкции катода это, в частности, достигается при малой высоте его и большом его диаметре.

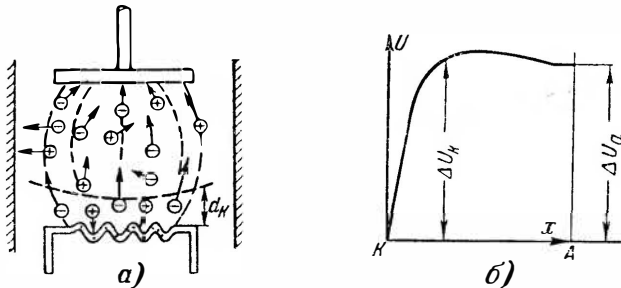
При импульсном разряде, как показали исследования Т. А. Ворончева, плотность тока распределяется почти равномерно по поверхности катода, этому способствует возрастающее влияние при больших импульсах тока падения потенциала в оксидном слое катода.

Необходимым во всех случаях условием получения достаточной равномерности в распределении плотности тока по катоду являются однородная структура оксидного слоя и его активировка (процесс, описываемый в § 2-13).

#### 2.4. СТОЛБ И АНОДНАЯ ЧАСТЬ РАЗРЯДА В ГАЗОТРОНАХ С НИЗКИМ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗА

При достаточной протяженности междуэлектродного промежутка в газотроне, так же как и в других типах ионных приборов, формируется, как это было показано в § 1-6 и проиллюстрировано на фиг. 1-21 и 1-22,а, столб, переходящий вблизи анода в анодную часть разряда. Однородный столб характеризуется, как мы видели, постоянной продольной напряженностью поля  $E_l$ , величина которой определяется той необходимой интенсивностью ионизации атомов газа, при которой число вновь образующихся в каждом кубическом сантиметре столба в 1 сек. ионов становится равным числу ионов, уходящих из этого объема к стенкам и электродам прибора. Однородный столб устанавливается, однако, не сразу за катодной частью разряда, а только через некоторый промежуток, на длине которого имеет место переход от одного энергетического состояния электронов к другому и от одной интенсивности ионизации газа к другой. Дело в том, что все электроны проходящие катодную часть разряда, обозначенную на фиг. 2-11,а через  $d_K$ , приобретают энергию, равную  $\Delta U_{Ke}$  (где  $\Delta U_K$  — катодное падение потенциала), но не все из них расходуют эту энергию на возбуждение и ионизацию газа в пределах катодной части разряда. Та часть электронов, которая проходит эту часть разряда либо вовсе без соударений, либо участвует только в упругих соударениях, сохраняет высокую скорость (быстрые электроны). Такие электроны могут производить ионизацию атомов газа без дополнительного ускорения их электрическим полем и после катодной части разряда. В связи с этим, до тех пор пока количество и энергия быстрых электронов оказываются достаточными, чтобы поддержать ионизацию газа на уровне, требующемся для компенсации убыли ионов, напряженность поля  $E_l$  может быть равна нулю либо даже отрицательной, как на фиг. 2-11,б, где нанесена кривая изменения потенциала вдоль разрядного промежутка. Отрицательная напряженность поля возникает в силу уменьшающейся концентрации ионов в направлении к аноду и некоторого превалирования здесь объемного заряда электронов. В силу отрицательной напряженности поля ионы уходят из катодной части разряда в направлении к аноду. По мере удаления от катодной части разряда концентрация ионов (так же как и электронов) постепенно убывает вследствие ухода их на стенку, где они рекомбинируют с электронами. Убыль ионов восполняется в промежутке новой ионизацией до тех пор, пока наиболее быстрые электроны несут в себе достаточный запас энергии для возбуждения и ионизации газа.

Только там, где иссякает запас диффундирующих из катодной части разряда ионов, а также запасенная электронами энергия, в междуэлектродном промежутке вновь появляется положительное поле и начинается формирование столба. Протяженность переходного участка зависит от давления газа и диаметра цилиндрической (либо сферической) поверхности, окружающей переходный участок разряда. При малом давлении газа (когда  $p < 0,1$  мм рт. ст.), что характерно для газотронов на средние и высокие напряжения, длина переходной части разряда, равная двум-трем свободным пробегам, соизмерима с длиной междуэлектродного промежутка. В этом слу-



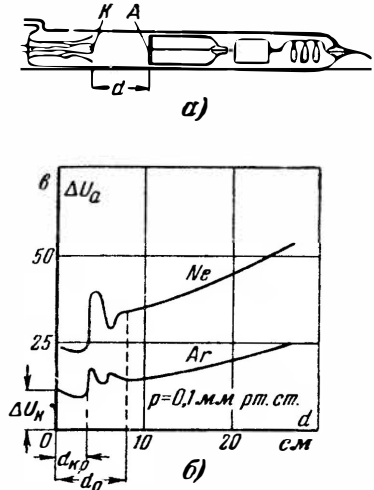
Фиг. 2-11. Распределение потенциалов в газотроне при малом расстоянии между электродами.

чае почти на всем протяжении переходной части разряда потенциал уменьшается. Полное падение напряжения в приборе  $\Delta U_a$  получается в этом случае меньшим, чем катодное падение потенциала  $\Delta U_k$ . Зондовые измерения (описанные в § 1-7), производимые в такой части разряда, показывают, что 1) концентрация ионов, так же как и электронов, постепенно убывает в направлении к аноду, и 2) электроны двух групп скоростей (медленные и быстрые) благодаря их взаимодействию между собой, с ионами и с частицами газа постепенно переходят в поток электронов с единой групповой скоростью, в которой скорости отдельных электронов распределены по функции Максвелла. О длине переходного участка разряда можно судить по экспериментальным кривым полного изменения падения напряжения в приборе  $\Delta U_a$  при увеличении расстояния между анодом и катодом прибора. Прибор с подвижным анодом показан на фиг. 2-12,а, а соответствующие ему кривые полного падения напряжения в приборе при разной удаленности анода от катода, построенные по результатам работ, проведенных Н. А. Карелиной и Б. Н. Клярфельдом [Л. 26], приведены на фиг. 2-12,б. Одна из кривых относится к прибору, заполненному аргоном, а другая—к прибору, запол-

ненному неону, при одном и том же давлении газа 0,1 мм рт. ст. Ход кривых при обоих газах примерно одинаков. Характерным участком у приведенных кривых является так называемое критическое расстояние  $d_{кр}$ , определяемое границей резкого возрастания  $\Delta U_a$ . В пределах критического расстояния величина  $\Delta U_a$  уменьшается, поскольку потенциал по оси разряда, как это можно видеть из фиг. 2-11, б, падает. На длине, определяемой  $d_{кр}$ , в междуэлектродном промежутке содержатся

еще достаточное число ионов и поддерживающее их концентрацию число быстрых электронов, чтобы без дополнительной затраты энергии по полю обеспечить приход нужного количества электронов и ионов к аноду. Некоторый поток ионов к аноду нужен для компенсации объемного заряда электронов, принимаемых анодом. При отсутствии такой компенсации даже на самом коротком пути прохождения электронов перед анодом возникает пространственный отрицательный заряд, требующий, как и в электронных лампах, значительного по величине анодного падения потенциала. При удалении анода на расстояние, хотя бы на немного превышающее  $d_{кр}$ , падение напряжения на приборе резко возрастает в силу исчерпания запаса ионов и быстрых электронов, что обуславливает и необходимость получения нужных для компенсации объемного заряда электронов новых ионов. Резкий подъем потенциала вызван здесь тем, что требующееся число ионов нужно получить на коротком промежутке, где общее число соударений электронов с атомами газа относительно невелико.

Скачок потенциала при  $d_{кр}$  лежит в границах между потенциалом возбуждения газа  $U_v$  и его потенциалом ионизации  $U_i$ , поскольку наряду с процессами одноступенчатой ионизации имеют место и процессы двухступенчатой ионизации. В какой мере последние участвуют в процессе ионизации вблизи анода, зависит от плотности (давления) газа. От этой же величины зависит и абсолютное значение  $d_{кр}$ . Чем меньше давление газа, тем дальше проникает диффузия ионов в на-



Фиг. 2-12. Изменение падения напряжения в приборе при перемещении анода.



правлении к аноду и тем, следовательно, больше  $d_{кр}$ . При переходе за  $d_{кр}$  напряжение  $\Delta U_a$  вновь начинает снижаться в силу того, что с ростом участка ионизации облегчаются условия получения новых ионов. За первым подъемом и последующим снижением кривой  $\Delta U_a$  имеет место, как видно из фиг. 2-12,б, новый подъем напряжения, но с меньшим по абсолютной величине возрастанием. Таких подъемов с затухающей величиной скачка может быть несколько. В конце (при расстоянии  $d_0$ ) они переходят в плавное нарастание напряжения соответственно положительному нарастанию потенциала в однородном столбе разряда.

Развитый столб разряда с характерными для него процессами и закономерностями (рассмотренными в § 1-6 и 1-7) мы имеем в тех типах ионных приборов, где анод удален на расстояние, большее, чем  $d_0$ , от катодной части разряда. К таким приборам с накаливаемым катодом относятся высоковольтные газотроны и тиратроны, а также те специальные типы приборов, где по конструктивным соображениям приходится удалять анод от катода. В большинстве же промышленных типов приборов столб разряда либо вовсе не образуется, либо образуется только небольшая его часть.

Когда в разряде нет столба, то переходный участок достигает непосредственно анода. В этом случае у анода (когда поверхность его достаточно велика) изменения потенциала не происходит, и поэтому нет нужды рассматривать анодную часть разряда. С появлением в приборе вслед за переходной частью разряда еще столба той либо иной протяженности характер процессов в разряде, как равно и определяющие их величина и конфигурация электрического поля вблизи анода, изменяется. Это и определяет собой появление анодной части разряда.

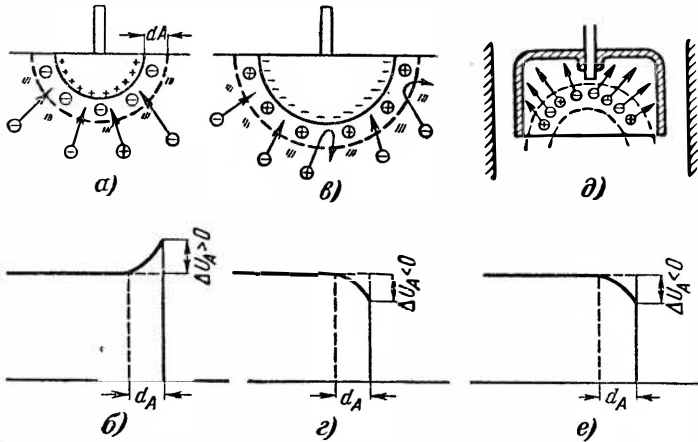
Рассмотрим те процессы, которые обуславливают величину и знак анодного падения потенциала при наличии столба дуги.

Число принимаемых анодом электронов должно соответствовать тому току, который проходит через прибор и внешнюю цепь, в которую он включен. Условия приема электронов анодом и определяют те три возможных варианта падения потенциала у анода (положительное, нулевое и отрицательное), которые соответствуют трем ветвям на правом участке кривой распределения потенциалов на фиг. 2-5,б.

Величина и знак анодного падения потенциала зависят в первую очередь от двух факторов, а именно: 1) от относительных размеров приемной поверхности анода, определяющей плотность тока на аноде, и 2) от степени компенсации объемного заряда электронов у анода сопровождающими их ионами.

Кроме того, некоторое влияние на анодное падение потенциала оказывает характер ионизации у анода, зависящий от плотности газовой среды и анодного тока.

Рассмотрим вначале влияние первого фактора. Плазма разряда, ограниченная определенным диаметром окружающей ее стеклянной либо металлической оболочки  $D$  (фиг. 2-11,а), пропускает через себя направленный ток  $I_a$ , плотность которого, как мы видели в § 1-6, неравномерно распределена по сечению разряда. Нулевое падение потенциала у анода (вариант I на фиг. 2-5,б) устанавливается тогда, когда прием анодом электронного тока  $I_a$  обеспечивается при естественном



Фиг. 2-13. Процессы у анодов различных исполнений и соответствующие им анодные падения потенциала.

притоке к нему электронов. Для этого достаточно иметь приемную поверхность анода, соприкасающуюся с плазмой, равной либо даже несколько меньшей, чем сечение плазмы, поскольку число электронов, попадающих на анод, примерно определяется их беспорядочным движением.

Если диаметр анода настолько меньше диаметра плазмы, что даже при выпуклой его форме (фиг. 2-13,а) (часто применяемой для увеличения поверхности соприкосновения анода с плазмой) приемная поверхность анода оказывается все же недостаточной, чтобы обеспечить требующийся для внешней цепи ток, то анод становится положительным по отношению к плазме (за счет перераспределения потенциалов в анодной цепи), и у анода появляется электронная оболочка, показанная на фиг. 2-13,а. Приемной поверхностью для электронов, направляющихся к аноду, при наличии оболочки служит ее граничная поверхность с плазмой, которая больше фактической по-

верхности анода. Плотность электронного тока непосредственно у анода повышается за счет увеличения скорости электронов, проходящих участок анодного подъема потенциала. Рассматриваемый режим соответствует положительному анодному падению напряжения (участок кривой  $\Delta U_A > 0$  на фиг. 2-13,б).

Если приемная поверхность анода больше, чем это требуется по естественному притоку электронов к аноду (фиг. 2-13,в), то избыток приходящих к аноду электронов заряжает его по отношению к плазме отрицательно (анод и плазма могут рассматриваться в этом случае как обкладки своего рода конденсатора). В этом случае у анода появляется ионная оболочка (фиг. 2-13,в), поле которой затормаживает ту часть электронов, которая выходит из плазмы с энергией, недостаточной, чтобы преодолеть тормозящее действие поля оболочки. В результате при установившемся режиме анод принимает столько электронов, сколько это требуется внешней цепью. Анодное падение потенциала в этом случае отрицательно (участок кривой фиг. 2-13,з).

При размерах приемной поверхности у анода, обеспечивающих естественный приток только такого количества электронов, которое требуется для внешней цепи,  $\Delta U_A = 0$ .

Обеспечение требуемой приемной поверхности анода является необходимым, однако еще недостаточным условием для получения отрицательного либо нулевого падения потенциала у анода.

Вторым важным фактором, влияющим на величину и знак  $\Delta U_A$ , является, как выше уже говорилось, компенсация объемного заряда электронов, идущих к аноду, некоторым количеством сопровождающих их ионов.

Ионизация газа в непосредственной близости к аноду затруднена тем, что: 1) электроны, проходящие последний свободный отрезок пути к аноду, меньший, чем средний свободный пробег ионизации (величина, обратная  $Q_{ei}$ ), в ионизации газа вовсе не участвуют и 2) у анода малы возвратные потоки электронов, имеющиеся в любом элементе свободной плазмы. В связи с указанными обстоятельствами ионы диффундируют в анодный слой из соседних с ним слоев плазмы. Такая диффузия становится возможной только в том случае, когда интенсивность образования (генерации) ионов в прилегающих слоях плазмы достаточно высока и условия для диффузии ионов достаточно благоприятны. Если генерация ионов вблизи анода и диффузия их к аноду в силу тех либо иных причин недостаточны, то даже при относительно большой приемной поверхности у анода устанавливается положительный подъем потенциала.

Одним из важных факторов, определяющих условия притока ионов к аноду, является форма анода. У выпуклого либо цилиндрического анода с относительно малым диаметром направление поля, характеризуемое нанесенными на фиг. 2-13, *в* кривыми равных потенциалов, таково, что оно способствует рассеянию ионов к окружающим стенкам, в силу чего меньшее число ионов попадает на анод. Если же анод сделать вогнутым в виде чаши или в виде полого цилиндра, как на фиг. 2-13, *д*, то поле, как показывают эквипотенциали на этой фигуре, способствует движению ионов к аноду. Поэтому с точки зрения обеспечения большего притока ионов (наряду с увеличением приемной поверхности) полый анод имеет преимущества перед плоским.

Дополнительное преимущество полого анода заключается в том, что легче достигается минимальное расстояние между анодом и катодом (меньшее, чем  $d_0$ ), чем автоматически обеспечивается минимальное анодное падение потенциала. Поэтому промышленные типы газотронов выполняют в большинстве случаев с полым анодом.

## 2-5. ПРОЦЕССЫ В НИЗКОВОЛЬТНЫХ ТИПАХ ГАЗОТРОНОВ (ТУНГАРАХ)

Применение в сетях низкого напряжения (зарядка аккумуляторов, питание цепей управления и т. д.) газотронов, обеспечивающих достаточно высокие к. п. д., требует уменьшения до предельного возможного минимума внутреннего падения напряжения в приборе. Такого снижения можно достигнуть двумя путями: 1) заполнением прибора газом с возможно более низким потенциалом ионизации; 2) повышением давления газа в приборе до нескольких миллиметров ртутного столба; 3) уменьшением катодного падения за счет малой работы выхода.

Первый путь реализуется в газонаполненных приборах на средние напряжения заменой ранее применявшихся газов: гелия, аргона и неона более тяжелыми инертными газами: криптоном, ксененом и их смесями.

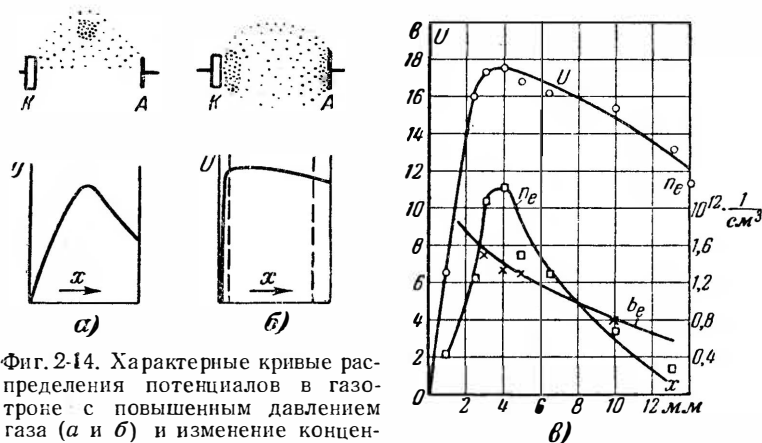
В промышленных типах приборов на низкие напряжения (до 100—200 *в*), так называемых тунгарах<sup>1</sup>, используется второй путь получения малых внутренних падений напряжения. Заполняются тунгары обычно аргоном при давлении, равном нескольким миллиметрам ртутного столба. Катоды в них изго-

<sup>1</sup> Свое название тунгары получили от начальных частей двух английских слов: 1) *tungstam* (вольфрам) и 2) *argon*, в связи с тем, что катоды у этих приборов изготовлялись вначале из торированного вольфрама и заполнялись такие газотроны аргоном.

товляются из молибдена с примесью тория, диффундирующей в процессе активировки катода на его поверхность (торированные катоды).

Третий путь лежит в применении катодов, активированных цезием, обладающим минимальной работой выхода.

Так как режим работы первой группы был нами рассмотрен в предыдущем параграфе, то здесь мы ознакомимся с теми отличительными особенностями хода явлений в разрядном



Фиг. 2-14. Характерные кривые распределения потенциалов в газотроне с повышенным давлением газа (а и б) и изменение концентрации зарядов и подвижности в таком газотроне (в).

промежутке, которые устанавливаются в приборе с накаливаемым катодом при заполнении его газом с давлением выше 1 мм рт. ст.

Ход кривой распределения потенциалов в одном из таких приборов, заполненном неоном при 6 мм рт. ст., иллюстрируют кривые на фиг. 2-14. Особенность формирования разряда заключается здесь в том, что участок у катода фактически сливается со столбом разряда. К этому ведут два обстоятельства.

Во-первых, из-за малых свободных пробегов электроны, выходящие из катода, не могут накопить энергию, достаточную для ионизации газа на пути одного свободного пробега. Для этого требуется ряд свободных пробегов. Это и определяет зону максимального возбуждения и ионизации газа. В этой зоне и появляется некоторый избыток ионов, создающий положительный объемный заряд, что и вызывает появление здесь максимума в кривой распределения потенциалов.

Вторым обстоятельством, способствующим появлению резкого максимума потенциала, является ослабление диффузии зарядов к стенкам в связи с повышением плотности газа.

Максимум потенциала располагается ближе к середине разрядного столба (фиг. 2-14, *а*), когда фактический ток в приборе оказывается близким по величине к току собственной эмиссии катода. При избыточной собственной эмиссии (напряжение цепи накала выше номинального) максимум потенциала продвигается ближе к аноду, так как выходящие из катода в избытке электроны компенсируют объемный заряд ионов почти вплоть до анода. В другом предельном случае, когда собственная эмиссия катода меньше анодного тока, положительный подъем потенциала передвигается ближе к катоду (фиг. 2-14, *б*), так как за счет положительного поля у катода может быть повышена эмиссия его до требуемого уровня.

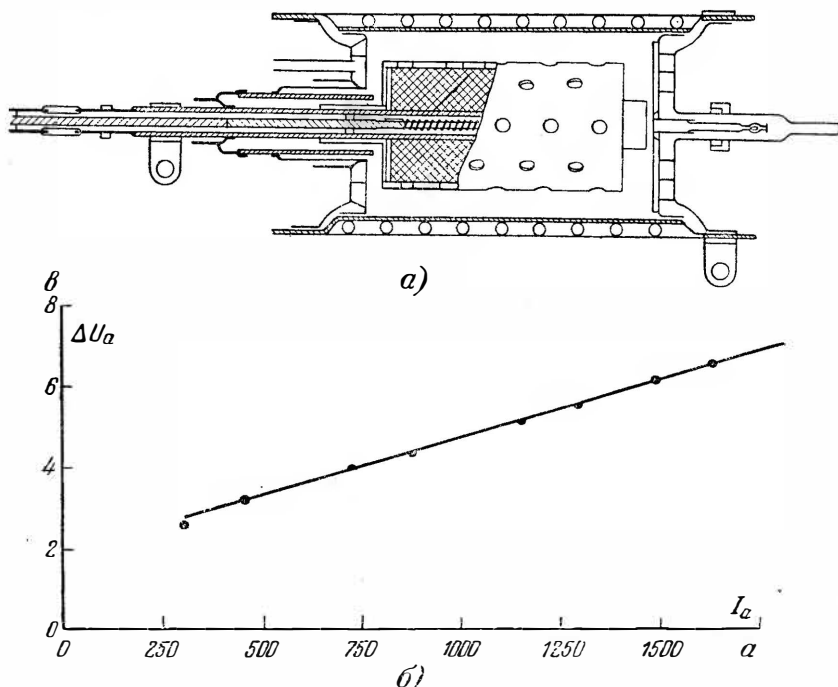
Экспериментальные исследования, проведенные при помощи зондов (§ 1-7) в низковольтном газотроне, заполненном неоном при  $p \approx 6$  мм рт. ст., показали, что распределение вдоль разряда потенциала  $U$ , концентрации электронов  $n_e$  и их подвижности  $b_e$  соответствует кривым, приведенным на фиг. 2-14, *в*. В силу того, что при таких давлениях превалирует ступенчатая ионизация, эффективный потенциал ионизации здесь, как это видно по величине максимума потенциала, не превышает заметно потенциала возбуждения неона ( $U_g = 16,82$  в). Общее падение напряжения в приборе получается при этом еще меньше, поскольку кривая потенциалов спадает по направлению к аноду. Прохождение электронами тормозящего поля, лежащего за максимумом потенциала, возможно за счет той энергии, которую более быстрые электроны накапливают до максимума потенциала.

Повышенная плотность газа способствует уменьшению распыления активного слоя на поверхности накаливаемого катода. Это позволяет применять в тунгарах торированные катоды, обладающие большей удельной эмиссией и большей экономичностью.

Разработка приборов с цезиевым катодом была проведена на лабораторных макетах. В таких приборах катод работает в условиях непрерывного испарения цезия с катода и одновременно осаждения новой пленки из паров цезия, заполняющих внутренний объем прибора. Преимущество цезия в малой работе выхода и в низких потенциалах возбуждения ( $U_g = 1,38$  в) и ионизации ( $U_i = 3,88$  в).

Возможность получения при достаточно высокой упругости паров цезия ( $p = 0,01$  мм рт. ст.) динамически устойчивых пленок цезия, обеспечивающих притом высокую плотность эмиссии, впервые обнаружили М. Гуртовой и Г. Коваленко в 1940 г. [Л. 28]. Техническую реализацию идеи осуществили в 1948 г. Н. Д. Моргулис и П. Марчук [Л. 29], построившие опытный экземпляр прибора. В конце 1948 г. была опублико-

вана также статья инженеров фирмы Дженерал электрик Хэлла, Бургера и Турентата [Л. 30], описывающая опытный образец цезиевого газотрона на среднем значении тока в 200  $a$ , разрез которого приведен на фиг. 2-15,  $a$ . Падение напряжения в приборе не превосходит согласно приведенной на фиг. 2-15,  $b$



Фиг. 2-15. Конструктивная схема цезиевого газотрона фирмы Дженерал электрик ( $a$ ) и его вольтамперная характеристика ( $b$ ).

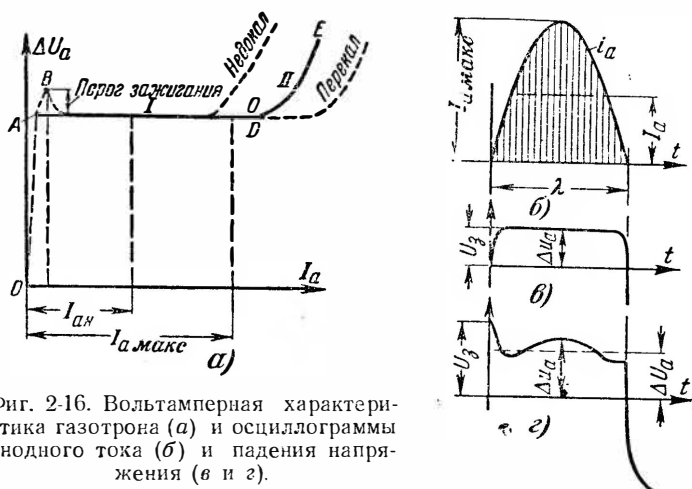
вольтамперной характеристике 3—4  $v$  при нормальном токе нагрузки и 6—8  $v$  при восьмикратной перегрузке по максимуму тока. Технологические трудности, связанные с необходимостью осуществления надежной защиты спаев стекла с металлом у вводов от разрушительного действия на них паров цезия, задерживают пока разработку промышленных типов таких газотронов.

## 2-6. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГАЗОТРОНА

Вольтамперной характеристикой называют кривую, определяющую зависимость падения напряжения на приборе  $\Delta U_a$  от проходящего через него тока  $I_a$  (фиг. 2-16,  $a$ ). Строится вольтамперная характеристика по результатам измерений, проводи-

мых при питании прибора постоянным либо переменным напряжением, когда прибор пропускает периодически однонаправленный ток. В последнем случае по оси абсцисс наносятся находимые по осциллограмме тока (фиг. 2-16, б) усредненные значения  $I_a$ , отнесенные к продолжительности периода, а на оси ординат — находимые по осциллограмме напряжения и усредненные за время горения дуги  $\lambda$  (фиг. 2-16, в либо 2-16, г) значения падения напряжения в приборе  $\Delta U_a$ .

Вольтамперная характеристика, снятая при переменном напряжении, мало отличается от характеристики, снятой при



Фиг. 2-16. Вольтамперная характеристика газотрона (а) и осциллограммы анодного тока (б) и падения напряжения (в и г).

постоянном напряжении, если с изменением тока  $i_a$  падение напряжения в приборе  $\Delta u_a$  остается величиной неизменной (фиг. 2-16, в). Если же мгновенные значения падения напряжения в приборе с изменением анодного тока меняются (фиг. 2-16, г) (по причинам, о которых говорится ниже), то вольтамперная характеристика, снятая при переменном напряжении, несколько отличается от характеристики, снятой при постоянном токе.

Ход вольтамперной характеристики зависит от: 1) типа и качества катода, 2) температуры его нагрева, 3) конструктивного выполнения тепловых экранов, в частности, от величины отверстий и степени удаления экранов от катода и, наконец, 4) давления газа в приборе.

Приведенная на фиг. 2-16, а вольтамперная характеристика относится к приборам (тунгарам) с катодами из торированного молибдена. В приведенной характеристике могут быть (при отсутствии начального подъема) выделены два участка:



- 1) горизонтальный  $AD$ , являющийся рабочим участком, и
- 2) участок подъема  $DE$ , соответствующий режиму насыщения.

Высота горизонтального участка над осью абсцисс определяет падение напряжения в приборе  $\Delta U_a$  в период горения дуги. Эта величина входит в число каталожных параметров прибора.

При более точном измерении при помощи чувствительных приборов начального участка характеристики можно установить, что при постепенном подъеме напряжения от нуля через прибор проходят малые токи. Это — токи электронного разряда.

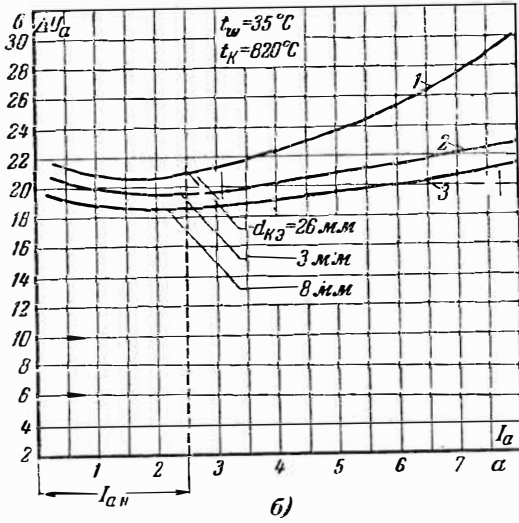
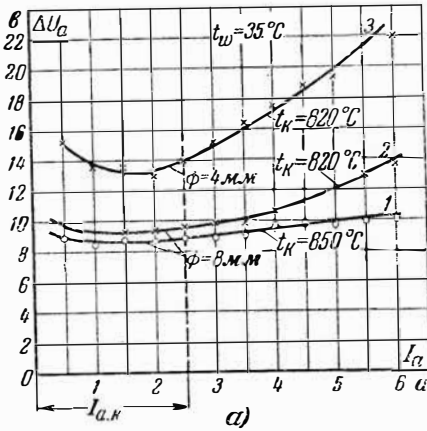
Процесс перехода из электронного разряда в дуговой называют зажиганием дуги, а величину напряжения, ему соответствующую, — потенциалом зажигания. Последний также является основным параметром прибора.

Если давление газа в приборе не ниже некоторого необходимого минимума и катод сохраняет нормальную эмиссию, то потенциал зажигания  $U_z$  заметно не превышает напряжение горения дуги  $\Delta U_a$ . Начальная часть характеристики в этом случае также горизонтальна. При недостаточной плотности газа либо недостаточной эмиссии катода потенциал зажигания  $U_z$  повышается, как это показывает осциллограмма на фиг. 2-16, *г*. Превышение потенциала зажигания над напряжением горения дуги называют порогом зажигания. Наличие порога зажигания отражается на вольтамперной характеристике тем, что появляется начальный подъем, показанный на фиг. 2-16, *а* пунктиром.

Протяженность рабочего участка характеристики справа ограничена собственной термоэлектронной эмиссией катода. При недостатке такой эмиссии имеет место переход характеристики на участок насыщения  $DE$ . У торированных катодов переход достаточно резко выражен, поскольку даже небольшое увеличение эмиссии сверх номинала требует здесь заметного повышения напряженности поля у поверхности катода. Даже кратковременная работа прибора на участке насыщения недопустима в связи с быстрым распылением катода.

При недокале протяженность рабочего участка характеристики у торированного катода, как это можно видеть по пунктирному подъему на фиг. 2-16, *а*, заметно сокращается. Это ведет к резкому повышению падения напряжения в газотроне даже в том случае, если ток в приборе не превышает заметно номинальное его значение.

Вольтамперные характеристики газотрона с оксидным катодом (наиболее распространенным в приборах с газовым и ртутным наполнением) приведены на фиг. 2-17, *а*. Характеристики 1 и 2 сняты у газотрона при двух температурах накала катода



Фиг. 2-17. Влияние на вольтамперные характеристики газотрона диаметра отверстия в тепловых экранах и температуры катода (а), а также расстояния между катодом и ближайшим к нему экраном (б).

( $t=820^{\circ}\text{C}$  и  $t=850^{\circ}\text{C}$ ) при достаточно большом диаметре отверстий (8 мм) в тепловых экранах, окружающих катод. Кривая 3 снята при  $t=820^{\circ}\text{C}$  и уменьшенном вдвое диаметре отверстий (4 мм). Нормальная характеристика прибора, представленная кривой 1 на фиг. 2-17, а, участка насыщения в пределах нормальных перегрузок почти не имеет. Это объясняется тем, что повышение эмиссии у оксидных катодов против собственной не требует вначале заметного увеличения напряженности поля у поверхности катода. При недокале вольтамперная характеристика (кривая 2 на фиг. 2-17, а) при оксидном катоде повышается, поскольку собственная эмиссия катода оказывается уже недостаточной для обеспечения больших токов нагрузки. На правом участке характеристики появляется при этом заметный подъем в связи с необходимостью не только повышения напряженности поля в катодной части разряда, но и создания дополнительного падения напряжения в местах сужения дуги в отверстиях тепловых экранов. Чем меньше диаметр отверстий в экранах, тем больше местное (переходное) падение напряжения в его отверстиях. Это показывает кривая 3 на фиг. 2-17, а, снятая при той же температуре, что и кривая 2, но при вдвое меньшем диаметре отверстий.

Заметное влияние на ход вольтамперной характеристики в газотроне оказывает также степень удаления ближайшего к катоду экрана от катода  $d_{кЭ}$ . Количественно такое влияние показывает семейство кривых на фиг. 2-17, б.

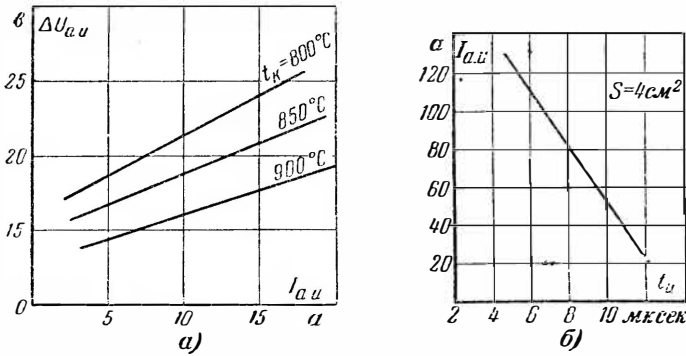
Минимальное падение напряжения (при заданном диаметре экранных отверстий) устанавливается тогда, когда экран удален на расстояние, примерно равное среднему пробегу электрона в актах ионизации газа  $\lambda_{ei}$ . При расстоянии  $d_{кЭ}$ , меньшем  $\lambda_{ei}$ , катодное падение напряжения возрастает (кривая 2,  $d_{кЭ}=3$  мм) в связи с необходимостью получить ту же степень ионизации атомов газа на меньшем промежутке. При слишком большом удалении экрана от катода ( $d_{кЭ}=26$  мм) вся энергия, приобретенная электронами в катодной части разряда, тратится в пространстве катод—экран, и на формирование участка дуги вне экрана требуется поэтому дополнительная энергия поля.

Влияние давления газа на падение напряжения в приборе, характеризуемое ранее приведенной кривой на фиг. 2-9, при достаточном диаметре отверстий в тепловых экранах обусловлено главным образом рассмотренной в § 2-4 зависимостью величины катодного падения потенциала от давления газа. Описанные вольтамперные характеристики относятся к режиму непрерывной эмиссии катода. При импульсной эмиссии ход

вольтамперных характеристик, как показывает семейство их, приведенное на фиг. 2-18, а, иной.

С ростом импульса тока  $I_{a.u}$  падение напряжения при неизменной температуре катода  $t_K$  изменяется почти линейно с током. Это объясняется, во-первых, иной зависимостью напряженности поля в газовом промежутке от тока и, во-вторых, усиливающимся влиянием на общее падение напряжения доли его, теряемой в оксидном слое катода.

Новая зависимость между током и падением напряжения в газовом промежутке обусловлена тем, что при быстрых



Фиг. 2-18. Вольтамперные характеристики импульсного разряда (а) и допустимые анодные токи в импульсе в функции от его длительности (б).

процессах, которые характерны для импульсного разряда, не успевает установиться тот баланс зарядов в плазме, который характерен для стационарного режима. В таком режиме напряженность поля растет практически пропорционально току. Рост падения напряжения в оксидном слое с увеличением тока в приборе обусловлен опережением скорости роста тока в импульсе над скоростью снижения сопротивления полупроводникового оксидного слоя в силу его нагрева. По мере увеличения температуры накала катода вольтамперная характеристика, как это видно из кривых на фиг. 2-18, а, снижается. Степень этого снижения может быть учтена по нижеследующей зависимости удельного сопротивления оксидного слоя от его температуры [Л. 43]:

$$\rho_T = \rho_0 e^{-\frac{\theta}{2kT_K}}, \tag{2-7}$$

где  $\rho_0$  и  $\rho_T$  — сопротивления  $1 \text{ см}^2$  оксидного слоя при температуре  $0^\circ\text{C}$  и температуре катода, равной  $T_K$ ;

$\frac{\theta}{2}$  — внутренняя работа выхода оксидного слоя в (2-6).

Значение  $\rho_0$  зависит от типа зерна, состава оксида, толщины покрытия и степени активировки катода. Измерения сопротивления  $\rho_T$  показывают, что при зернах из чистого никеля и рабочей температуре 1050—1100°К сопротивление 1 см<sup>2</sup> оксида при толщине покрытия от 50 до 100 мкн колеблется в зависимости от степени активировки катода в границах от 1 до 5 ом·см<sup>2</sup>.

Полное сопротивление оксидного слоя катода меньше в  $S_K$  раз, где  $S_K$  — активно работающая поверхность катода:

$$R_q = \frac{\rho_T}{S_K} \quad (2-8)$$

Предельные значения тока при импульсной эмиссии ограничены началом искрения катода. Значения тока, при которых начинается искрение, зависят при данном типе катода и его качестве от длительности импульса  $t_u$ . Численно такую зависимость может характеризовать экспериментальная кривая, приведенная на фиг. 2-18,б.

## 2-7. ПОТЕРИ МОЩНОСТИ НА ЭЛЕКТРОДАХ И В РАЗРЯДЕ. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ГАЗОТРОНА

Нагрузочная способность газотрона по току определяется, помимо эмиссионной способности катода, еще предельно допустимыми температурами анода (500—600°С) и баллона прибора (150—200°С).

Температура анода зависит от потерь электрической мощности, преобразующейся на нем в тепло, а также от доли тепловой мощности, излучаемой катодом на анод и получаемой анодом от дуги.

Температурный режим электродов может быть определен по балансу мощности на них. Такой баланс мы и рассмотрим по отношению к обоим электродам и к стенке прибора.

### а) Баланс мощности и температурный режим катода

Катод, как это схематически показано стрелками на фиг. 2-19,а, получает мощность:

1) через цепь накала, эта мощность равна:

$$P_n = U_n I_n; \quad (2-9)$$

2) через оксидный слой, эта мощность равна:

$$P_q = I_a^2 R_q; \quad (2-10)$$

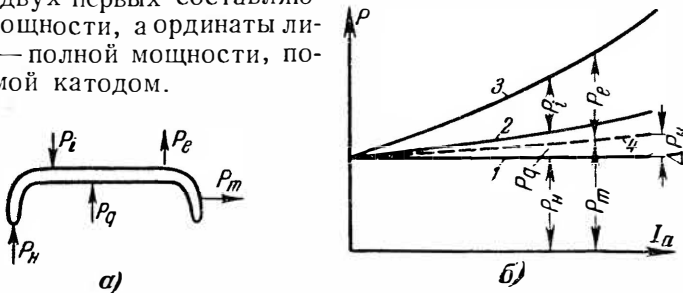
3) через ионы, приходящие к катоду, эта мощность равна:

$$P_i = (1 - f) I_a (\Delta U_K + U_i - \varphi), \quad (2-11)$$

где  $f$  — доля электронной составляющей;

$(1 - f)$  — доля ионной составляющей тока на участке у катода;  
 $(U_i - \varphi)$  — избыток энергии (отнесенной к заряду иона), отдаваемый каждым ионом катоду при рекомбинации его с электроном, выходящим из катода ( $U_i$  — потенциал ионизации, а  $\varphi$  — работа выхода из катода).

Зависимость трех упомянутых составляющих прихода мощности от тока нагрузки газотрона соответствует линиям 1, 2 и 3 на диаграмме мощности, построенной на фиг. 2-19, б. Ординаты кривой 2 соответствуют сумме двух первых составляющих мощности, а ординаты линии 3 — полной мощности, получаемой катодом.



Фиг. 2-19. Диаграмма баланса мощности на катодe.

Мощность, расходуемая катодом, складывается из:

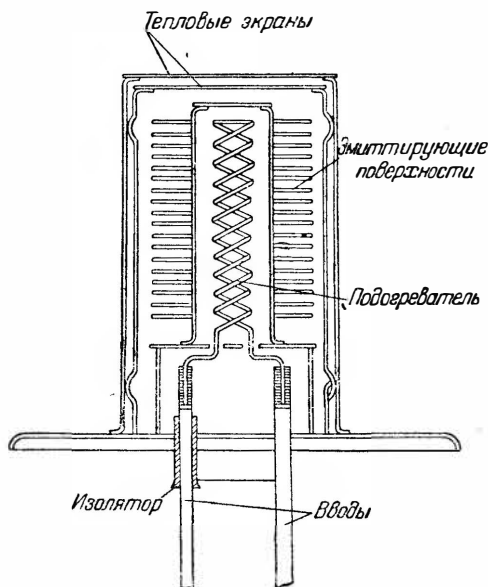
1) мощности, теряемой катодом на выход электронов,

$$P_e = f I_a \varphi \quad (2-12)$$

и 2) тепловой мощности, рассеиваемой катодом,  $P_m$ .

На диаграмме мощность  $P_m$  представлена разностью ординат кривой 3 и ординат, определяющих потери мощности  $P_e$ . Из построенной энергетической диаграммы видно, что тепловая мощность  $P_m$ , рассеиваемая катодом, растет с переходом от ненагруженного тока катода (холостой ход прибора) к катоду, пропускающему полный ток нагрузки. Этому соответствует повышение температуры катода при нагрузке прибора током. Насколько повышается температура катода, зависит от разности ординат кривой 4 и прямой 1 в точке, соответствующей максимуму нагрузки.

При построении диаграммы мы исходили из заданной мощности накала  $P_n$  и через баланс мощности пришли к тепловой мощности, рассеиваемой катодом. В действительности положение



Фиг. 2-20. Поперечно-ребристый катод косвенного накала газотрона типа ВГ-163.

ние иное. Для каждого типа катода характерна (при требующейся температуре нагрева его) определенная мощность теплового рассеяния  $P_m$ , зависящая от степени его тепловой экранировки (фиг. 2-20), и поэтому применительно к  $P_m$  рассчитывается и нужная мощность накала  $P_n$ .

При отсутствии теплового экрана (фиг. 2-1,а) мощность, излучаемая катодом в виде тепла, определяется по следующему уравнению теплового излучения:

$$P_m = \epsilon_K \sigma S_K (T_K^4 - T_w^4), \quad (2-13)$$

где  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \frac{вт}{см^2 град^4}$  — коэффициент излучения черного тела;

$\epsilon_K$  — относительный коэффициент излучения серого тела, каким, по существу, является катод;

$T_K$  — температура катода, °К;

$T_w$  — температура охлаждающей среды, °К (в открытых конструкциях — температура стенки колбы).

При наличии одного теплового экрана, приобретающего температуру  $T_э$ , тепловая мощность излучения равна:

$$P_{m1} = \epsilon_K \sigma S_K (T_K^4 - T_э^4) = \epsilon_э \sigma S_э (T_э^4 - T_s^4). \quad (2-14)$$

Принимая для грубо приближенной оценки количества излучаемого тепла

$$S_K \approx S_э \text{ и } \epsilon_K = \epsilon_э,$$

находим, что температура экрана

$$T_э^4 = \frac{T_K^4 + T_s^4}{2}. \quad (2-15)$$

При подстановке  $T_{\text{э}}$  из (2-15) в правую часть (2-14) и при сравнении получаемого результата с  $P_m$  по (2-13) можно видеть, что:

$$P_{m1} = \frac{P_m}{2}. \quad (2-16)$$

Это значит, что при одном экране тепловой поток уменьшается примерно в 2 раза. Точно так же можно найти, что при двух экранах тепловой поток уменьшается примерно в 3 раза, при трех экранах — в 4 раза и при  $n$  экранах — в  $(n+1)$  раз. Повышение числа экранов уменьшает поэтому мощность накала.

Увеличение числа экранов свыше двух-трех, однако, не практикуется по двум причинам. Во-первых, с уменьшением  $P_n$  растет доля мощности, получаемая катодом из разряда, по отношению к мощности, вводимой через цепь накала. Это может привести к слишком большой разности температур при переходе от холостого хода к полному току нагрузки. Изменение температуры катода больше чем на  $50-100^\circ\text{C}$  недопустимо, так как приводит либо к перекалу катода и интенсивному испарению бария при полном токе, либо к недокалу катода и распылению слоя бария при частичных нагрузках. Во-вторых, при повышении числа экранов повышается теплоемкость катода. Это вызывает увеличение времени, необходимого для предварительного нагрева катода до включения анодного напряжения. Появление тока в приборе до полного нагрева катода вызывает искрение и распыление активного слоя катода.

В ртутных газотронах время, на которое включение накальной цепи должно опережать включение его анодной цепи, определяется не только требующимся нагревом катода до нужной температуры, но также нагревом катодной горловины, на дне которой лежит капля ртути, с тем чтобы обеспечить необходимый минимум плотности ртутных паров для нормального зажигания дуги в приборе. С целью уменьшения времени предварительного нагрева катоды прямого накала делаются с минимальным числом экранов, а при малых токах нагрузки и вовсе без экранов.

Экономичность катодов прямого накала, не снабженных экранами (фиг. 2-1), не превышает в промышленных типах приборов с накаливаемым катодом  $0,1-0,15 \text{ а/вт}$  (отнесенных к максимальному току), в то время как экономичность катодов, снабженных двумя-тремя экранами (в большинстве своем катоды косвенного накала), удается повысить до  $0,3-0,5 \text{ а/вт}$ .

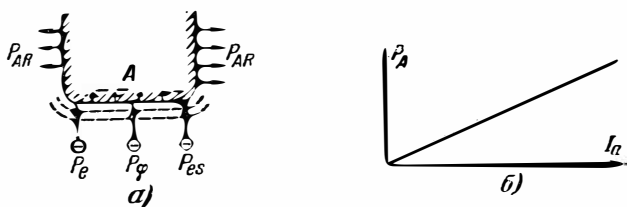
В некоторых типах оксидных катодов, так называемых самокалящихся катодах (применяемых в ионных источниках



света), мощность извне (при установившемся режиме) либо вовсе не подводится, либо она подводится только в пусковой период. При установившемся режиме нагрев таких катодов поддерживается целиком мощностью  $P_i + P_q - P_e$ , приходящей из разряда. Для того чтобы мощность, получаемая такими катодами от дуги, не была слишком большой, самокалящиеся катоды конструируются так, чтобы потери мощности на излучение и теплопроводность были у них минимальны. При подсчете экономичности самокалящихся катодов (вместо вводимой у обычных катодов мощности накала  $P_n$ ) здесь учитывается потребляемая ими мощность от дуги. Возрастание катодного падения напряжения у таких катодов требует упрочнения у них оксидного слоя, что достигается покрытием основного ядра катода дополнительной спиралью, на которую наносится оксид.

### б) Мощность, преобразуемая на аноде в тепло, и температурный режим анода

Доходя до анода, электроны передают ему мощность, в состав которой, как это условно показано стрелками на



Фиг. 2-21. Баланс мощности на аноде.

фиг. 2-21, а, входят: 1) кинетическая энергия, которую электроны уносят из плазмы разряда:

$$P_e = I_a U_e = I_a \frac{2kT_e}{e}; \quad (2-17)$$

2) энергия возврата электронов в металл, равная работе выхода:

$$P_\varphi = I_a \varphi; \quad (2-18)$$

кроме того, если падение напряжения у анода положительно, то еще 3) кинетическая энергия, приобретаемая электронами при прохождении ими ускоряющего поля в электронной оболочке,

$$P_{es} = I_a \Delta U_A. \quad (2-19)$$

При отрицательном падении напряжения  $P_{es}$  не входит в баланс мощности. Величина  $P_e$ , вычисляемая по средней энергии электронов  $T_e$  (2-17), сохраняет свое численное значение и в том случае, когда поле у анода отрицательно. Объясняется это тем, что средняя энергия электронов, доходящих до анода, при этом не меняется, так как к аноду будут доходить наиболее быстрые электроны, скорость которых снизится в прианодном слое.

Мощность, теряющаяся в головке и стержне анода при прохождении через них анодного тока, обычно мала и ею можно пренебречь.

Суммируя отдельные виды потерь мощности, получаем:

$$\Delta P_A = I_a \left[ \frac{2kT_e}{e} + \varphi + \Delta U_A \right]. \quad (2-20)$$

Пропорциональность потерь мощности на аноде анодному току (пока  $\Delta U_A < 0$ ) подтверждается экспериментально найденной прямолинейной зависимостью, соответствующей фиг. 2-21, б.

Преобразуемая в тепло мощность  $\Delta P_A$  должна быть анодом рассеяна при допустимой для анода температуре  $T_A$ .

Потребная поверхность излучения анода  $S_A$  может быть подсчитана по уравнению излучения (2-13). Если принять, что от 5 до 10% тепла уносится от анода теплопроводностью через стержень, то излучаемое тепло

$$P_{AR} = (0,9 - 0,95) \Delta P_A = \varepsilon_A \sigma S_A (T_A^4 - T_s^4), \quad (2-21)$$

где  $T_s$  — температура стенки, окружающей анод, либо при наличии теплового экрана температура последнего.

### в) Температуры стенок и газа

Вся теряемая внутри прибора электрическая мощность, преобразующаяся в тепло, проходит за исключением небольшой ее доли, рассеиваемой непосредственно вводами (эта доля обычно не превышает 5—10% от суммарной мощности), через стенки прибора. Суммарная мощность, передаваемая стенкам, складывается из потерь мощности в дуге  $\Delta P_a$  и мощности, вносимой в катод через цепь накала  $P_\kappa$ :

$$P_s = \Delta P_a + P_\kappa. \quad (2-22)$$

Первая составляющая мощности может быть определена как произведение среднего значения тока в приборе  $I_a$  (отношенного к полному периоду переменного напряжения) на среднее значение падения напряжения в дуге  $\Delta U_a$ :

$$\Delta P_a = I_a \Delta U_a. \quad (2-23)$$

Вторая составляющая определяется произведением тока накала  $I_n$  на напряжение накала  $U_n$ :

$$P_n = U_n I_n. \quad (2-24)$$

Все четыре величины  $\Delta U_a$ ,  $I_a$ ,  $I_n$  и  $U_n$  являются каталожными параметрами прибора.

Главную часть тепловой мощности рассеивает шаровая или цилиндрическая поверхность баллона, окружающая систему электродов в приборе (фиг. 2-4). Если принять, что эта поверхность принимает тепло равномерно всей своей поверхностью  $S_s$ , то температурный перепад от стенки к окружающей среде определяется из равенства:

$$\Delta T_{stw} = \frac{\Delta P_s}{S_s k}, \quad (2-25)$$

где  $k$  — результирующий коэффициент теплоотдачи (включающий конвекцию и лучеиспускание). Размерность его  $вт/см^2 \cdot град$ .

В приближенных расчетах для стеклянных колб при естественном воздушном охлаждении для  $k$  может быть принято значение, лежащее в границах от 0,001 до 0,002  $вт/см^2 \cdot град$ , если температура колбы не превышает 150 — 200° С.

Абсолютная температура наружных стенок колбы равна:

$$T_s = T_w + \Delta T_{stw}, \quad (2-26)$$

где  $T_w$  — температура охлаждающей среды.

Рассчитанная по (2-26) температура поверхности колбы является усредненной. В действительности из-за неравномерного притока тепла к поверхности колбы температура ее в отдельных частях может заметно отличаться от средней, что показывают кривые, приведенные на фиг. 2-22, б и в.

Кривые построены по результатам измерений на газотроне типа ВГ-163 при холостом ходе и включенном катоде и при полном токе нагрузки  $I_a = 15a$ , когда температура окружающего воздуха 20 С. Кривая на фиг. 2-22, б показывает, что при холостом ходе (когда колба газотрона разогрелась только

мощностью накала катода) неравномерность распределения температуры по поверхности колбы относительно невелика. При нагрузочном режиме (кривая на фиг. 2-22, *в*) неравномерность в распределении температуры возрастает в силу дополнительного излучения тепла анодом и дугой. Наиболее высокую температуру получает в этом случае верхняя часть шаровой поверхности колбы у места перехода к анодной горловине. Здесь температура превышает  $120-140^\circ\text{C}$ . Нагрев колбы сверх  $150-200^\circ\text{C}$  недопустим из-за возможности появления электролиза и из-за понижения механической прочности стекла.

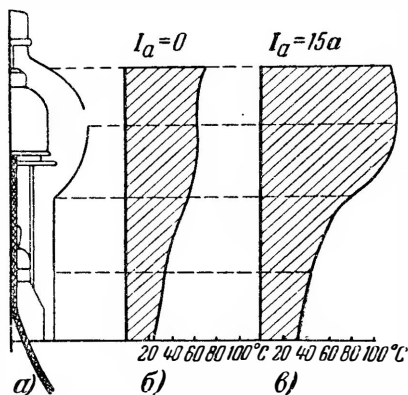
Нижняя часть колбы не рассчитывается на отвод заметного количества тепла, особенно в газотронах с ртутным наполнением, так как на дне горловины лежит капля ртути, которая должна поддерживать постоянство давления в приборе.

Зная температуру стенок, можно определить температуру газа. Газ в объеме колбы нагревается из-за отдачи ему некоторой доли своей энергии электронами при упругих столкновениях их с атомами газа, а также ионами при их перезарядке. Отдача тепла газом происходит как путем теплопроводности и конвекции, так и через излучение тепла в окружающее пространство.

При низкой плотности газа (когда давление измеряется микронами ртутного столба) доля мощности, отдаваемая электронами при их упругих столкновениях с атомами газа, крайне невелика, но мала и теплоемкость газа. Поэтому газ может нагреться до относительно высоких температур (в несколько сот и даже тысяч градусов). При этих температурах превалирует отдача тепла излучением [излучение, как мы видели из (2-13), пропорционально четвертой степени температуры, в то время как количество тепла, уходящего через теплопроводность, пропорционально первой степени разности температур].

При средних давлениях газа (начиная с 1 мм. рт. ст.) превалирует, наоборот, отдача тепла теплопроводностью вследствие относительно высокого значения коэффициента теплопроводности.

Для оценки того, как распределяется температура газа внутри сечения столба, проведем расчет температуры приме-



Фиг. 2-22. Диаграмма распределения температуры вдоль баллона газотрона.

нительно к прибору со средним давлением газа, когда можно предположить, что все тепло переносится теплопроводностью.

По закону теплопроводности количество тепла, проходящего через  $1 \text{ см}^2$  поверхности, расположенной перпендикулярно к направлению теплового потока, равно:

$$q_0 = -\lambda_m \frac{dt}{dr}, \quad (2-27)$$

где  $\lambda_m$  — коэффициент теплопроводности, определяющий количество тепла, проходящее через площадку в  $1 \text{ см}^2$  на пути теплового потока при температурном перепаде (температурном градиенте) в  $1$  градус на сантиметр. При исчислении  $q$  в  $\text{вт/см}^2$  размерность  $\lambda_m$   $\text{вт/см} \cdot \text{град}$ ;

$\frac{dt}{dr}$  — градиент температуры.

Знак минус перед правой частью поставлен потому, что тепло идет в сторону убывания температур.

Мощность, теряемая электронами на упругие соударения, может быть найдена из равенства

$$P_v = \eta_v P_0 = \eta_v j_a E_l, \quad (2-28)$$

где  $P_0 = j_a E_l$  — мощность, передаваемая полем электронам в  $1 \text{ см}^3$  столба разряда;

$\eta_v$  — относительная доля мощности, теряемая электронами на упругие столкновения.

Значения  $\eta_v$  дают ординаты на фиг. 1-32 и 1-33.

Если в приближенно приводимом расчете предположить, что плотность тока  $j_a$ , а следовательно, и  $P_0$  распределены по сечению разряда равномерно, то, выделяя в разрядном столбе цилиндрический объем с радиусом  $r$  и высотой  $h = 1 \text{ см}$  (фиг. 2-23,а), мы можем записать для него баланс тепловой мощности в виде следующего уравнения:

$$P_v \cdot 2\pi r = -2\pi r \lambda_m \frac{dt}{dr}. \quad (2-29)$$

В левую часть (2-29) входит тепло, выделяющееся в рассматриваемом объеме газа, а в правую часть — равное ему по величине тепло, уходящее через боковую поверхность цилиндра,  $2\pi r$ . Теплопроводность  $\lambda_m$  фактически также является переменной величиной, так как она, в свою очередь, зависит от плотности и температуры газа. В связи, однако, с приближенностью расчета мы в последующем считаем  $\lambda_m$  величиной неизменной.

Разделяя в (2-29) переменные  $t$  и  $r$  и интегрируя левую часть в пределах от  $t_0$  (температура газа на оси разряда) до

$t$  (температура газа на расстоянии  $r$  от оси), а правую часть от нуля до  $r$ , находим, что

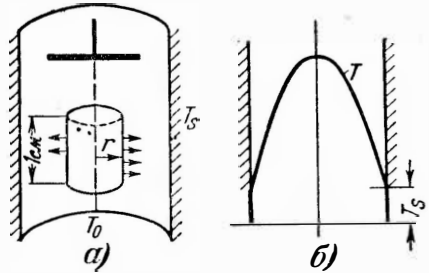
$$t = t_0 - \frac{P_v}{4\lambda_m} r^2. \quad (2-30)$$

Температуру на оси  $t_0$  можно найти, исходя из условия, что при  $r = R$  температура газа равна температуре стенки, т. е. что  $t_r = t_s$ . Это дает:

$$t_0 = t_s + \frac{P_v}{4\lambda_m} R^2. \quad (2-31)$$

Подставляя (2-31) в (2-30), находим расчетное уравнение для температуры газа

$$t = t_s + \frac{P_v}{4\lambda_m} (R^2 - r^2). \quad (2-32)$$



Фиг. 2-23. Распределение температуры по сечению разряда.

Полученное уравнение характеризует параболический закон убывания температуры от оси разряда к стенке (фиг. 2-23, б).

Если плазма не занимает всего сечения баллона из-за короткого расстояния между электродами, то параболический закон убывания температуры имеет место от оси разряда до внешних границ плазмы. Перепадом температуры в пространстве между плазмой и стенкой можно пренебречь в силу достаточно интенсивной здесь конвекции газа.

Для конкретного представления о порядке величин, характеризующих распределение температуры газа по сечению разряда в области средних давлений газа, рассмотрим следующий пример:

**Пример.** Определим температуру газа в цилиндрической части объема колбы газотрона, заполненного аргоном, пропускающего при длительности горения дуги  $\frac{1}{3}$  периода, средний ток  $I_a = 4$  а. Падение напряжения в дуге  $\Delta U_a = 15$  в. Радиус цилиндрической части колбы  $R = 7$  см, а высота  $h = 12$  см. Давление аргона в колбе равно 0,6 мм рт. ст.

Предварительно определим температуру стенки.

Мощность, затрачиваемую на нагрев катода, определим по экономичности катода  $H$ , которую на основе практических данных принимаем равной 0,15 а/вт. Максимальное значение тока прибора при продолжительности горения дуги  $\frac{1}{3}$  периода можно принять равным трехкратному значению среднего тока. Полагая, что у прибора катод прямого накала, мы находим мощность накала:

$$P_n = \frac{I_{a \text{ макс}}}{H} = \frac{3I_a}{H} = \frac{12}{0,15} = 80 \text{ вт.}$$

Мощность, теряемая в дуге прибора, на основании (2-23) равна:

$$\Delta P_a = I_a \Delta U_a = 4 \cdot 15 = 60 \text{ вт.}$$

Суммарная мощность, передаваемая стенкам, на основании (2-22) равна:

$$P_s = P_{\kappa} + \Delta P_a = 80 + 60 = 140 \text{ вт.}$$

Поверхность охлаждения цилиндрической части колбы

$$S_s = 2\pi R h = 2\pi \cdot 7 \cdot 12 = 525 \text{ см}^2.$$

Температурный перепад между колбой и охлаждающим воздухом при  $k = 0,002 \text{ вт/см}^2 \cdot \text{град}$  на основании (2-25) равен:

$$\Delta t_{sw} = \frac{P_s}{S_s k} = \frac{140}{525 \cdot 0,002} = 133^\circ \text{ C.}$$

При температуре охлаждающего воздуха  $17^\circ \text{ C}$  температура стенки

$$\Delta t_s = t_w + \Delta t_{sw} = 133 + 17 = 150^\circ \text{ C.}$$

В связи с относительно большим радиусом колбы надо полагать, что плазма занимает в разряде не все сечение, а только часть его.

Фактический диаметр столба мы определим, исходя из величины естественной плотности тока (плотность тока, устанавливающаяся в плазме разряда при минимуме падения напряжения в ней). Такая плотность тока примерно равна  $1 \text{ а/см}^2$ .

В этом случае эквивалентный диаметр плазмы

$$D = \sqrt{\frac{4}{\pi} I_{a \text{ макс}}} = \sqrt{\frac{4}{\pi} 12} = 3,7 \text{ см}^2.$$

Продольную напряженность поля в плазме мы находим по фиг. 1-28,а. При  $D = 2 \text{ см}$  и  $p = 0,6 \text{ мм рт. ст.}$  в аргоне  $E_l \approx 1 \text{ в/см}$ . Пересчитывая по принципу подобия напряженность поля при  $D = 3,7 \text{ см}$ , мы получаем:

$$E_l = 1 \frac{2}{3,7} = 0,54 \frac{\text{в}}{\text{см}}.$$

Коэффициент  $\eta_v$ , определяющий относительную долю мощности, теряемой электронами на упругие столкновения с атомами газа, определяем по фиг. 1-33,а (полагая, что  $\eta_v$  у Ar такое же, как у Ne). При

$$\frac{E_l}{p_0} = \frac{0,54}{0,6} = 0,9 \frac{\text{в}}{\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}}$$

Величина:  $\eta_v = 50\%$ .

На основании (2-28) при  $\eta_v = 0,25$  удельная мощность, теряемая в единице объема плазмы, равна:

$$P_v = \eta_v j_a E_l = 0,5 \cdot 1 \cdot 0,54 = 0,27 \text{ вт/см}^3.$$

В области средних давлений коэффициент теплопроводности аргона

$$\lambda_m = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ вт/см} \cdot \text{град.}$$

В связи с тем, что плазма не занимает в объеме всего сечения баллона, мы при подсчете температуры на оси разряда по (2-31) вводим в расчет фактический радиус плазмы  $R_p$ , полагая, что температура газа на границе плазмы  $t_n$  примерно та же, что и у стенок  $t_s$ , в силу хорошей конвекции газа между плазмой и стенкой.

В этом случае температура на оси

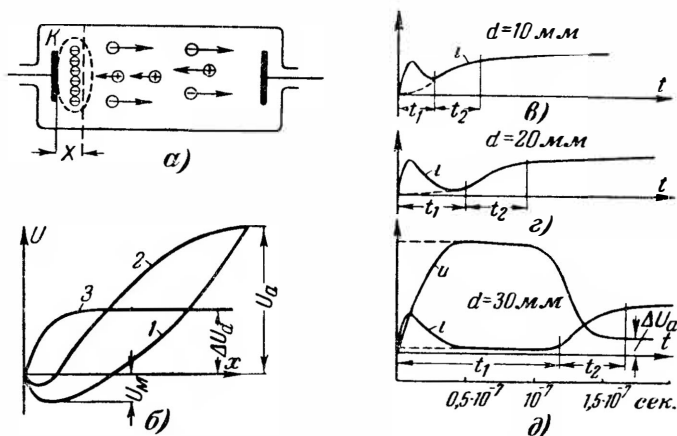
$$t_0 = t_s + \frac{P_v}{4\lambda_m} R_p^2 = 150 + \frac{0,135}{4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-4}} 1,85^2 = 870^\circ \text{C}.$$

Температура в газе спадает от  $870^\circ \text{C}$  на оси до  $150^\circ \text{C}$  у края плазмы по закону параболы.

В приведенном ориентировочном подсчете температуры газа не учтен нагрев газа горячим катодом (температура которого примерно равна  $1000 - 1100^\circ \text{K}$ ) и анодом (температура которого при полной нагрузке достигает  $500 - 600^\circ \text{C}$ ).

## 2-8. ВРЕМЯ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА

В приборах, пропускающих кратковременные импульсы тока (порядка микросекунд), практический интерес представляют время зажигания (возникновения) разряда, а также ход изменения тока и напряжения в период формирования разряда.



Фиг. 2-24. Кривые распределения потенциалов (б) и осциллограммы тока и напряжения в процессе развития разряда (а).

Явления во времени в этот период тесно связаны с пространственным распределением поля в разрядном промежутке. У прибора с плоскими электродами (фиг. 2-24, а) распределение поля вдоль оси промежутка характеризуется для трех моментов времени кривыми, приведенными на фиг. 2-24, б. Кривая 1 относится к первому моменту после приложения к прибору напряжения, кривая 2 — к промежуточному моменту в развитии разряда, а кривая 3 — к моменту, когда формирование разряда



закончилось и через прибор проходит установившийся ток  $i_a$ . Кривая  $I$  не отличается от кривой распределения потенциалов в электронном приборе (приведенной на фиг. 3-19 в первой части книги), когда прибор работает в режиме превышения анодного тока электронной эмиссии катода. У катода возникает в этом случае электронное облако с потенциальным минимумом  $U_m$ . От глубины минимума зависит деление уходящего от катода потока электронов на:

1) прямой поток электронов, преодолевающих благодаря достаточной у них энергии потенциальный минимум и уходящих затем в направлении к аноду;

2) возвратный поток электронов, затормаживаемых полем электронного облака и возвращающихся поэтому к катоду. Результирующий электронный ток у катода представляет собой в этом случае разность прямого и возвратного потоков. Пока существует электронное облако у катода, анодный ток всегда меньше тока эмиссии катода. В точке потенциального минимума напряженность поля равна нулю, а затем в направлении к аноду она нарастает в соответствии с непрерывным увеличением крутизны кривой  $U$ . Когда энергия электронов, ускоренных полем, достигает значений  $U_i$ , начинается ионизация газа в объеме. Появляющиеся при этом ионы частично компенсируют объемный заряд электронов. Полная компенсация достигается вначале на участке, непосредственно прилегающем к аноду, поскольку здесь и интенсивность ионизации больше, и объемная плотность электронов в потоке меньше, так как скорость электронов непрерывно нарастает в направлении к аноду. После компенсации объемного заряда электронов на участке вблизи анода напряженность поля здесь ослабляется. Это соответствует появлению пологого участка кривой  $U$  вблизи анода и перемещению участка с наибольшей крутизной (с наибольшей напряженностью поля) к соседнему, левее расположенному участку, как это показывает кривая 2 на фиг. 2-24, б. Через некоторый малый интервал времени скомпенсируется объемный заряд электронов и на этом участке, в связи с чем участок с наибольшей крутизной нарастания потенциалов перемещается еще левее. При этом существенно отметить то, что перемещение участка с большой напряженностью поля опережает движение в том же направлении ионов, оказывающихся в относительно слабом поле скомпенсированного объемного заряда. Смещение участка с наибольшей напряженностью поля в направлении к катоду продолжается еще некоторое время и после того, как достигается минимальная длина участка ионизации, так как, как уже указывалось в § 2-3, участок катодного падения потенциала  $d_K$  меньше участка ионизации у катода, который примерно равен  $\lambda_{ei}$ .

Ионы, создаваемые у катода на пути среднего пробега ионизации  $\lambda_{ei}$ , быстро перемещаются в направлении к катоду благодаря действию здесь сильного поля и весьма малому числу столкновений с другими частицами газа. Уходящие в направлении к катоду ионы компенсируют не только объемный заряд проходящих к аноду электронов, но и объемный заряд электронного облака, начиная от участков, более удаленных от катода, с переходом затем к участкам, более близко расположенным. При такой компенсации анодный ток начинает нарастать более быстро, так как снимается основное ограничение— тормозящее поле электронного облака, препятствовавшее заметному росту тока в предыдущие стадии разряда.

Одновременно с ростом анодного тока (с увеличением числа электронов, уходящих к аноду) повышается интенсивность ионизации газа не только в катодной, но и в остальной части разряда, чем достигается равенство концентраций зарядов обоих знаков при повышающейся плотности тока.

Процесс формирования дуги заканчивается, и режим устанавливается тогда, когда поле у катода обеспечивает выход непосредственно из катода либо из прилегающих к нему участков электронного облака (что зависит от соотношения между током собственной эмиссии катода  $I_s$  и анодным током  $I_a$ ) такого числа электронов, при котором достигается требуемый внешней цепью прибора анодный ток  $I_a$ .

Две стадии в развитии разряда с разными скоростями нарастания анодного тока отчетливо видны из приведенных на фиг. 2-24, в, г и д осциллограмм, снятых у газотрона, заполненного аргоном, при трех расстояниях между электродами. Начальный подъем тока в приведенных осциллограммах не относится к закономерностям рассматриваемого периода и вызван появлением в приборе тока смещения в период нарастания на нем анодного напряжения. Исключение тока смещения приводит к обозначенным пунктиром начальным участкам кривых тока.

Первая стадия развития разряда (период замедленного нарастания тока) обозначена на фиг. 2-24, б, в и г через  $t_1$ , а вторая его стадия (когда анодный ток быстро нарастает)— через  $t_2$ . С увеличением расстояния между электродами  $t_1$ , как видно из осциллограмм, заметно растет, в то время как  $t_2$  меняется относительно мало. Полное время развития (зажигания) разряда представляет собой сумму:

$$t_3 = t_1 + t_2. \quad (2-33)$$

Кроме осциллограммы тока, на фиг. 2-24, д нанесена также осциллограмма напряжения на приборе. Начальный горизонтальный участок в кривой напряжения, обозначенный на фигуре

пунктиром, дан в предположении, что междуэлектродная емкость в приборе равна нулю. Фактическое наличие такой емкости мешает прямоугольному нарастанию кривой напряжения, и поэтому действительное напряжение на приборе нарастает по сплошному участку кривой с конечной его крутизной.

В связи с малым током в приборе в течение времени  $t_1$  и малым, следовательно, падением напряжения во внешней цепи напряжение на приборе снижается крайне незначительно. За время  $t_2$  имеет место резкое снижение величины напряжения питания до  $\Delta U_a$ . Такое снижение возможно благодаря происходящему накоплению объемного заряда в катодной части разряда по мере приближения тока к установившемуся значению.

Изменения во времени и пространстве поля в разрядном промежутке создают значительные трудности для точного теоретического анализа хода развития разряда и вывода интересующей нас зависимости времени зажигания  $t_z$  от различных факторов, как то: 1) расстояния между электродами; 2) рода газа, заполняющего прибор; 3) давления газа; 4) температуры накала катода и т. д.

Поэтому при построении расчетных формул пользуются приближенным анализом, который базируется на том, что перемещающееся во времени и в пространстве поле заменяют полем с постоянной по времени и месту напряженностью, равной

$$E = \frac{U_a}{d}, \quad (2-34)$$

где  $U_a$  — напряжение, подводимое к прибору и характеризующее почти горизонтальным начальным участком кривой, приведенной на фиг. 2-24, д;

$d$  — расстояние между электродами.

В связи с разными скоростями нарастания тока расчет времени зажигания удобнее производить по отдельным его составляющим.

При определении  $t_1$  исходят из того, что электронные лавины, определяющие процесс постепенного нарастания тока в приборе, усиливаются в той мере, в которой каждая из предыдущих лавин увеличивает запас создаваемых ею ионов. Это позволяет большему числу электронов участвовать в каждой из последующих лавин.

При неизменной напряженности поля  $E$  и определяемом ею по (1-53) коэффициенту ионизации  $\alpha$  число ионов, создаваемых в среднем каждым из электронов на пути его от катода к аноду  $d$ , равно  $\alpha d$ . При среднем времени перемещения лавины

$\vartheta = \frac{d}{\bar{v}_e}$ , где  $\bar{v}_e$  — средняя скорость направленного движения электронов; число ионов, создаваемых в среднем каждым электроном в 1 сек., равно  $\alpha \bar{v}_e$ . Электронный ток  $i_e \approx i_a$  создает при ионизации им газа в разрядном промежутке за время  $dt$  число новых ионов, равное  $i_a \alpha \bar{v}_e dt$ . На такое же число электронов увеличится в следующей лавине электронный ток. За время  $t$  начальное значение электронного тока возрастает при этом до значения:

$$i_a = i_{a0} + \int_0^t i_{a0} \alpha \bar{v}_e dt. \quad (2-35)$$

Дифференцируя обе части полученного уравнения с целью разделения переменных и затем вновь его интегрируя, находим, что:

$$i_{a1} = i_{a0} e^{\alpha \bar{v}_e t_1} = i_{a0} e^{t_1/\tau_1}, \quad (2-36)$$

где

$$\tau_1 = \frac{1}{\alpha \bar{v}_e} \quad (2-37)$$

определяет собой среднее время, затрачиваемое электроном на образование одного иона.

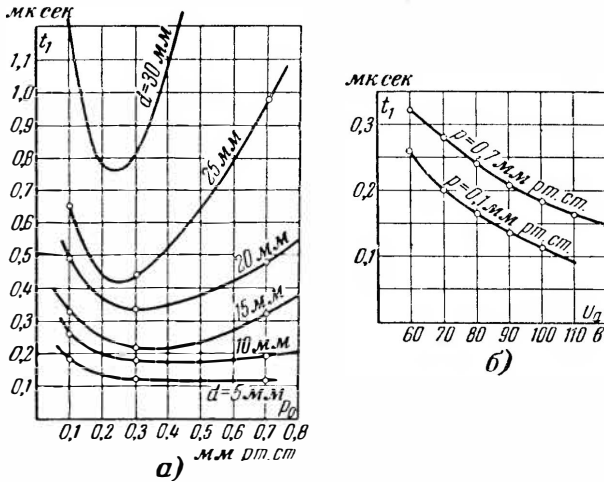
Из (2-36) следует, что:

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{i_{a1}}{i_{a0}}. \quad (2-38)$$

Постоянная времени  $\tau_1$  вычисляется по (2-37) при подстановке в него значения  $\bar{v}_e$ , находимого по (1-30) либо по кривым на фиг. 1-10, и коэффициента ионизации  $\alpha$ , определяемого по (1-53).

Значение  $i_{a0}$  подсчитывается по уравнению степени  $3/2$ , а значение тока  $i_{a1}$  может быть оценено на основе большого числа проведенных экспериментальных исследований в  $5 - 10^9/0$  от конечного значения тока  $i_a$ . Вычисляя по (1-53) значения  $\alpha$  при разных давлениях газа и одной и той же напряженности поля  $E_p$ , а затем производя такие же вычисления при разных напряженностях поля и одном и том же давлении газа  $p_0$ , мы можем найти интересующую нас зависимость  $t_1$  как от давления газа  $p$ , так и от напряженности поля или от анодного напряжения  $U_a$ . Эти зависимости, найденные экспериментальным путем, характеризуются кривыми, построенными на фиг. 2-25, а и б.

Из фиг. 2-25, а видно, что при всех приведенных расстояниях между электродами длительность первого этапа формирования разряда имеет минимум при некотором значении давления. Расчеты показывают, что такое изменение  $t_1$  связано с закономерностью изменений численных значений  $\alpha$ , вычисляемых по (1-53). Минимуму  $t_1$  отвечает максимум в значениях  $\alpha$ . Непрерывно убывающее значение  $t_1$  с ростом  $U_a$  объясняется получаемым из (1-53) монотонным возрастанием  $\alpha$  с ростом напряженности поля  $E_T$ .



Фиг. 2-25. Длительности первой стадии развития разряда в функции от давления газа (а) и анодного напряжения (б).

Время  $t_2$ , в течение которого ток быстро нарастает, может быть также вычислено по формуле (2-38) при подстановке в него значений  $\tau_2$ , находимых по (2-37), где значения  $\alpha$  и  $\bar{v}_e$  другие. Средняя скорость на пути  $\lambda_{ei}$  от катода может быть найдена как средняя скорость свободно перемещающегося в ускоряющем поле электрона, а величина  $\alpha$  по (1-53), в которое подставляется: а) напряженность поля, получаемая от деления анодного напряжения на величину  $\lambda_{ei}$ , и б) новое значение эффективного сечения ионизации, соответствующее более высокой скорости движения электронов. В связи с получающимися большими значениями  $\alpha$  и  $\bar{v}_e$  постоянная времени  $\tau_2$  получается меньше, что и соответствует более быстрому нарастанию анодного тока во второй стадии формирования разряда.

Значения тока, входящие в правой части (2-38) под знаком логарифма, соответствуют  $i_{a1} = (0,05 - 0,1) i_a$  в знаменателе и току  $i_a$  в числителе.

Приведенные на фиг. 2-24 осциллограммы и на фиг. 2-25 кривые, а также приближенные формулы (2-37), (2-38), дающие примерно тот же порядок величины, позволяют судить о границах возможных изменений значений времени зажигания  $t_s$  и характере его зависимости от названных выше факторов.

### 2-9. ГАШЕНИЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА. ОБРАТНЫЙ ТОК

Дуга в газотроне, питаемом переменным напряжением, горит только до тех пор, пока напряжение между анодом и катодом прибора не становится меньше напряжения горения. С наступлением такого момента дуга гаснет и начинается процесс деионизации, заключающийся в освобождении разрядного промежутка от электронов и ионов, оставшихся от плазмы дуги.

Процесс деионизации и основные закономерности, определяющие ход деионизации, были нами рассмотрены в § 1-8 в предположении, что одновременно с гашением дуги прибор отсоединяется от источника напряжения. В таком случае электроды в процессе деионизации выполняли ту же роль, что и стенки, т. е. к ним, так же как и к стенкам, поступало столько же электронов, сколько и ионов.

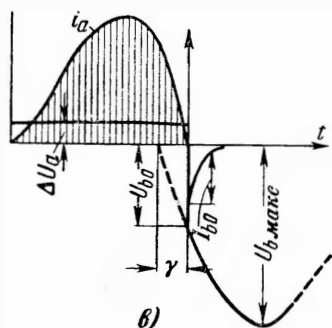
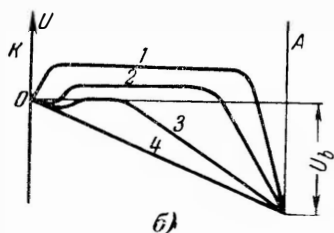
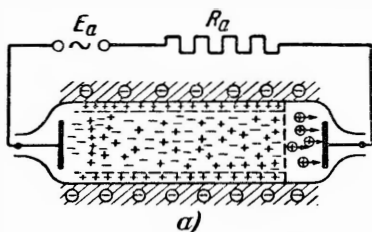
При питании прибора переменным напряжением цепь прибора не размыкается, и анод становится отрицательным по отношению к катоду, как это иллюстрирует диаграмма напряжения на фиг. 2-26, в. Начальное значение обратного напряжения  $U_{b0}$  обычно нарастает при этом столь быстро (по сравнению с переменным напряжением частоты 50 гц), что такое возрастание можно считать почти мгновенным.

При наличии остаточной плазмы отрицательное напряжение фактически концентрируется в ионной оболочке у анода (фиг. 2-26, а), образующейся вследствие быстрого ухода из нее электронов, обладающих большей подвижностью. Толщина ионной оболочки зависит от концентрации зарядов в оболочке и величины отрицательного (обратного) напряжения между анодом и катодом. Под действием поля в оболочке ионы уходят к аноду, создавая обратный ток во внешней цепи, а вместо них из плазмы приходят новые ионы.

Отталкиваемые полем электроны уходят через плазму к катоду. Здесь при избыточной концентрации электронов ионная оболочка, оставшаяся от катодного участка горевшей дуги, непосредственно у катода переходит в электронную оболочку. Через эту оболочку и проходит к катоду столько

же электронов, сколько ионов уходит к аноду (фактически электронный ток к катоду превышает несколько ионный ток к аноду, так как к катоду, имеющему потенциал, меньший, чем плазма, уходит и небольшая часть ионов). Таким образом, внутри прибора обратный ток на участке у анода переносится ионами, в то время как на участке остаточной плазмы и у катода этот ток переносится электронами.

Таким образом, в отличие от условий деионизации, которые были рассмотрены в § 1-9, деионизация при наличии обратного напряжения на аноде дополняется уходом к каждому из электродов зарядов разных знаков, но в одинаковом количестве, создающих обратный ток внутри прибора и во



Фиг. 2-26. Кривые распределения потенциала в разряде при деионизации и осциллограммы обратного тока и обратного напряжения при активно-индуктивной нагрузке.

внешней цепи его. При деионизации в цилиндрическом баллоне с плоскими электродами, как на фиг. 2-26, а, заряды, уходящие к стенкам, уменьшают концентрацию по всей длине остаточной плазмы, в то время как нарастание ионной оболочки у анода и электронной оболочки у катода сокращает протяженность остаточной плазмы по длине ее. Электронная оболочка у катода нарастает здесь еще и потому, что накаленный катод и после гашения дуги продолжает emitировать электроны. Эти электроны быстро формируют электронное облако у катода, что способствует более быстрому снижению потенциала у близлежащих к катоду участков плазмы. При наличии эмиссии с катода к нему уходит сумма электронных потоков: возвратного потока собственной эмиссии и потока, переносимого на участке у катода обратный ток.

Сокращение длины остаточной плазмы во времени за счет нарастания оболочек у электродов иллюстрируется семейст-

вом кривых на фиг. 2-26, б, показывающих распределение потенциала вдоль разрядного промежутка. Участкам остаточной плазмы соответствуют здесь отрезки прямых, параллельные оси абсцисс, а участки, занятые оболочками, характеризуются участками подъема кривых от потенциалов электродов до потенциала плазмы. Потенциал катода при этом условно принимается за нуль.

Кривая 1 на фиг. 2-26, б соответствует начальному моменту деионизации. Толщины ионной оболочки у анода и электронной у катода здесь еще относительно невелики. В ходе времени толщины нарастают. Так, у кривой 2, соответствующей следующему моменту времени, протяженность участков спада потенциалов увеличивается. У кривой 3 потенциал на горизонтальном участке в силу наличия потенциального минимума в электронном облаке приблизился к нулю. Нуль потенциала не означает, однако, что концентрация остаточных зарядов спала до нуля, поскольку уход зарядов из остаточной плазмы регулируется разностью потенциалов между плазмой и граничащими с ней электронным облаком с одной стороны и анодом — с другой. Окончание деионизации может характеризоваться состоянием, когда остаточные заряды уже не оказывают заметного влияния на кривую распределения потенциала, что в рассматриваемом случае относится к кривой 4. В рассматриваемом процессе деионизации наибольший практический интерес представляет изменение концентрации зарядов, поступающих из остаточной плазмы в ионную оболочку у анода. Вместе с анодным (обратным) напряжением концентрация зарядов определяет собой ход изменения во времени, а также величину обратного тока.

При оценке влияния анодного напряжения на характер протекания и на величину обратного тока необходимо различать два возможных вида воздействия поля анода на пограничный слой плазмы.

Первый характеризуется тем, что все напряжение, сообщаемое аноду, тратится (так же как в электронных приборах) на преодоление тормозящего действия поля, создаваемого объемным зарядом ионов в оболочке, а также на ускорение ионов в направлении к аноду. Напряженность поля на границе между оболочкой и плазмой близка в этом случае к нулю. Выход ионов из плазмы в оболочку происходит при этом за счет тепловых скоростей ионов. От разности потенциалов между анодом и плазмой, очень близкой по своей величине к обратному напряжению на приборе  $U_b$ , зависит в этом случае лишь толщина ионной оболочки. По мере уменьшения концентрации выходящих из плазмы ионов протяженность оболочки несколько увеличивается, но это увеличение относи-



тельно невелико. В этом режиме плотность нонного тока, приходящего к аноду, почти не зависит от величины  $U_b$ , так как здесь важна концентрация ионов, выходящих из пограничного слоя плазмы в оболочку, а также скорость при выходе ионов, равная средней скорости беспорядочного движения ионов.

Второй вид воздействия характеризуется тем, что напряжение между анодом и плазмой больше того, чем это требуется для вытягивания ионов из оболочки в направлении к аноду при естественном выходе ионов из плазмы в оболочку. Поэтому на границе плазмы и оболочки возникает напряженность поля, дополнительно вытягивающая ионы из пограничных слоев плазмы и усиливающая тем самым общий поток ионов к аноду. Это ведет к увеличению плотности обратного тока. Толщина оболочки в этом случае нарастает много быстрее, чем в первом случае, так как граничащий с оболочкой слой плазмы быстро распадается в силу ухода электронов к катоду, а ионов к аноду.

Первый вид воздействия поля анода имеет место тогда, когда обратное напряжение относительно невелико (практически оно не выходит за границы 2—3 кВ, пока концентрация зарядов в промежутке не очень мала). Второй режим имеет место при более высоких значениях обратного напряжения, а при меньших напряжениях — только к концу периода деионизации.

Связь между обратным напряжением  $U_b$ , толщиной оболочки  $\delta_s$  и плотностью обратного тока  $j_b$  при первом виде воздействия поля мы можем получить, исходя из уравнения, связывающего ток с напряжением при ограничении тока пространственным зарядом носителей тока. Таким уравнением является уравнение степени  $3/2$ , выведенное применительно к плоским электродам [уравнение (3-40) в первой части книги]. При подстановке в него вместо массы электрона  $m_e$  массы иона  $m_i$  и записи последней через массу водорода  $m_H = 3,32 \cdot 10^{-24}$  г и молекулярный вес газа  $\mu$  мы получаем:

$$j_b = 5,45 \cdot 10^{-8} \frac{U_b^{3/2}}{\sqrt{\mu \delta_s^2}} \left[ \frac{a}{\text{см}^2} \right], \quad (2-39)$$

где  $\delta_s$  — толщина оболочки, см.

Определяя из (2-39) толщину оболочки, находим, что:

$$\delta_s = 2,34 \cdot 10^{-4} \frac{U_b^{3/4}}{\sqrt{\mu j_b^{1/2}}}. \quad (2-40)$$

Плотность тока в рассматриваемом режиме, как выше уже указывалось, от  $U_b$  не зависит. Ее можно определить по (1-94), заменив в нем  $n_e$  и  $\bar{c}_e$  на  $n_i$  и  $\bar{c}_i$ . Это дает:

$$j_b = \frac{en_i \bar{c}_i}{4}. \quad (2-41)$$

Учитывая, что концентрация зарядов  $n_i$  убывает в процессе деионизации по (1-120), получаем:

$$j_b = \frac{en_{i0} \bar{c}_i}{4} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2-42)$$

где  $\tau$  — постоянная времени деионизации.

Изменения обратного тока следуют в этом случае уравнению:

$$i_b = I_{b0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2-43)$$

где  $I_{b0}$  — начальное значение обратного тока.

Кривая обратного тока, отвечающая (2-43), построена на фиг. 2-26, в. Начальная концентрация зарядов, определяющая  $I_{b0}$ , может быть найдена, исходя из того, что к моменту гашения дуги в междуэлектродном промежутке сохраняются еще те ионы, которые зародились в разряде в течение последней доли периода его существования. Эта доля может быть принята равной среднему сроку жизни иона  $\tau$ .

Средний срок жизни иона  $\tau$  может быть найден, как величина, обратная интенсивности ионизации  $z_i$  (число актов ионизации, производимых электроном в 1 сек.), поскольку  $\frac{1}{z_i}$  определяет собой среднее время между двумя очередными актами ионизации, равное при установившемся режиме среднему сроку жизни иона в разряде.

Учитывая связь между  $\tau$  и  $z_i$ , В. Л. Грановский [Л. 45] вывел приближенную формулу, позволяющую определить начальное значение обратного тока при деионизации на плоских электродах:

$$I_{b0} = -\frac{2Bd}{c_e} \left( \frac{di_a}{dt} \right)_0, \quad (2-44)$$

где  $B$  — коэффициент, определяющий согласно (1-96) отношение плотности беспорядочного тока к плотности направленного тока; его значения дают кривые на фиг. 1-31;

$d$  — расстояние между электродами, см;  
 $\left(\frac{di_a}{dt}\right)_0$  — скорость спадания анодного тока в момент подхода его к нулю, взятая за время, не меньшее, чем  $\tau$ .

Убывание обратного тока с постоянной времени  $\tau$  по (2-43) происходит до тех пор, пока концентрация зарядов не уменьшается настолько, что поле анода начинает заметно влиять на изменение размеров оболочки, ускоряя тем самым ход деионизации (т. е. пока вид воздействия 1 не переходит в вид 2).

При напряжениях, не превосходящих 2—3 кВ, такой переход может иметь место только к концу периода деионизации, когда обратный ток практически уже близок к нулю. В тех случаях, когда начальный скачок обратного напряжения  $U_{b0}$  заметно меньше максимума обратного напряжения  $U_{b \text{ макс}}$ , как этому соответствует диаграмма на фиг. 2-26, в, подсчет обратного тока может производиться по формулам (2-44) и (2-45) вплоть до  $U_{b \text{ макс}}$ , лежащих в границах 15—20 кВ.

Протекание процесса деионизации при высоких обратных напряжениях, когда он все время определяется вторым видом воздействия анодного поля на плазму, будет рассмотрен в § 4-18.

Для конкретной оценки того, каких значений может достигнуть максимум обратного тока  $I_{b0}$  при малых обратных напряжениях и какова примерно длительность его протекания, рассмотрим следующий пример:

**Пример.** Найти максимальное значение и продолжительность обратного тока  $I_{b0}$  (фиг. 2-26, в) в ртутном газотроне с расстоянием между плоскими электродами 3 см и значительном удалении стенок от оси электродов, если температура окружающей среды 40° С, а максимум синусоидального тока, проходящего через газотрон при промышленной частоте, равен 10 а. Температура электронного газа в первый момент после гашения дуги (в силу ее быстрого спадания после прекращения существования активной плазмы)  $T_e = 6000^\circ \text{ К}$ , а начальный скачок обратного напряжения  $U_{b0} = 1 \text{ кВ}$ .

Предварительно вычислим значения  $B$  и  $\bar{c}_e$ , входящие в (2-44).

При температуре катодной горловины  $t_k = 40^\circ \text{ С}$  давление паров в газотроне согласно кривым фиг. 2-3 равно 6 мкн рт. ст. Такому давлению в ртутных парах соответствует по кривой фиг. 1-27, б значение  $T_e = 16000^\circ \text{ К}$  и по кривой фиг. 1-31 — значение  $B = 2,0$ .

Среднюю скорость хаотического движения электронов определяем из равенства:

$$\bar{c}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 16 \cdot 10^4}{\pi \cdot 9,1 \cdot 10^{-28}}} = 7,74 \cdot 10^7 \text{ см/сек.}$$

Скорость убывания тока при спадании его к нулю в связи с синусоидальным изменением кривой анодного тока можно определить из равенства:

$$\left(\frac{di_a}{dt}\right)_0 = -\omega I_{a \text{ макс}} = -314 \cdot 10 = -3140 \text{ а/сек.}$$

Подставляя найденные значения в (2-44), находим:

$$I_{b0} = -2 \frac{Bd}{c_e} \left(\frac{di_a}{dt}\right)_0 = 2 \frac{2,0 \cdot 3}{7,74 \cdot 10^{-7}} 3140 = 490 \text{ мка.}$$

Максимум обратного тока составляет  $4,9 \cdot 10^{-5}$  от максимума прямого тока.

При работе прибора в многофазной схеме выпрямления тока скорость убывания прямого тока повышается на порядок величины. Это приводит к начальным значениям обратного тока, лежащим в границах от  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$  от максимума прямого тока.

Учитывая близость расположения анода к катоду и относительно большую их поверхность, постоянную времени деионизации в газотронах вычисляем по (1-126). Входящую в (1-126) среднеарифметическую скорость ионов  $\bar{c}_i$  находим по (3-7) в первой части книги:

$$\bar{c}_i = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,36 \cdot 10^{-16} \cdot 2000}{\pi \cdot 3,34 \cdot 10^{-28}}} = 46200 \text{ см/сек.}$$

Средний свободный пробег ионов  $\lambda_i$  принимаем примерно равным среднему свободному пробегу атомов газа. При  $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$  и  $t_k = 0^\circ \text{C}$  средний свободный пробег атомов в  $4\sqrt{2}$  раза меньше среднего свободного пробега электронов, значения которого даны в табл. 1-3. При пересчете на давление  $p = 6 \text{ мкн рт. ст.}$  и температуру газа, которую в момент гашения дуги мы принимаем равной  $500^\circ \text{C}$ , мы находим, что  $\lambda_i = 0,78 \text{ см.}$

Подставляя найденные значения  $\bar{c}_i$  и  $\lambda_i$ , а также другие известные величины в (1-126), находим, что:

$$\tau_0 = \frac{3}{\pi^2 \bar{c}_i} \cdot \frac{1}{1 + \frac{T_e}{T_i}} \cdot \frac{d^2}{\lambda_e} = \frac{3}{\pi^2 \cdot 46200} \cdot \frac{1}{1 + \frac{16000}{2000}} \cdot \frac{9}{0,78} = 18,9 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

В связи с тем, что начальный скачок обратного напряжения не превышает  $1 \text{ кв}$ , можно считать, что постоянная времени спада обратного тока  $\tau$  остается на все время прохождения обратного тока неизменной и равной  $\tau_0$ .

Так как за пять постоянных времени экспоненциальная функция уменьшается до 1% от начального значения (что в рассматриваемом случае приводит к значению тока  $i_b = 4,9 \text{ мка}$ ), то практически можно считать, что обратный ток длится в течение времени

$$t = 5\tau_0 = 5 \cdot 18,9 \cdot 10^{-6} = 94,5 \text{ мксек.}$$

Это соответствует 1,7 угловым градусам при промышленной частоте. Естественно, что за такой отрезок времени значение  $u_b$  очень мало меняется по отношению к  $U_{b0}$ .

## 2-10. ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ТОКА НА ПОГЛОЩЕНИЕ АНОДОМ ГАЗА И НА РАЗВИТИЕ ОБРАТНОГО ЗАЖИГАНИЯ

При работе прибора в цепях переменного напряжения, содержащих чисто активную нагрузку, обратное напряжение на приборе возрастает от нуля. При наличии в цепи, кроме активных сопротивлений, еще индуктивности ток спадает к нулю с запазданием против начала отрицательной полуволны напряжения (фиг. 2-26, в), в связи с чем обратное напряжение возрастает скачком до значения, соответствующего углу запаздывания.

Наличие скачка напряжения увеличивает энергию, с которой ионы обратного тока приходят к аноду. Повышение энергии ионов ведет к входу ионов в более глубокие слои анода и повышает тем самым общее количество газа, поглощаемого анодом в виде ионов, в нем нейтрализующихся. Такое поглощение газа ощутимо прежде всего для приборов, заполненных инертным газом, поскольку масса газа в них ограничена.

Бомбардировка анода ионами вызывает, кроме того, нагрев кристаллической решетки материала анода, приводящий к испарению (распылению) материала анода. Вредные последствия такого испарения (распыления) сказываются прежде всего в том, что продукты его осаждаются на изоляционных деталях внутри прибора, что приводит к постепенной порче изоляции.

Интенсивность убыли газа в объеме и распыление зависят от энергии, передаваемой обратным током аноду, поскольку величина обратного тока определяет количество попадающих на анод ионов, а величина обратного напряжения — глубину внедрения нейтрализовавшихся ионов в тело анода, что сказывается на количестве газа, задерживающегося в порах анода. Можно сделать, поэтому, предположение, что за один период переменного тока количество поглощенного анодом газа пропорционально

$$A_b = \int_0^{t_b} i_b u_b dt. \quad (2-45)$$

При экспоненциальном спаде обратного тока по (2-43), а также при допущении прямолинейного нарастания начального участка обратного напряжения  $u_b$  величина  $A_b$  может быть приближенно оценена по произведению двух производных: 1) производной спадающего прямого тока к нулю  $\frac{di_a}{dt}$  (определяю-

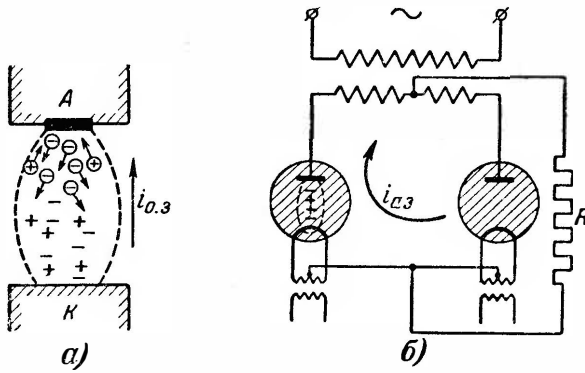
щей значение  $I_{b0}$ ) и 2) производной нарастания обратного напряжения  $\frac{du_b}{dt}$  (определяющей значение  $u_b$  к концу протекания обратного тока).

Указанное произведение называют коэффициентом коммутационного воздействия

$$q = \frac{di_a}{dt} \cdot \frac{du_b}{dt} \tag{2-46}$$

Этот коэффициент может служить критерием интенсивности поглощения газа анодом в непроводящую часть периода.

Опыт показывает, что газонаполненные приборы низкого давления обладают достаточно большим сроком службы (до



Фиг. 2-27. Возникновение обратного зажигания (а) и контур тока обратного зажигания (б).

1 000 час.), если значения  $q$  не превосходят 10—15 при измерении  $\frac{di_a}{dt}$  в  $\frac{a}{\text{мксек}}$ , а  $\frac{du_b}{dt}$  в  $\frac{в}{\text{мксек}}$ .

Уменьшение  $q$  может быть достигнуто ослаблением скорости нарастания обратного напряжения путем шунтирования приборов контурами из активных сопротивлений и емкости.

Другое действие обратного тока заключается в ухудшении вентильных свойств прибора в непроводящую часть периода. Это вызвано тем, что ионы обратного тока, способствуя созданию эмиссионных центров на поверхности анода, облегчают формирование самостоятельного дугового разряда в непроводящую часть периода. При этом на аноде появляются, как это схематически показано на фиг. 2-27, а, площадки с весьма интенсивной эмиссией электронов, называемые катодными пятнами на аноде.

Появление дугового разряда с катодным пятном на аноде носит название обратного зажигания. Такое зажигание приво-

дит к аварийному режиму, так как прибор теряет при этом свои вентильные свойства, т. е. свойства пропускать ток только в одном направлении. Потеря вентильности в схемах однополупериодного выпрямления тока (фиг. 1-3 в первой части книги) приводит только к появлению переменного тока в цепи нагрузки, а в схемах с большим числом вторичных фаз это вызывает, как показано для схемы двухполупериодного выпрямления тока на фиг. 2-27, б, кроме того, замыкание почти накоротко всех других приборов, поскольку сопротивление во внутренних ветвях, связывающих нормально работающие приборы с поврежденным, очень мало. Возникающие при этом чрезмерно большие токи установка не может длительно пропускать, в связи с чем требуется отключить установку от источника ее питания.

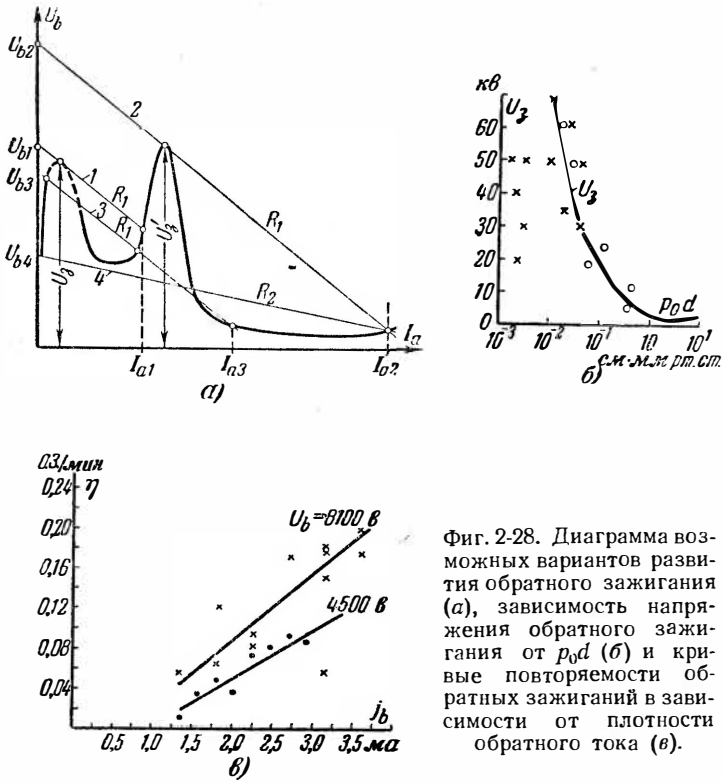
Центрами эмиссии при приходе к аноду ионов могут явиться также принимающие ионы изоляционные либо полупроводящие пленки. На поверхности анода такие пленки появляются в результате: а) внешних загрязнений анода в процессе изготовления прибора неорганическими либо органическими веществами, б) химических соединений (окислов, азидов и т. д.), образуемых остаточными в объеме прибора газами, либо газами, диффундирующими из глубинных слоев анода с материалом анода.

Ионы, оседающие на таких пленках при малой толщине их ( $10^{-7}$ — $10^{-6}$  см), создают столь большие напряженности поля у поверхности анода, что они оказываются недостаточными для эмиссии электронов из анода непосредственно под воздействием электрического поля. Электроны проходят при этом или через толщу пленок или у краев их. При наличии вкраплений в поверхность анода примесей из щелочных либо щелочноземельных металлов эмиссионные центры могут появиться и в результате термоэмиссии с участков, обладающих малой работой выхода.

Центрами начальной эмиссии могут служить и отрывающиеся от анода мелкие заряженные частицы твердого вещества или капли ртути, что вызывает появление в месте отрыва сильного электрического поля.

Электроны, выходящие из начальных центров эмиссии, интенсивно ионизируют близлежащие к аноду слои газа, так как напряженность поля, сообщаемая электронам энергию, в непроводящую часть периода значительно больше, чем в проводящую часть периода. Возникающие при ионизации газа ионы возвращаются к аноду, способствуя дальнейшему нарастанию электронной эмиссии. При прогрессивном взаимном усилении потоков электронов и ионов процесс развития разряда заканчивается формированием дугового разряда, если нарастанию большого тока не препятствует большое сопротивление во

внешней цепи прибора. Условиями, благоприятствующими переходу эмиссионных центров в катодное пятно, являются повышенное давление газа либо пара в приборе и в особенности наличие здесь посторонних молекулярных газов, присутствующих в объеме прибора при плохом вакууме либо диффундирующих из глубинных слоев анода при недостаточном



Фиг. 2-28. Диаграмма возможных вариантов развития обратного зажигания (а), зависимость напряжения обратного зажигания от  $p_0 d$  (б) и кривые повторяемости обратных зажиганий в зависимости от плотности обратного тока (в).

обезгаживании анода до установки его в прибор либо после запайки прибора.

Наличие эмиссионных центров приводит к появлению обратных зажиганий при напряжениях, меньших, чем те, которые требуются для зажигания дуги самостоятельного разряда в условиях, когда поверхность анода свободна от загрязнений и начальная концентрация зарядов не превосходит те, которые создаются при космических и радиоактивных излучениях.

Как развивается разряд при нормальном и пониженном напряжениях, иллюстрирует диаграмма, приведенная на фиг. 2-28, а, вместе с построенными здесь линиями нагрузки. Диаграмма представляет собой полную вольт-амперную характеристику самостоятельного разряда, аналогичную рассмотренной на фиг. 1-15.



Линии нагрузки отвечают разным значениям напряжения питания прибора (в данном случае обратным напряжениям  $U_b$ ) и двум значениям нагрузочного сопротивления  $R_1$  и  $R_2$ .

При хорошем состоянии поверхности анода и крайне малой начальной концентрации зарядов (порядка создаваемой космическим и радиоактивным излучением) тлеющий разряд зажигается в приборе при напряжении  $U_{b1}$ , несколько превышающем нормальный потенциал зажигания тлеющего разряда  $U_3$ . Для зажигания дугового разряда при тех же условиях и величине нагрузочного сопротивления  $R_1$  напряжение на приборе должно быть повышено до  $U_{b2}$  с тем, чтобы линия нагрузки проходила выше максимума напряжения горения аномального тлеющего разряда  $U'_3$ . Величина  $U'_3$  может быть больше и меньше, чем  $U_3$ , что зависит от типа прибора, материала катода (в данном случае анода), размеров его и, наконец, от состояния поверхности анода.

При наличии загрязнений на поверхности анода в приборе может зажечься при напряжениях, меньших, чем  $U_{b1}$ , не только тлеющий разряд, но также и дуговой, как это показывают линии нагрузки 3 и 4 на фиг. 2-28,а. Линия нагрузки 3 соответствует большому сопротивлению  $R_1$ . Развитие разряда при таком сопротивлении может завершиться либо тлеющим разрядом, либо после кратковременного его существования переходом в дуговой разряд. Это зависит от характера процессов, обуславливающих появление и нарастание эмиссии на аноде. При появлении эмиссии благодаря бомбардировке поверхности анода ионами и при малой интенсивности ионизации газа в силу малой его плотности устанавливается обычно тлеющий разряд. При наличии интенсивно действующих эмиссионных центров, созданных осевшими на пленках ионами при большой их концентрации либо при заметной термоэлектронной эмиссии и наличии интенсивной ионизации прилегающих к аноду слоев газа разряд переходит в дуговой (если этому не препятствует большое сопротивление во внешней цепи). Появление загрязняющих пленок и большой концентрации остаточных зарядов ведет, по существу, к тому, что исчезают участки вольтамперной характеристики, соответствующие участкам с высокими потенциалами зажигания  $U_3$  и  $U'_3$ . При малом нагрузочном сопротивлении и при очень большой концентрации ионов на пленках (получающейся при большой плотности обратного тока) разряд поэтому переходит в дуговой, вовсе минуя стадию тлеющего разряда. Этому соответствует линия нагрузки 4, начинающаяся при минимальном значении обратного напряжения  $U_{b4}$ .

Появление в одних случаях непосредственно дугового, а в других — тлеющего разряда в силу изменения состояния поверхности подтверждает экспериментальные результаты, полученные Клемперером и Маршаллом [Л. 46] в приборе, анод которого выполнен из графита, а катод — из ртути (гладкая поверхность которой обеспечивает более равномерное распределение поля), и приведенные на фиг. 2-28,б. На оси абсцисс отложены здесь, так же как у кривых пробивных напряжений, значения  $p_0d$ , крестиками отмечены на фигуре случаи возникновения непосредственно дугового разряда, кружочками — случаи возникновения тлеющего разряда, а кружочками с расположенными рядом крестиками — случаи возникновения тлеющего разряда с переходом его через короткое время в дуговой разряд.

Одиночно расположенные крестики и кружочки относятся к первому периоду проведения опытов, когда поверхность анода еще не была полностью свободна от местных загрязнений. Кружочки, охватываемые общей кривой, близко соответствуют кривой пробивного напряжения у паров ртути (фиг. 1-20) (кроме нижней резко спадающей ступеньки). Точки ложатся на кривую после полной очистки поверхности анода ионной бомбардировкой от последних следов загрязнений. В силу множественности причин, приводящих к возникновению обратного зажигания, и случайности их возникновения закономерность появления обратных зажиганий подчиняется функции вероятности. Средняя повторяемость обратных зажиганий в условиях нормальной эксплуатации приборов в установках высокого напряжения исчисляется порядком одного-двух обратных зажиганий за весьма длительный срок эксплуатации прибора (порядка нескольких месяцев). При изучении влияния различных факторов на повторяемость обратных зажиганий на экспериментальных установках с целью уменьшения времени наблюдения стремятся форсировать условия, приводящие к обратным зажиганиям, с тем чтобы искусственно повысить их частоту. Так, в приведенных на фиг. 2-28,в кривых зависимости повторяемости обратных зажиганий  $\eta$  от плотности обратного тока обратный ток повышен настолько, что величина  $\eta$  достигает сотых и десятых долей в минуту. Это значит, что в среднем одно обратное зажигание появляется за время, исчисляемое десятками и сотнями минут.

В условиях нормальной эксплуатации газотронов средние плотности обратного тока во много раз меньше (примерно в  $10^3$  —  $10^5$  раз), чем те, которые указаны на оси ординат на фиг. 2-28,в. Это и обеспечивает указанную выше ничтожно малую частоту обратных зажиганий при доброкачественном исполнении приборов.

Увеличение повторяемости обратных зажиганий с повышением обратного напряжения, что показывают кривые на

фиг. 2-28,в, обусловлено увеличением энергии ионов, приходящих к аноду. Это повышает и коэффициент вторичной эмиссии, и плотность ионов, концентрирующихся на пленках. Повышенные обратных напряжений без увеличения повторяемости обратных зажиганий требует выбора высококачественного материала для анода и проведения ряда технологических операций, которые обеспечивают наибольшую чистоту поверхности и материала анода. В маломощных приборах аноды изготавливаются из никеля, а в мощных приборах — из высококачественного графита, в котором примесь щелочноземельных металлов не превышает  $0,01-0,1\%$ . В число необходимых технологических операций входят:

1) тщательное обезгаживание анода, т. е. освобождение его от газовых включений;

2) тщательная очистка поверхности анода от всех возможных технологических загрязнений;

3) создание высокого вакуума в приборе;

4) удаление остаточных пленок после проведения всех операций по обезгаживанию деталей прибора. Эта операция проводится путем ионной бомбардировки анода, которому сообщается отрицательный потенциал;

5) защита поверхности анода от оседания на ней продуктов испарения и распыления с катода в виде металлического бария, стронция и кальция или их окислов. Такая защита осуществляется путем установки между катодом и анодом защитного экрана. В какой мере установка такого экрана повышает величину выдерживаемого прибором обратного напряжения без появления в нем обратных зажиганий, показывают приведенные на фиг. 2-29,а кривые напряжений. На оси абсцисс нанесены здесь анодные токи  $I_a$  в относительных долях к полному анодному току  $I_k$ . Выдерживаемое прибором обратное напряжение с ростом тока снижается в силу того, что с ростом прямого тока одновременно растет и обратный ток. На фиг. 2-29,б приведена еще одна практически интересующая нас зависимость средней повторяемости обратных зажиганий от температуры анода  $t_A$ . Эта кривая, полученная Т. Н. Голубчиным и Л. А. Сена [Л. 47], показывает, что с ростом температуры свыше  $400-450^\circ\text{C}$  повторяемость обратных зажиганий заметно снижается. После достижения  $700-800^\circ\text{C}$  повторяемость обратных зажиганий, как показали другие исследования, вновь возрастает. Это объясняется началом формирования активных центров термоэлектронной эмиссии. Поэтому в качестве максимально допустимой температуры графитового анода при полной нагрузке его током принимают обычно  $600-700^\circ\text{C}$ .

Сведением к предельно достижимому максимуму повторяемости обратных зажиганий, развивающихся из эмиссионных

центров, возникающих непосредственно на рабочей поверхности анода, можно величину  $U_{b \text{ макс}}$  довести до значений, отвечающих потенциалам зажигания тлеющего разряда  $U_3$  на кривой пробивных напряжений (фиг. 1-20 и фиг. 2-28, а). Тлеющий разряд, переходящий затем в дуговой, возникает вначале между наиболее удаленными участками металлических поверхностей, находящихся под полной разностью потенциалов. К таким поверхностям прежде всего относятся непокрытые изоляцией части вводов к электродам. Проблема надежной защиты анод-



Фиг. 2-29. Кривые предельных обратных напряжений в функции анодного тока (а) и повторяемости обратных зажиганий в функции от температуры анода (б).

ных вводов от пробоя является поэтому также важной задачей, которую приходится решать при создании приборов на высокие напряжения.

Так как пробивные напряжения (напряжения возникновения тлеющего разряда)  $U_3$  определяются в приборах с низким давлением газа левой ветвью кривой Пашена (фиг. 1-19), то они имеют тем большую величину, чем меньше значение  $pd$ . Поэтому, когда необходимо достигнуть больших значений  $U_{b \text{ макс}}$ , важно иметь не только малые расстояния между открытыми частями вводов к электродам, но и возможно меньшее давление газа либо пара в приборе. Так как минимума давления легче достигнуть (не беспокоясь о поглощении атомов пара стенками и электродами прибора) в приборах с ртутными парами, то приборы на средние и тем более на высокие напряжения строятся преимущественно с ртутным их заполнением.

## 2-11. ТИПЫ И ПАРАМЕТРЫ ГАЗОТРОНОВ

Основные типы газотронов, выпускаемых нашей промышленностью, и их параметры приведены в табл. 2-2.

По каким признакам устанавливалось обозначение типов приборов, указывалось в § 2-1.

Таблица 2-2

## Основные типы и параметры газотронов

Обозначение типа	Ток		Максимальное значение обратного напряжения $U_b$ макс. в	Напряжение накала $U_H$ , в	Ток накала $I_H$ , а	Время предварительного разогрева, мин.	Допустимое изменение температуры окружающего воздуха, °С	Напряжение горения, в	Время разогрева при длительном хранении, мин.
	средний $I_a$ , а	максимальный $I_a$ макс. а							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

## Низкие напряжения

ВГ-176 (ВГ-251) | 3,0 | 9 | 150 | 2,5 | 11 | 0,5 | -20 ÷ +60 | 14 | —

## Средние напряжения

ГР1-0,25/1,5	0,25	0,8	1 650	5	3,3	0,1	+15 ÷ +50	18	20
ВГ-1/8,5	0,3	1,0	8 500	2,5	5,5	3	+15 ÷ +50	15	45
ГГ1-0,5/5	0,5	1,5	5 000	2,5	10	1	-20 ÷ +60	20	—
ВГ-236	1,3	4,0	7 000	2,5	20	5	+15 ÷ +35	16	60
ВГ-237	3,5	10	10 000	5,0	22	5	+15 ÷ +35	16	90
ВГ-163	16	50	15 000	5,0	32	30	+15 ÷ +35	18	120

По величине допустимого максимального значения обратного напряжения приборы разбиты на две группы: 1) приборы низковольтные с обратным напряжением до 500 в и 2) приборы на средние напряжения до 15 кв. К группе низковольтных приборов относятся тунгары, наполняемые аргоном и имеющие катод из торированного молибдена.

Заполнены газом те приборы на среднее напряжение, у которых нижняя температура окружающего воздуха (столбец 8 в таблице) меньше нуля.

У приборов с ртутным заполнением нижняя граница допускаемой температуры окружающего воздуха установлена в +15° С, что связано с необходимостью обеспечить минимальную плотность пара для незатрудненного зажигания дуги в приборе и нормального ее горения.

Для каждого из приведенных типов приборов в таблице указаны как средний, так и максимальный токи. У двуханодных приборов (тип ВГ-176) средний ток относится к одному аноду. Соотношение между средним током, на который рассчитывается тепловой режим колбы и анода, и максимальным током, на который рассчитывается эмиссионная поверхность катода, у большинства промышленных типов равно трем. Это соответствует наиболее часто встречающемуся соотношению

токов в схемах однофазного и трехфазного выпрямления (табл. 1-1 в первой части книги). Максимальные значения тока, указанные в таблице, относятся к длительному режиму работы прибора. При импульсных режимах с микросекундной продолжительностью максимальные значения тока могут превышать средние в 20 раз и более.

Указанные в таблице максимальные значения обратного напряжения (столбец 4) приборы должны выдерживать без появления либо при очень редком появлении в них обратных зажигания при плотности пара, соответствующей верхней границе температур окружающей среды (столбец 8).

К числу основных параметров прибора относится также напряжение накала  $U_n$  (столбец 5). Величина этого напряжения выбирается минимальной с тем, чтобы предупредить возникновение дуги с одного конца катода на другой: а) в приборах с катодами прямого накала  $U_n = 2,5$  в (за исключением типа ВГ-237, где с целью ограничения тока накала  $U_n$  взято равным 5 в) и б) в приборах с катодами косвенного накала  $U_n = 5$  в. Нормальному значению напряжения накала соответствует указанный в графе 6 ток накала  $I_n$ . Возможный минимум напряжения накала ограничен возрастом тока накала. Этот ток не должен быть слишком большим, так как магнитное поле, им создаваемое, может вызвать завихрение электронов, приводящее к тому, что электронные потоки, эмиттируемые одними участками катода, возвращаются к другим его участкам.

В связи с большой зависимостью тока собственной эмиссии катода, определяющей нагрузочную способность прибора от температуры катода, допустимые отклонения напряжения накала ограничены. Для недокала допускается величина отклонения в 5%, так как при недостаточной собственной эмиссии катодное падение потенциала заметно возрастает, и когда оно превосходит критические потенциалы, катод быстро изнашивается. Отклонение напряжения накала вверх лимитируется 10%.

Исходя из того, что при большом недокале становится заметным разрушение активного вещества катода, важным эксплуатационным параметром является указанное в столбце 7 время предварительного разогрева катода. До истечения этого времени на прибор не может быть подано анодное напряжение, поскольку при недостаточно нагретом катоде собственная эмиссия меньше требуемой, что приводит и к затрудненному зажиганию и ненормально большому падению напряжения в приборе. Внешним проявлением напряженного режима служит появляющееся часто искрение на поверхности катода. Время предварительного разогрева у ртутных газотронов рассчитано не только на подъем температуры катода до требуемого

уровня, но и на некоторый нагрев нижней части катодной горловины, где лежит ртутная капля. Нагрев капли повышает начальное давление пара в приборе, чем облегчается зажигание дуги.

У ртутных газотронов, как видно из столбца 7, время разогрева катода поэтому несколько больше, чем у газонаполненных. Общее время предварительного нагрева катода тем больше, чем больше его теплоемкость. Последняя определяется не только массой рабочей части катода, но и тепловыми экранами.

Малое время разогрева катода газотрона типа ГР1-0,25/1,5 допускается в связи с повышенной прочностью связи между оксидным слоем катода и его керном, выполненным из сплава никеля с молибденом.

При длительном хранении на складе ртутных газотронов пары ртути нередко диффундируют через поры оксида и, образуя амальгаму на металлической основе катода под слоем оксида, делают его чувствительным к резким колебаниям температуры. При быстром нагреве катода в этом случае нередко имеет место осыпание оксида. Для предупреждения формирования прочных слоев амальгамы при длительном хранении ртутных газотронов на складе заводы-изготовители рекомендуют периодически (примерно 1 раз в месяц) прокалывать катод в течение времени, указанного в столбце 10 таблицы. При этом подъем напряжения накала должен производиться с малыми ступенями со значительными интервалами.

В столбце 9 таблицы указана максимальная величина падения напряжения в газотроне. У ртутных газотронов она относится к нижней границе температур, указанной в столбце 8. Напряжение зажигания дуги в газотроне (не приведенное в таблице) при нормальных условиях не превышает обычно напряжение горения дуги больше, чем на 1—5 в. При изношенном катоде либо при ненормально низком давлении газа напряжение зажигания может превзойти напряжение горения на десятки и более вольт. Это является признаком ближайшего выхода прибора из строя.

Средний срок службы ртутных газотронов лежит в границах от 2 000 до 3 000 час. Статистика показывает, что при правильном режиме эксплуатации прибора фактический срок службы заметно превосходит средний.

У газотронов на средние напряжения, заполняемых газом при давлении, не превышающем десятые доли миллиметра ртутного столба, срок службы приборов (в связи с постепенным поглощением газа) не превышает обычно 1 000 час. Низковольтные приборы (тунгары) с давлением газа в несколько миллиметров ртутного столба имеют заметно больший срок службы (2 000—3 000 час.), что обеспечивается более медленной относительно убылью газа и меньшим распылением катода.

## 2-12. КОНСТРУКЦИИ ГАЗОТРОНОВ

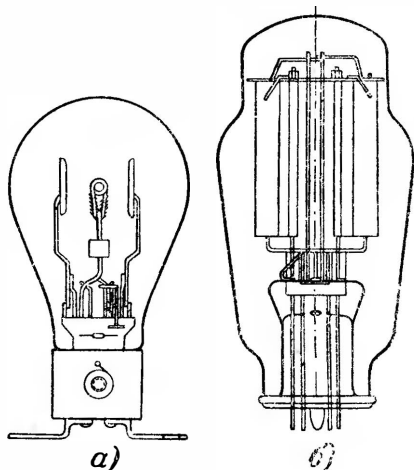
К отличительным признакам конструктивного выполнения приборов относятся: 1) тип катода и форма его исполнения, 2) форма и пространственное расположение анода по отношению к катодному узлу, 3) форма колбы и, в частности, наличие катодной горловины, что зависит от того, заполнен ли прибор газом либо ртутными парами. Выбор размеров узлов прибора и формы их исполнения зависят, в первую очередь, от тех значений токов и напряжений, на которые прибор строится, а также от температурного режима той среды, в которой прибор должен работать.

В наибольшей степени по конструктивному выполнению отличаются между собой газотроны на низкие и средние напряжения. К первой группе относятся только газотроны типа ВГ-176. Они выполняются с катодами из торированного молибдена и заполняются аргоном как одним из наиболее дешевых инертных газов. Давление в приборе в связи с допустимым малым пробивным напряжением ( $U_b = 500$  в) выбирается в пределах нескольких

миллиметров ртутного столба. Этим достигается увеличение срока службы приборов, поскольку большое давление защищает катод от распыления и обеспечивает меньшую чувствительность прибора к поглощению газа его анодом и стенками.

Газотрон типа ВГ-176, как видно из фиг. 2-30, а, выполняется двуханодным. Аноды здесь плоские. Изготавливаются они из никеля. Катод прямого накала изготовлен из молибденовой ленты. Тепловых экранов катод не имеет. Выводами от катода служат металлические пластины, укрепленные на цоколе. Выводы от анодов проходят через боковую поверхность цоколя. Такой же по внутреннему устройству газотрон, но со штырьковым цоколем выпускается из производства под типовым обозначением ВГ-251.

В большинстве своем ртутные газотроны выполняются одноанодными. Исключением является ртутный газотрон типа ГР1-0,25/1,5 (фиг. 2-30, б), имеющий два анода и два катода. Катоды здесь оксидные прямонакальные с керном из сплава никеля



Фиг. 2-30. Газотроны типов ВГ-176 и ГР1-0,25/1,5.

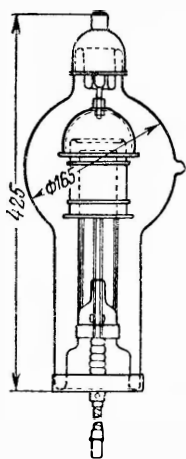


с молибденом. Между собой катоды соединены последовательно. Двойное напряжение накала равно при этом 5 в.

По габаритам данный газотрон не превосходит маломощный кенотрон, несмотря на больший анодный ток и большее обратное напряжение, выдерживаемое газотроном.

К прямонакальным газотронам с ртутным наполнением относятся также газотроны типов ВГ-236 и ВГ-237. Эскиз газотрона

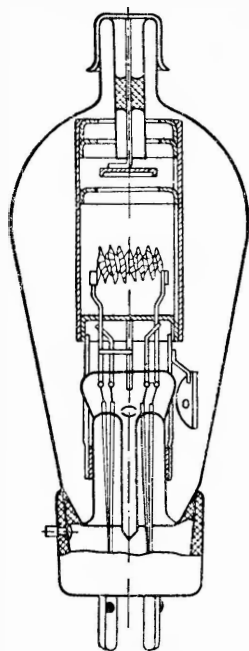
ВГ-237 показан на фиг. 2-31. Прямонакальный катод выполняется у таких газотронов в виде гофрированной ленты, свернутой в спираль, как это можно видеть на фиг. 2-32. Гофрировкой достигается увеличение активной поверхности



Фиг. 2-31. Газотрон типа ВГ-237.

катода в 1,5—2 раза. Расстояние между витками спирали катода выбирается из соображений обеспечения, с одной стороны, доступа плазме ко всей оксидированной поверхности ленты (что требует достаточных просветов между витками спирали), а с другой стороны, получения требуемой температуры нагрева катода при затрате минимума мощности в накальной цепи (что требует большего сближения витков спирали между собой). С целью защиты катодной горловины от непо-

средственного попадания на нее потока лучистой энергии ниже катода устанавливается тепловой экран. Анод у газотронов типов ВГ-236 и ВГ-237 выполняется в виде полый никелевой чаши. Преимущество полого анода в относительно большей приемной поверхности и возможности охвата им верхней части катодного узла (полузакрытая конструкция). Это позволяет максимально сблизить анод с катодом и получить малый объем плазмы и отрицательное падение потенциала у анода. При этом и время деионизации, и обратный ток получаются меньше, что при прочих равных условиях позволяет добиться более высоких значений обратных напряжений, выдерживаемых прибором. Появляющийся одновременно с указанными положительными факторами недостаток от сближения анода с катодом, заключающийся в росте доли мощности, передаваемой



Фиг. 2-32. Газотрон типа ГГ1-0,5/5.

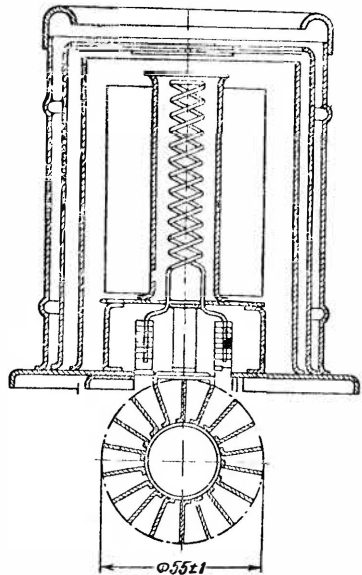
через излучение от катода к аноду, смягчается тем, что излучательная поверхность анода выбирается достаточно большой, а снаружи никелевый анод чернится, что повышает его излучательную способность.

Иную конструкцию анодного узла имеют, как это можно видеть из фиг. 2-32, приборы, рассчитанные при газовом заполнении на более высокие значения обратного напряжения (3 кВ и выше). Так как давление в газонаполненных приборах больше, чем на порядок величины, превосходит давление пара в ртутных, то в приборах первого типа необходимо принять меры к тому, чтобы сократить до минимума расстояние между электродами  $d$ , входящее множителем в  $pd$ , определяющее собой величину пробивного напряжения. Сокращение пути пробоя  $d$  достигается окружением анода, как это видно из фиг. 2-32, металлическим экраном, потенциально связанным с катодом (экранированный газотрон). Поле при наличии экрана концентрируется главным образом между анодом и расположенным под ним диском экрана и меньше проникает через отверстие в экране.

Промышленные типы экранированных газотронов заполняются обычно криптоном, ксеноном либо чаще их смесью, так как эти газы меньше поглощаются и дают большие значения пробивных напряжений (фиг. 1-20). Катод в газотроне типа ГГ1-0,5/5 выполнен прямонакальным с целью уменьшения времени предварительного разогрева катода.

С катодами косвенного накала строятся наиболее мощные газотроны типа ВГ-163. Разрез прибора приведен на фиг. 2-4,б. Газотрон ВГ-163 рассчитан на естественное воздушное охлаждение во всем диапазоне рабочих температур (от  $+15$  до  $+35^{\circ}\text{C}$ ).

Большие токи эмиссии у данного газотрона достигаются за счет сильно развитой эмиссионной поверхности катодов, получаемой путем приварки значительного числа ребер к цилиндру, внутри которого расположен нагреватель. В катоде газотрона ВГ-163 (фиг. 2-20) ребра горизонтальные (поперечно ребристый катод), а в других типах катодов применяются (фиг. 2-33)



Фиг. 2-33. Катод газотрона ГГ1-25/15.

ребра вертикальные (продольно ребристый катод). Окружением катодов косвенного накала двумя-тремя тепловыми экранами повышается их экономичность до 0,3—0,5  $a/вт$  против ее значений 0,15—0,2  $a/вт$  у катодов прямого накала.

Подогреватели у катодов изготавливаются обычно из вольфрама в виде бифилярной спирали. Допустимая температура нагрева их 1500—1600°С. При менее мощных типах подогревателей, покрываемых алундовой изоляцией, температура нагрева их не превышает 1000—1100°С.

Конфигурация катодов косвенного накала и расстояние между ближайшими эмиттирующими плоскостями должны обеспечивать нормальный доступ плазмы к ним, что необходимо для уменьшения степени неравномерности эмиссии по поверхности катода. Для облегчения зажигания дуги в поперечно ребристых катодах оксидом покрывают и верхнюю, ближайшую к аноду наружную грань катода и делают небольшое отверстие в верхнем экране катода (фиг. 2-20).

У мощных типов газотронов аноды выполняются из графита. Графит обеспечивает лучшую отдачу тепла и при тщательном обезгаживании и очистке поверхности анода последний менее подвержен появлению на нем эмиссионных центров, выступающих в роли первоисточников обратных зажигания.

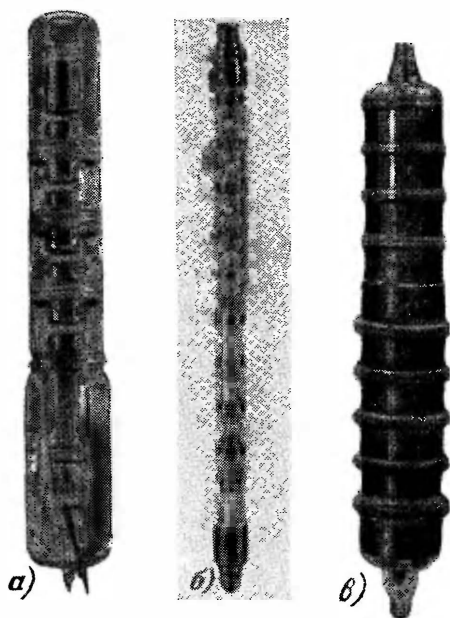
Колбы у большинства стеклянных газотронов выполняются из молибденового стекла. Название стекла определяется коэффициентом его теплового расширения, который примерно такой, как и у молибдена. При помощи молибденовых стержней осуществляются вводы к электродам прибора. Полная герметичность вводов является важнейшим требованием к качеству изготовления их.

Форма и размеры колбы подчинены основному требованию — обеспечить излучение ею проходящего через нее тепла при допустимой температуре нагрева 200—250°С. Наибольшую температуру стекло получает в процессе обезгаживания колбы и внутренних деталей прибора.

Кроме нормальных серийно выпускаемых промышленностью типов приборов на обратные напряжения до 15—20  $kв$ , изготавливаются также мелкими сериями газотроны на напряжения 100  $kв$  и более при токах, не превышающих 2—4  $a$  максимального значения. Такие приборы выполняются секционированными, как это видно из фиг. 2-34,  $a$ ,  $b$  и  $v$ .

Секции, создаваемые промежуточными металлическими кольцами (из кобальта либо феррохрома), спаянными со стеклом, делят разрядный промежуток на части, каждая из которых воспринимает только долю полного напряжения. При

конструировании таких приборов важно добиться достаточно равномерного распределения напряжения между секциями и приемлемых значений падения напряжения в проводящую часть периода. В приведенном на фиг. 2-35, *а* 100-кв приборе падение напряжения примерно равно 35 в, а у 200-кв прибора (фиг. 2-34, *б*) падение напряжения в приборе  $\Delta U_a = 40 - 45$  в. Для получения более равномерного распределения напряжения в непроводящую часть периода (после окончания деионизации



Фиг. 2-34. Секционированные высоковольтные газотроны.

*а* — на 110 кв; *б* — на 220 кв; *в* — на 110 кв в емкостном чехле.

промежутка) секции прибора присоединяют к внешнему емкостному делителю, который собирается из отдельных ячеек и надевается на прибор в виде чехла (фиг. 2-34, *в*).

Первые отечественные типы секционированных газотронов были разработаны на заводе „Светлана“ В. И. Раковым и К. И. Фетисовым под руководством Ф. Н. Хараджа [Л. 40]. Усовершенствованные типы секционированных газотронов изготовлены во Всесоюзном электротехническом институте под руководством Б. П. Ильясова.

### 2-13. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ ПО ОБЕСПЕЧЕНИЮ ВАКУУМНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИБОРОВ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ

Качество выпускаемых из производства газотронов в очень большой степени зависит от той вакуумной обработки, которой подвергаются все детали прибора и прибор в целом, а также от степени подготовки катода к получению от него высокой и устойчивой эмиссии.

До сборки прибора металлические и графитовые детали его проходят стадию предварительного обезгаживания в вакуумных и водородных печах и подвергаются тщательной очистке от жиров и других загрязнений в соответствующих растворителях. Сборка производится в условиях соблюдения высоких требований вакуумной гигиены вплоть до того, что не разрешается трогать руками детали, размещаемые внутри колбы прибора.

После сборки деталей и приварки их к стеклу производится обезгаживание прибора в целом. Для этого прибор припаивается к вакуумной установке через узкую трубку (штенгель). Вначале производится обезгаживание стекла, для чего прибор помещается в электрическую печь, в которой поддерживается температура на уровне 400—450°С. Выделяющиеся при этом газы удаляются вакуумными насосами. Откачка газа ведется до хорошего вакуума ( $10^{-7}$ — $10^{-5}$  мм рт. ст.). Затем включается цепь накала и постепенно повышается напряжение накала до  $1,7U_n$ . При этом обезгаживаются все металлические детали катода и происходит интенсивное разложение карбонатов (углекислых солей) бария, стронция и кальция, из которых изготавливается оксидная масса катода, в окислы тех же металлов.

В следующем этапе обезгаживаются анод и другие металлические детали (тепловые экраны) прогревом их токами высокой частоты до температур 800—900°С. Цепь накала остается при этом включенной, но напряжение в ней понижается вначале против его номинала, а затем оно вновь повышается до значения, превышающего номинальное в 1,7—1,8 раза. Этим достигается не только продолжение процесса разложения карбонатов в окислы, но и восстановление части окислов в металлы барий, стронций и кальций, примеси которых и делают оксидный слой активным к термоэлектронной эмиссии (активировка катода). Кроме того, при высокой температуре катода предупреждается поглощение катодом газа, выделяющегося из прочих деталей прибора при нагревании их токами высокой частоты.

Активировка катода проходит две стадии: первой является термическая активировка, она проводится при температурах

катода, начиная от 800 до 1 100°С; второй стадией является электролитическая активировка, она осуществляется пропуском через прибор тока, переносящего при прохождении его через оксидный слой барий к керну катода.

До проведения электролитической активировки прибор должен быть заполнен ртутью либо газом для получения дугового разряда в приборе. Заполнение ртутью производится путем вскрытия при помощи токов высокой частоты стеклянной ампулы с чистой ртутью. Ампула прикрепляется к катодной ножке, как это видно из фиг. 2-32.

У ртутных катодов активировку анодным током обычно проводят до отпайки прибора от вакуумной установки, с тем чтобы удалить из внутреннего объема прибора те остатки газа, которые выделяются из катода при электролитической активировке его. Ртутные пары при этом не уходят, так как они конденсируются в охлаждаемой водой трубке, соединяющей прибор с вакуумной установкой.

В газонаполненных приборах активировку катода током производят после отпайки прибора от вакуумной установки и распыления в них токами высокой частоты геттера. Испаряющийся геттер оседает в виде тонкой металлической пленки на стенках колбы и, вступая в химическую реакцию с ионизирующимися при разряде молекулами, поглощает остатки воздуха. С инертными газами газопоглотитель не реагирует.

Стадия электролитической активировки заменяется в последнее время при переходе на автоматный способ вакуумной откачки также этапом термической активировки, но проводимым при более высокой температуре катода. График автоматной откачки прибора приведен на фиг. 3-56 в следующей главе.

Последней технологической операцией, проводимой после отпайки прибора, а в ряде случаев и до отпайки, является так называемая тренировка анода, которая заключается в очистке поверхности анода от следов загрязнений и пленок, оставшихся на ней после проведения всех операций по обезгаживанию и активировке катода. Тренировка производится путем подачи повышаемого ступенями высокого напряжения с отрицательным потенциалом на аноде. Очистка производится при бомбардировке поверхности анода ионами, появляющимися в процессе развития и существования тлеющего разряда.

Тренировка значительно более эффективна, если в разрядном промежутке имеются еще ионы, остающиеся от прямого тока, поэтому тренировку лучше проводить переменным напряжением, когда при положительном напряжении через прибор проходит прямой ток, оставляющий после себя ионы, и в отрицательную часть периода на аноде появляется началь-

ный скачок отрицательного напряжения. При наличии остаточных ионов высокое напряжение можно и не доводить до напряжения развития тлеющего разряда (напряжения пробоя). Для того чтобы избежать необходимости применения для тренировки мощных источников питания, способных отдавать и большие токи, и одновременно высокие напряжения, тренировку часто производят при помощи эквивалентных схем, в которых питание тренируемого прибора высоким напряжением и номинальным током производят от разных источников питания.

При применении эквивалентных схем важно не иметь разрыва во времени между прохождением прямого тока и появлением обратного напряжения, для того чтобы не дать исчезнуть обратному току до появления значительных по величине обратных напряжений на приборе.

---

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ ТИРАТРОНЫ

### 3-1. УСТРОЙСТВО ТИРАТРОНА И ПРИНЦИП РАБОТЫ СЕТКИ

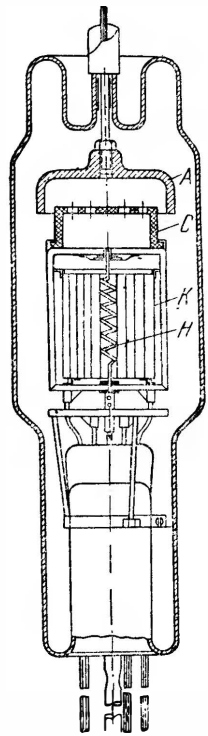
Ионный прибор с накаливаемым катодом, обладающий, кроме двух основных электродов — катода и анода, — еще управляющей сеткой (одной либо несколькими), носит название тиратрона. Свое название тиратрон получил от греческого слова „тира“, что значит — дверь. Роль двери в данном приборе и выполняет сетка, управляющая моментом зажигания дуги в приборе. Устройство тиратрона иллюстрирует конструктивный разрез одного из промышленных его типов (ТР1-6/15), приведенный на фиг. 3-1.

В герметически закрытом стеклянном баллоне, заполненном после откачки из него воздуха инертным газом либо ртутными парами (а в некоторых типах тиратронов — водородом), расположены анод *A*, катод *K* и изолированная от них управляющая сетка *C*.

Конструктивное выполнение анода и катода у тиратронов ничем в принципе не отличается от описанных в предыдущей главе выполнений тех же узлов в газотронах. В рассматриваемой конструкции катод косвенного накала снабжен нагревателем *H*, расположенным по оси цилиндрического продольно ребристого катода. Графитовый полый анод частично охватывает собой сетку. Сетка выполнена здесь в виде неглубокой чаши, в дне которой высверлен ряд отверстий. Такая сетка, показанная отдельно на фиг. 3-2, *a*, носит название многодырчатой. Применяется она обычно в тиратронах на большие токи.

Наряду с ней в промышленных типах приборов применяются еще:

однодырчатая сетка (фиг. 3-2, *б*), представляющая собой полый цилиндр либо диск с круглым отверстием; приме-



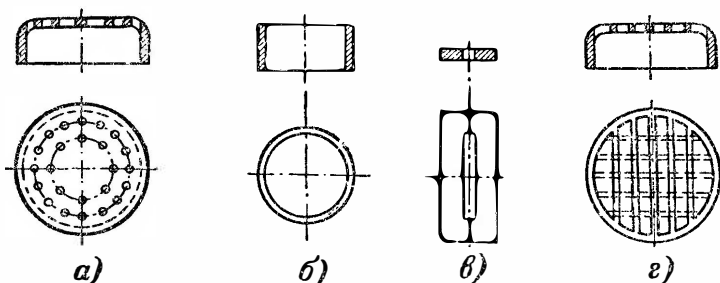
Фиг. 3 1. Ртутный тиратрон типа ТР1-6/15.



няется такая сетка обычно в тех типах тиратронов, где желательно получить высокую чувствительность управления (малые сеточные токи);

однощелевая сетка (фиг. 3-2, *в*), представляющая собой плоскую диафрагму с узкой щелью; применяется обычно такая сетка в малогабаритных и маломощных тиратронах.

Кроме того, в некоторых типах тиратронов применяются также многощелевая сетка (фиг. 3-2, *г*), набираемая из параллельных стержней или проволок (показаны на фигуре сплошными линиями), либо решетчатая сетка с прямоугольными либо квадратными ячейками (показаны на фиг. 3-2, *г* сплошными и пунктирными линиями).



Фиг. 3-2. Виды исполнения сеток тиратронов.

Изоляция сетки от основных электродов — анода и катода — достигается либо закреплением ее на изоляторах, либо установкой ее на отдельном цилиндре (сеткодержателе), укрепленном при помощи хомутика на катодной ножке, как показано на фиг. 3-1.

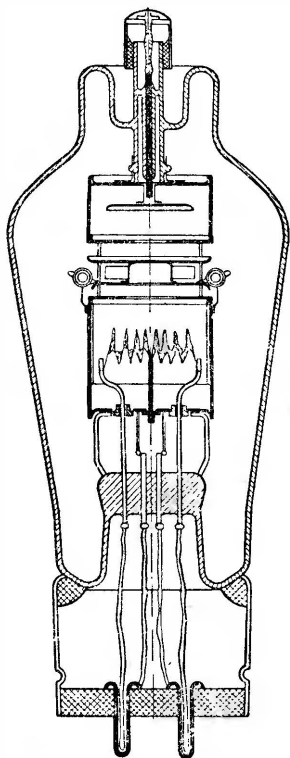
Выбор газа, которым заполняется тиратрон, зависит от тех условий, в которых должен работать прибор, и от тех электрических параметров, которые он должен иметь. Ртутными парами обычно заполняются тиратроны, рассчитанные, как и газотроны, на более высокие напряжения. При ртутных парах, как уже отмечалось в предыдущей главе, легче достигнуть высоких значений обратных напряжений, поскольку давление паров может поддерживаться на низком уровне (до 5—6 *мкн* рт. ст.), так как при этом нет опасения, что поглощение молекул стенками и электродами может привести к их дефициту в объеме и нарушению нормальных условий горения дуги в проводящую часть периода.

Недостатком ртутных тиратронов является, однако, то, что они не могут работать в достаточно широком диапазоне изменения температуры окружающей среды (тем более, когда эта температура ниже нуля), так как температура среды определяет температуру ртутной капли, лежащей на дне ка-

тодной горловины, и тем самым давление паров в рабочем объеме (междуэлектродном промежутке) тиратрона. Учитывая резко выраженную зависимость давления пара от температуры ртутной капли, в ртутных тиратронах важно также добиться минимума влияния на эту температуру теплового режима рабочего пространства, где горит дуга. Для этого, кроме удлинения катодной горловины, как это видно из фиг. 3-1, под катодом устанавливаются защитные тепловые экраны.

Для работы в широком диапазоне изменения температур окружающего воздуха (включающем и отрицательные температуры) применяются тиратроны, заполняемые инертным газом либо (что относится главным образом к импульсным типам тиратронов) водородом. Наиболее часто применяемыми из инертных газов являются криптон, ксенон и их смеси. Преимущество этих газов — в относительно меньшей поглощаемости их стенками и электродами. Кроме того, малые потенциалы ионизации у этих газов обеспечивают и меньшие падения напряжения в дуге. Заполнение прибора газом отражается и на его конструктивном исполнении, как это можно видеть из разреза тиратрона на фиг. 3-3. В частности, катодная горловина у них короткая.

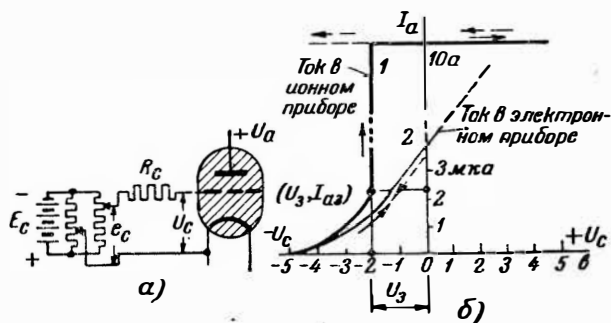
Процесс поглощения газа стенками и электродами ограничивает в известной мере срок службы тиратронов, заполняемых инертным газом, поскольку вводимая в прибор масса газа ограничена. Повышать массу вводимого газа увеличением внутреннего объема прибора мало целесообразно, поскольку одновременно с объемом растет и поверхность стенок. Предельные возможности по увеличению массы газа путем повышения давления его также ограничены величиной пробивного напряжения. Так, в приборах, рассчитанных на максимальные значения обратного напряжения 3—5 кв, даже в экранированных типах тиратронов (фиг. 3-3) не удается повысить давление газа выше, чем до 0,1—0,12 мм рт. ст. По-иному решается проблема обеспечения необходимой плотности газа в тиратронах, заполняемых водородом. Последний применяется с целью



Фиг. 3-3. Газонаполненный тиратрон типа ТГ1-2,5/4.

ускорения деионизации разрядного промежутка, что имеет весьма существенное значение в приборах импульсного действия. Такие тиратроны снабжаются накопителем (называемым также генератором) водорода. Убыль водорода вследствие поглощения его стенками и электродами восполняется выходом новых порций водорода из накопителя. Последний поддерживает, таким образом, давление на уровне нескольких десятых долей миллиметра ртутного столба.

В рабочую (проводящую) часть периода между анодом и катодом тиратрона, так же как и в газотроне, горит дуга самостоятельного разряда с малым падением напряжения в ней. Несколько большая величина напряжения горения дуги в ти-



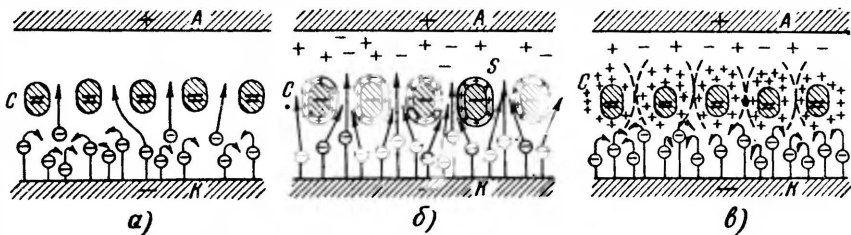
Фиг. 3-4. Анодно-сеточная характеристика тиратрона.

ратроне по сравнению с газотроном объясняется появлением дополнительного падения напряжения в местах сужения дуги при прохождении ею сеточных отверстий. Чтобы дополнительное падение напряжения не было слишком большим, сетка должна иметь умеренную проницаемость.

Зажигается дуга в тиратроне, когда анод положителен по отношению к катоду, при условии, что зажиганию не препятствует поле сетки. Сетка выполняет здесь роль органа, управляющего моментом зажигания дуги. Для такого управления в сеточную цепь вводится свой маломощный источник питания, как это показано на фиг. 3-4,а, позволяющий изменять напряжение не только по величине, но и по знаку. Действие сетки в тиратроне (так же и в других типах ионных приборов) ограничено только функциями управления моментом зажигания, а не регулированием мгновенных значений тока, как это имеет место в электронных приборах. Это можно видеть из хода анодно-сеточной характеристики прибора, построенной на фиг. 3-4,б, и последующих пояснений физических процессов, имеющих место у сетки ионного прибора. Построенная на фиг. 3-4,б анодно-сеточная характеристика относится к случаю питания анодной цепи прибора постоянным напряжением

и постепенного изменения величины напряжения в сеточной цепи от отрицательных его значений до положительных. Такому изменению соответствует обозначенная более жирной линией на фиг. 3-4,б анодно-сеточная характеристика  $I$ . Здесь же для сопоставления нанесена более тонкой линией анодно-сеточная характеристика электронного триода (кривая 2).

В отличие от плавного нарастания кривой тока, характерного для электронных приборов, анодный ток в ионном приборе нарастает постепенно только в границах очень малых его значений (доступных измерению только приборами большой чувствительности). При достижении значения тока  $I_{a,3}$ , соот-



Фиг. 3-5. Физические процессы у сетки в ионном приборе.

а—до зажигания дуги; б—при горении дуги; в—в момент восстановления запирания.

ветствующего сеточному напряжению  $U_3$ , плавное нарастание тока переходит в скачок, и ток возрастает до значения  $I_a$ , зависящего преимущественно от параметров внешней цепи (пока не превзойден ток эмиссии катода). Скачок тока соответствует зажиганию дуги в приборе. После скачка величина тока остается неизменной (при питании прибора постоянным напряжением) независимо от изменений сеточного напряжения. Ток не меняется также, если напряжение в сеточной цепи уменьшать и сделать его даже более отрицательным, чем это соответствовало исходным значениям сеточного напряжения. Горизонтальный ход анодно-сеточной характеристики после зажигания дуги в приборе свидетельствует о прекращении действия сетки после зажигания дуги.

Процессы, объясняющие такое своеобразное действие сетки в ионных приборах, иллюстрируются диаграммами, приведенными на фиг. 3-5,а, б и в. На фиг. 3-5,а показана отрицательно заряженная сетка (стержни сетки даны в поперечном разрезе) в тот период, когда дуговой разряд еще не начался (участок левее точки  $U_3$  на характеристике фиг. 3-4,б). Изменяя потенциал сетки в этот период, мы можем, так же как в электронных приборах, менять в некотором (правда, очень ограниченном диапазоне) величину анодного тока. Так, уменьшая (по абсолютной величине) отрицательный потенциал сетки, можно

увеличить ток за счет усиления электронного потока, проходящего через сетку. В отличие от электронного прибора усиление анодного тока происходит в тиратроне не только за счет ослабления тормозящего действия поля сетки, но и за счет некоторой компенсации отрицательного объемного заряда ионами, возникающими при ионизации атомов газа электронами, проходящими к аноду. Поскольку положительное поле, ускоряющее электроны и сообщающее им энергию для ионизации, сосредоточено между сеткой и анодом, то местом начальной ионизации является пространство сетка—анод. Отсюда ионы направляются к стержням сетки, частично экранируя ее отрицательное поле, и часть ионов проходит через сеточные отверстия, компенсируя отрицательный объемный заряд в пространстве сетка—катод.

До точки  $U_3, I_{a.3}$  общее число электронов, проникающих в пространство сетка—анод, все же крайне мало, поэтому и число создаваемых ими ионов, и их экранирующее, и компенсирующее действие в этой стадии разряда также незначительно. В сеточных отверстиях и в пространстве сетка—катод превалирует в этом случае отрицательное поле сетки, и поэтому тиратрон продолжает быть запертым. Положение резко меняется при приближении к точке  $U_3, I_{a.3}$ . Здесь электронный поток, проходящий через отверстия сетки, и ионный поток, экранирующий поле сетки и компенсирующий отрицательный объемный заряд, нарастают, как будет показано в § 3-3, так быстро, что процесс заканчивается зажиганием дуги. После зажигания дуги у сетки возникает ионная оболочка, так же как у зонда (§ 1-7). Такая оболочка имеет малую толщину (фиг. 3-5,б), так как концентрация ионов как в плазме дуги, так и в оболочке весьма велика ( $10^{11}$ — $10^{12}$  зарядов в  $1 \text{ см}^3$ ). Ионы в оболочке, окружающей сетку, не остаются неподвижными, а непрерывно уходят к сетке, где они нейтрализуются с электронами, приходящими из сеточной цепи. Для ограничения величины тока в цепи сетки в нее вводится, как показано на фиг. 3-4,а, ограничительное (сеточное) сопротивление  $R_c$ . При изменении напряжения в сеточной цепи меняется сеточный ток, но толщина ионной оболочки и падение напряжения меняются весьма мало. Этим и объясняется то, что после зажигания дуги изменение по величине и даже знаку сеточного напряжения не сказывается на ходе процесса и величине анодного тока  $I_a$  при дуговом разряде (горизонтальный участок характеристики на фиг. 3-4,б). При этом имеется в виду, что сетки имеют не очень малую проницаемость и что применяемые в сеточной цепи напряжения не очень велики.

После гашения дуги сетка восстанавливает свои управляющие свойства (свойства запираеть разряд) не сразу, а только после некоторого промежутка времени. Этот промежуток необходим для уменьшения концентрации ионов, окружающих сетку, до такой степени, при которой положительное поле ионов становится слабее отрицательного поля сетки в сеточном отверстии. Концентрация ионов в оболочке убывает во времени соответственно ослаблению концентрации зарядов в слоях плазмы, окружающих оболочку. По мере ослабления концентрации ионов в оболочке растут ее размеры. Когда толщина оболочки достигает половины ширины щели (либо радиуса при круглом сеточном отверстии), т. е. когда две встречно нарастающие оболочки в одном и том же отверстии приходят в соприкосновение (фиг. 3-5, в), в центре отверстия начинает появляться избыточный отрицательный потенциал. Это соответствует началу восстановления сеточного запираения. Убывающая в последующем концентрация ионов приводит к превалированию отрицательного поля сетки в сеточном отверстии над полем ионов, что дает результирующее отрицательное поле, способное тормозить электроны при их подходе к сеточному отверстию, мешая тем самым возобновлению разряда. В таком режиме можно сообщать аноду небольшое вначале положительное напряжение без опасения в возобновлении разряда, а затем это напряжение постепенно увеличивать. Момент, определяющий возможность подъема анодного напряжения до номинального его значения без возобновления дугового разряда, определяет собой время восстановления запирающих свойств сетки.

Это время относится к числу важнейших параметров тиратронов, так как оно определяет, как это будет показано в следующем параграфе, предельную частоту, при которой могут работать тиратроны в одних типах устройств, и такой важный энергетический показатель, как коэффициент мощности, в других устройствах.

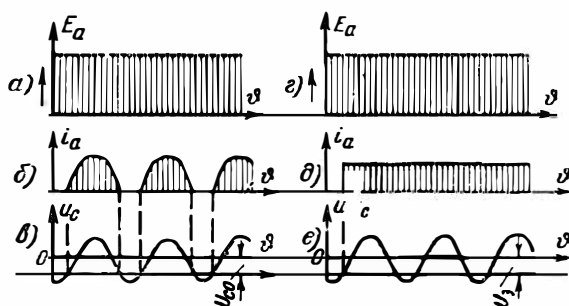
### 3-2. РАБОТА ТИРАТРОНА ПРИ ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ АНОДНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

До перехода к изучению количественных закономерностей, характеризующих действие сетки в тиратроне, мы предварительно ознакомимся здесь с некоторыми из типовых режимов работы тиратрона в цепях постоянного и переменного напряжений. Рассмотрение работы тиратрона при питании его анодной цепи постоянным напряжением мы проведем в сопоставлении с работой в аналогичном режиме электронного триода.

Диаграммы, иллюстрирующие режим работы приборов при питании их анодов постоянным напряжением, а цепей сеток

синусоидальным напряжением, приведены для электронного прибора на фиг. 3-6, *а*, *б* и *в*, а для тиратрона — на фиг. 3-6, *г*, *д* и *е*. Верхние диаграммы (фиг. 3-6, *а* и *г*) показывают напряжение питания анода, а нижние (фиг. 3-6, *в* и *е*) — ход изменения во времени сеточного напряжения. Кроме синусоиды, здесь нанесена также линия, параллельная оси абсцисс, определяющая в электронном приборе напряжение отсечки  $U_{c0}$ , а в ионном — напряжение запирающего  $U_z$  (оно же и напряжение зажигания, так как при  $U_z$  в тиратроне зажигается дуга).

Начало превышения синусоидального напряжения над прямой отсечки соответствует у электронного прибора появлению



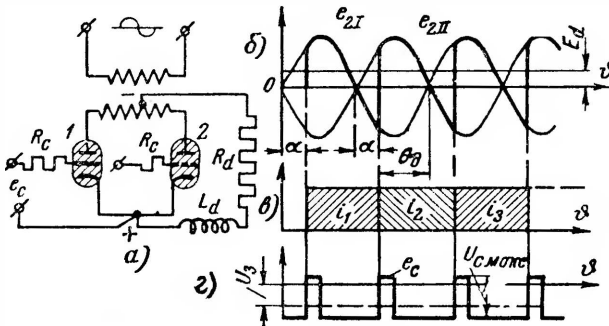
Фиг. 3-6. Анодные токи при постоянном анодном и синусоидальном сеточном напряжениях в электронном триоде (*а*, *б*, *в*) и тиратроне (*г*, *д*, *е*).

анодного тока (фиг. 3-6, *в*), меняющегося затем в соответствии с ходом анодно-сеточной характеристики. Ток получается в этом случае пульсирующим (фиг. 3-6, *б*). В ионном приборе при превышении синусоидальным сеточным напряжением прямой зажигания  $U_z$  в приборе зажигается дуга. Появляющийся при этом ток в анодной цепи (фиг. 3-6, *д*) остается в последующем неизменным при всех изменениях сеточного напряжения (если иметь при этом в виду сетку с не очень малой проницаемостью и приемлемые по величине значения сеточных напряжений).

При питании тиратрона постоянным напряжением можно таким образом задержать при помощи сетки на требуемое время зажигание дуги (управляя тем самым моментом появления тока), но после того как дуга в тиратроне зажглась, для прекращения ее нужны внешние средства в виде выключателя, вводимого в анодную цепь тиратрона, либо пропуска через тиратрон встречного тока, сводящего результирующий ток в тиратроне к нулю. Оба эти способа нашли себе приме-

нение в некоторых системах управления и преобразования тока, когда тириатрон питают постоянным напряжением.

Иное положение мы имеем тогда, когда анодная цепь тириатрона питается переменным напряжением. В этом случае гашение дуги происходит автоматически в тот момент, когда результирующее напряжение в анодной цепи становится равным нулю. Для регулирования величины тока, проходящего по цепи, в которую включен тириатрон, достаточно в этом случае только изменять момент зажигания дуги, сдвигая его по отношению к началу положительного напряжения. Такой метод регулирования позволяет изменять не мгновенные зна-



Фиг. 3-7. Двухполупериодное выпрямление на тириатронах.

чения тока (как это может быть достигнуто в электронных приборах), а лишь средние за период значения тока. Но и такой способ является весьма продуктивным для ряда устройств, что и объясняет исключительно широкое применение, которое получили тириатроны в различных системах регулирования и преобразования тока. Рассмотрим вначале простейшую, но вместе с тем наиболее распространенную из этих систем, а именно выпрямление тока при изменении с помощью сеток средних величин выпрямленного напряжения и тока.

Схема двухполупериодного регулируемого сетками выпрямителя, работающего на активно-индуктивную нагрузку, приведена на фиг. 3-7, а, а диаграммы напряжения и тока, к ней относящиеся, при принятии  $L_d = \infty$  приведены на фиг. 3-7, б и в. Диаграмма на фиг. 3-7, г показывает изменение во времени сеточного напряжения  $e_c$ . Сообщая вначале сетке потенциал, более отрицательный, чем  $U_3$  (фиг. 3-7, г), и изменяя его в момент, определяемый углом  $\alpha$ , на более положительный, чем  $U_3$ , мы задерживаем зажигание дуги в очередном тириатроне на время, измеряемое углом запаздывания  $\alpha$ . Воз-



никающая дуга, являющаяся проводником тока, в приборе горит в пределах каждого из полупериодов до спадания результирующего напряжения в контуре прохождения тока к нулю.

При отсутствии индуктивности в цепи нагрузки результирующее напряжение, а следовательно, и анодный ток спадали бы к нулю к концу положительного полупериода (до наступления момента зажигания следующего анода), и поэтому ток в нагрузочной цепи (выпрямленный ток) был бы прерывистым. При наличии катодной индуктивности анодный ток продолжает проходить по цепи вплоть до открытия сеткой очередного тиратрона, что обеспечивает непрерывность тока.

Среднее значение выпрямленного напряжения, как равно и среднее значение выпрямленного тока, при этом снижаются против их значений, соответствующих углу  $\alpha = 0$  (неуправляемые вентили — газотроны), так как в проведении тока по цепи перестает принимать участие положительный участок напряжения, относящийся к углу  $\alpha$ . По мере увеличения угла запаздывания выпрямленное напряжение снижается от максимального его значения до нуля.

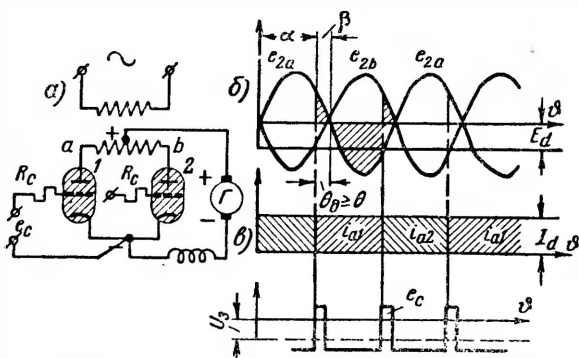
Продолжительность горения дуги в описываемой схеме выпрямления тока равна  $180^\circ$ . Если ширина положительного импульса, подаваемого на сетку для зажигания дуги, не превосходит  $180^\circ$ , то в течение времени, измеряемого углом  $(180^\circ - \alpha)$ , происходит восстановление сеточного запираания. Пока частота переменного напряжения не выходит за некоторую границу (лежащую для нормальных типов тиратронов в пределах  $1\ 000—1\ 500\ \text{гц}$ ), фактическое (абсолютное) время  $\theta_d$ , соответствующее углу  $180^\circ - \alpha$ , даже при максимальных значениях угла  $\alpha$  ( $90^\circ$  при выпрямлении), вполне достаточно для того, чтобы обеспечить надежное запираание тиратрона к моменту появления на его аноде положительного напряжения. При более высоких частотах время  $\theta_d$ , предоставляемое для восстановления запираания, может оказаться уже меньше минимального необходимого  $\theta$ , и тогда нормальный режим выпрямления тока нарушается.

В процессе преобразования постоянного тока в переменный, называемого инвертированием тока (более подробно рассматриваемого в третьей части книги), мы встречаемся с требованием о доведении необходимого времени восстановления сеточного запираания  $\theta$  до предельно достижимого минимума.

Простейшая схема инвертирования постоянного тока в однофазный (когда к сети переменного напряжения, кроме инвертора, присоединены и другие источники питания) приведена на фиг. 3-8,а. От ранее рассмотренной схемы выпрямления тока она отличается тем, что вместо активного сопротивления в цепь нагрузки (катодную цепь) включен генератор по-

стоянного тока  $I$ , передающий свою энергию через трансформатор в цепь переменного напряжения.

Для инвертирования тока необходимо, чтобы зажигание дуги в тиратроне происходило при углах  $\alpha$ , больших, чем  $90^\circ$ , и меньших, чем  $180^\circ$ . Дуга в тиратроне зажигается в этом случае, как видно из диаграмм напряжения и тока на фиг. 3-8, б и в, в конце положительного полупериода и продолжает гореть в течение следующего за ним отрицательного полупериода. Ток, проходя под действием постоянного напряжения против (отрицательной) части переменного напряжения, пере-



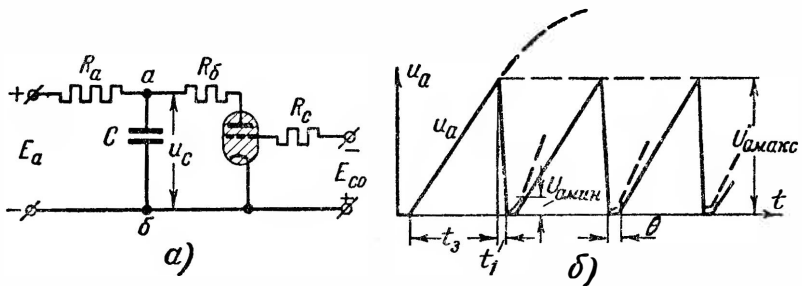
Фиг. 3-8. Двухполупериодное инвертирование на тиратронах.

носит электрическую мощность из цепи постоянного в цепь переменного напряжения. После гашения дуги в вентиле анод на некоторый период времени, измеряемый углом  $(180^\circ - \alpha)$ , становится отрицательным. Чем ближе угол  $\alpha$  к  $180^\circ$ , тем выше (как будет показано в третьей части книги) энергетические показатели инвертора (его коэффициент мощности). Сделать, однако, угол  $\alpha$  равным  $180^\circ$  мы не можем, так как необходимо предоставить время для восстановления сеточного запирания после гашения дуги в тиратроне. Минимально необходимое для этого время и определяет собой то максимальное значение угла  $\alpha$ , при котором еще возможен нормальный ход инвертирования тока.

Еще большие ограничения по фактическому времени восстановления запирающих свойств мы получаем при работе тиратрона в генераторах релаксационных колебаний, а также в аналогичных по режиму работы импульсных модуляторных устройствах.

Простейшая схема генератора релаксационных колебаний пилообразной формы с тиратроном приведена на фиг. 3-9, а. Сетке тиратрона сообщается здесь постоянное по величине напряжение запирания  $E_{c0}$ . Функции тиратрона сводятся к тому,

чтобы, запирая на время заряда конденсатора участок цепи, шунтирующий конденсатор, дать возможность зарядиться конденсатору через сопротивление  $R_a$  до максимального напряжения  $U_{амакс}$  (фиг. 3-9,б). Запирающее напряжение  $E_{со}$  выбирается таким, чтобы при  $U_{амакс}$  тиратрон открылся и дал бы тем самым возможность конденсатору быстро разрядиться на сопротивление  $R_б$ . При спадаении в процессе разряда напряжения на тиратроне ниже напряжения горения дуги в нем начинается деионизация разрядного промежутка и по прошествии времени  $\theta_0$  начинается восстановление сеточного запираания, ток через тиратрон прекращается и возобновляется режим заряда кон-



Фиг. 3-9. Релаксационный генератор колебаний с тиратроном.

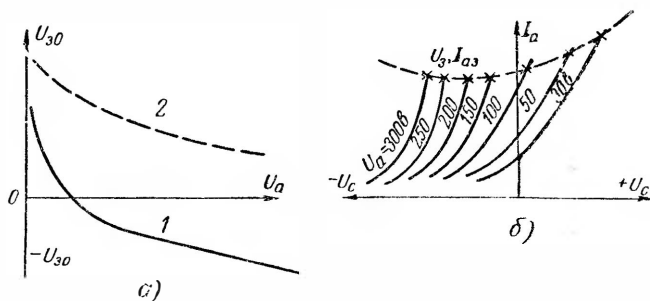
денсатора. Медленный заряд и быстрый разряд приводят к возникновению на зажимах конденсатора напряжения пилообразной формы. Это напряжение и используется в цепях развертки у осциллографов. В таком же режиме работают импульсные модуляторные устройства, но полезным эффектом является здесь импульс напряжения, получаемый на нагрузке в период разряда конденсатора.

Восстановление сеточного запираания происходит в рассматриваемой схеме в наиболее трудных условиях, поскольку анод прибора в наиболее часто встречающихся режимах вовсе не получает отрицательного потенциала, и, кроме того, положительное напряжение начинает возрастать тотчас же после начала восстановления сеточного запираания  $\theta_0$ . Чем круче возрастает анодное напряжение в период заряда конденсатора (крутизна подъема определяет длительность периода, а следовательно, и частоту релаксационных колебаний), тем меньше время, предоставляемое для восстановления сеточного запираания  $\theta_0$ . Таким образом, и в рассматриваемом устройстве минимально необходимое время  $\theta_0$  определяет предельную частоту работы генератора. При применении тиратронов специального исполнения с малым временем восстановления эта частота может быть доведена до нескольких тысяч герц.

### 3.3. СЕТОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАЧАЛЬНОГО ЗАЖИГАНИЯ

Характеристика зажигания (фиг. 3-10,а) представляет собой графически выраженную зависимость минимально необходимого (по абсолютной величине) сеточного потенциала  $U_{з0}$  для зажигания дуги в тиратроне от величины анодного напряжения  $U_a$ .

При анализе расположения характеристики зажигания в системе координат надо различать: а) характеристику начального зажигания, относящуюся к начальному моменту включения тиратрона, пока на положении характеристики еще не сказываются такие факторы, как нагрев сетки плазмой дуги и действие окружающих сетку ионов, приходящих от денони-



Фиг. 3-10. Характеристики начального зажигания (а) и анодно-сеточные характеристики (б) тиратронов.

зирующей плазмы, б) характеристику зажигания в режиме длительной работы тиратрона, когда на положении характеристики уже сказывается действие упомянутых выше факторов.

Закономерности, определяющие ход характеристики начального зажигания, мы рассмотрим в настоящем параграфе, а с расположением характеристики зажигания при длительной работе тиратрона мы ознакомились после предварительного изучения в следующих двух параграфах режима работы сетки в проводящую часть периода и восстановления ее запирающих свойств в непроводящую часть периода.

Характеристика начального зажигания может быть построена по точкам зажигания  $U_{з0}$ , находимым из семейства анодно-сеточных характеристик, снятых при различных значениях анодного напряжения (фиг. 3-10,б). Потенциалы зажигания  $U_{з0}$  отмечены здесь крестиками и связаны между собой общей пунктирной линией. Точки, лежащие на характеристике зажигания, определяют собой граничные значения сеточных напряжений. При более отрицательных, чем  $U_{з0}$ , сеточных потенциалах (по отношению к катоду) тиратрон заперт. При менее

отрицательных либо положительных потенциалах на сетке в тиратроне зажигается дуга.

На фиг. 3-10,*а* построены две характеристики. Одна, лежащая большей своей частью в области отрицательных значений сеточных напряжений (отрицательная характеристика), а другая, лежащая целиком в области положительных значений сеточных напряжений (положительная характеристика).

Отрицательная характеристика 1, как и все семейство кривых на фиг. 3-10,*б*, относится к тиратронам с сеткой с достаточно большой проникаемостью. У такой сетки анод создает в пространстве сетка—катод заметное по величине положительное поле, и поэтому сетке требуется сообщать достаточные по величине отрицательные потенциалы с тем, чтобы иметь в пространстве сетка—катод результирующее отрицательное поле, способное тормозить электроны и не пропускать их в заметном количестве через отверстия в сетке. Только при малых анодных напряжениях, когда поле анода не обеспечивает достаточной интенсивности ионизации газа, зажигание дуги в тиратроне становится возможным после перехода от отрицательных сеточных потенциалов к положительным. У сеточной характеристики зажигания  $I$  появляется при этом круто нарастающий (криволинейный) участок. С переходом на достаточные по абсолютной величине значения сеточного напряжения на положительной части криволинейного участка дуга с малым током зажигается вначале на сетку, а затем она переходит на анод.

Положительная характеристика 2, нанесенная пунктиром на фиг. 3-10,*а*, относится к тиратронам с сеткой малой проникаемости либо к экранированным тиратронам, у которых поле анода в области сетки ослаблено окружающим анод металлическим экраном. В таких тиратронах сеткам необходимо сообщать положительные потенциалы с тем, чтобы зажечь предварительно дугу на сетку. Начало формирования дуги на анод происходит в этом случае за счет тех электронов, которые вытягиваются из дуги на сетку анодным полем и которые в пространстве сетка—анод ионизируют газ.

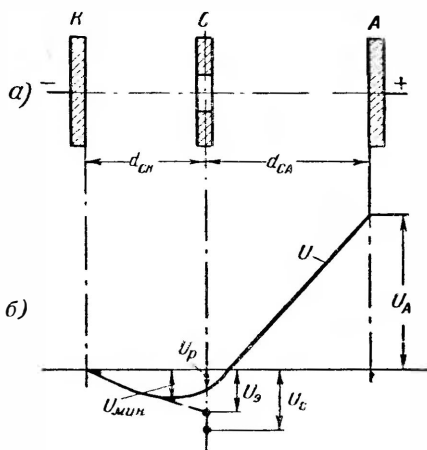
Тиратроны обычного типа (неимпульсные), снабжаемые в большинстве своем сеткой с достаточно большой проникаемостью (для ограждения вызываемого сеткой падения напряжения), обладают характеристикой зажигания, лежащей в большей своей части в отрицательной области. Для этой части характеристики до перехода ее к криволинейной части может быть легко найдена и определяющая ее аналитическая зависимость между анодным и сеточным напряжениями. Переходя к выводу такой зависимости, обратим предварительно внимание на распределение электрического поля вдоль разрядного промежутка до зажигания дуги. О продольном распределении

поля до зажигания дуги можно судить по линии распределения потенциалов по оси разрядного промежутка. Такие линии могут быть построены либо по аналитической функции поля (если она известна), либо по результатам измерения поля в электролитической ванне.

У тиратрона с простейшей конфигурацией электродов (фиг. 3-11, а), когда анод и катод плоские, а сетка представляет собой диск с одним центральным отверстием, кривая распределения потенциалов вдоль оси, проходящей через центр сеточного отверстия, когда аноду сообщен положительный потенциал  $U_A$ , а сетке — отрицательный  $U_c$ , дана на фиг. 3-11, б.

В центре сеточного отверстия потенциал  $U_p$  менее отрицателен, чем  $U_c$ , поскольку  $U_p$  является результирующим потенциалом двух полей: положительного анодного и отрицательного сеточного. Отрицательный минимум потенциала расположен в пространстве сетка—катод ближе к сетке. От абсолютного значения отрицательного минимума зависит то число электронов, которое, пройдя электронное облако у катода, проникнет через отверстия сетки. Действие поля в пространстве сетка—катод может быть, так же как в электронном триоде (§ 4-2 в первой части книги), учтено по эквивалентному потенциалу  $U_s \approx U_c + DU_A$ , определяемому точкой пересечения пунктирного продолжения начала кривой  $U$  с плоскостью сетки. Когда минимум потенциала перед сеткой заметно превосходит (по абсолютной величине) среднюю энергию электронов по их выходе из катода (при нормальных температурах нагрева катода примерно равной 2—3 эВ), через отверстия в сетке проходит ничтожно малое число электронов. По мере уменьшения  $|U_c|$ , потенциальный минимум повышается, и число электронов, проходящих в пространство сетка—анод, растет.

Ускоряемые полем анода в пространстве сетка—анод электроны ионизируют, как об этом уже говорилось в § 3-1, атомы газа. Та часть из возникающих при этом ионов, которая уходит к сетке, экранирует отрицательный заряд сетки, а другая их часть, которая проходит через сеточные отверстия, ком-



Фиг. 3-11. Распределение потенциалов в тиратроне при отсутствии анодного тока.

пенсрует отрицательный объемный заряд электронов в пространстве сетка—катод. И то и другое действия ионов приводят к уменьшению отрицательного минимума потенциала перед сеткой, что способствует дальнейшему развитию разряда. При снижении  $U_c$  (по абсолютной величине) до  $U_{s0}$  разряд начинает нарастать лавинообразно и переходит в дуговой.

Количественным критерием формирования дугового разряда является создание в среднем каждым электроном, прошедшим через сеточное отверстие, столько ионов, что их экранирующее и компенсирующее действия приводят к нарастанию электронного потока больше чем на один электрон. Математически такое условие выражается уравнением:

$$\frac{di_e}{di_i} z_d \geq 1, \quad (3-1)$$

где  $\frac{di_e}{di_i}$  — относительная скорость нарастания электронного тока по отношению к ионному;

$$z_d = \alpha d \quad (3-2)$$

— количество актов ионизации, производимых (в среднем) одним электроном на пути его движения от сетки к аноду.

Связь между электронным и ионным токами может быть установлена, исходя из того, что ионы, приходя к сетке, ослабляют действие отрицательного поля сетки и тем самым увеличивают электронный ток к аноду. Эквивалентный потенциал сетки при учете действия ионной оболочки определяется из приближенного равенства

$$U'_s = U_c + DU_A + \frac{i_i^0}{C_c}, \quad (3-3)$$

где  $U_c$  — потенциал сетки;

$D$  — проницаемость сетки (определяемая для ряда конфигураций сеток по формулам, приведенным в § 4-3 в первой части книги);

$i_i$  — ионный ток перед входом в сеточные отверстия;

$\bar{t}$  — среднее время перемещения иона от места его образования до сетки;

$C_c$  — коэффициент пропорциональности, учитывающий в первом приближении степень повышения эквивалентного потенциала  $U_s$  ионами, окружающими стержни сетки. Его можно рассматривать как емкость эквивалентного конденсатора, одной обкладкой которого является сетка, а другой — наружная граница ионной оболочки.

До тех пор, пока значение эквивалентного потенциала  $U'_s$  отрицательно, число электронов, проходящих через сеточные отверстия, может быть найдено по уравнению Больцмана:

$$i_e = i_s e^{\frac{eU'_s}{kT_K}}. \quad (3-4)$$

Подставляя в (3-4) значение  $U'_s$  из (3-3) и дифференцируя  $i_e$  по  $i_i$ , находим:

$$\frac{di_e}{di_i} = \frac{e\vartheta}{kT_K C_c} i_e. \quad (3-5)$$

Подставляя значение  $\frac{di_e}{di_i}$  из (3-5) в (3-1), мы находим то значение электронного тока  $i_{e3}$ , при котором сетка перестает влиять на дальнейший ход дугового разряда:

$$i_{e3} = \frac{kT_K C_c}{e\vartheta z_d}. \quad (3-6)$$

Соответствующее ему значение ионного тока

$$i_{i3} = \frac{kT_K C_c}{e\vartheta}. \quad (3-7)$$

Подставляя найденное значение в (3-4), получаем:

$$i_{e3} = i_s e^{\frac{e}{kT_K} \left( U_c + DU_A + \frac{kT_K}{e} \right)}. \quad (3-8)$$

Из последнего уравнения может быть найдена интересующая нас зависимость между  $U_c = U_{30}$  и  $U_A$  в момент зажигания дугового разряда:

$$\frac{e}{kT_K} (U_{30} + DU_A) = \ln \frac{i_{e3}}{i_s} - 1, \quad (3-9)$$

• откуда

$$U_{30} + DU_A = \frac{kT_K}{e} \left( \ln \frac{kT_K C_c}{i_s e\vartheta z_d} - 1 \right). \quad (3-10)$$

Из входящих в правую часть (3-10) величин только  $\vartheta$  и  $z_d$  зависят от анодного напряжения, причем эта зависимость такова, что с ростом  $U_a$  величина  $\vartheta$  уменьшается, а  $z_d$  растет, поэтому произведение  $\vartheta z_d$ , входящее притом под знаком логарифма, можно приближенно также считать независимым от анодного



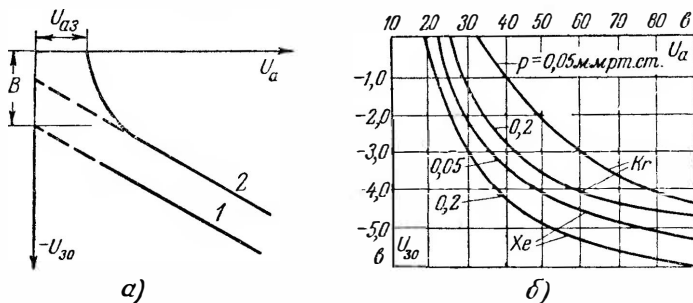
напряжения и учитывать всю правую часть в (3-10) как постоянную величину, равную:

$$B = \frac{kT_K}{e} \left( \ln \frac{kT_K C_c}{i_s e^{b z_d}} - 1 \right). \quad (3-11)$$

Вводя величину  $B$  в (3-10), мы получаем, что:

$$U_{s0} = -DU_A + B. \quad (3-12)$$

Полученному линейному уравнению соответствует на фиг. 3-12, а прямая 1. Угол наклона этой прямой определяется произведе-



Фиг. 3-12. Теоретическая и экспериментальная характеристики начального зажигания тиратрона (а) и криволинейные участки экспериментальных характеристик (б).

мостью сетки  $D$ , а отрезок, отсекаемый ею на оси ординат, равен  $B$ . Величина  $B$  отрицательна, поскольку под знаком логарифма в (3-11) — дробь.

Полученная опытным путем характеристика начального зажигания, приведенная на той же фиг. 3-12, а (кривая 2), помимо отступления в начальной ее части от линейной зависимости (криволинейный участок), отличается от построенной по уравнению (3-12) еще и тем, что она на 1—3 в лежит выше, чем прямая 1. Такое отличие опытной и теоретической характеристик начального зажигания обусловлено тем, что в уравнении (3-12) не учитывалось действие в сеточной цепи контактной разности потенциалов.

Такая разность потенциалов появляется, как известно, в любой незамкнутой электрической цепи, если конечные электроды цепи (металлические либо полупроводниковые) обладают разными работами выхода. В сеточной цепи тиратрона одним из таких электродов является оксидный либо торированный катод, работа выхода которого  $\varphi_K$  лежит в границах от 1 до 1,5 в, а другим электродом является сетка. При чистой поверхности сетки, выполненной из никеля либо графита,

работа выхода  $\varphi_c$  лежит в границах от 4 до 4,5 в. Она заметно снижается (до 2,5—3 в) при появлении на сетке налета из катода щелочноземельного металла.

Контактная разность потенциалов в сеточной цепи

$$U_{к.р} = \varphi_K - \varphi_c \quad (3-13)$$

может поэтому в зависимости от состояния поверхности сетки изменяться в границах от 1 до 3 в.

Кроме контактной разности потенциалов, смещение характеристики начального зажигания может быть вызвано изменением давления газа, заполняющего прибор, а также колебаниями напряжения в цепи накала. Первое влияние сказывается через величины  $\vartheta$  и  $z_d$ , а второе — через изменение температуры катода  $T_K$ , входящей в (3-11).

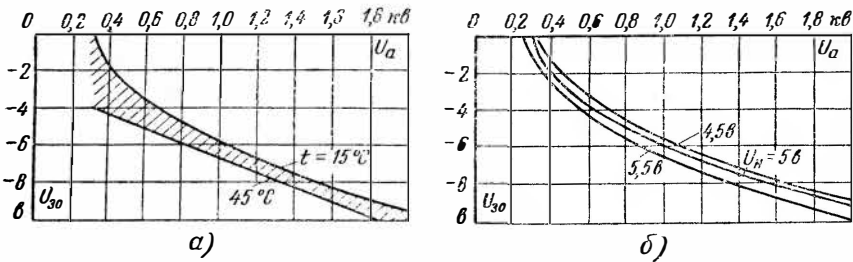
Влияние давления газа показывают приведенные на фиг. 3-12, б полученные опытным путем начальные участки характеристики зажигания при двух давлениях, когда прибор заполнен в одном случае криптоном, а в другом — ксеноном.

При заполнении прибора тяжелым газом отрицательный участок характеристики зажигания снижается в силу того, что с повышением атомного номера газа растет среднее время перемещения ионов  $\vartheta$  в пространстве сетка — анод и, кроме того, повышается интенсивность ионизации газа  $z_d$  в связи с меньшим потенциалом ионизации  $U_i$ . С ростом плотности газа (до определенных границ его изменения, примерно от 0,05 до 0,3 мм рт. ст.) характеристика зажигания также снижается в силу увеличения  $\vartheta$  и  $z_d$ .

Влияние температуры окружающей среды на положение характеристики начального зажигания у тиратрона, заполненного ртутным паром, показывает семейство кривых, приведенное на фиг. 3-13, а. В качестве параметра здесь указана температура окружающей среды, поскольку она определяет давление паров в приборе. Так как при введении прибора в действие температура окружающей среды может иметь любое из значений, допускаемых техническими условиями (от 15 до 40° С), характеристика начального зажигания может занимать любое положение в пределах заштрихованной области. Это приводит к возникновению области зажигания у ртутного тиратрона.

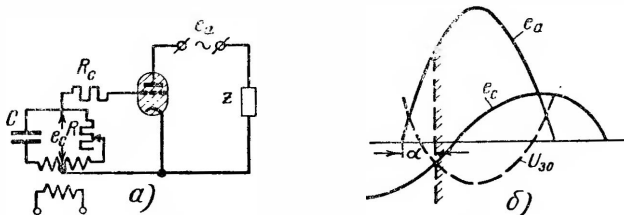
Область зажигания может появиться и в силу смещения характеристики, обусловленного колебаниями напряжения накала, как это видно из фиг. 3-13, б. Верхняя граница области соответствует снижению напряжения накала на 10% против номинала ( $U_n = 5$  в), а нижняя граница — повышению напряжения накала на 10%.

Точки пересечения характеристики с осью абсцисс определяют собой анодный потенциал зажигания, под которым принято понимать то напряжение, которое надо сообщить аноду, чтобы зажечь в нем дугу при нулевом потенциале на сетке.



Фиг. 3-13. Характеристики зажигания при различных температурах окружающей среды (а) и напряжениях накала (б).

Для того чтобы найти момент зажигания дуги в тиратроне при питании анода переменным напряжением, пользуются не непосредственно характеристикой зажигания, а построенной на основе ее так называемой пусковой характеристикой. Такая характеристика приведена на фиг. 3-14, б. Каждому мгновенному значению анодного напряжения отвечает здесь найденное по характеристике зажигания сеточное напряжение  $U_{30}$ .



Фиг. 3-14. Простейшая схема сеточного управления с мостовым фазосмещателем (а) и диаграммы анодного и сеточного напряжений в этой схеме (б).

По точке пересечения пусковой характеристики  $U_{30}$  с кривой мгновенных значений фактического напряжения  $e_c$ , вводимого в сеточную цепь, можно судить о моменте зажигания дуги в тиратроне. Смещение по фазе кривой сеточного напряжения  $e_c$  по отношению к анодному напряжению  $e_a$  приводит к сдвигу момента зажигания дуги, определяемому углом запаздывания  $\alpha$  (фазовый метод регулирования тока в тиратроне). Для изменения угла запаздывания  $\alpha$  в тиратронных устройствах часто пользуются статическим фазосмещателем, схема которого приведена на фиг. 3-14, а. Такой фазосмещатель представляет

собой мост, двумя плечами которого являются вторичные обмотки сеточного трансформатора, а два других плеча составлены из активного  $R$  и реактивного сопротивлений. В изображенной на фиг. 3-14,а схеме роль реактивного плеча выполняет емкость  $C$ . Изменяя величину активного либо реактивного сопротивления, мы сдвигаем по фазе напряжение в диагонали моста  $e_c$  по отношению к напряжению питания  $e_a$ . Величина  $e_c$  остается при этом неизменной. Кроме момента зажигания, пусковая характеристика показывает, какие величины сеточного напряжения надо выбирать, чтобы получить надежное действие системы сеточного управления, заключающееся в точной фиксации момента зажигания. Для этого важно, чтобы сетка надежно запирала тиратрон до наступления момента, задаваемого углом  $\alpha$ , и обеспечивала надежное зажигание в нем дуги по истечении угла  $\alpha$ .

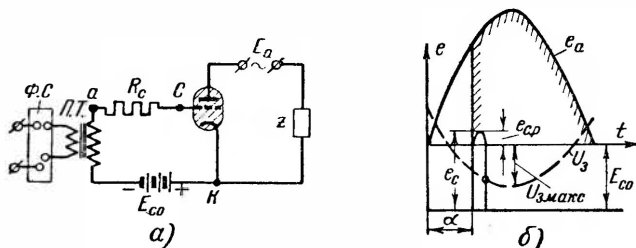
Отрицательное напряжение, вводимое в сеточную цепь (напряжение запирающего), должно в этом случае быть всегда больше (по абсолютной величине), чем значение, даваемое минимумом пусковой характеристики, а положительное значение сеточного напряжения, при котором зажигается дуга, должно быть больше, чем положительная ордината пусковой характеристики, соответствующая углу запаздывания  $\alpha \approx 0$ . При синусоидальном напряжении в сеточной цепи мы получаем и отрицательные напряжения, требующиеся для запирающего, и положительные напряжения, требующиеся для отпирающего тиратрона, от одного и того же источника питания. Это — положительная сторона применения синусоидального напряжения для целей управления. Серьезным недостатком такой системы является, однако, то, что крутизна нарастания синусоидального напряжения недостаточна для того, чтобы предупредить нестабильность в углах запаздывания при сдвигах пусковой характеристики, вызванных изменением температуры внешней среды либо изменением напряжения накала. В целях предупреждения нестабильности угла запаздывания в более совершенных системах управления сетка запирается постоянным напряжением, а отпирание тиратрона производится положительным импульсом, получаемым, в частности, от трансформатора специального исполнения — пик-трансформатора (как это будет показано в следующем параграфе).

#### 3-4. РЕЖИМ РАБОТЫ СЕТКИ В ПРОВОДЯЩУЮ ЧАСТЬ ПЕРИОДА

Более четкое сеточное управление моментом зажигания дуги, как уже говорилось в предыдущем параграфе, достигается тогда, когда в сеточную цепь, как показано на фиг. 3-15,а, включаются два источника напряжения: 1) источник постоян-

ного напряжения, вводящий в сеточную цепь отрицательное напряжение запираения  $E_{c0}$ , и 2) источник импульсного напряжения в виде импульсного трансформатора, называемого также пик-трансформатором  $П. Т.$ , либо пик-дресселя. Положительный импульс напряжения, превышая напряжение запираения, открывает тиратрон в нужный момент.

Напряжение запираения  $E_{c0}$  отложено на диаграмме фиг. 3-15, б вниз от оси абсцисс (потенциал катода условно принимается за нуль), а положительный импульс напряжения  $+e_c$  отложен вверх от линии  $E_{c0}$ . При таком построении кривой сеточного



Фиг. 3-15. Схема сеточного управления тиратрона с пик-трансформатором и фазосмещателем (а) и диаграмма анодного и сеточного напряжений в этой схеме (б).

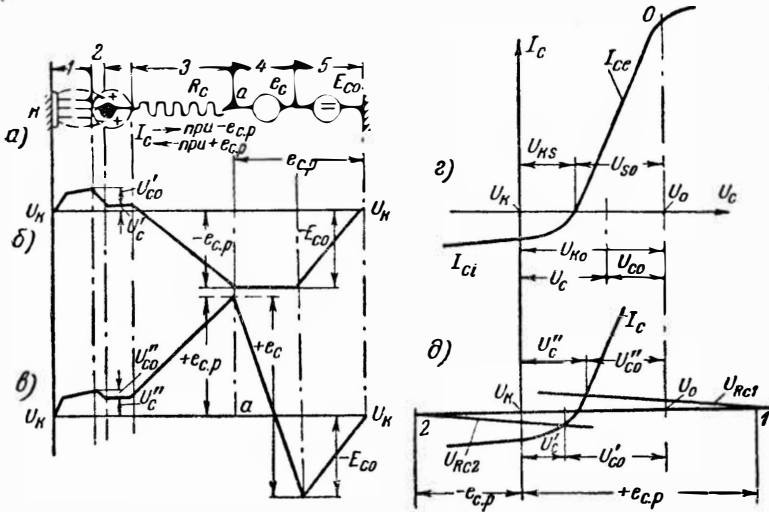
напряжения отрезки ее ординат выше оси абсцисс определяют собой результирующее положительное напряжение в цепи сетки  $e_{c.p}$ .

Изменение угла запаздывания  $\alpha$  достигается в приведенной схеме включением в цепь первичной обмотки пик-трансформатора, статического фазосмещателя  $\Phi. С.$ , подобного описанному ранее на фиг. 3-14, а, либо индукционного фазосмещателя, представляющего собой заторможенный асинхронный двигатель.

С появлением положительного импульса сеточного напряжения в тиратроне зажигается дуга, замыкающая собой не только анодную цепь прибора, но и его сеточную цепь. Развернутая схема последней показана на диаграмме фиг. 3-16, а. В этой цепи могут быть выделены следующие участки: 1) участок дуги от катода до ионной оболочки у сетки (участок 1); 2) ионная оболочка у сетки (участок 2); 3) сеточное сопротивление  $R_c$  (участок 3) и 4) источники питания сеточной цепи — импульсный и постоянный (участки 4 и 5).

Изменение потенциала по отдельным участкам при отрицательном и положительном результирующих сеточных напряжениях иллюстрируют диаграммы на фиг. 3-16, б и в. Диаграмма на фиг. 3-16, б относится к случаю, когда в сеточной цепи

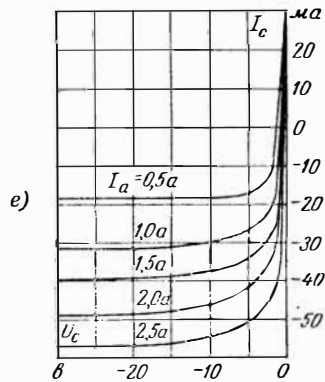
действует только напряжение запирающего  $E_{c0}$ , определяющее собой отрицательный (по отношению к катоду) потенциал  $-e_{c.p}$



в точке  $a$ , лежащей на границе между участками 3 и 4 (на входе сеточного сопротивления  $R_c$ ). Диаграмма на фиг. 3-16,  $в$  относится к случаю, когда, кроме  $E_{c0}$ , в сеточной цепи действует также положительный импульс напряжения  $+e_c$  и результирующее напряжение  $+e_{c.p}$  определяет положительный потенциал в точке  $a$ .

Ход кривой потенциалов на первом участке в обеих диаграммах соответствует подъему потенциала в катодной части разряда и в столбе дуги до сетки (фиг. 2-5). Этот подъем не намного превосходит потенциал ионизации газа  $U_i$ .

Падение напряжения  $U_{c0}$  в нонной оболочке у сетки ( $U_{c0}$  на фиг. 3-16,  $б$  и  $U_{c0}''$  на фиг. 3-16,  $в$ ) зависит от величины и знака результирующего напряжения в сеточной цепи  $e_{c.p}$  и от сеточного сопротивления  $R_c$  и может быть найдено по вольтамперной характеристике сетки ( $U_c, I_c$ ) и линии нагрузки в сеточной



Фиг. 3-16. Распределение потенциалов в сеточной цепи при горячей дуге ( $а, б, в$ ) и вольтамперные характеристики сетки ( $г, д$  и  $е$ ).

цепи. Вольтамперная характеристика сетки, нанесенная на фиг. 3-16,з, повторяет рассмотренную нами в § 1-7 зондовую характеристику (фиг. 1-26,б), так как сетка, окруженная плазмой дуги, ведет себя при не очень больших напряжениях  $U_{c0}$ , как зонд с сильно развитой приемной поверхностью  $S_c$ . Потенциал катода обозначен на фиг. 3-16,з через  $U_K$ . Потенциал плазмы в участках, граничащих с ионной оболочкой, обозначен через  $U_0$ . Этот потенциал соответствует изменению крутизны нарастания электронного тока на зонд. Величина  $U_{K0}$  представляет собой, таким образом, разность потенциалов между катодом и рассматриваемым участком плазмы.

При изменении потенциала сетки  $U_c$  по отношению к катоду мы перемещаемся вдоль оси абсцисс, причем отрезок  $U_{c0}$  на этой оси определяет разность потенциалов между сеткой и плазмой. Каждому значению  $U_c$  отвечает на оси ординат определенная величина сеточного тока. При  $U_c = U_{Ks}$  (что соответствует разности потенциалов  $U_{c0} = U_{s0}$ , автоматически устанавливающейся между плазмой и граничащей с ней изолированной стенкой), сеточный ток  $I_c$  равен нулю. Это значит, что к сетке из плазмы приходит столько же электронов, сколько из ионной оболочки ионов. При  $|U'_{c0}| < |U_{s0}|$ , т. е. когда потенциал сетки по отношению к плазме  $U_{c0}$  менее отрицателен, чем  $U_{s0}$ , к сетке подходит из плазмы больше электронов, чем ионов, и ток в сеточной цепи электронный  $I_{ce}$ . При  $|U'_{c0}| > |U_{s0}|$ , т. е. когда потенциал сетки по отношению к плазме  $U_{c0}$  более отрицателен, чем  $U_{s0}$ , к сетке подходит из ионной оболочки больше ионов, чем из плазмы электронов, и ток в сеточной цепи ионный  $I_{ci}$ . По внешнему участку сеточной цепи и при ионном токе фактически проходят электроны, но идут они в направлении от источника сеточного напряжения к сетке (что противоположно их прохождению при  $I_{ce}$ ), где они нейтрализуются приходящими из оболочки ионами.

Сеточный ток определяет по величине и знаку падение напряжения в сеточном сопротивлении  $I_c R_c$ . Откладывая на фиг. 3-16,д вправо от точки  $U_K$  величину  $+e_{c.p}$  (точка 1), а влево величину  $-e_{c.p} = E_{c0}$  (точка 2) и проводя с наклоном  $\text{tg } \alpha = R_c$  линии напряжения на сеточном сопротивлении  $U_{Rc1}$  и  $U_{Rc2}$  (аналогично тому, как это делалось на фиг. 5-2 в первой части книги, при анализе нагрузочного режима в электронном усилителе), мы по точкам пересечения линий нагрузки с вольтамперной характеристикой сетки ( $U_c, I_c$ ) находим  $U'_c$  и  $U''_c$ , а

также соответствующие им падения напряжения в оболочках  $U'_{c0}$  и  $U''_{c0}$ .

Относительно малое изменение величин  $U_{c0}$  и  $U_c$  при переходе от больших отрицательных значений напряжения —  $e_{p,c}$  (напряжения запирания  $E_{c0}$ ) к большим положительным значениям  $+e_{p,c}$  объясняется тем, что при любом знаке напряжения питания в сеточной цепи подавляющая часть напряжения тратится (при горячей дуге) в сеточном сопротивлении, величина которого в целях ограничения тока  $I_c$  выбирается достаточно большой (от  $10^3$  до  $10^6$  ом). При больших сеточных сопротивлениях малы и абсолютные значения  $U'_c$  и  $U''_c$ . На фиг. 3-16, д они характеризуются заведомо преувеличенными на оси абсцисс отрезками, что объясняется выбором в целях ограничения размеров фигуры другого масштаба для напряжений  $+e_{c,p}$  и  $-e_{c,p}$  при их нанесении на оси абсцисс. Ионному току в сеточной цепи в соответствии с потенциальной диаграммой на фиг. 3-16, б отвечает баланс напряжений:

$$U_c - I_{ci} R_c = -E_{c0}. \quad (3-14)$$

Так как  $U_c$  мало, то им можно пренебречь и тогда

$$I_{ci} R_c \approx E_{c0}. \quad (3-15)$$

При приемной поверхности сетки  $S_c$  току  $I_{ci}$  отвечает плотность тока на сетке

$$j_{ci} = \frac{I_{ci}}{S_c} = \frac{E_{c0}}{S_c R_c}. \quad (3-16)$$

Электронному току в сеточной цепи в соответствии с потенциальной диаграммой на фиг. 3-16, в отвечает баланс напряжения:

$$U_c + I_{ce} R_c = -E_{c0} + e_c = e_{c,p}. \quad (3-17)$$

Пренебрегая, как и в предыдущем случае, величиной  $U_c$ , имеем:

$$I_{ce} R_c \approx -E_{c0} + e_c = e_{c,p}. \quad (3-18)$$

Току  $I_{ce}$  соответствует плотность тока на сетке:

$$j_{ce} = \frac{I_{ce}}{S_c} = \frac{-E_{c0} + e_c}{S_c R_c} = \frac{+e_{c,p}}{S_c R_c}. \quad (3-19)$$

Из сказанного выше следует, что в период горения дуги сетку всегда окружает ионная оболочка. В зависимости от



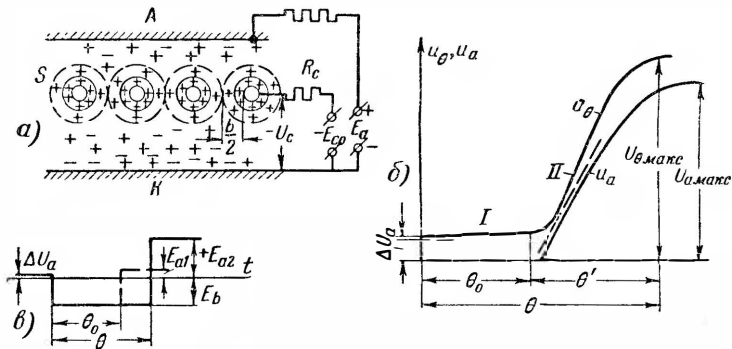
знака сеточного напряжения  $e_c$  к сетке из плазмы через эту оболочку подходит больше электронов или больше ионов, создающих в сеточной цепи электронный либо ионный ток. Величина сеточного тока, если его не ограничивает сеточное сопротивление, например когда  $R_c = 0$ , зависит от приемной поверхности сетки  $S_c$  и величины анодного тока  $I_a$ , определяющего при данном давлении газа концентрацию зарядов в плазме дуги. Так как у каждого типа тиратрона своя приемная поверхность у сетки и свое давление газа, то каждому типу тиратрона свойственно и свое семейство вольтамперных сеточных характеристик, параметром у которых является анодный ток. Такое семейство, относящееся к тиратрону типа ТГ1-2,5/4 при  $R_c = 0$ , приведено на фиг. 3-16,е. Рост анодного тока приводит к увеличению как ионного, так и электронного сеточных токов, но расхождение ветвей ионного тока более заметно, так как эти ветви относятся к участкам насыщения, в то время как электронные ветви тока относятся к круто нарастающим их начальным участкам. Располагая семейством вольтамперных сеточных характеристик (в каталогах они приводятся) и проводя линии падения напряжения в сеточном сопротивлении так, как делалось на фиг. 3-16,з, можно для каждого значения  $R_c$  и анодного тока определить распределение сеточного напряжения  $e_{c.p}$  между сеточным сопротивлением  $R_c$  и промежутком сетка — катод. Последняя составляющая напряжения близка, как это было показано на фиг. 3-16, к падению напряжения в оболочке  $U_{s0}$ . Таким образом, когда сеточное сопротивление  $R_c$  достаточно велико (что фактически имеет место в большинстве случаев) подавляющая часть напряжения  $e_c$  тратится в сопротивлении, и лишь относительно небольшая доля его теряется в ионной оболочке. Толщина оболочки получается при этом очень малой, и поэтому большая часть просветов в сеточных отверстиях занята плазмой дуги.

В связи с малым падением напряжения между катодом и сеткой сеточный ток при горящей дуге можно определить как частное от деления сеточного напряжения  $e_c$  на сеточное сопротивление  $R_c$ .

### 3-5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СЕТОЧНОГО ЗАПИРАНИЯ ПОСЛЕ ГАШЕНИЯ ДУГИ

Тонкие оболочки с большой концентрацией в них ионов, окружающие сетку в период горения дуги (границы которых обозначены на фиг. 3-17,а сплошными линиями), продолжают существовать, как выше уже указывалось, еще некоторое время и после гашения дуги. Концентрация зарядов в оболочке убы-

вает по мере деионизации плазмы, в связи с чем убывает и создаваемый ионами ток в сеточной цепи. Все же абсолютные значения концентрации ионов и сеточного тока в начальный период дионизации относительно велики и потому бóльшая часть напряжения запирания тратится вначале, так же как и в период горения дуги, в сеточном сопротивлении  $R_c$ . Толщина оболочки  $\delta_s$  начинает возрастать также, как будет показано, не сразу, а после некоторого времени, когда убыль ионов становится заметной для сеточной цепи. Геометрическим пределом



Фиг. 3-17. Процессы у сетки (а), характеристики анодного запирания (б) и проверка времени восстановления сеточного запирания (в).

нарастания оболочек внутри сеточного отверстия является ширина щели либо радиус сеточного отверстия, как это показывают пунктирные границы оболочек на фиг. 3-17,а, поскольку две оболочки заполняют собой полный просвет в отверстиях сетки. Первый момент, когда оболочки приходят в соприкосновение, отвечает началу восстановления сеточного запирания. В этот момент в сеточном отверстии начинает появляться отрицательное поле. В последующие моменты времени по мере убыли концентрации ионов в оболочке действие отрицательного поля в сеточном отверстии усиливается. Это обеспечивает повышение запирающего действия сетки, поскольку все меньшее и меньшее число электронов может проникнуть через отверстия сетки, преодолевая действие тормозящего поля в них.

Как быстро можно увеличивать во времени положительное напряжение на аноде, чтобы (при заданном  $E_{c0}$ ) не имело места повторное возникновение дугового разряда, показывает кривая  $U_0$  на фиг. 3-17,б. Эта кривая может быть названа характеристикой восстановления анодного запирания. Характеристика анодного запирания  $U_0$  отвечает определенным значениям  $E_{c0}$

и  $R_c$ , в то время как характеристика сеточного запираания устанавливает связь между  $U_{c0}$  и  $I_{c0}$  при заданном  $U_a$ .

Путь опытного нахождения кривой  $U_0$  иллюстрируют диаграммы на фиг. 3-17,в. Участок кривой  $u_a = \Delta U_a$  соответствует горению дуги в испытуемом тиратроне. В момент гашения дуги аноду сообщается небольшое отрицательное напряжение  $E_b$ , которое через регулируемый промежуток времени заменяется положительным напряжением  $E_a$ , величина которого  $E_{a1}$  вначале лишь на немного превосходит напряжение горения дуги  $\Delta U_a$ . Длительность промежутка увеличивается до  $\theta_0$ , т. е. пока в испытуемом тиратроне прекращаются повторные зажигания дуги. Время  $\theta_0$  и определяет собой протяженность участка  $I$  на фиг. 3-17,б (время начала восстановления). Участок  $II$  на кривой  $U_0$ , соответствующий второму (заключительному) периоду восстановления анодного запираания, строится по результатам измерения со все более и более повышающимися значениями  $E_{a2}$ , требующими больших выдержек времени  $\theta$ , без того чтобы возникло повторное зажигание.

В тех случаях, когда кривая фактического напряжения  $u_a$ , сообщаемого аноду, нарастает медленнее, чем участок  $II$  кривой  $U_0$ , что характерно для схем выпрямления и инвертирования тока промышленной частоты, о восстановлении анодного запираания можно судить непосредственно по величине  $\theta_0$ . В устройствах, работающих в диапазоне повышенных частот (релаксационные генераторы и импульсные модуляторы), для определения предельно допустимых частот важно, как будет показано в конце параграфа, кроме времени  $\theta_0$ , знать также и ход кривой  $U_0$  на участке  $II$  крутого возрастания.

Время  $\theta_0$  может быть найдено аналитически, исходя из закономерности нарастания во времени напряжения в оболочке  $u_s$  в силу убывания сеточного тока  $i_{ci}$  и уравнения степени  $3/2$  (2-39), связывающего между собой напряжение в оболочке  $u_s$ , плотность сеточного тока  $j_{ci}$  и толщину оболочки  $\delta_s$ . Убывание сеточного тока во времени подчиняется тому же закону, который был установлен для обратного тока [уравнение (2-43)], при малых значениях обратного напряжения, т. е.

$$i_c = I_{c0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3-20)$$

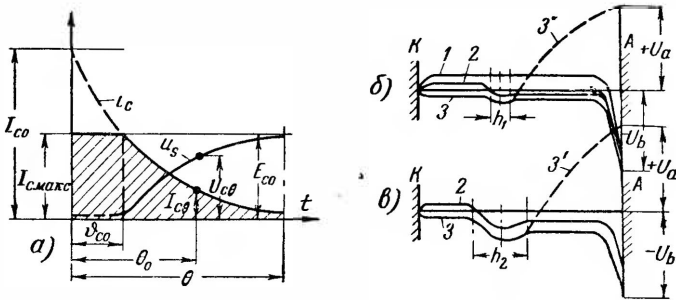
где  $I_{c0}$  — начальное значение сеточного тока, оно меньше начального значения анодного тока  $I_{b0}$ , вычисляемого по (2-44), пропорционально отношению приемных поверхностей сетки  $S_c$  и анода  $S_a$ ;

$\tau$  — постоянная времени деионизации, вычисляемая при плоских поверхностях анода и сетки по (1-126).

Экспоненциальной функции (3-20) отвечает на фиг. 3-18,а кривая тока  $i_c$ , включая и ее пунктирный участок. Пунктирный участок отвечает реальным значениям сеточного тока только в том случае, когда сопротивление в сеточной цепи  $R_c$  равно нулю. Наличие в сеточной цепи сеточного сопротивления конечной величины  $R_c$  ограничивает величину сеточного тока (как и при горении дуги) значением:

$$I_{c.макс} \approx \frac{E_{c0}}{R_c}. \tag{3-21}$$

Пока экспоненциально убывающая концентрация зарядов в плазме не спадет до значений, отвечающих максимально возможному току в сеточной цепи  $I_{c.макс}$ , сеточный ток фактически не меняется и определяется горизонтальным участком кривой  $i_c$ , как показано на фиг. 3-18,а. Это соответствует



Фиг. 3-18. Изменение тока и напряжения в сеточной цепи (а) и распределение потенциалов по оси разряда во время восстановления анодного запирания (б).

времени, обозначенному на фиг. 3-18 через  $\delta_{c0}$ . Толщина ионной оболочки у сетки остается в течение этого времени без изменения. Падение напряжения в оболочке, характеризуемое кривой  $u_s$  на фиг. 3-18,а, в этот период также неизменно и притом крайне мало. Напряжение  $u_s (=u_{s0})$  начинает нарастать тогда, когда  $i_c$  становится меньше, чем  $I_{c.макс}$ . Закон нарастания  $u_s$  с этого момента времени определяется из уравнения (3-14), в котором в период деионизации  $u_c$  может быть принято равным  $u_s$ , что дает:

$$u_s = E_{c0} - i_c R_c. \tag{3-22}$$

Если в качестве масштаба для напряжений принять увеличенный в  $R_c$  раз масштаб сеточного тока, то ордината  $I_{c, макс}$  определяет одновременно и напряжение запирания  $E_{c0}$ , а ординаты кривой  $i_c$  — падение напряжения в сеточном сопротивлении  $i_c R_c$ . Величина  $u_s$ , равная разности ординат  $E_{c0}$  и  $i_c R_c$ , асимптотически приближается при этом к  $E_{c0}$ .

По мере нарастания  $u_s$  и убывания сеточного тока толщина оболочки нарастает в соответствии с (2-40). Когда толщина оболочки достигает (при щелевых и решетчатых сетках) половины ширины щели  $\frac{b}{2}$ , то на основании (2-39) плотность тока равна:

$$j_{c0} = 5,45 \cdot 10^{-8} \frac{U_{s0}^{3/2}}{\sqrt{\mu \left(\frac{b}{2}\right)^2}} = c U_{s0}^{3/2}, \quad (3-23)$$

где  $U_{s0}$  — падение напряжения в оболочке в момент начала запираия;

$$c = \frac{5,45 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{\mu \left(\frac{b}{2}\right)^2}} \quad (3-24)$$

— постоянная, зависящая от рода газа, которым заполнен прибор, и ширины щели в сетке.

При совместном решении (3-23) и (3-22), записанного через плотность тока:

$$U_{s0} = E_{c0} - j_{c0} S_c R_c, \quad (3-25)$$

где  $S_c$  — приемная поверхность сетки, имеем:

$$U_{s0} + c S_c R_c U_{s0}^{3/2} = E_{c0}. \quad (3-26)$$

Вычислив по (3-26) напряжение в оболочке  $U_{s0}$  в момент запираия, мы можем далее по (3-23) найти соответствующую ему плотность тока  $j_{c0}$  и, подставив последнюю в уравнение (3-20) (записанное через плотность тока)

$$j_{c0} = j_{c0} e^{-\frac{\theta_0}{\tau}}, \quad (3-27)$$

найти интересующее нас время  $\theta_0$ .

Если исключить из уравнений (3-23) и (3-27) величину плотности тока  $j_{c0}$ , то мы получаем формулу, по которой можно непосредственно вычислить время начала запираия:

$$\theta_0 = \tau \ln \frac{j_{c0}}{c U_{s0}^{3/2}}. \quad (3-28)$$

Конфигурация сетки, размеры ее сеточных отверстий, а также род газа сказываются через численное значение  $c$ . При щелевых сетках значение постоянной  $c$  дает (3-24).

При сетке с цилиндрическими отверстиями радиуса  $r$ , когда плазма, соприкасающаяся извне с внутренней поверхностью оболочки, выполняет как бы роль катода, имеющего радиус  $r - \delta_s$ , а роль анода выполняет внутренняя поверхность сеточного отверстия, расчет толщины ионной оболочки может быть произведен по (3-46) в первой части книги при замене в ней массы электрона  $m_e$  массой иона  $m_i$  (или произведением массы водорода  $m_H$  и молекулярного веса газа  $\mu$ ).

Это приводит к значению

$$c = \frac{5,45 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{\mu} r^2 \beta^2 \left( \frac{r}{r - \delta_s} \right)}. \quad (3-29)$$

Численные значения функции  $\beta^2$ , входящей в (3-29), дает кривая на фиг. 3-18 в первой части книги. При значении  $\delta_s$ , приближающемся к  $r$ , коэффициент  $\beta^2$  близок к единице.

В сетках из проволоки с радиусом  $r$  постоянная  $c$  может быть также подсчитана по (3-29), если заменить  $r$  на  $(r + \delta_s)$  и  $(r - \delta_s)$  на  $r$  и внести вместо функции  $\beta^2$  функцию  $\beta_1^2$ , значения которой приведены в табл. 3-1.

Таблица 3-1

Значения  $\beta_1^2$  для сетки из проволоки

$\frac{r + \delta_s}{r}$	1	1,05	1,1	1,2	1,3	1,5	1,7	1,9
$\beta_1^2$	0	0,0024	0,010	0,038	0,085	0,228	0,433	0,69
$\frac{r + \delta_s}{r}$	2	3	4	5	6	7	8	9
$\beta_1^2$	0,845	2,88	6,06	9,89	14,34	19,34	24,80	30,70

Уравнение (3-28) при значениях  $c$ , соответствующих разным конфигурациям сеток, совместно с (3-25) дает, таким образом, возможность установить влияние на  $\theta_0$ : 1) размеров сеточного отверстия (ширины щели  $b$  либо радиуса отверстия  $r$ ), 2) удаленности сетки от анода и катода (влияющей на постоянную времени  $\tau$ ), 3) анодного тока  $i_a$  (сказывающегося на начальном значении сеточного тока), 4) напряжения запираания  $E_{c0}$ , 5) сеточного сопротивления  $R_c$  и, наконец, 6) рода газа, заполняющего

прибор (влияющего на молекулярный вес  $\mu$ ), и давления его  $p$  через величины  $\lambda_i$ ,  $v_i$ ,  $T_e$  и  $T_i$ , входящие в (1-126), по которой определяется постоянная времени деионизации  $\tau$ .

Отсутствует в выведенных формулах (3-25) и (3-28) еще одна величина, оказывающая также весьма заметное влияние на время восстановления запираания, а именно: высота сетки  $h$ . Влияние этой величины сказывается на условии притока ионов из пространства, окружающего сетку, внутрь сеточного отверстия. Дело в том, что концентрация оставшихся зарядов внутри отверстия быстро убывает в силу близости стенок отверстия, и поэтому дальнейшее пополнение зарядов идет за счет диффузии их из близлежащих к сетке слоев плазмы. Чем больше высота сетки, тем больше затруднена диффузия ионов внутрь сеточного отверстия, поскольку поток зарядов убывает из-за рекомбинации части зарядов на стенках отверстия. Убывающая по месту и во времени концентрация зарядов, диффундирующих внутрь сеточного отверстия, оказывает свое влияние на скорость восстановления отрицательного поля внутри отверстия, которое и определяет восстановление сеточного запираания.

Изменение по месту и времени потенциала в период восстановления запирающих свойств сетки иллюстрируют при двух толщинах сетки кривые потенциалов, приведенные на фиг. 3-18,б и в. Кривые на фиг. 3-18,б относятся к более тонкой сетке, а кривые на фиг. 3-18,в — к более толстой сетке.

Кривая 1 на фиг. 3-18,б показывает начальное распределение потенциалов в момент гашения дуги и сообщения аноду скачком отрицательного напряжения  $U_b$ . Эта кривая не отличается от кривой 1, приведенной на фиг. 2-26,б, при рассмотрении периода деионизации у газотрона.

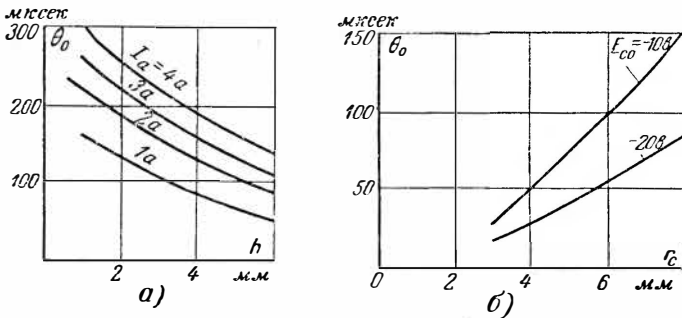
Благодаря быстрому уходу к аноду ионов из пространства сетка — анод потенциал в этом пространстве (правый участок кривой 2) хотя и несколько превышает потенциальный минимум, образующийся в сеточном отверстии, но снижается быстрее, чем потенциал в пространстве сетка — катод (левый участок кривой 2).

Степень углубления минимума в центре сеточного отверстия зависит от интенсивности диффузии зарядов от соседних с сеточной частью плазмы в глубину сеточных отверстий. Кривая 2 на фиг. 3-18,в, отвечающая сетке с большей толщиной  $h_2$ , имеет поэтому более глубокий минимум, чем кривая 2 на фиг. 3-18,б, построенная для сетки с толщиной  $h_1$ .

Еще больше углубляется разница в потенциальных минимумах при переходе к кривым 3, относящимся к более позднему моменту времени в ходе деионизации. Более глубокий потенциальный минимум обеспечивает и более быстрое восстановление запирающих свойств сетки, поэтому если в момент,

соответствующий кривым 3, сообщить аноду вместо отрицательного потенциала  $U_b$  положительный  $U_a$  (пунктирные участки 3' у кривых), то при сетке с толщиной  $h_2$  тиратрон останется запертым, в то время как при сетке с толщиной  $h_1$  он может открыться, если концентрация зарядов в остаточной плазме ещё достаточно велика.

Более быстрое снижение концентрации зарядов в сеточных отверстиях и появление здесь запирающего поля приводят к тому, что даже полное время ( $\theta_0 + \theta'$ ) восстановления сеточного запираания меньше, чем полное время деионизации разрядного промежутка (если полное время деионизации оценивать



Фиг. 3-19. Кривые зависимости времени начала сеточного запираания от высоты сетки (а) и радиуса сеточного отверстия (б).

по остаточной концентрации зарядов в  $10^6$ — $10^7$  зарядов/см<sup>3</sup>, то для полной деионизации требуется примерно от 12 до 15 постоянных времени  $\tau$ , в то время как для полного восстановления сеточного запираания требуется, как будет ниже показано, около 4—5 постоянных времени). Разница тем больше, чем больше толщина сетки и меньше диаметр сеточных отверстий.

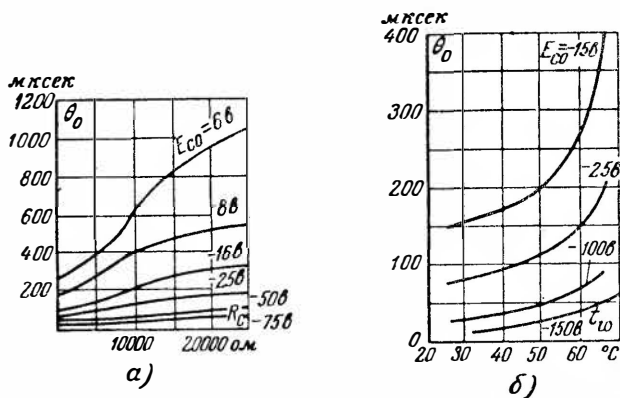
Как численно влияет высота сетки  $h$  на начало восстановления сеточного запираания, показывает семейство экспериментальных кривых на Фиг. 3-19, а, снятых А. Ф. Смирновым и Н. М. Ломакиной [Л. 37] у тиратрона типа ТР1-6/15. Многодырчатая сетка при проведении исследования заменялась однодырчатой с разными диаметрами отверстий и разных высотах сетки  $h$ . Сеточное сопротивление  $R_c$  для исключения его влияния в первых опытах бралось небольшим. Влияние анодного тока, взятого в качестве параметра в приведенном семействе кривых, сказывается на  $\theta_0$  через  $I_{c0}$ , которое увеличивается с ростом анодного тока  $I_a$ .

Построенные по результатам измерений в том же тиратроне кривые зависимости  $\theta_0$  от радиуса сеточного отверстия  $r$  при-



ведены на фиг. 3-19,б. Здесь в качестве параметра взято напряжение запирания  $E_{c0}$ . Увеличение  $|E_{c0}|$  приводит, как это видно из фиг. 3-18,б, к сокращению времени  $\theta_{c0}$ , предшествующего началу возрастания толщины оболочки, и к повышению значений  $U_{s0}$ . Оба эти фактора вызывают сокращение времени  $\theta_0$ .

На фиг. 3-20,а и б приведены экспериментальные кривые, показывающие еще зависимость  $\theta_0$  от сеточного сопротивления и давления пара (определяемого в ртутном тиратроне по темпе-



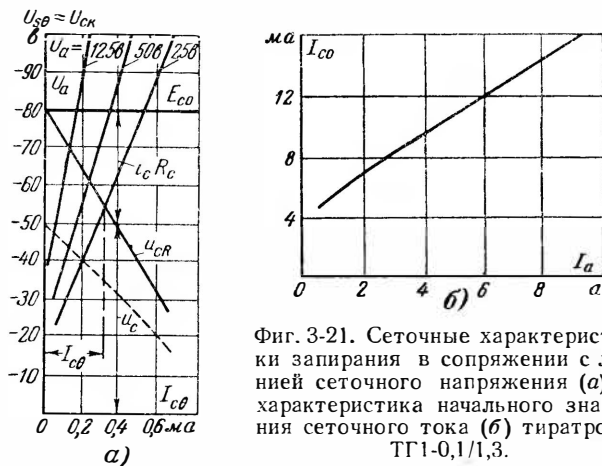
Фиг. 3-20. Кривые зависимости времени начала сеточного запирания от сеточного сопротивления (а) и температуры окружающей среды (б).

ратуре катодной горловины  $t_k = t_w$ ). Влияние обоих факторов на  $\theta_0$  также поясняет фиг. 3-18,а. С ростом  $R_c$  увеличивается  $\theta_{c0}$ , а с ростом давления замедляется нарастание кривой  $u_s$  в силу повышающейся постоянной времени убывания сеточного тока  $i_c$ .

Выяснив влияние различных факторов на время  $\theta_0$ , перейдем теперь к рассмотрению тех закономерностей, которые определяют ход нарастания кривой  $u_b$  на участке II (фиг. 3-17,б). На этом участке на величину скорости восстановления запираемых анодных напряжений также влияют как внутренние, так и внешние факторы. К внутренним факторам может быть отнесено взаимодействие положительного поля анода с нарастающим по величине отрицательным полем в отверстиях сетки, где концентрация ионов непрерывно убывает. Количественно это влияние зависит от формы и геометрических размеров анодно-сеточного узла, его конструктивных особенностей, а также от состояния газовой среды в тиратроне. К внешним факторам влияния могут быть отнесены: 1) на-

пряжение, подводимое к аноду, 2) напряжение запирания  $E_{c0}$ , действующее в цепи сетки, и 3) величина сеточного сопротивления  $R_c$ .

Количественный учет степени взаимодействия полей и зарядов внутри прибора во второй период восстановления запираемых анодных напряжений  $u_a$  может быть произведен, как это было показано в работах В. С. Драбкина, Е. К. Слущкина и Н. М. Гороховской [Л. 77] по экспериментальным сеточным характеристикам (восстановления) запирания, семейство кото-



Фиг. 3-21. Сеточные характеристики запирания в сопряжении с линией сеточного напряжения (а) и характеристика начального значения сеточного тока (б) тиратрона ТГ1-0,1/1,3.

рых для тиратрона типа ТГ1-0,1/1,3 приведено на фиг. 3-21, а. Параметром в данном семействе служит анодное напряжение. При снятии семейства сеточных характеристик восстановления запирания к аноду ступенями подводится, так же как это иллюстрировалось диаграммой на фиг. 3-17, а, постоянное анодное напряжение и при разных значениях сеточного напряжения  $E_{c0}$  устанавливается то минимальное время, когда прекращаются повторные зажигания. Отложенные на осях координат фиг. 3-21, а значения  $U_{c0}$  и  $I_{c0}$ , соответствующие этим моментам времени, определяются по осциллограммам напряжения  $u_{c,к}$  и сеточного тока  $i_c$ . Сеточный ток  $I_{c0}$  пропорционален концентрации ионов в оболочке в момент запирания и может поэтому явиться мерилем положительной составляющей поля, создаваемой ионами в сеточном отверстии, а напряжение  $U_{c0}$ , примерно равное падению напряжения в оболочке  $U_{s0}$  (так как падение напряжения в остаточной плазме между катодом и сеткой крайне мало), может служить критерием отрицательной составляющей поля, создаваемого сеткой в сеточном от-

верстии. Каждая пара значений  $I_{c\theta}$  и  $U_{c\theta}$  может поэтому служить показателем величины результирующего поля, действующего в сеточных отверстиях. Это поле должно быть тем более отрицательным, чем больше положительное напряжение  $U_a$ , сообщаемое аноду. Каждая из характеристик на фиг. 3-21,а показывает, как при неизменном  $U_a$  должны соответствовать друг другу  $U_{c\theta}$  и  $I_{c\theta}$ , чтобы обеспечить запираание.

Располагая семейством сеточных характеристик (восстановления) запираания (сообщаемым заводом-изготовителем, либо находимым самостоятельно по методу, который иллюстрировался на фиг. 3-17,б), можно найти расчетным путем участок II на характеристиках восстановления анодного запираания при любых заданных значениях  $E_{c0}$  и  $R_c$ . Метод такого расчета иллюстрируют построения, выполненные на фиг. 3-21,а. Здесь, кроме сеточных характеристик восстановления запираания ( $U_{c\theta}$ ,  $I_{c\theta}$ ), построена для одной пары значений  $E_{c0}$  и  $R_c$  линия напряжения на сеточном сопротивлении. Эта линия представляет собой прямую  $u_{cR}$ , пересекающую ось ординат в точке  $E_{c0}$  и наклоненную к горизонтальной оси под углом, тангенс которого пропорционален  $R_c$ . Точки пересечения линии  $u_{cR}$  с характеристиками ( $U_{c\theta}$ ,  $I_{c\theta}$ ) и дают те значения  $I_{c\theta}$ , при которых восстанавливается запираание для взятых в качестве параметра значений  $U_a$ . Моменты, этому соответствующие, легко определяются, поскольку сеточный ток спадает, как показывают уравнение (3-20) и кривая  $i_c$  на фиг. 3-18,а, по закону экспоненты. Из этого закона следует, что момент восстановления

$$\theta = \tau \ln \frac{I_{c0}}{I_{c\theta}}. \quad (3-30)$$

Найденное значение  $\theta$  превышает время начала восстановления  $\theta_0$ .

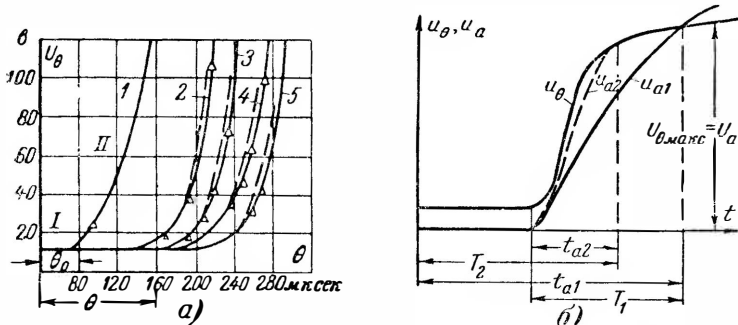
Входящее в (3-30) начальное значение сеточного тока вычисляется, как указывалось в пояснениях к формуле (3-20), при длительном анодном токе по (2-44) с учетом разных поверхностей сетки и анода. При кратковременных импульсах анодного тока начальные значения сеточного тока могут быть найдены опытным путем. Они изменяются примерно пропорционально амплитуде импульса, как показывает кривая  $i_{c0} = f(I_a)$  у тиратрона типа ТГ1-0,1/1,3 (фиг. 3-21,б).

Найденные расчетным путем значения времени восстановления у тиратрона ТГ1-0,1/1,3 на втором участке кривой  $U_\theta$  при разных величинах  $E_{c0}$  и  $R_c$  характеризуются пунктирными участками кривых на фиг. 3-22,а. Они мало отличаются от

экспериментальных значений  $U_0$ , вычерченных сплошными линиями на той же фиг. 3-22,а.

Располагая характеристиками анодного запираания, можно по границе касания с их нижним участком, как показано пунктирной кривой на фиг. 3-22,б, установить ту предельно допустимую скорость нарастания фактического анодного напряжения, которая не будет сопровождаться появлением повторных зажиганияй.

На фиг. 3-22,б, кроме кривой анодного запираания, нанесены две кривые нарастания анодного напряжения: 1) кривая  $u_{a1}$ , про-

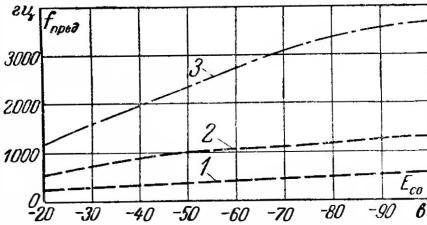


Фиг. 3-22. Аналитические и экспериментальные анодные характеристики запираания.

1 —  $E_{c0} = 80$  в,  $R_c = 1$  ком; 2 —  $E_{c0} = 80$  в,  $R_c = 49$  ком; 3 —  $E_{c0} = 80$  в,  $R_c = 98$  ком;  
 4 —  $E_{c0} = 40$  в,  $R_c = 43$  ком; 5 —  $E_{c0} = 40$  в,  $R_c = 98$  ком.

веденная сплошной линией, соответствующая заряду конденсатора  $C$  (фиг. 3-9,а) через активное сопротивление; она является начальным участком экспоненты и 2) кривая  $u_{a2}$ , проведенная пунктиром и соответствующая заряду конденсатора через индуктивность. При одной и той же примерно скорости нарастания напряжения вначале в последующем нарастание кривой  $u_{a2}$  происходит быстрее, в связи с чем предельное значение напряжения  $U_{0\text{макс}} = u_{a2}$ , при котором может зажечься тиратрон, достигается за время  $t_{a2}$ , меньшее времени  $t_{a1}$ . Это позволяет повысить предельную частоту работы релаксационного генератора до  $f_{2\text{пред}} = 1/T_2$ . Предельно достижимые частоты для тиратрона ТГ1-0,1/1,3 при заряде через активное сопротивление и индуктивность в функции от напряжения запираания  $E_{c0}$  при  $R_c = 10$  ком показывают полученные экспериментальным путем кривые 1 и 2 на фиг. 3-23. При конструировании того же типа тиратрона как импульсного, обеспечивающего меньшее время восстановления сеточного запираания в связи с уменьшением сеточной щели в нем предельная

частота при заряде через индуктивность может быть повышена до значений, характеризуемых кривой 3.



Фиг. 3-23. Кривые предельной частоты для тиратрона ТГ1-0,1/1,3.

Порядок вычисления времени восстановления проиллюстрируем следующим примером:

**Пример.** Определим начало и полное время восстановления сеточного запирания у тиратрона, заполненного криптоном, если сетка у него однощелевая с  $b = 2$  мм и  $S_c = 4$  см<sup>2</sup>, когда в сеточную цепь введено напряжение запирания  $E_{c0} = -50$  в и  $R_c = 50$  ком. Начальное значение сеточного

тока  $I_{c0} = 4$  ма. Постоянная времени деионизации у тиратрона  $\tau = 20$  мксек.

1. По (3-24) определяем постоянную

$$c = \frac{5,45 \cdot 10^{-8}}{1 \mu \left(\frac{b}{2}\right)^2} = \frac{5,45 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{82,9} \left(\frac{0,2}{2}\right)^2} = 0,6 \cdot 10^{-6}.$$

2. Подставляя найденную и известные постоянные в (3-26), имеем:

$$U_{s0} + 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 50 \cdot 10^3 U_{s0}^2 = 50,$$

или

$$U_{s0} + 0,12 U_{s0}^2 = 50.$$

Графическое решение дает  $U_{s0} = 30$  в.

3. Определяем по (3-28) начало запирания:

$$\theta_0 = \tau \ln \frac{I_{c0}}{c U_{s0}^2} = 20 \ln \frac{1 \cdot 10^{-3}}{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 30^2} = 46 \text{ мксек.}$$

4. Полное время восстановления определяем по линии падения напряжения в сеточном сопротивлении и семейству сеточных характеристик запирания, которые мы за отсутствием других данных будем ориентировочно считать такими же, как у тиратрона ТГ1-0,1/1,3 (фиг. 3-21,а).

При  $R_c = 50 \cdot 10^3$  ом и  $E_{c0} = -50$  в линия напряжения на сеточном сопротивлении пересекает характеристику при  $U_a = 125$  в при  $I_{c0} = 0,045$  ма.

5. Полное время восстановления вычисляем по (3-30):

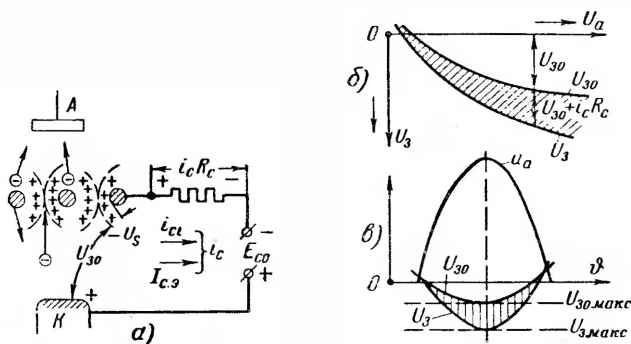
$$\theta = \theta_c + \theta' = \tau \ln \frac{I_{c0}}{I_{c0}'} = 20 \ln \frac{4}{0,05} = 90 \text{ мксек.}$$

Необходимо отметить, что в проведенном выше анализе и конкретном расчете времени восстановления нами не учитывалась еще одна составляющая тока в цепи сетки, а именно составляющая, обусловленная наличием некоторой термоэлектронной эмиссии с нагретой сетки. Сравнительная доля этой составляющей тока невелика, пока речь идет о периоде восстановления, когда ионный ток к сетке еще относительно

велик, но после спадания ионного тока до малых его значений относительное влияние термоэлектронной составляющей тока делается преобладающим, как это будет показано в следующем параграфе.

### 3-6. СМЩЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАЖИГАНИЯ ПРИ ПЕРЕХОДЕ К УСТАНОВИВШЕМУСЯ РЕЖИМУ РАБОТЫ ТИРАТРОНА

Ионы, образующие ионную оболочку в сеточном отверстии и создающие ток в сеточной цепи, сохраняются заметное время и после гашения дуги. Поэтому, если даже продолжительность непроводящей части периода относительно велика (сотая доля секунды при частоте 50  $\mu$ ц), то к моменту появления очередного положительного напряжения на аноде за-



Фиг. 3-24. Распределение напряжений в сеточной цепи (а), область зажигания (б) и пусковая область (в).

пирание сеткой разряда требует более отрицательного напряжения, чем это дает характеристика начального зажигания (§ 3-3), учитывающая, по существу, только действие полей сетки и анода.

Кроме ионной составляющей тока, обозначенной на фиг. 3-24,а через  $i_{ci}$ , через сеточную цепь тиратрона проходит еще одна составляющая тока, обусловленная термоэлектронной эмиссией сетки, нагреваемой дугой и тепловыми излучениями с катода и анода. Термоэлектронная составляющая тока  $I_{c.g}$  имеет то же направление, что и  $i_{ci}$ , поскольку электроны, уходящие от сетки к катоду и аноду, движутся в направлении, противоположном движению ионов. Полный ток в сеточной цепи в непроводящую часть периода является поэтому суммой двух его составляющих:

$$i_c = I_{c.g} + i_{ci}$$

(другими составляющими тока: током утечки и емкостным током, мы здесь пренебрегаем).

Каждая из этих составляющих зависит от ряда факторов (температуры сетки, состояния ее поверхности, величины анодного тока). Ток  $i_{c1}$  зависит в первую очередь от длительности непроводящей части периода. В начале, когда ионов в остаточной (распадающейся) плазме еще много, превалирует обычно ионная составляющая тока, но к концу непроводящей части периода, если длительность ее много больше постоянной времени деионизации  $\tau$ , преобладает термоэлектронная составляющая тока и главным образом она определяет необходимость увеличения напряжения запирающего. Действие термоэлектронной эмиссии сетки сказывается не только в том, что она увеличивает ток в сеточной цепи, но и в том, что электроны, уходящие с обращенной к аноду стороны сетки и не проходящие, как это показано на фиг. 3-24,а, через отверстия сетки, участвуют вместе с тем в формировании дуги на тех же основаниях, что и электроны, проходящие через отверстия в сетке. Это значит, что для предупреждения формирования разряда поток электронов через сетку должен быть уменьшен, что требует усиления отрицательного поля сетки. Полное напряжение, которое должно быть введено в сеточную цепь, чтобы обеспечить запирающее, определяется в этом случае из равенства

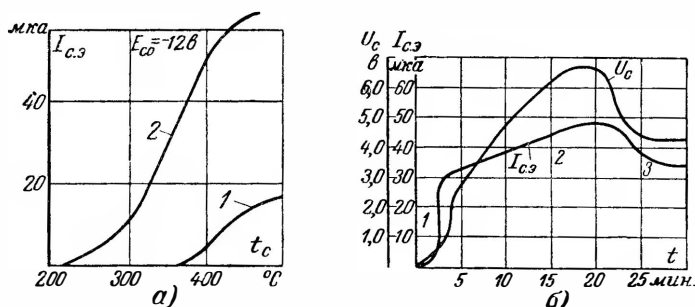
$$U_s = U'_{s0} + U_s + (I_{c,s} + I_{ci})R_c. \quad (3-31)$$

Первое слагаемое в правой части  $U'_{s0}$  определяет собой ту долю напряжения, которая характеризует отрицательное поле сетки. При наличии эмиссии с сетки оно и должно быть более отрицательным, чем  $U_{s0}$ , которое вводилось при рассмотрении характеристики начального зажигания. Два других слагаемых в (3-31) учитывают падение напряжения в оболочке и в сеточном сопротивлении. Все слагаемые в правой части имеют один и тот же знак, как это можно видеть из разметки полярности на схеме фиг. 3-24,а.

Рост  $U'_{s0}$  против  $U_{s0}$  и наличие еще двух слагаемых в правой части (3-31) приводят к тому, что и отражающее это уравнение характеристика зажигания смещается вниз против  $U_{s0}$ , как это показано на фиг. 3-24,б. Соответственно смещается вниз и пусковая характеристика (которая строится по характеристике зажигания), как показано на фиг. 3-24,в.

Так как смещение характеристики (называемое также разбегой) зависит от величин ионного и термоэлектронного токов, которые могут изменяться с изменением нагрузочного режима тиратрона и физического состояния среды в нем, то действительная характеристика зажигания и соответствующая ей пусковая характеристика могут занимать любое положение

в пределах заштрихованных на фиг. 3-24,б и в областей. Вместо характеристик зажигания и пусковой мы приходим, таким образом, к области зажигания (фиг. 3-24,б) и соответствующей ей пусковой области (фиг. 3-24,в). Верхней границей в области зажигания служит характеристика начального зажигания  $U_{30}$ , а в пусковой области — соответствующая ей начальная пусковая характеристика. Нижней границей области зажигания служит та характеристика зажигания, которая отвечает предельному по техническим условиям режиму работы тиратрона. Численное значение величины разбежки, вносимой



Фиг. 3-25. Кривые термоэлектронного тока в функции температуры сетки (а) и времени нагрева ее (б).

в число нормальных каталожных параметров прибора, определяется по ширине пусковой области, соответствующей максимальному значению прямого напряжения на аноде  $U_a$ , допускаемому данным типом тиратрона.

Количественный анализ влияния различных факторов на величину разбежки начнем с термоэлектронного тока. Эмиссия электронов с сетки начинается при температурах, много меньших, чем у чистых металлов, в силу того, что поверхность сетки активируется оседающими на ней продуктами испарения и распыления с катода. При каких температурах появляется эмиссия при чистой и загрязненной поверхности сетки, можно судить по кривым на фиг. 3-25,а. Кривая 1 показывает, как растет термоэмиссионный ток у черненой никелевой сетки, поверхность которой была предварительно очищена ионной бомбардировкой от налетов с катода, а кривая 2 определяет ток у сетки, не подвергавшейся предварительной очистке от осевшего на нее налета с катода. В то время как у чистой сетки заметная термоэмиссия начинается при температуре сетки  $t_c = 350 - 400^\circ\text{C}$  и нарастает она относительно медленно, при сетке с загрязненной поверхностью токи термоэмиссии (в том же тиратроне) появляются уже при температуре  $200 - 250^\circ\text{C}$  и нарастают они относительно быстро.



Для того чтобы получить возможно меньшие термоэлектронные токи, сетка защищается в доступной мере от осаждения на нее продуктов испарения путем установки промежуточного экрана и удаления сетки от катода и ограничивается вместе с тем до максимально возможной степени ее температура путем увеличения поверхности охлаждения сетки (приварка ребер) и повышения ее излучательной способности (чернение сетки). Кроме температуры, на величину сеточного тока, особенно на долю его, возникающую от эмиссии электронов со стороны сетки, обращенной к катоду, оказывает также влияние напряжение сетка—катод  $U_c$ . С ростом  $U_c$  составляющая термоэлектронного тока заметно нарастает.

При относительно небольших значениях  $U_c$  доля тока  $I_{c,э}$ , уходящая к катоду, может быть ограничена объемным зарядом электронов, и поэтому даже небольшие изменения  $U_c$  сказываются на величине сеточного тока.

Рост величины термоэлектронной составляющей тока и обусловливает расширение области зажигания по мере перехода к большим значениям  $U_a$ .

Действие термоэлектронного тока на положение характеристики зажигания сказывается не сразу после включения прибора на нагрузку, а только после нагрева сетки до температуры, при которой становится уже возможной термоэмиссия электронов сеткой.

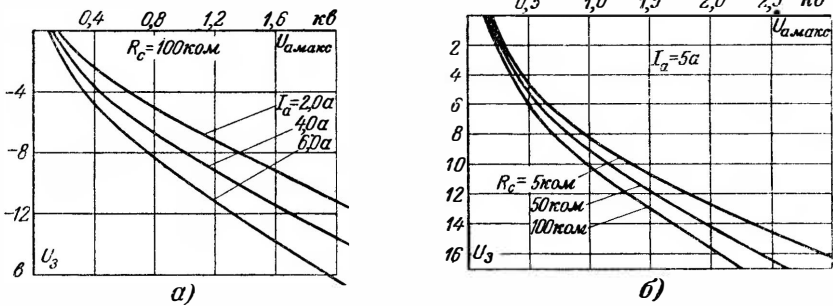
Ход изменения термоэлектронного тока во времени с момента включения тиратрона на нагрузку и соответствующее ему нарастание разбежки показывают у тиратрона типа ТГ1-5/2 кривые  $I_{c,э}$  и  $U_c$  на фиг. 3-25, б.

Разная скорость нарастания кривой сеточного тока на участках 1 и 2 объясняется неодинаковыми постоянными времени нагрева сетки и анода, излучающего по мере нагрева его часть своего тепла сетке. Снижение кривой термоэлектронного тока до установления конечного режима (участок 3) может быть объяснено возрастающей во времени степенью очистки поверхности сетки ионной бомбардировкой. Резкого уменьшения термоэлектронного тока и обусловленной им величины разбежки удалось добиться у того же типа тиратрона (ТР1-5/2), когда (по предложению Ф. М. Цадыковича) его оксидный катод был отодвинут на большее расстояние от сетки и между ними был размещен второй параллельно ему включенный маломощный вольфрамовый катод, при помощи которого осуществлялось только начальное зажигание дуги в тиратроне.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния остаточных ионов возле сетки, вызывающих необходимость компенсации полем сетки поля положительного заряда ионов, ток которых, кроме

того, создает падение напряжения в сеточном сопротивлении. Степень влияния ионной составляющей сеточного тока на разбежку зависит: 1) от величины анодного тока, определяющего собой начальную, а следовательно, и конечную концентрацию ионов в сеточном отверстии и тем самым величину  $U_s$  в (3-31); 2) от величины сеточного сопротивления  $R_c$ , от которого зависит значение слагаемого  $I_{ci}R_c$  в той формуле, и 3) от общей продолжительности непроводящей части периода, которая сказывается на конечной концентрации ионов в сеточном отверстии и тем самым на величине  $U_s$ .

На фиг. 3-26,а представлено найденное экспериментально семейство характеристик зажигания, снятое у тиратрона типа



Фиг. 3-26. Характеристики зажигания тиратрона при различных анодных токах (а) и сеточных сопротивлениях (б).

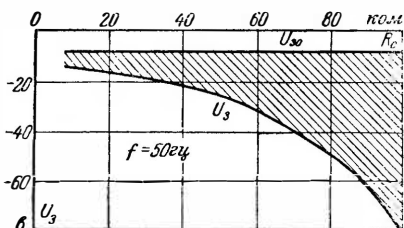
ТГ1-5/2 при разных значениях анодного тока. Эти характеристики учитывают одновременно и влияние термоэлектронного тока, поскольку последний неотделим от полного сеточного тока. С ростом анодного тока характеристика зажигания снижается, так как растет начальная, а следовательно, и конечная концентрация ионов, соответствующая моменту появления положительного напряжения на аноде.

На фиг. 3-26,б приведено семейство характеристик, снятое у тиратрона типа ТР1-5/2 до его модернизации при различных сеточных сопротивлениях. Характеристики удалось в последующем сблизить до максимальной величины расхождения в 0,3—0,5 в сеточного напряжения путем введения в тиратрон вольфрамового катода.

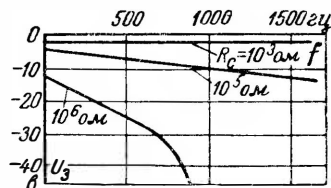
Для оценки предельных значений сеточных сопротивлений  $R_c$ , которые могут быть приняты для данного типа тиратрона (такие рекомендации обычно даются в каталожных параметрах), может служить кривая нарастания разбежки по мере увеличения сеточного сопротивления. Ее можно получить, измеряя напряжение, при котором происходит зажигание дуги

в тиратроне до продолжительного горения дуги в нем и минимально необходимое напряжение запирания при разных сеточных сопротивлениях  $R_c$  после некоторого периода горения дуги, достаточного для установления теплового режима у анодно-сеточного узла в тиратроне. Первую зависимость показывает прямая, параллельная оси абсцисс на фиг. 3-27. Потенциал зажигания дуги до нагрева сетки не меняется. После нагрева сетки потенциал запирания приходится делать все более отрицательным, с тем чтобы компенсировать возрастание падения напряжения  $I_{c,э}R_c$ .

Нелинейное нарастание  $U_3$  на фиг. 3-27 обусловлено тем, что одновременно с  $R_c$  несколько нарастает, как об этом уже



Фиг. 3-27. Изменение разбежки в функции от сеточного сопротивления при постоянной частоте.



Фиг. 3-28. Зависимость напряжения зажигания от частоты при постоянном сеточном сопротивлении.

говорилось, и величина  $I_{c,э}$ . Предельно допустимая величина  $R_c$  соответствует уходу кривой круто вниз. Чем меньше продолжительность непроводящей части периода, тем больше сказываются на величине разбежки значения анодного тока и сеточного сопротивления.

В режиме выпрямления тока продолжительность непроводящей части периода (при заданных параметрах нагрузочной цепи и угле управления  $\alpha$ ) обратно пропорциональна частоте питающего напряжения. С ростом частоты конечная концентрация остаточных ионов в момент появления положительного напряжения на аноде повышается. Это приводит к одновременному росту  $I_{ct}R_c$  и  $U_s$ . Ход изменения запирающего потенциала в функции от частоты при различных сеточных сопротивлениях показывает семейство кривых на фиг. 3-28. Резкий уход вниз характеристики указывает на ту предельную частоту, при которой тиратрон полностью теряет свою управляемость. При  $R_c = 10^6$  Ом у рассматриваемого типа тиратрона предельная частота  $f$  лежит в границах 700—800 Гц. При меньшем сеточном сопротивлении предельная частота повышается до 1500—2000 Гц. В том же направлении, в котором действует на разбежку повышение частоты питания,

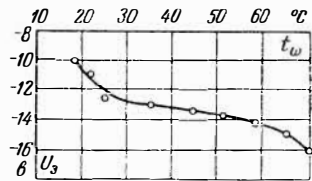
влияет и повышение давления газа. Повышение давления приводит к повышению постоянной времени деионизации, что повышает конечную концентрацию ионов в сеточном отверстии. Такое влияние прежде всего сказывается в ртутных тиратронах, у которых давление паров сильно зависит от температуры окружающей среды  $t_w$ . Численно эту зависимость у тиратрона типа ТР1-6/15 характеризует кривая нарастания (по абсолютной величине) напряжения зажигания  $U_3$  с ростом температуры окружающей среды  $t_w$  (фиг. 3-29). Кроме рассмотренного фактора, некоторое влияние на величину разбежки также может оказать ток утечки по стеклу и другим изоляционным деталям между сеткой и катодом прибора. При достаточно совершенной изоляции ток утечки между вводом сетки и катодом не превышает обычно сотых долей микроампера и им можно пренебречь. Положение заметно меняется, когда поверхностная проводимость сеточных изоляторов повышается из-за напыления на них металла или графита. В этом случае ток утечки может стать соизмеримым с другими составляющими тока в сеточной цепи и даже превзойти их. Такой тиратрон быстро теряет управляемость из-за повышения падения напряжения в сеточном сопротивлении.

Нестабильность режима работы сеточной цепи (изменение разбежки) может быть вызвана также изменением в процессе работы тиратрона контактной разности потенциалов между сеткой и катодом в силу периодического напыления и последующего сброса активного вещества с поверхности сетки при бомбардировке ее ионами сеточного тока.

### 3-7. ПАДЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ПОТЕРИ МОЩНОСТИ В ТИРАТРОНЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ

Отличие в режиме горения дуги в тиратроне по сравнению с газотроном (явления в дуге которого были рассмотрены в § 2-4) заключается в том, что дуга сужается при прохождении через сеточные отверстия. В какой мере происходит это сужение, зависит от отношения сечения просветов в отверстиях сетки к общему сечению разряда.

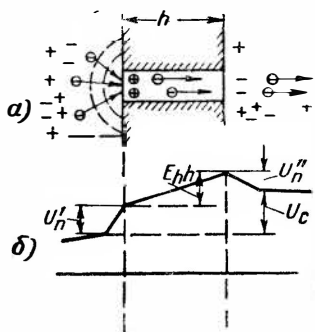
В месте сужения дуги (фиг. 3-30,а) появляется добавочное падение напряжения  $\Delta U_c$ , которое, как это видно из графика фиг. 3-30,б, суммируется из входного  $U_n'$  и выходного  $U_n''$  падений потенциала, а также из повышенного падения напряжения  $E_n h$  в канале сеточного отверстия.



Фиг. 3-29. Зависимость напряжения зажигания от температуры охлаждающей среды.

Подъем потенциала  $U_n'$  у входа обусловлен тем, что плотность тока при входе в отверстие повышается. Повышение плотности тока достигается и за счет повышения концентрации зарядов в отверстии сетки, и за счет увеличения скорости движения зарядов (в первую очередь электронов), проходящих через сеточные отверстия.

Повышение концентрации и скорости электронов у входа в отверстие достигается за счет автоматически появляющегося здесь электрического поля, собирающего электроны из прилегающего к отверстию участка плазмы, как это схематически



Фиг. 3-30. Процессы в сеточном отверстии (а) и соответствующая кривая изменения потенциала (б).

показано на фиг. 3-30,а. Это поле создается избыточным положительным зарядом ионов, возникающим у входа в отверстие в процессе установления режима в связи с превышением вначале числа электронов, уходящих через сеточное отверстие, над числом их, приходящих сюда из плазмы разряда. Избыточный положительный заряд у входа в отверстие удерживается и при стационарном разряде благодаря повышенной интенсивности ионизации газа у входа в отверстие электронами, приобретшими дополнительную энергию. Избыточному положительному заряду у входа

в отверстие и соответствует входной подъем потенциала  $U_n'$ .

В самом отверстии продольная напряженность поля  $E_h$  также больше, чем в плазме разряда, что обусловлено более близким расположением стенок в отверстиях сетки. Более интенсивный уход зарядов к стенкам отверстия компенсируется здесь и более интенсивной ионизацией газа в просвете сеточного отверстия. Та часть электронов, которая в ионизации газа в сеточном отверстии не участвует либо участвует мало, выходит из отверстия с повышенными скоростями (повышенной кинетической энергией).

При достаточно близком расположении анода часть быстрых электронов, попадая на анод, передает ему свою повышенную кинетическую энергию, а другая их часть тратит свою энергию на ионизацию газа, формируя плазму между сеткой и анодом. Когда анод удален от сетки на расстояние, большее, чем средний свободный пробег, вся энергия, накопленная электронами, тратится на образование плазмы. В том и другом случае выходящие из отверстия в некотором избытке электроны создают облако отрицательного объемного

заряда за сеткой, в связи с чем у выхода из сеточного отверстия имеет место некоторое снижение потенциала  $U_n''$ . Поле, соответствующее этому падению напряжения, затормаживает частично электроны по выходе их из отверстия, снижая несколько скорость электронов, прошедших сеточные отверстия.

В соответствии с ходом кривой потенциалов на фиг. 3-30,б суммарное падение напряжения в сеточном отверстии выражается следующим равенством:

$$\Delta U_c = U_n' - U_n'' + E_h h = \Delta U_n + E_h h. \quad (3-32)$$

Через  $\Delta U_n = U_n' - U_n''$  обозначено здесь так называемое переходное падение напряжения в сеточном отверстии.

Падение напряжения в сеточных отверстиях  $\Delta U_c$  и в отверстиях тепловых экранов  $\Delta U_{\text{Э}}$  увеличивает общее падение напряжения в дуге тиратрона до значения

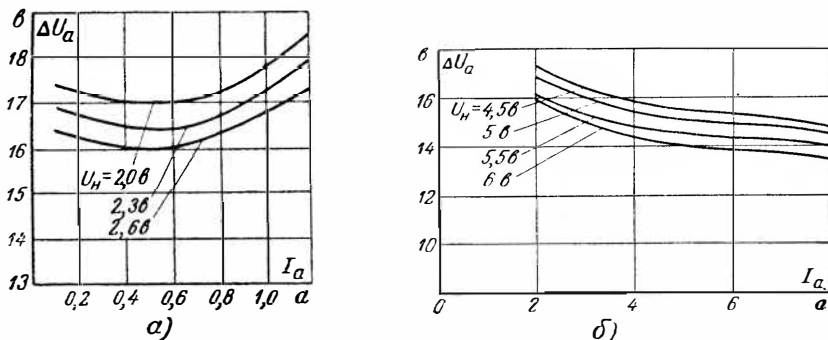
$$\Delta U_a = \Delta U_K + E_l l + \Delta U_c + \Delta U_{\text{Э}} + \Delta U_A. \quad (3-33)$$

В силу относительно близкого расположения анода к катоду в промышленных типах тиратронов падение напряжения в плазме так же мало, как и в газотронах. Поэтому полное падение напряжения в тиратронах включает: 1) подъем потенциала в катодной части разряда  $\Delta U_K$ , 2) переходные падения напряжения в отверстиях сетки  $\Delta U_c$  и тепловых экранов  $\Delta U_{\text{Э}}$  и, наконец, анодное падение напряжения  $\Delta U_A$ . Последняя величина в тиратронах большей частью отрицательна, что обусловлено большей энергией электронов, входящих в пространство сетка—анод после прохождения ими сеточного отверстия.

На зависимость полного падения напряжения от анодного тока, выражающую собой вольтамперную характеристику прибора, оказывают влияние не только геометрический путь для дуги и места ее сужения, но и плотность газовой среды, которой заполнен прибор. Типичными для прибора, заполненного инертным газом, являются вольтамперные характеристики, семейство которых, относящееся к тиратрону прежнего исполнения (типа ТГ-213), приведено на фиг. 3-31,а. При начальном увеличении тока падение напряжения в приборе слегка уменьшается, что объясняется возрастающим с током влиянием ступенчатой ионизации газа, снижающей катодное падение потенциала. При последующем возрастании тока падение напряжения в дуге возрастает в силу увеличения переходных падений напряжения в местах сужения дуги.

С ростом напряжения накала  $U_n$  вольтамперная характеристика у тиратронов, так же как у газотронов, снижается в силу того, что растет ток собственной эмиссии катода  $I_p$ , приводящий к снижению потенциального минимума в электронном облаке, что в конечном итоге приводит к уменьшению катодного падения потенциала  $\Delta U_K$ .

Для ртутных тиратронов (фиг. 3-31,б) более характерно спадание вольтамперной характеристики во всем диапазоне нормальных токов нагрузки, как это показывает семейство характеристик, относящееся к тиратрону TP1-6/15. Такое сни-



Фиг. 3-31. Вольтамперные характеристики газонаполненного (а) и ртутного (б) тиратронов.

жение объясняется повышением с ростом тока давления пара в тиратроне в силу большего подогрева катодной горловины. Повышение давления приводит к уменьшению падения напряжения прежде всего в местах сужения дуги.

Уменьшение во времени плотности газа у газонаполненных приборов приводит к постепенному повышению вольтамперной характеристики. Это повышение становится особенно заметным тогда, когда давление газа в приборе падает ниже некоторого минимума.

Полное падение напряжения в тиратроне  $\Delta U_a$  определяет при заданном токе нагрузки электрическую мощность, преобразуемую в тиратроне в тепло. Это тепло воспринимается сеткой, анодом и другими внутренними деталями тиратрона, а также стенкой. Так как все детали, расположенные внутри тиратрона, излучают затем свое тепло на стенку, то в конечном итоге все тепло, включая и тепло, рассеиваемое катодом (получаемое за счет мощности цепи накала), передается стенке.

Электрическая мощность, теряемая в сетке и преобразующаяся на ней в тепло, может быть приближенно оценена по произведению

$$E_h h I_a = \Delta P_c, \quad (3-34)$$

где  $E_h h$  — падение напряжения в канале сетки (фиг. 3-30, б).

Составляющая переходного падения напряжения в сеточном отверстии  $\Delta U_n$  при достаточно близком расположении анода к сетке (что для большинства промышленных типов тиратронов имеет место) определяет собой приближенно ту добавочную мощность, которую получает анод в силу повышенной кинетической энергии у приходящих к нему электронов. Эта составляющая равна:

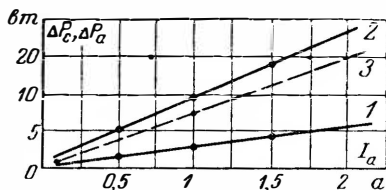
$$\Delta U_n I_a = \Delta P'_a. \quad (3-35)$$

Величины  $\Delta P_c$  и  $\Delta P'_a$  были измерены экспериментально Н. М. Кантор в образце тиратрона, выполненного по типу ТГ 1-2,5/4, но со сменной сеткой, имевшей разные высоты и различные диаметры отверстия. Результаты измерений  $\Delta P_c$  и  $\Delta P'_a$  в функции от тока нагрузки  $I_a$  показывают кривые на фиг. 3-32. Эти кривые мало отличаются от прямых.

Прямая 1 показывает мощность, теряемую в сетке при высоте ее  $h = 4$  мм и диаметре отверстия  $D = 3$  мм. Прямая 2 определяет потери мощности на аноде тиратрона при наличии сетки, а пунктирная кривая 3 — потери мощности на аноде при снятой сетке, т. е. тогда, когда тиратрон превращен в газотрон. Разность ординат прямых 2 и 3 определяет поэтому увеличение электрической мощности, теряемой на аноде в силу возрастания энергии электронов от действия переходного падения напряжения.

Прямолинейный ход измеренных зависимостей говорит о том, что переходное падение напряжения  $\Delta U_n$  и падение напряжения внутри отверстия  $E_h h$  сохраняют при малых анодных токах примерно постоянные значения, определяемые отношениями мощности к соответствующему току (в данном случае  $\Delta U_n = 2$  в и  $E_h h = 3$  в).

Как зависит мощность, теряемая в сеточном отверстии, от диаметра отверстия, показывает для однодырчатой сетки (при высоте сетки  $h = 4$  мм) кривая на фиг. 3-33.



Фиг. 3-32. Потери мощности на аноде и на сетке.

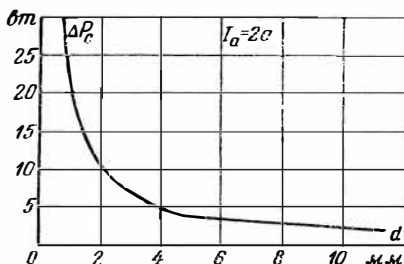


Увеличение высоты сетки вызывает, как это показывает кривая на фиг. 3-34, почти пропорциональное повышение теряемой в сетке мощности.

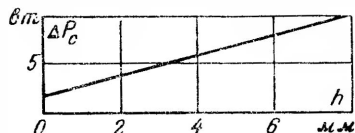
Полная электрическая мощность, передаваемая аноду и преобразуемая на нем в тепло, определяется из равенства

$$\Delta P_A = I_a \left[ \varphi + \frac{2kT_e}{e} + \Delta U_n + (\Delta U_A) \right], \quad (3-36)$$

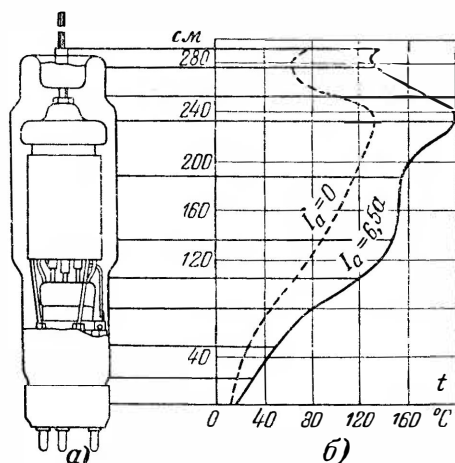
где  $\varphi$  — работа возврата электронов, равная работе выхода;  
 $\frac{2kT_e}{e}$  — средняя энергия электронов в плазме разряда.



Фиг. 3-33. Потери мощности на сетке в функции диаметра сеточного отверстия.



Фиг. 3-34. Потери мощности на сетке в функции от высоты сетки.



Фиг. 3-35. Распределение температуры по оболочке тиратрона.

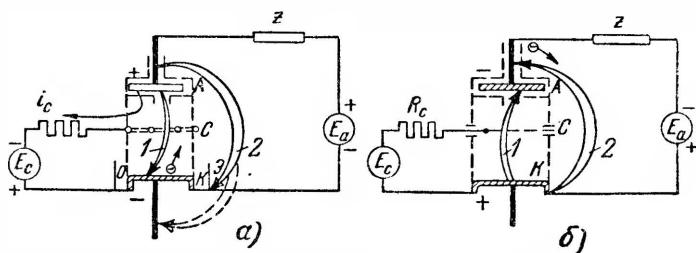
По полной мощности, теряемой в дуге и рассеиваемой катодом, подсчитывается температура стенок, а по теплу, рассеиваемому анодом и сеткой, находятся температуры последних.

Как примерно распределяется температура по стенке колбы тиратрона, показывают снятые у тиратрона типа ТР1-6/15 (фиг. 3-35, а) кривые на фиг. 3-35, б. Пунктирная кривая показывает нагрев при отсутствии анодного тока (холостой ход), а сплошная кривая — при полном токе тиратрона. Из хода кривых видно, что температурный максимум у колбы приходится на участок ее, расположенный против анодного узла. Объясняется это тем, что даже при холостом ходе основную часть тепла от катода принимает вначале анод, передающий его затем стенкам. Непосредственное излучение из катода меньше в силу тепловой экранировки его.

### 3-8. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПРЯМОГО И ОБРАТНОГО НАПРЯЖЕНИЙ

У двухэлектродного прибора (газотрона) мы интересовались только предельным значением обратного напряжения, выдерживаемого прибором без развития в нем обратного зажигания. У тиратрона наряду с предельным значением обратного напряжения важно также знать то максимальное прямое напряжение, которое сетка может надежно запирает при напряжении  $E_{c0}$ .

В качестве верхней границы для напряжения запираения  $E_{c0}$  принимают обычно 60—80 в, так как при более отрицательных напряжениях на сетке становится заметной интенсивность



Фиг. 3-36. Пути прямого (а) и обратного (б) пробоев в тиратроне.

распыления сетки при бомбардировке ее ионами и, кроме того, повышается поглощение газа сеткой. При отрицательных напряжениях, превышающих 100 в, не исключена также возможность появления обратных зажиганий непосредственно на сетке, что приводит к нарушению режима сеточного управления тиратроном.

Дуга прямого зажигания может развиваться в тиратроне как через сетку по (короткому) пути, схематически обозначенному на фиг. 3-36, а стрелкой 1, так и минуя сетку по (длинному) пути, схематически обозначенному на фиг. 3-36, а стрелкой 2. Точно так же и дуга обратного зажигания может развиваться и через сетку по (короткому) пути, указанному на фиг. 3-36, б стрелкой 1, так и вне сетки по (длинному) пути, как указано на фиг. 3-36, б стрелкой 2.

Пробой по длинным путям (как прямой, так и обратный) начинается обычно с тлеющего разряда, переходящего затем в дуговой. Возникновение тлеющего разряда имеет место тогда, когда приложенное к прибору напряжение начинает превосходить то, которое соответствует кривым пробивных напряжений в двухэлектродном приборе (фиг. 1-20 и 2-28). Пробой по длинному пути может быть предотвращен при надежной защите ввода к аноду и при окружении анода металличе-

ским экраном, электрически связанным с катодом. Это приводит к сильному сокращению возможного пути пробоя.

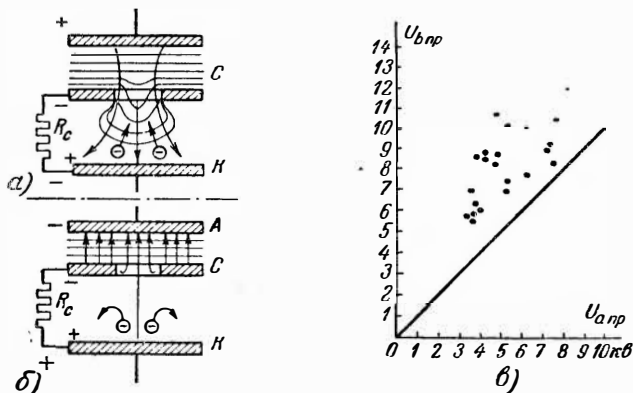
В газонаполненных приборах, в которых давление газа из-за поглощения его стенками и электродами не может быть взято меньшим чем 60—80 *мкн* рт.ст., к экранировке приходится прибегать при напряжениях, превышающих 1—1,5 *кв*, в то время как в ртутных тиратронах, у которых давление не превышает 6—8 *мкн* рт.ст., экранировка анода начинает применяться только при напряжениях, превышающих 12—15 *кв*. Тиратроны, у которых анод окружен металлическим экраном, получили название экранированных.

Прямые и обратные пробои по коротким путям различаются между собой как причиной их возникновения, так и закономерностями, определяющими их развитие. В то время как возникновение дуги прямого зажигания по короткому пути имеет место в большинстве случаев из-за прекращения по тем или иным причинам запирающего действия сетки, возникновение обратного зажигания в тиратроне, так же как и в газотроне, может явиться результатом: 1) перехода обратного тока (тока несамостоятельного разряда) в самостоятельный дуговой разряд без перехода через стадию тлеющего разряда (это характерно для начала непроводящей части периода) либо 2) появления в начале тлеющего разряда, переходящего затем в дуговой (что характерно для участка максимальных значений обратного напряжения). Если бы даже не было условий, облегчающих прямое зажигание по сравнению с обратным, в виде непрерывной эмиссии электронов с оксидного катода, нагретого до высоких температур, и уменьшения работы выхода сетки из-за покрытия ее налетом продуктов испарения из катода, то и тогда напряжение прямого зажигания должно было быть несколько меньше напряжения обратного зажигания, поскольку при положительном аноде по отношению к катоду и к сетке (фиг. 3-37, *а*) сеточные отверстия больше нарушают однородность поля, формирующего пробой, чем при обратном напряжении, когда сетка положительна по отношению к аноду (фиг. 3-37, *б*). В какой мере обратные пробивные напряжения могут превышать прямое, показывает для одного из типов тиратронов (тип ТГИ2-200/3,5) диаграмма, приведенная на фиг. 3-37, *в*. Точки на этой диаграмме показывают те значения прямого и обратного напряжений (шкалы которых нанесены на осях координат), при которых имеет место прямое (при предельном значении  $E_{c0}$ ) либо обратное зажигание. В пределах каждой группы точек имеются такие, которые относятся только к прямым зажиганиям, и такие, которые относятся только к обратным зажиганиям. Если бы пробои соответствовали одинаковым значениям прямого и обратного напряжений, то экспериментальные точки лежали бы близко

к сплошной прямой, проведенной из начала координат с наклоном в  $45^\circ$ . Расположение точек над прямой говорит о более высоких достижимых значениях  $U_b$ .

Зависимость повторяемости обратных зажигания от величины обратного напряжения в тиратронах примерно та же, что и в газотронах, и поэтому кривые, приведенные на фиг. 2-28 и 2-29, сохраняют свою силу и для тиратронов.

Максимальные значения прямых напряжений, при которых имеет место пробой, зависят не только от расстояния между



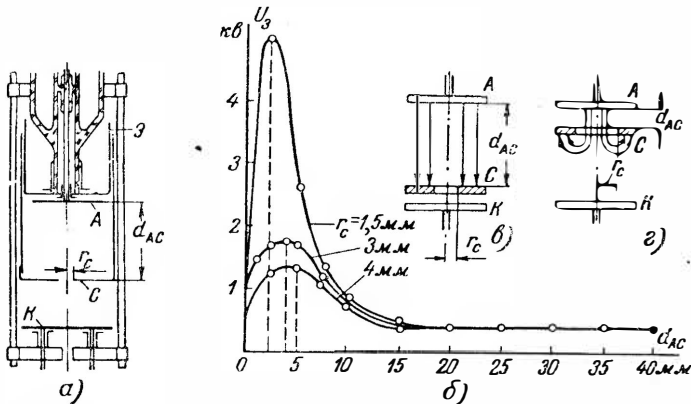
Фиг. 3-37. Поле в тиратроне при различных положениях сетки (а и б) и соотношение напряжений пробоя и обратного зажигания (в).

основными электродами—анодом и катодом—и рода, и давления газа, которым заполнен тиратрон, но и от расположения сетки и размеров отверстий в ней.

О степени влияния размеров сеточных отверстий и удаления сетки от анода можно судить по результатам измерений, проведенных Г. Е. Макаром-Лимановым и В. И. Рыженко, в экспериментальном макете тиратрона, разрез которого показан на фиг. 3-38, а. Особенности макета заключаются в том, что у него: а) все три электрода плоские, б) оксидный накаливаемый катод заменен холодным никелевым катодом и в) сетка сделана подвижной для возможности изменения расстояния между сеткой и анодом. Заполнялся тиратрон различными газами: криптоном, ксеноном и водородом. Кривые, отражающие результаты проведенных измерений максимально допустимых значений прямого напряжения в функции от расстояния между сеткой и анодом  $d_{AC}$  при заполнении прибора криптоном, приведены на фиг. 3-38, б. Каждая из кривых относится к определенному радиусу сеточного отверстия  $r_c$ . Особен-

ностью кривых является прежде всего наличие у них максимума. Участок кривой справа от максимума близко соответствует кривой пробивного напряжения в двухэлектродном приборе при заполнении его также криптоном (фиг. 2-28). Этому участку соответствует столь большое удаление сетки от анода (фиг. 3-38, в), при котором проницаемостью сетки можно пренебречь, считая, что поле между сеткой и анодом однородно.

При более близком расположении сетки к аноду (3-38, г) или увеличении радиуса сеточного отверстия заметная часть силовых линий поля проникает через сеточные отверстия, до-



Фиг. 3-38. Зависимость напряжения пробоя (б) от положения сетки (а, в и г).

стигая обращенной к катоду стороны сетки либо непосредственно катода. Пути, по которым становится при этом возможен пробой, удлиняются, превышая фактическую длину промежутка между сеткой и анодом. Это приводит к снижению напряжения пробоя. Такое снижение тем больше, чем ближе сетка к аноду.

Проведенные измерения прямых напряжений при разных сеточных отверстиях и различных газах позволяют воспользоваться некоторыми обобщениями в отношении местоположения сетки, при котором достигается максимум пробивного напряжения, а также дать приближенную оценку величине этого максимума. Максимум пробивного напряжения при плоских электродах и однодырчатой сетке достигается тогда, когда сетка удалена от анода на расстояние  $d_{AC}$ , примерно равное 1,3—1,5 радиуса сеточного отверстия  $r_c$ . Величина достигаемого при этом напряжения равна значению пробивного напряжения, достигаемому в двухэлектродном приборе при

расстоянии между электродами, примерно равном 1,9—2,2 радиуса сеточного отверстия.

В тиратронах нормального исполнения, у которых катодом служит не холодный металл с чистой поверхностью, а накаливаемый оксидный катод и поверхность сетки загрязнена следами продуктов испарения с катода, прямое зажигание облегчается. Поэтому предельные значения прямого пробивного напряжения получаются ниже, чем в опытном макете с холодным металлческим катодом. Возникновению дуги между анодом и катодом предшествует в тиратронах нормального исполнения исчезновение запирающего действия сетки в силу появления темного, а затем тлеющего разрядов между анодом и сеткой. Электроны, уходящие при таком разряде к аноду от обращенной к нему стороны сетки, создают предразрядный ток, при котором в тиратроне зажигается дуга. Предельные значения прямого напряжения, при котором такой разряд развивается, могут быть вычислены, так же как и в двухэлектродном приборе, из уравнения (1-68):

$$(e^{\alpha d} - 1) \gamma = 1. \tag{3-37}$$

Коэффициент ионизации  $\alpha$  определяется здесь по напряженности поля между сеткой и анодом, которая в предположении, что поле между анодом и сеткой однородно, равна:

$$E = \frac{U_{AC}}{d_{AC}} = \frac{U_a + |U_c|}{d_{AC}}. \tag{3-38}$$

Функциональную связь между  $E$  и  $\alpha$  дает (1-53), а также кривые на фиг. 1-17,а. Значение коэффициента эмиссии от ионной бомбардировки  $\gamma$  дает табл. 1-5, а также кривые на фиг. 1-18.

Для оценки того, какое примерно значение  $U_{a \max}$  может быть достигнуто в газонаполненном неэкранированном тиратроне рассмотрим следующий пример.

**Пример.** Определим предельное значение прямого напряжения у тиратрона, заполненного аргоном при давлении  $p_0 = 0,15$  мм рт. ст., если сетка из никеля удалена от анода на расстояние  $d_{AC} = 2$  см.

1. Вначале определяем из (3-37) минимально необходимый для пробоя коэффициент ионизации газа  $\alpha$  при данном  $d$  и находим из фиг. 1-18 для аргона и никеля коэффициенте  $\gamma = 0,017$

$$\alpha = \frac{1}{d_{AC}} \ln \left( \frac{1}{\gamma} + 1 \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{0,026} + 1 \right) = 1,94.$$

2. Находим далее по (1-53) ту напряженность поля  $E$ , при которой достигается требуемое значение  $\alpha$ . При значениях  $A = 13,6$  и  $B = 235$ , найдем для аргона из табл. 1-4:

$$E = \frac{B p_0}{\ln \frac{p_0 A}{\alpha}} = \frac{235 \cdot 0,15}{\ln \frac{0,15 \cdot 13,6}{1,94}} = 600 \text{ в/см.}$$

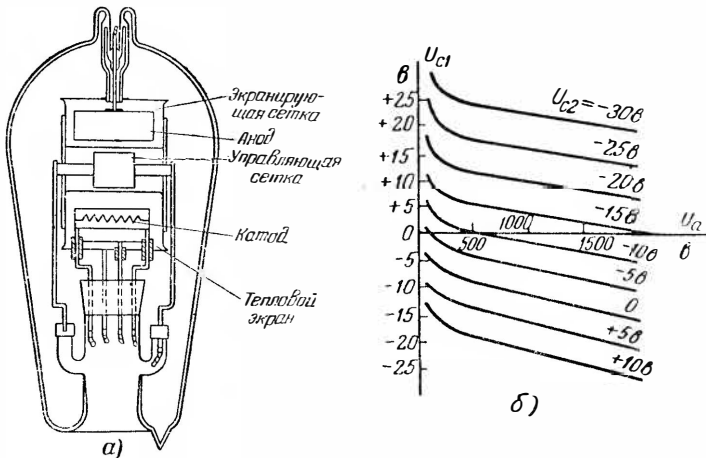
3. Максимальное значение прямого напряжения (при поверхности сетки) равно в этом случае

$$U_{a \text{ макс}} = Ed_{AC} = 600 \cdot 2 = 1200 \text{ в.}$$

Опыт показывает, что фактическое напряжение, выдерживаемое тиратроном с заданными параметрами, несколько меньше в силу имеющей место некоторой неоднородности поля в промежутке между сеткой и анодом и неизбежных минимальных загрязнений сетки.

### 3.9. ДВУХСЕТОЧНЫЕ ТИРАТРОНЫ

Функции управления тиратрона заметно расширяются, если ввести в него вторую сетку с питанием ее от независимого источника напряжения. Конструктивное исполнение такого тиратрона было уже в значительной мере подготовлено, как



Фиг. 3-39. Двухсеточный тиратрон (а) и его характеристики (б).

это видно из схемы устройства двухсеточного тиратрона на фиг. 3-39, а, тем, что ранее были уже созданы экранирующие тиратроны.

При изоляции экрана от катода и сообщении ему отдельного вывода односеточный экранированный тиратрон превратился в двухсеточный. За второй сеткой в связи с первоначальным назначением ее сохранилось название экранирующей.

Сообщая экранирующей сетке от независимого источника тока тот либо иной потенциал  $U_{c2}$  по отношению к катоду, можно менять положение характеристики зажигания управляющей сетки, как это иллюстрирует семейство кривых, приведенное на фиг. 3-39, б. Нормальное положение характеристики зажигания в данном тиратроне отвечает кривой  $U_{c1}$  при  $U_{c2} = 0$ .

При сообщении экранирующей сетке небольших отрицательных потенциалов (по отношению к катоду) характеристика зажигания  $U_{c1}$  делается менее отрицательной в связи с тем, что потенциал на экранирующей сетке уже создает в области сетка — катод некоторое тормозящее поле. При больших отрицательных потенциалах на экранирующей сетке  $U_{c2}$  тормозящее действие экранирующей сетки настолько возрастает, что для зажигания дуги на анод требуется сообщить управляющей сетке уже не отрицательные, а положительные потенциалы.

При сообщении экранирующей сетке положительного потенциала (по отношению к катоду) характеристика зажигания смещается, как это видно из фиг. 3-39, б, вниз, поскольку управляющей сетке приходится сообщать более отрицательные потенциалы, чтобы не только скомпенсировать положительное поле экранирующей сетки, но и создать избыточное отрицательное поле, тормозящее электроны, направляющиеся к аноду. Сдвиг характеристик зажигания управляющей сетки при изменении потенциала на экранирующей сетке зависит от конструкции тиратрона, проницаемости и взаимного положения сеток.

Возможность изменять при помощи одной сетки характеристики зажигания другой открывает путь к варьированию относительно простыми средствами регулировочных характеристик тиратронных устройств.

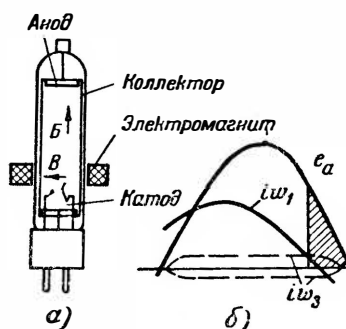
### 3-10. ТИРАТРОН С МАГНИТНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ (ПЕРМАТРОН)

Управлять моментом зажигания дуги в ионном приборе можно не только при помощи электростатического поля, создаваемого сеткой, но и при помощи магнитного поля, создаваемого внешним электромагнитом, как это схематически показано на фиг. 3-40, а. В приборе нет сетки, и от обычного газотрона данный прибор отличается тем, что путь от анода к катоду окружен здесь металлическим коллектором, выполненным из материала с малой магнитной проницаемостью, с тем чтобы магнитное поле, создаваемое внешним электромагнитом, могло бы проникать в междуэлектродный промежуток. Коллектор в таком приборе, получившем название перматрон, соединяется электрически с катодом непосредственно или через источник тока, сообщающий коллектору небольшой отрицательный потенциал по отношению к катоду. Электроны, выходящие из катода прибора, под воздействием двух полей электрического и магнитного отклоняются от прямолинейного пути, перемещаясь по циклонам малых радиусов, с общим направлением перемещения по линии, перпендикулярной электрическому и магнитному полю. Таким образом, при направлении магнитного поля перпендикулярно к оси трубки и достаточной величине этого поля электроны откло-



няются в поперечном направлении к коллектору, откуда они возвращаются к катоду. При ослаблении магнитного поля известная часть электронов сохраняет направленность движения к аноду, производя на своем пути ионизацию газа, давая тем самым возможность развиться дуговому разряду [Л. 39].

Пусковая характеристика перматрона, построенная на фиг. 3-40, б пунктиром по отношению к синусоидальному анодному напряжению на фиг. 3-40, б, указывает те значения намагничивающей силы (н. с.)  $i\omega_3$ , при которых часть электронов,



Фиг. 3-40. Перматрон (а) и его характеристики (б).

прямо направляющихся к аноду, называется достаточной, чтобы зажечь дугу в ней. Пусковая характеристика здесь двузначна в связи с тем, что изменение направления поля не меняет доли электронного потока, прямо направляющегося к аноду. Зажигание дуги в приборе происходит в точке пересечения кривой н. с. электромагнита (кривая  $i\omega_1$  на фиг. 3-40, б) с пусковой характеристикой. При смещении кривой н. с. по фазе по отношению к анодному напряжению изменяется и момент зажигания дуги в перматроне.

Преимущество перматрона заключается в том, что его управление нечувствительно к изменениям, обусловленным внешним электрическим полем. Недостатками перматрона являются относительно большая мощность, потребляемая цепью электромагнитов, и высокая их стоимость. Эти недостатки, дополняемые еще значительной разбегой характеристики зажигания при изменении давления газа, являются главной причиной того, что такие приборы не получили до сих пор промышленного применения, хотя лабораторные образцы таких приборов известны уже давно.

Совместное управление внешним магнитным полем и электрическим полем сетки в некоторых типах тиратронов позволяет, как это показали исследования, проведенные А. В. Коноваловым [Л. 74], расширить возможности управления анодным током тиратрона.

### 3-11. ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА В ТИРАТРОНЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

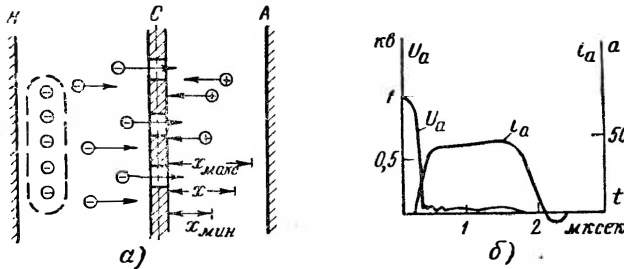
Переход малого электронного тока, появляющегося в приборе почти одновременно с приложением к нему анодного напряжения, в дуговой разряд требует некоторого времени,

называемого временем развития разряда или временем зажигания дуги.

Это время складывается:

а) из времени  $t_1$ , нужного для того, чтобы электроны, прошедшие отверстия сетки (фиг. 3-41, а), могли бы получить требуемое ускорение для ионизации газа в пространстве сетка — анод;

б) из времени  $t_2$ , требуемого для того, чтобы ионы могли пройти от места их образования в пространстве сетка—



Фиг. 3-41. Схема процесса зажигания дуги (а) и осциллограммы напряжения и тока (б).

анод до сетки, где часть их компенсирует отрицательный заряд сетки, а другая их часть пройдет в отверстия сетки;

в) из времени  $t_3$ , необходимого для того, чтобы ионы, прошедшие через отверстие сетки, могли накопиться в достаточном количестве в пространстве сетка — катод для компенсации ими отрицательного объемного заряда электронов, ограничивавшего величину электронного тока.

Полное время развития разряда в тиратроне определяется поэтому суммой

$$t_3 = t_1 + t_2 + t_3. \tag{3-39}$$

Время  $t_1$  можно определить, исходя из того, что до совершения актов ионизации электроны движутся равноускоренно. При напряженности поля в промежутке сетка — анод  $E_{AC}$  и действительном пути электрона до ионизации газа  $x$  время  $t_1$  для данного электрона определяется из равенства

$$t_1 = \sqrt{\frac{2m_e x}{eE_{AC}}}. \tag{3-40}$$

Расстояние  $x$  отсчитывается, как показано на фиг. 3-41, а, от сетки, поскольку предполагается, что пространство сетка—катод заполнено электронным облаком.

Для разных актов ионизации длина  $x$  различна и меняется она от минимума ( $x_{\text{мин}}$ ), определяемого по точке, где первые электроны достигают потенциала ионизации  $U_i$ :

$$x_{\text{мин}} = \frac{U_i}{U_a} d, \quad (3-41)$$

до максимума ( $x_{\text{макс}}$ ), который может быть принят равным среднему свободному пробегу электрона

$$x_{\text{макс}} = \lambda_{ei}. \quad (3-42)$$

При подстановке  $x_{\text{мин}}$  и  $x_{\text{макс}}$  в (3-40) мы получаем два граничных значения для  $t_1$ , при помощи которых может быть записано следующее неравенство:

$$\frac{d}{U_a} \sqrt{\frac{2m_e U_i}{e}} < t_1 < \sqrt{\frac{2m_e \lambda_{ei} d}{e U_a}}. \quad (3-43)$$

Время  $t_2$  определяется тем же неравенством при подстановке вместо массы электрона  $m_e$  массы иона  $m_i$ .

Для конкретной оценки отдельных составляющих времени зажигания подсчитаем  $t_1$  и  $t_2$  у ртутного тиратрона при  $d = 0,7$  см, когда напряжение на аноде достаточно велико, а именно, когда  $U_a = 1$  кв. В этом случае из (3-43) находим, что  $t_1$  лежит в границах:

$$1 \cdot 10^{-10} \text{ сек.} < t < 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Среднее значение  $t_1$  равно в этом случае:  $3 \cdot 10^{-10}$  сек.

Время  $t_2$  лежит в границах:

$$5,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.} < t_2 < 3 \cdot 10^{-7},$$

что дает среднее значение  $t_2 = 1,7 \cdot 10^{-7}$  сек.

Для подсчета  $t_3$  нужно предварительно выяснить, сколько ионов требуется для компенсации электронного облака в пространстве сетка — катод.

Число электронов, покидающих катод в секунду, может быть найдено по плотности тока эмиссии  $j_s$  и тепловой скорости электронов, покидающих катод:

$$N_s = j_s \frac{S_K}{e} \cdot \frac{1}{v_T}. \quad (3-44)$$

Так, например, при плотности тока эмиссии  $j_s = 1$  а.мм<sup>2</sup> и  $S_K = 1$  см<sup>2</sup> число электронов, выходящих из катода в 1 сек.,  $N_s = 10^{11}$ .

Число электронов в лавине не равно числу электронов, выходящих из катода, поскольку часть электронов при наличии у сетки отрицательного (тормозящего) поля возвращается обратно к катоду. Число электронов, участвующих в первой лавине, может быть найдено интегрированием их концентрации по пути от катода к сетке. Учитывая, что распределение кон-

центрации подчинено функции Больцмана, мы при интегрировании получаем:

$$N_{e1} = N_a \frac{kT}{eE_{CK}} \left( 1 - e^{-\frac{eE_{CK}d_{CK}}{kT}} \right), \quad (3-45)$$

где  $E_{CK}$  — напряженность поля в пространстве сетка — катод.

Пренебрегая экспоненциальным членом в скобках в силу его малости, мы находим, что в рассматриваемом примере число электронов в первой лавине равно:  $N_{e1} = 10^{10}$ . Эффективность ионизации  $z_d$ , определяемая числом актов ионизации, создаваемых в среднем одним электроном при его перемещении от сетки к аноду, зависит от напряженности поля  $E_{AC}$ , т. е. в конечном итоге от напряжения анод — сетка  $U_{AC} \approx U_a$ . При взятом выше значении  $U_a = 1$  кв и  $d = 0,7$  см значение  $z_d$ , определяемое по произведению  $\alpha d$ , где  $\alpha$  — число актов ионизации, производимых электроном на 1 см пути, найденное по (1-53), оказывается равным 0,1. Это значит, что первая лавина электронов создаст в промежутке сетка — анод число ионов:

$$N_{i1} = N_{e1} = 10^9.$$

Такого числа ионов достаточно, чтобы после ухода определенной их части (обычно не выше половины) к сетке скомпенсировать пространственный заряд электронного облака в области сетка — катод, так как каждый ртутный ион (как мы видели в § 1-6) в состоянии скомпенсировать в силу малой его подвижности не менее 200 электронов. Поэтому первая лавина в  $10^9$  ионов в состоянии скомпенсировать  $N_s = 10^{11}$  электронов, находящихся в пространстве катод — сетка.

Время  $t_3$ , которое требуется для того, чтобы ионы, прошедшие сеточное отверстие, могли заполнить пространство сетка — катод, может быть при одинаковом удалении сетки от анода и катода принято примерно равным  $t_2$ . Поэтому суммарное время в рассматриваемом примере может быть приближенно принято равным:

$$t_3 = t_1 + t_2 + t_3 = 3 \cdot 10^{-11} + 2 \cdot 1,7 \cdot 10^{-7} = 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

Такой порядок времени подтверждается осциллограммой, приведенной на фиг. 3-41, б. Время развития разряда определяется здесь по времени спада прямого напряжения на аноде от полного его значения до напряжения горения дуги.

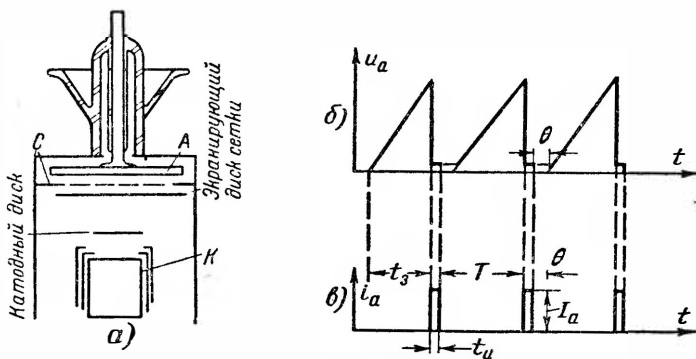
На оси ординат слева на приведенной осциллограмме отложена шкала напряжений, а на вертикальной оси справа — шкала токов. Осциллограмма соответствует температуре катодной горловины  $41^\circ \text{C}$  и напряжению накала 5 в. При изменении этих величин меняется и время развития разряда.

### 3-12. ТИРАТРОНЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ. ВОДОРОДНЫЕ ТИРАТРОНЫ

В связи с развитием радиолокационной техники возникла необходимость в создании тиратронов, которые могли бы пропускать кратковременные (порядка нескольких микросекунд) периодические импульсы тока прямоугольной либо синусоидальной формы, после того как напряжение на аноде, нарастающее по линейному (фиг. 3-42, б) либо другому закону,

достигает некоторого наперед заданного значения. Основными требованиями, которые были предъявлены к приборам подобного рода, помимо способности пропускать значительные токи в импульсе (доходящие до десятков и сотен ампер) и выдерживать значительные по величине запираемые сеткой прямые напряжения  $U_{a \text{ макс}}$  (доходящие до десятков киловольт), явились:

1) быстрое восстановление запирающих свойств сетки в связи с модуляторным режимом работы тиратрона, не отличающимся, по существу, от рассмотренного нами в § 3-2 (фиг. 3-8) режима работы релаксационного генератора;



Фиг. 3-42. Конструктивная схема водородного тиратрона (а) и диаграммы напряжения при работе его в импульсном режиме (б).

2) минимальные колебания длительности предразрядного периода, исчисляемого от момента подачи напряжения на сетку до начала прохождения импульса анодного тока.

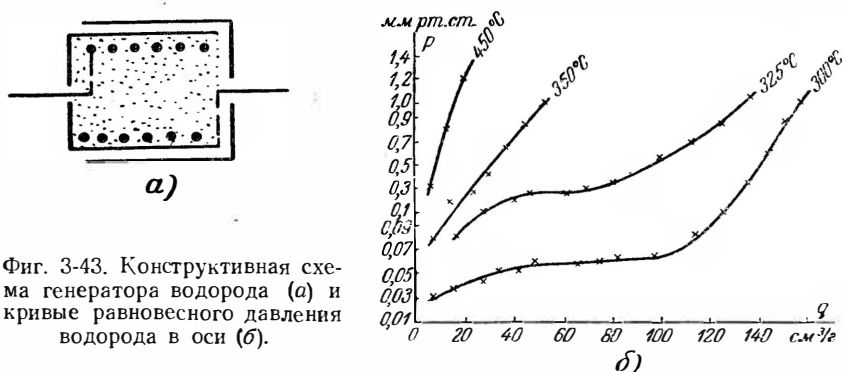
Такие тиратроны созданы и наполняются они обычно водородом. Конструктивная схема их приведена на фиг. 3-42, а. Преимущество водорода как наполнителя заключается в том, что благодаря более легким ионам он обеспечивает более высокое значение коэффициента двуполярной диффузии и тем самым повышенную скорость деионизации, связанную, как мы видели, с временем восстановления сеткой ее запирающих свойств. Количественно это выразилось в сокращении времени восстановления сеточного запираения примерно в 10 раз по сравнению с тиратронами с ртутным заполнением. Кроме водорода, для заполнения тиратрона можно было бы применить и другие легкие газы, например инертный газ гелий, но преимущества водорода заключаются:

1) в значительно более высоких значениях критического потенциала (потенциала, при котором начинается заметное распыление катода) у водорода по сравнению с гелием;

2) в наличии простого технического средства поддержания постоянства давления водорода в приборе при помощи накопителя (генератора) водорода;

3) в относительно высоком значении пробивных напряжений у водорода, характеризуемых кривой на фиг. 1-20, при приемлемых для прибора значениях  $p_0d$  (левая ветвь кривой).

В качестве средства, способного поддержать давление водорода в приборе на мало изменяющемся уровне, было использовано свойство титана впитывать в себя большие количества водорода (1 г титана может содержать до 400 см<sup>3</sup> водорода, приведенных к атмосферному давлению), что позво-



Фиг. 3-43. Конструктивная схема генератора водорода (а) и кривые равновесного давления водорода в оси (б).

лило создать при помощи гидрид-титана (титана, насыщенного водородом) емкие накопители водорода (называемые генераторами водорода).

Техническое осуществление генератора водорода показывает конструктивная схема его, приведенная на фиг. 3-43,а. В металлическую ампулу с несколькими выходными отверстиями насыпается порошок титана, который после его обезгаживания насыщается очищенным водородом. Для нагрева гидрид-титана до температур, соответствующих требуемому диапазону давлений, генератор водорода снабжается нагревателем. Степень насыщения титана водородом (определяемая количеством введенного в титан водорода  $q$ ) и его рабочая температура выбираются такими, чтобы обеспечить минимум изменения давления водорода в приборе при возможных колебаниях концентрации водорода в титане и температуры генератора водорода. Ход изменения равновесного давления водорода в функции от концентрации в титане водорода при разных температурах гидрид-титана показывает семейство кривых на фиг. 3-43,б. Степень насыщения и рабочая температура выбираются такими, чтобы их изменения соответствовали горизонтальным участкам на кривых фиг. 3-43,б. Из хода кривых видно, что оптимальный режим давления в водородном тиратроне ( $p = 0,3 - 0,4$  мм

рт. ст.) обеспечивается, если выбрать  $q$  примерно равным 80 — 100  $\text{см}^3/\text{г}$  и рабочую температуру удерживать в границах 325 — 330° С.

Названное выше давление водорода в тиратроне выбирается, исходя из оптимального режима с учетом: а) падения напряжения в дуге, б) времени развития разряда, в) времени деионизации и г) требуемого пробивного напряжения.

Для получения высоких значений тока в импульсе водородные тиратроны строятся с хорошо развитой эмиссионной поверхностью катода. Для получения высоких значений выдерживаемых прибором прямых напряжений анод окружается со всех сторон экраном, электрически связанным с сеткой. Расстояние между анодом  $A$  и экраном берется минимальным (2—3 мм). Высокая стабильность предразрядного периода и допустимость быстрого (до десятых долей микросекунды) возрастания анодного тока (крутой фронт у кривой) достигаются в водородных тиратронах в значительной мере благодаря положительной характеристике сетки. При такой характеристике для формирования разряда не требуется времени для движения ионов из пространства сетка — анод в пространство сетка — катод, что ускоряет развитие дугового разряда. Кроме того, отсутствует изменение запирающего потенциала сетки, обусловленное изменением термоэлектронного тока и контактной разности потенциалов в силу изменения состояния поверхности сетки и из-за налета на нее продуктов испарения с катода.

При положительной сеточной характеристике в сеточную цепь прибора не требуется также вводить напряжения смещения.

Недостаток густых сеток, заключающийся в заметном повышении падения напряжения в сеточных отверстиях, в импульсных тиратронах сказывается относительно меньше в связи с общим возрастанием (как это ниже будет показано) падения напряжения в приборе.

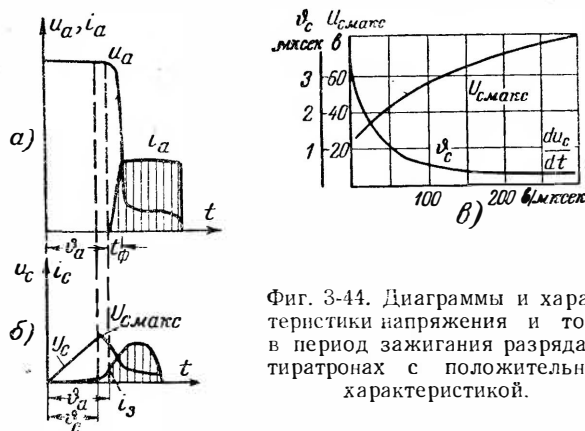
Процесс развития разряда (зажигания дуги) при положительной характеристике сетки несколько отличен от рассмотренного ранее процесса зажигания при отрицательной сеточной характеристике.

Если при сетке с отрицательной характеристикой функции поля сетки сводятся к тому, чтобы не пропускать больший некоторого минимума электронный поток, проходящий через сеточные отверстия в пространство сетка — анод, то при сетке с положительной характеристикой поле сетки должно, наоборот, формировать разряд в области сетка — катод, с тем чтобы за счет плазмы вспомогательной дуги иметь нужное число зарядов обоих знаков для последующего формирования второго участка дуги в пространстве сетка — анод. При положительной сеточной характеристике начало разряда определяется не напряжением на сетке, а непосредственно сеточным

током, влияющим на концентрацию зарядов в плазме вблизи сеточных отверстий. Поэтому характеристика зажигания у таких тиратронов определяется связью между сеточным током  $i_s$ , при котором происходит формирование дуги на анод, и анодным напряжением  $u_a$ .

Ход во времени изменений напряжения и тока в сеточной и анодной цепях в процессе развития разряда в тиратронах с положительной сеточной характеристикой показывают осциллограммы, приведенные на фиг. 3-44, а и б.

С момента подачи положительного напряжения на сетку ток в цепи сетки начинает расти. Но этот рост, как это видно



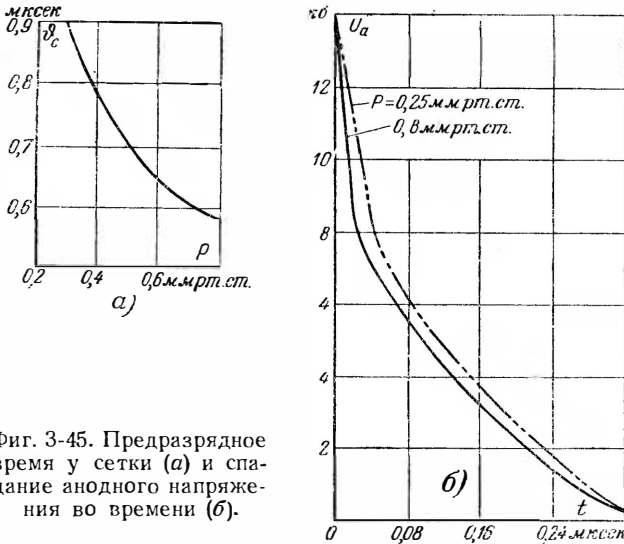
Фиг. 3-44. Диаграммы и характеристики напряжения и тока в период зажигания разряда в тиратронах с положительной характеристикой.

из осциллограмм на фиг. 3-44, б, мал, пока на сетке не зажигается дуга, что имеет место при сеточном напряжении, равном  $U_{c\text{ макс}}$ . После того как ток на сетку достигает значения  $i_s$ , начинается формирование дуги на анод. Время, проходящее с момента подачи положительного напряжения на сетку до начала появления анодного тока  $i_a$ , и определяет собой предразрядный период  $\vartheta_a$ . Последующее изменение сеточного тока, зависящее от формы кривой сеточного напряжения, величины сеточного сопротивления и внутреннего сопротивления источника питания сеточной цепи, не оказывает заметного влияния на дальнейший ход разряда. Достижение минимума предразрядного периода  $\vartheta_a$ , а также минимальной длительности формирования дуги на анод  $t_\phi$  при стабильности их значений от периода к периоду весьма существенны для нормального режима работы импульсного тиратрона. Первая составная часть предразрядного периода — время развития дуги на сетке  $\vartheta_c$  (предразрядное время у сетки) — зависит, как показали исследования Т. А. Ворончева, от скорости нараста-



ния напряжения в сеточной цепи  $\frac{du_c}{dt}$ , а также от давления водорода в тиратроне.

С повышением  $\frac{du_c}{dt}$  предразрядное время у сетки  $\vartheta_c$  уменьшается, как это иллюстрирует кривая  $\vartheta_c$  на фиг. 3-44, в, снятая у одного из типов водородных тиратронов. Особенно быстро  $\vartheta_c$  уменьшается, пока  $\frac{du_c}{dt}$  не достигает значений 50 — 100 в/мксек.



Фиг. 3-45. Предразрядное время у сетки (а) и спадание анодного напряжения во времени (б).

Одновременно с ростом  $\frac{du_c}{dt}$  несколько возрастает и значение  $U_{c \text{ макс}}$ , при котором ток в сеточной цепи  $i_c$  начинает быстро нарастать.

Зависимость предразрядного времени у сетки  $\vartheta_c$  от давления водорода иллюстрирует кривая, приведенная на фиг. 3-45, а.

С ростом давления время  $\vartheta_c$  сокращается, что объясняется повышающейся интенсивностью ионизации газа при росте его плотности.

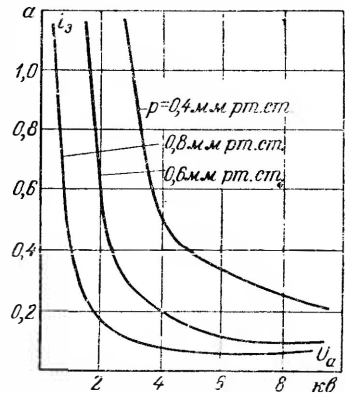
Развитие во времени разряда на сетку после  $U_{c \text{ макс}}$  вплоть до достижения тока  $i_z$  определяется теми же закономерностями, которые были установлены в § 2-8 для зажигания дуги в двухэлектродном приборе — газотроне.

О скорости нарастания анодного тока в процессе развития дуги на анод после появления в цепи сетки тока  $i_z$  можно судить по скорости спадания напряжения на аноде, так как

эти величины связаны между собой законом Кирхгофа. Кривые спадаания анодного напряжения в процессе развития разряда на анод приведены для одного из тиратронов при разных давлениях водорода в нем на фиг. 3-45, б. Они показывают, что в ходе развития разряда на анод можно различать две стадии процесса: 1) начальную стадию более быстрого спада анодного напряжения и 2) конечную стадию более медленного спада напряжения вплоть до значений, соответствующих напряжению нормального горения дуги  $\Delta U_a$ . Полная длительность спада напряжения не превышает нескольких десятых долей микросекунды. Можно думать, что начальный спад анодного напряжения соответствует пробую (прохождению электронных лавин) промежутка сетка—анод и нарастанию анодного тока до значений, близких к  $i_z$ , так как в этой стадии разряда в пространстве сетка—катод уже имеются ионы, созданные сеточным током. Конечная стадия развития разряда связана уже с необходимостью пополнения объемного заряда ионов в пространстве анод—катод в силу возрастания величины анодного тока, и ход этого процесса во времени обусловлен перемещением ионов из промежутка сетка—анод в пространство сетка—катод.

Зависимость зажигания дугового разряда на анод в тиратронах с положительной характеристикой непосредственно от тока в сеточной цепи приводит к иной характеристике зажигания. Семейство таких характеристик приведено на фиг. 3-46. Вместо напряжения на сетке (которым характеризовалось возникновение разряда в тиратронах с отрицательной характеристикой) на оси ординат нанесен ток зажигания. В качестве параметра входит в приведенном семействе характеристик давление газа в приборе  $p$ . По круто спадающему вначале участку характеристики и следующему за ним пологому участку можно заключить, что анодное напряжение оказывает заметное влияние на ток зажигания в сеточной цепи  $i_z$  только в относительно узком диапазоне его изменения. После достижения некоторого минимума  $i_z$  влияние анодного напряжения на величину  $i_z$  почти уже не сказывается.

Как начальные, так и минимальные значения анодного напряжения  $U_a$  и сеточного тока  $i_z$ , при которых формируется

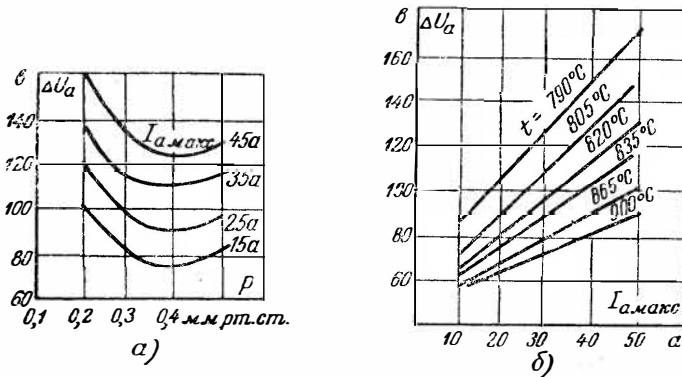


Фиг. 3-46. Характеристики токов зажигания в тиратроне с положительной характеристикой.

дуга на анод, зависят, как показывают кривые на фиг. 3-46, от давления газа в приборе. Абсолютные значения минимума тока  $i_z$  и соответствующие им анодные напряжения тем меньше, чем больше давление водорода в тиратроне.

Уменьшение предразрядного времени  $t_c$ , времени развития разряда на анод  $t_\phi$  и минимума сеточного тока зажигания  $i_z$  с повышением давления газа  $p$  является предпосылкой к выбору более высокого давления газа.

При выборе давления газа приходится, однако, руководствоваться не только получением оптимальных соотношений



Фиг. 3-47. Падение напряжения в тиратроне в функции от давления газа (а) и анодного тока (б).

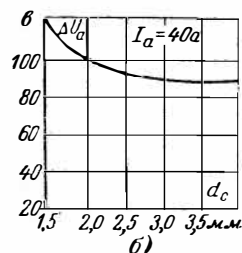
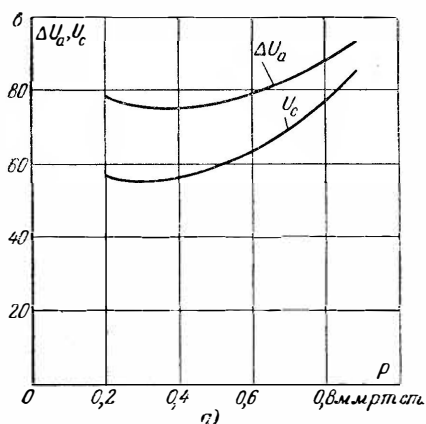
в период развития разряда, но и в период горения дуги. В первую очередь здесь важно иметь минимальное падение напряжения в дуге  $\Delta U_a$  с целью уменьшения потерь мощности в приборе.

Зависимость падения напряжения в водородных тиратронах от давления водорода показывает семейство кривых на фиг. 3-47. При всех значениях анодного тока, который входит в качестве параметра в приведенном семействе, кривые  $\Delta U_a$  имеют явно выраженный минимум, лежащий в границах 0,3—0,4 мм рт. ст.

Кроме давления газа, на падение напряжения в приборе также влияют: а) анодный ток, б) температура катода, в) расстояние между электродами и г) проницаемость сетки.

Зависимость  $\Delta U_a$  от первых двух величин иллюстрирует семейство кривых, приведенное на фиг. 3-47,б (определяющих собой вольтамперные характеристики прибора). С ростом тока падение напряжения в приборе растет по функции, приближающейся к линейной. Заметное возрастание  $\Delta U_a$  с током об-

словлено здесь, во-первых, весьма заметным ростом при импульсном режиме градиента потенциала в плазме дуги и, во-вторых, увеличением падения напряжения в оксидном слое катода. Опыты показывают, что: изменение давления газа, влияющего на градиент потенциала, состав оксида и степень активировки катода (§ 2-3), влияющие на величину сопротивления оксидного слоя, сильно сказываются на величине общего падения напряжения в приборе  $\Delta U_a$ . Зависимость  $\Delta U_a$  от температуры накала катода, также влияющей на сопротивление оксидного слоя, показывают кривые на фиг. 3-47,б. С повышением температуры катода сопротивление оксидного слоя (как



Фиг. 3-48. Падение напряжения на аноде и на сетке в функции от давления газа (а) и диаметра сеточного отверстия (б).

полупроводника, обладающего отрицательным температурным коэффициентом) снижается, что и приводит к снижению вольтамперной характеристики прибора.

Практический интерес для выбора оптимальных расстояний между электродами представляет также характер распределения напряжения между сеткой и катодом, с одной стороны, и сеткой и анодом, — с другой. Такое распределение в функции от давления водорода показывают кривые на фиг. 3-48,а. Кривая  $U_c$  относится к напряжению между сеткой и катодом, а  $\Delta U_a$  отвечает полному падению напряжения в приборе. По разности их ординат можно судить о падении напряжения между сеткой и анодом. О влиянии проницаемости сетки на падение напряжения при импульсном разряде можно судить по кривой, приведенной на фиг. 3-48,б. Из кривой видно, что напряжение на приборе начинает заметно увеличиваться при импульсном разряде только тогда, когда диаметр сеточного отверстия становится меньше, чем 2—2,5 мм.

### 3-13. ТИПЫ И ПАРАМЕТРЫ ТИРАТРОНОВ

Основные типы тиратронов, выпускаемых нашей промышленностью, могут быть по заполняющей их среде разбиты на три группы:

- 1) тиратроны, заполненные инертным газом;
- 2) тиратроны, заполненные ртутными парами;
- 3) импульсные тиратроны, заполняемые в большинстве своем водородом.

Электрические параметры для каждой из названных групп приведены в следующих ниже трех таблицах. Основным свойством тиратронов первой группы, входящих в табл. 3-2, является их способность работать в широком интервале изменений температур окружающей среды, начиная от  $-60$  до  $+70^{\circ}\text{C}$ . Плотность заполняющего прибор газа, оказывающая значительное влияние на режим работы прибора, при этом очень мало меняется. В табл. 3-2 включены не все типы тиратронов, выпускаемых промышленностью. В таблицу не вошли типы приборов из прежней номенклатуры (ТГ-212, ТГ-213 и ТГ-235), подлежащие замене на новые типы, а также некоторые из новых типов, не прошедшие еще стадии серийного освоения их в производстве.

Вместо ранее существовавшей номерной номенклатуры типов приборов сейчас введено рациональное обозначение типов приборов, позволяющее судить о принадлежности прибора к одной из названных выше групп, а также о нагрузочной способности прибора по току и напряжению. Так, первая буква Т в обозначении типов приборов в табл. 3-2 соответствует первой букве в слове „тиратрон“. Вторая буква Г указывает на то, что тиратрон имеет газовое заполнение. Стоящая за буквами цифра (в приведенных в таблице типах приборов цифра 1)

Электрические параметры

Обозначение типа	Анодный ток		Анодное напряжение		Параметры цепи накала		Наименьшее время разогрева катода, мин.
	$I_a \text{ макс.}$ а	$I_a$ , а	$U_a \text{ макс.}$ в	$U_b \text{ макс.}$ в	$U_H$ , в	$I_H$ , а	
1	2	3	4	5	6	7	8
ТГ1Б	0,12	0,02	240	240	6,3	0,225	0,15
ТГ1-0,1/0,3	0,3	0,075	300	300	6,3	0,6	0,5
ТГ1-0,1/1,3							
(ТГ3-0,1/1,3)	0,3	0,1	650	1 300	6,3	0,6	0,15
ТГ1-2,5/4	8,0	2,5	3 000	4 000	5,0	14	1,0
ТГ1-5/3	15	5,0	3 000	3 000	5,0	19	0,65

указывает вариант заводского исполнения приборов в пределах данного типа. Стоящая далее дробь своим числителем указывает среднее значение тока, пропускаемого прибором, в амперах, а своим знаменателем — допускаемое прибором максимальное значение обратного напряжения (вентильную прочность) в киловольтах.

Основными параметрами тиратрона, определяющими его номинальную мощность, являются: прямой ток, который прибор может пропускать в проводящую часть периода, и максимальное значение обратного напряжения, которое тиратрон должен выдерживать в непроводящем направлении (без появления в нем заметного числа за большой период времени обратных зажигааний). В столбцах 2 и 3 указаны значения тока: а) средний, на который рассчитываются тепловые режимы анода, сетки и катода прибора, и б) максимальный, по которому рассчитывается эмиссионная способность катода. Отношение максимального тока к среднему выдержано для большинства приборов, как видно из таблицы, равным трем (так же как и для газотронов). Такое отношение соответствует большинству схем выпрямления тока в нерегулируемом режиме. У прибора типа ТГ1Б отношение максимального тока к среднему равно шести в связи с тем, что прибор рассчитан на режим глубокого регулирования.

При работе тиратронов в схеме релаксационного генератора нагрузочная способность прибора лимитируется также максимальным значением тока, указанным в таблице, но среднее значение тока при этом снижается больше чем в 3 раза. Примером этого может служить прибор ТГ1-0,1/1,3, у которого среднее значение тока в релаксационном режиме не допускается выше 20 ма вместо обычных 75 ма.

Максимальное значение прямого напряжения у большинства типов тиратронов, как это видно из сопоставления значений

Таблица 3-2

## тиратронов, заполненных инертным газом

Контрольные точки характеристики зажигания				При сеточном сопротивлении $R_{с.ом}$	Потенциал зажигания $U_{а.з.в}$	Напряжение горения $\Delta U_{а.в}$
Первая точка		Вторая точка				
$U_{с1.в}$	$U_{а1.в}$	$U_{с2.в}$	$U_{а2.в}$			
9	10	11	12	13	14	15
-1,5(-3)	50	-5,5(-11)	240	$10^5$	30	<20
-10(-14)	110	-21(-29)	220	$(1-5) \cdot 10^5$	—	<20
-0,5(-2,5)	125	-1,7(-4,5)	450	$10^6$	<25	<11
-8,6±2,5	1 000	-12±2,5	3 000	$10^3-10^5$	<140	<20
-4,5(-6)	600	-7,8(-15)	2 000	$5 \cdot 10^3-10^5$	<190	<22

в столбцах 4 и 5 таблицы, удается довести до максимального обратного напряжения. Только у тиратронов ТГ1-0,1/1,3 и ТГ1-2,5/4 прямое напряжение меньше обратного. Указанные в табл. 3-2 максимальные напряжения тиратроны должны выдерживать при нагрузке их полным током, значения которого указаны в столбцах 2 и 3.

К параметрам тиратрона, необходимым для выбора трансформаторов накала, относятся напряжение накала  $U_n$  (столбец 6) и ток накала  $I_n$  (столбец 7). Ток накала автоматически поддерживается (если катод исправен) при сохранении на требуемом уровне напряжения накала. Допустимые отклонения в напряжении накала достаточно ограничены, особенно для нижнего предела колебаний, в связи с большой зависимостью рабочего режима тиратрона от температуры его катода (от собственной его эмиссии).

С целью обеспечения полного нагрева катода до пропуска прибором анодного тока напряжение накала должно быть включено раньше анодного напряжения на время не менее, чем указано в столбце 8.

Необходимые для проектирования сеточной цепи величины напряжения дают сеточные характеристики зажигания и их разбежки (приводимые в каталогах для каждого типа тиратрона). Представление о положении таких характеристик можно получить по двум контрольным точкам, проведенным в столбцах 9—12 табл. 3-2, а также по анодному потенциалу зажигания  $U_{a,z}$  (столбец 14), который соответствует точке пересечения сеточной характеристики зажигания с осью абсцисс, когда напряжение на сетке равно нулю. Сеточное сопротивление, к которому относятся контрольные точки характеристики зажигания, указаны в столбце 13. При двух граничных значениях сопротивления в столбце 13 контрольные точки относятся к меньшему сопротивлению.

Допускаемые максимальные значения сопротивлений  $R_c$  выбираются, исходя из предельно допускаемой по условию работы тиратрона разбежки и из условий получения минимума сеточного тока при зажигании тиратрона на положительном участке характеристики, когда анодное напряжение минимально.

Важным параметром для оценки максимальной электрической мощности, преобразуемой в тиратроне в тепло (помимо тепла, рассеиваемого непосредственно катодом), является приведенное в столбце 15 максимально возможное падение напряжения в тиратроне.

В таблице не указан срок службы тиратронов. У газонаполненных тиратронов завод-изготовитель гарантирует примерно одинаковый для всех типов приборов средний срок службы

500 час. Фактически срок службы может быть при правильном режиме эксплуатации прибора заметно больше гарантируемого. Он лимитируется переходом давления ниже предельно допустимого минимума, когда резко возрастает потенциал зажигания дуги в приборе, а также напряжение горения дуги, приводящее при переходе его за критические потенциалы к быстрому распылению оксидного слоя катода, до полной потери им эмиссии. Значительно больший срок службы, достигающий до 2 000—3 000 час., имеют ртутные тиратроны, пять промышленных типов которых приведены в табл. 3-3. Отличительным признаком в обозначении их является буква Р (первая буква слова „ртуть“), заменяющая собой букву Г в обозначении типов газонаполненных тиратронов. Допускаемые ртутными тиратронами анодные токи (столбцы 2 и 3), а также прямые и обратные напряжения (столбцы 4 и 5) много больше, чем у газонаполненных тиратронов.

Время предварительного разогрева катода до включения анодного напряжения у ртутных тиратронов (столбец 8) заметно выше, чем у газонаполненных приборов. Это обусловлено необходимостью не только нагрева катода до требуемых температур, но и передачи некоторой доли тепла через стекло нижней части катодной горловины, где лежит капля ртути. При температуре капли, превышающей  $10—15^{\circ}\text{C}$ , обеспечивается требуемый минимум давления пара, при котором зажигание дуги происходит при нормальных значениях  $U_{a,z}$ . Поэтому, когда температура окружающей среды ниже  $10—15^{\circ}\text{C}$ , ртутные тиратроны нуждаются во внешнем обогреве их катодной горловины.

Верхняя допустимая температура окружающей среды (при отсутствии принудительного охлаждения) у ртутных тиратронов также ограничена значениями  $40—45^{\circ}\text{C}$  в связи с тем, что при давлении пара, соответствующем более высоким температурам ртутной капли, тиратрон не выдерживает указанных в столбцах 4 и 5 предельных значений прямого и обратного напряжений.

Контрольные точки характеристики зажигания, указанные в столбцах 9—12 табл. 3-3, лежат ниже, чем у газонаполненных, и разность в значениях сеточного напряжения, определяющая собой разбежку, здесь также больше. Это обусловлено возможными колебаниями давления пара при изменении температуры окружающей среды.

Указанные в столбце 13 значения сеточных сопротивлений соответствуют области зажигания, учитываемой по контрольным точкам.

Потенциалы зажигания, указанные в столбце 14 табл. 3-3, имеют примерно те же значения, что и в табл. 3-2, за исклю-



## Электрические параметры тиратронов,

Обозначение типа	Анодный ток		Анодное напряжение		Параметры цепи накала		Наименьшее время разогрева катода, мин.
	$I_a$ макс, а	$I_a$ , а	$U_a$ макс, в	$U_b$ макс, в	$U_n$ , в	$I_n$ , а	
1	2	3	4	5	6	7	8
ТР1-5/2	16,0	5,0	2 000	2 000	5,0	15,0	5
ТР1-6/15	20	6,5	15 000	15 000	5,0	23,0	15
ТР1-15/15	—	15,0	15 000	15 000	5,0	—	—
ТР1-40/15	120	40	15 000	15 000	5,0	68,0	30
ТР1-85/15	400	85	15 000	15 000	5,0	—	—

чением тиратрона ТР1-6/15, у которого потенциал зажигания (при сеточном напряжении, равном нулю) очень высок и достигает 11 кВ. При положительном импульсе сеточного напряжения тиратрон зажигается при минимальных значениях анодного напряжения, после того как предварительно зажигается дуга на сетке. Ток в сеточной цепи при этом не должен быть ниже нескольких миллиампер.

Падение напряжения в ртутных тиратронах обычно меньше, чем у газонаполненных. Указанные в столбце 15 значения  $\Delta U_a$  надо рассматривать как максимально возможные при наиболее трудных для работы прибора условиях (низкая температура окружающей среды и пониженное значение собственной термоэлектронной эмиссии катода).

В режиме эксплуатации ртутных приборов необходимо не только соблюдать условие предварительного разогрева катода до включения анодного напряжения на время, указанное в столбце 8, но и периодически прогревать катод при длительном его бездействии, а также в период хранения его на складе. Периодический прогрев катода обусловлен необходимостью удаления из пор оксидного катода диффундирующих в него паров ртути. Если ртуть периодически не удалять, то, проникая к керну катода, она образует ртутную амальгаму, приводящую при нагреве ее к осыпанию оксида.

Электрические параметры третьей группы тиратронов, применяемых обычно в радиолокационных устройствах в качестве модуляторов импульсов, приведены в табл. 3-4. Номенклатурным признаком в обозначении импульсных тиратронов служит буква И, стоящая после буквы Г, являющейся признаком газо-

Таблица 3-3

## заполненных ртутными парами

Контрольные точки характеристики зажигания				При сеточном сопротивлении $R_c, \text{ом}$	Потенциал, зажигания $U_{a.з}, \text{в}$	Напряжения горения $\Delta U_a, \text{в}$
Первая точка		Вторая точка				
$U_{c1}, \text{в}$	$U_{a1}, \text{в}$	$U_{c2}, \text{в}$	$U_{a2}, \text{в}$			
9	10	11	12	13	14	15
-3,5(-5)	500	-7(-12)	2 000	$3 \cdot 10^4$	$< 100$	$< 16$
-2(-25)	12 000	-5(-30)	15 000	$5 \cdot 10^3$	$< 11 000$	$< 20$
—	—	—	—	—	—	—
-0,5(-4)	200	-1(-15)	15 000	$5 \cdot 10^3$	50	$< 20$
—	—	—	—	—	—	—

вого наполнения. Четыре из приведенных в табл. 3-4 типов тиратронов заполняются водородом, и только ранее разработанный тиратрон типа ТГИ-200/3,5 заполняется криптоноксеноновой смесью. Числитель в числовом обозначении типа импульсного тиратрона (столбец 1), а также максимальное значение тока в столбце 2 указывают максимальное значение допускаемого прибором импульса тока. Длительность импульса не должна при этом превышать значения, указанные в столбце 13. Среднее значение тока, допускаемые прибором, указаны в столбце 3. Соотношение между импульсным значением тока и его средним значением зависит от ширины импульса и от частоты посылки импульсов.

При максимальной частоте посылок (указанной в столбце 14) допускаемое прибором по условию деионизации и восстановления анодного запираения соотношение между импульсным значением тока и средним его значением должно быть меньше. Поэтому поскольку среднее значение тока ограничено в приборе нагревом катода и размерами колбы, приходится уменьшать при переходе к предельным частотам допускаемые токи в импульсе либо их длительность.

Все типы водородных тиратронов имеют резко выраженные положительные характеристики. У тиратронов с такими характеристиками сеточная цепь должна обеспечить не только необходимое максимальное значение сеточного напряжения  $U_{з.макс}$  и необходимый сеточный ток  $I_{с.з.макс}$  (указанные в столбцах 9 и 10), но и указанную в столбце 12 крутизну нарастания сеточного напряжения, а также полную продолжительность импульса сеточного напряжения (столбец 11).

## Электрические параметры

Обозначение типа	Анодный ток		Анодное напряжение		Параметры цепи накала		Наи- меньшее время разогрева катода, мни.
	$I_a \text{ макс.}$ <i>a</i>	$I_a$ , <i>a</i>	$U_a \text{ макс.}$ <i>кв</i>	$U_b \text{ макс.}$ <i>кв</i>	$U_H$ , <i>в</i>	$I_H$ , <i>a</i>	
1	2	3	4	5	6	7	8
ТГИ-200/3,5	200	0,2	3,5	3,5	5	17	1
ТГИ-325/16	325	0,2	16	16	6,3	9,0	5
ТГИ-400/3,5	400	0,3	3,5	3,5	5	18,0	3
ТГИ-400/16	400	0,5	16	16	6,3	10,5	6

Тиратрон типа ТГИ-200/3,5 с криптоно-ксеноновым наполнением имеет отрицательную сеточную характеристику.

Приведенные в столбце 15 падения напряжения в тиратроне относятся к периоду прохождения через тиратрон импульсов анодного тока.

Мощность, теряемая в водородных тиратронах, включает в себя не только мощность, теряемую в дуге и в цепи накала катода, но и мощность, теряемую в приборе в предразрядный период. Последняя довольно значительна, так как, хотя токи в этот период и малы, но падение напряжения на приборе много больше нормального.

Кроме серийно изготавливаемых тиратронов, приведенных в табл. 3-2—3-4, в опытном производстве заводов и лабораториях научно-исследовательских институтов изготавливаются также малыми сериями секционированные тиратроны на высокие напряжения вплоть до 110 и 220 *кв*. Токи в таких тиратронах не превышают обычно 1—2 *a*.

## 3-14. КОНСТРУКЦИИ ТИРАТРОНОВ

Конструкция тиратронов определяется теми электрическими параметрами, которым они должны удовлетворять, а также требованиями к их механической прочности и к габаритам. Этим требованиям подчинен расчет основных электродов прибора: катода, анода и сетки, а также их взаимное расположение, что сказывается на форме исполнения и размере колбы тиратрона.

В большинстве промышленных типов приборов электроды, как это можно было видеть из фиг. 3-1 и 3-3, расположены в различных по высоте горизонтальных плоскостях. В некото-

## импульсных тиратронов

Таблица 3-4

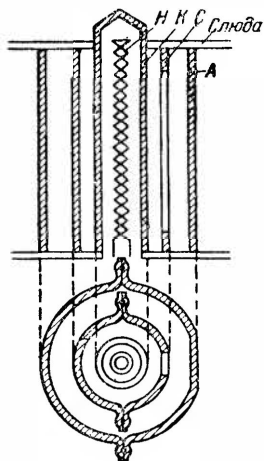
Параметры сеточной цепи				Максимальная длительность импульса анодного тока, мксек	Число импульсов в секунду	Падение напряжения в импульсе, в
$U_c$ , в	$I_c$ , з, а	$t_c$ , мксек	$\frac{dU_c}{dt}$ , в/мксек			
9	10	11	12	13	14	15
—	—	—	—	—	—	—
200	0,5	2,5	300—600	0,8—5	1 000	150
300	0,3	15	—	20	50—1 000	150
200	0,5	2,5	300—600	0,5—5	500	170

рых маломощных типах приборов (типы ТГ1-0,1/0,3 и ТГ1-0,1/1,3) ось разряда расположена, как это можно видеть на фиг. 3-49 и 3-50, в одной горизонтальной плоскости.

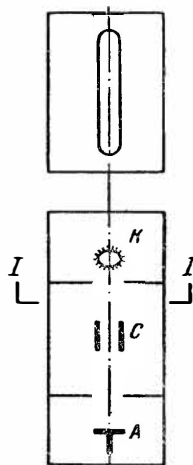
Форма исполнения электродов и их взаимное расположение у тиратрона типа ТГ1-0,1/0,3 (фиг. 3-49) в принципе не отличаются от соответствующего исполнения их в электронном триоде с цилиндрическими электродами. В центре расположен оксидный катод  $K$  с внутренним подогревателем  $H$ . Окружающая его цилиндрическая сетка  $C$  имеет в сплюсненной стороне ее прямоугольную щель. Анод  $A$  является здесь наружным электродом. Его плоская рабочая поверхность обращена к сеточному отверстию. Вводы ко всем электродам сделаны снизу через катодную ножку колбы. Наполнен прибор аргоном с целью уменьшения времени восстановления анодного запирапия.

Другую форму исполнения имеет малогабаритный двухсеточный тиратрон (тип ТГ1-0,1/1,3), конструктивные разрезы которого приведены на фиг. 3-50. Здесь основные электроды: катод  $K$ , анод  $A$  и управляющая сетка  $C$  расположены в никелевой прямоугольной коробке, разделенной на три секции двумя перегородками с продольными отверстиями в них. Коробка выполняет функции экранирующей сетки. Управляющая сетка  $C$  состоит из двух скоб, образующих прямоугольную щель. Двустороннее экранирование управляющей сетки обеспечивает, с одной стороны, ее защиту от налета на нее продуктов испарения с катода (чем повышается стабильность работы сетки), а с другой, — ослабляет поле анодов в отверстии управляющей сетки (чем повышается максимальное значение прямого напряжения, выдерживаемого тиратроном). Отдельный вывод у наружного экрана позволяет использовать его в качестве второй (экранирующей) сетки.

Разрез более мощного типа тиратрона с газовым наполнением (тип ТГ1-2,5/4) приводился уже на фиг. 3-3. Аналогичное конструктивное выполнение имеет близкий ему по параметрам тиратрон типа ТГ1-5/3, разрез которого дан на фиг. 3-51,а, а фотография — на фиг. 3-51,б. Этот тиратрон также имеет прямонакальный катод, что связано со стремлением иметь минимальное время его разогрева. Кроме оксидного катода 1, расположенного в нижней части экрана 2, тиратрон снабжен вспомогательным вольфрамовым катодом 3 (включен-



Фиг. 3-49. Конструктивная схема тиратрона ТГ1-0,1/0,3.



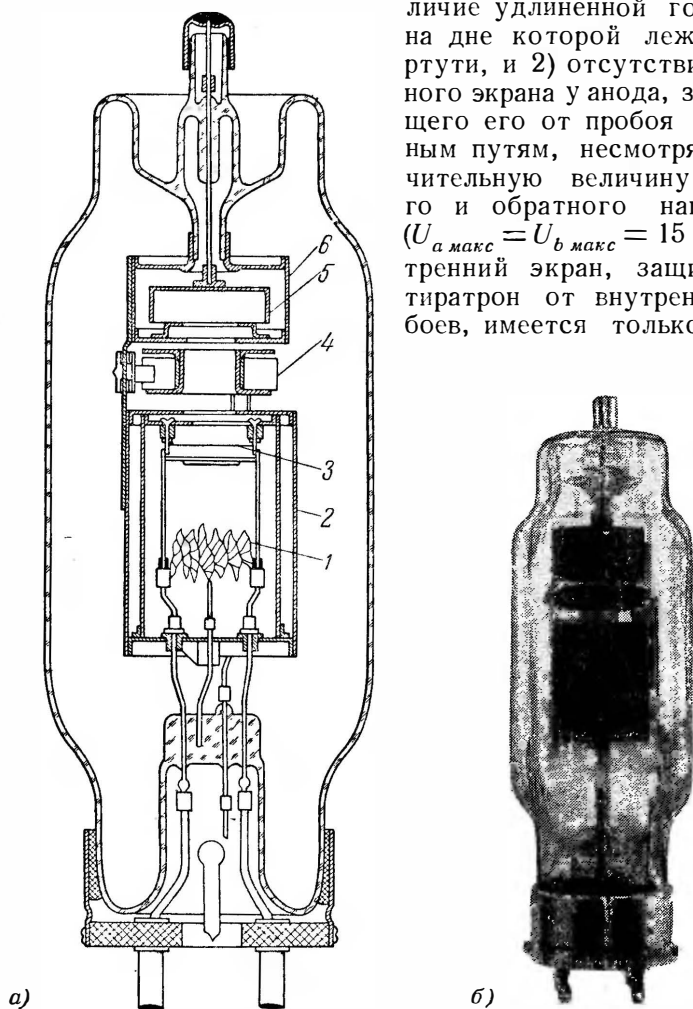
Фиг. 3-50. Конструктивная схема тиратрона ТГ1-0,1/1,3.

ным параллельно оксидному катоду), функции которого сводятся к зажиганию начальной дуги с минимальной разбежкой.

В связи с относительно большим напряжением ( $U_{a \max} = U_{b \max} = 3 \text{ кВ}$ ) у прибора, заполненного газом до давления 0,08—0,1 мм рт. ст., анод его 5 окружен, так же как и у тиратрона типа ТГ1-2,5/4, металлическим экраном 6, электрически соединенным с катодом. Этим достигается сокращение путей, по которым возможен внешний пробой между анодом и катодом. Предупреждение внутреннего пробоя достигается введением добавочного торцевого экрана между анодом и сеткой 4. При этом уменьшается также проникаемость поля анода через отверстия управляющей сетки, что позволяет уменьшить запирающее напряжение в цепи этой сетки. Изолирована сетка от катодного экрана кварцевыми изоляторами специальной конструкции.

Конструктивное исполнение ртутных тиратронов иллюстрируется (дополнительно к разрезу тиратрона типа ТР1-6/15,

приведенному на фиг. 3-1) еще двумя их типами (ТР1-5/2 и ТР1-40/15), разрезы которых даны на фиг. 3-52, а и б. Характерным в конструкции ртутных тиратронов являются: 1) наличие удлиненной горловины, на дне которой лежит капля ртути, и 2) отсутствие наружного экрана у анода, защищающего его от пробоя по длинным путям, несмотря на значительную величину прямого и обратного напряжения ( $U_{a \text{ макс}} = U_{b \text{ макс}} = 15 \text{ кВ}$ ). Внутренний экран, защищающий тиратрон от внутренних пробоев, имеется только у тира-

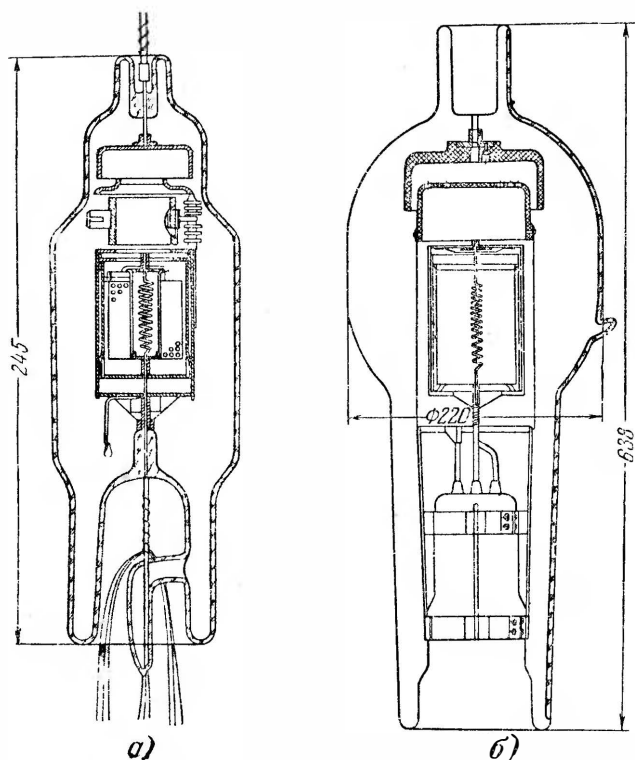


Фиг. 3-51. Тиратрон типа ТГ1-5/3.

трона ТР1-5/2, снабженного однодырчатой сеткой, имеющей достаточно большую проникаемость.

Большинство типов ртутных тиратронов выполняется с катодами косвенного накала. У рассматриваемых типов тиратронов катоды продольно ребристые, причем у тиратрона типа ТР1-5/2 ребра наружные, а у тиратрона типа ТР1-40/15 — вну-

трение. Детали продольно-ребристого катода можно видеть из его разреза, приведенного на фиг. 3-53,а. Подогреватель у данного катода спиральный, изготовляется он из вольфрама либо из специального сплава „джей-металл“, представляющего собой сплав вольфрама (50%) и молибдена (50%). Окисдируются в продольно-ребристом катоде не только ребра, но и вся внутренняя поверхность цилиндра, к которой привариваются ребра.

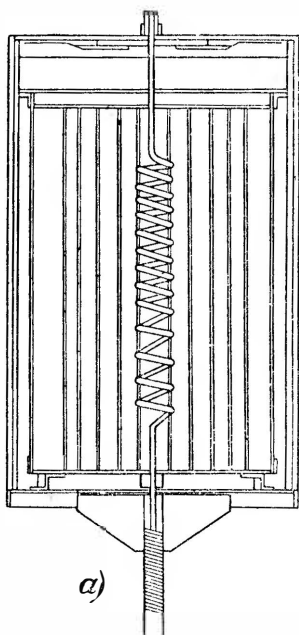


Фиг. 3-52. Тиратроны типа TP1-5/2 и типа TP1-40/15.

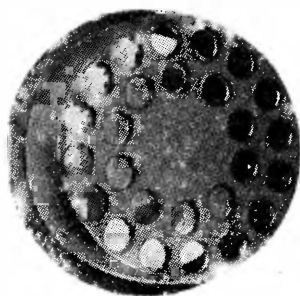
Дуга в таком катоде имеет доступ сверху, что облегчает ее зажигание и уменьшает падение напряжения в дуге. Для того чтобы оградить до предельно возможной степени сетку от осаждения на ней продуктов испарения с катода, над катодом расположены на разных высотах металлические экраны с отверстиями для дуги. Эти экраны одновременно защищают анод от избыточного прихода к нему тепла из катода. В тиратроне типа TP1-5/2 сетка однодычатая и она изолирована от катода кварцевыми ребристыми изоляторами. У тиратрона типа TP1-40/15 сетка многодычатая (фиг. 3-53,б), укреплена

на цилиндрическом сеткодержателе, механически связанном молибденовыми проволоками с катодной ножкой в нижней части катодной горловины.

Форма исполнения анода у большинства промышленных типов мощных тиратронов такая же, как и у газотронов, т. е. чашеобразная. Такая форма повышает приемную поверхность анода при данном его диаметре и создает благоприятные условия для удержания ионов в области анода, что обеспечивает отрицательное анодное падение напряжения даже при относительно больших токах. Возникновению отрицательного анодного падения напряжения в большой мере способствует также расположенная перед анодом сетка. Мощность,



а)



б)

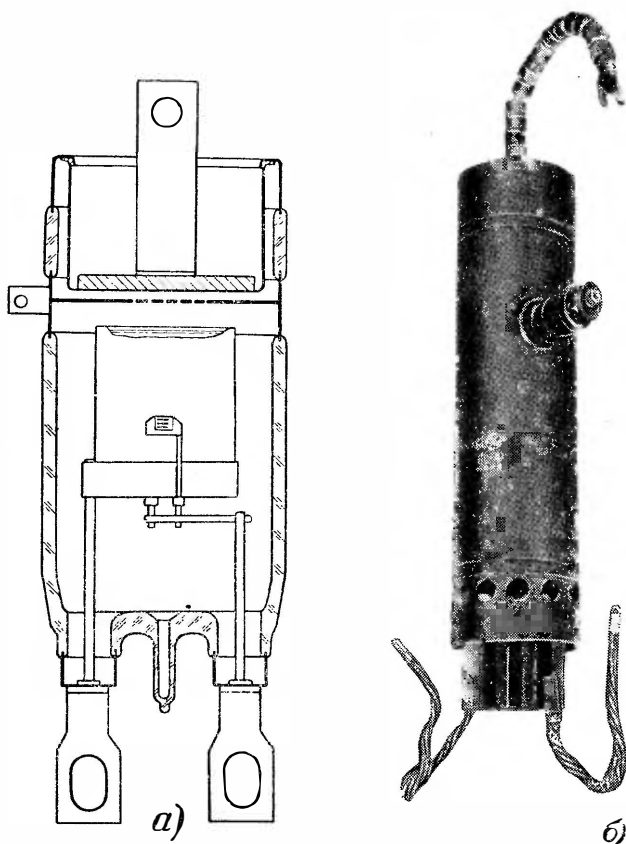
Фиг. 3-53. Катод (а) и сетка (б) тиратрона ТР1-5/15.

превращаемая в аноде в тепло, при наличии сетки растет, так как растет средняя энергия у электронов, достигающих анода. Это требует увеличения поверхности сетки, так как ограничение ее температуры крайне важно с точки зрения уменьшения термоэлектронных токов с сетки. Размеры анода определяются, исходя из допустимой для него температуры при полном токе нагрузки. С целью повышения теплоотдачи никелевые аноды чернят. В более мощных типах приборов аноды изготавливаются из высококачественного графита. Помимо более высокой термостойкости, графитовые аноды обеспечивают меньшую повторяемость обратных зажигания.

Для того чтобы достигнуть оптимальных условий охлаждения анода и сетки, американская фирма Джeneral Электрик в одной из своих последних конструкций газонаполненного тиратрона (тип -GL5855), разрез которого приведен на фиг. 3-54, изготавливает анод и сетку с наружными поверхностями охлаж-



дения, непосредственно соприкасающимися с наружным воздухом. Металлические детали, связывающие сетку и анод со стеклом, выполнены здесь из феррико (сплава из железа, никеля и кобальта), имеющего тот же коэффициент теплового расширения, что молибденовое стекло, из которого изготов-



Фиг. 3-54. Газонаполненный (а) и ртутный (б) тиратроны фирмы Джeneral Электрик.

ляется оболочка прибора. Уменьшением до минимума расстояния между анодом и катодом достигается: 1) минимальный объем деионизирующейся плазмы в тиратроне, 2) возможность повысить по условиям пробоя начальное давление газа в приборе. Оба эти фактора способствуют повышению срока службы прибора, что является главной проблемой при изготовлении газонаполненных приборов.

По данным фирмы описываемый тиратрон, имеющий номинальные параметры:  $I_a = 12$  а,  $I_{a \max} = 30$  а и  $U_{b \max} = 1500$  в,

при работе в схеме с довольно большим коэффициентом коммутационного воздействия [являющегося в соответствии с (2-46) указателем интенсивности поглощения газа в приборе анодом и сеткой], равным:

$$q = \frac{di_a}{dt} \cdot \frac{du_b}{dt} = 1,5 \frac{a}{\text{мксек}} \cdot 120 \frac{в}{\text{мксек}} = 180 \frac{ва}{\text{мксек}^2},$$

выдерживает срок службы порядка 2 000 час.

Благодаря наружному охлаждению сетки термоэлектронные токи сведены почти к нулю. Для того чтобы избежать коробления анода и повысить его теплоемкость, к штампованному стакану анода припаян диск из более толстого материала. Этот же диск повышает механическую прочность прибора, выдерживающего в анодном узле атмосферное давление воздуха. В установках, где особенно важно добиться хорошего отвода тепла от корпуса и вместе с тем надежно защитить тиратрон от механических воздействий, та же фирма выпускает из производства цельнометаллические тиратроны с ртутным наполнением. Фотография одного из них приведена на фиг. 3-54,б. Тиратроны рассчитаны на средний ток  $I_a = 12,5 a$ , максимальный ток  $I_{a \text{ макс}} = 100 a$  и  $U_{b \text{ макс}} = 2 \text{ кв}$ . Гарантируемый срок службы по данным фирмы выше 5 000—6 000 час.

Особенностью конструкции импульсных тиратронов, конструктивная схема которых приводилась на фиг. 3-42,а, а аксонометрия одного из выпускавшегося нашей промышленностью типов дана на фиг. 3-55, является выполнение анодно-сеточного узла.

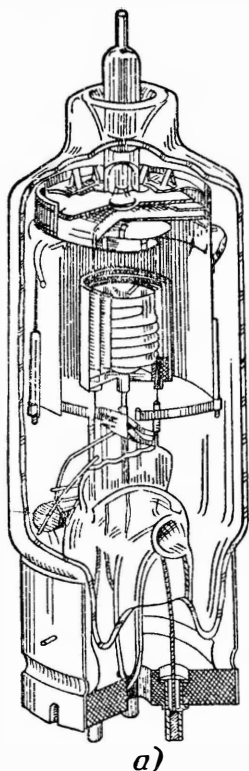
Анод в виде плоского диска окружен сверху и с боков уходящим вниз и охватывающим собой также и катод цилиндрическим экраном. В верхней части экрана на расстоянии 2—3 мм от поверхности анода к экрану приварено кольцо с густой проволочной сеткой. Доступ плазмы к сетке снизу ограничен экраном, располагаемым между катодом и сеткой. В этом случае характеристика сетки остается положительной вплоть до самых высоких анодных напряжений.

Пробой между сеткой и анодом предупреждается благодаря минимальному расстоянию между ними, не превышающему 2—3 мм.

Отечественные типы водородных тиратронов строятся, как мы видели из табл. 3-4, на напряжения  $U_{a \text{ макс}} = 16 \text{ кв}$  при импульсе тока 400 а. С такими же параметрами выпускают из производства водородные тиратроны фирмы: „Сильвания“, „Бомек“ и др. (типы 4С-35 и 5С-22). Фирма „Четтем“ выпускает из производства водородные тиратроны и на более высокие значения напряжения и тока. Так, каталожные параметры

водородного тиратрона типа 5948/1754, фотография которого приведена на фиг. 3-55,б: рабочее напряжение  $U_{a\text{ макс}} = 25 \text{ кВ}$  и ток в импульсе  $I_{a\text{ макс}} = 1000 \text{ а}$ . Параметры водородного тиратрона типа VC-1257 (фиг. 3-55,в): рабочее напряжение  $U_{a\text{ макс}} = 38 \text{ кВ}$  и ток в импульсе  $2000 \text{ а}$ .

Катоды отечественных типов тиратронов (фиг. 3-55,а) продольно ребристые с внутренними ребрами. Нагреватель в виде спирали надет на внешнюю цилиндрическую поверхность катода. Этим достигается большой доступ плазме к оксидированной поверхности катода.



а)



б)



в)

Фиг. 3-55. Водородные тиратроны отечественного производства (а) и фирмы Четтем (б и в).

да. Для того чтобы оксид более прочно удерживался на никелевой подложке, поверхность ее делается губчатой (путем спекания ее с никелевым порошком), а оксидная паста втирается в поры поверхности. У губчатых катодов достигается не только более прочная механическая связь оксида с керном, но и лучшая проводимость оксидного слоя. Удельная импульсная эмиссия у губчатых катодов колеблется в зависимости от режима работы прибора в границах от  $20$  до  $40 \text{ а/см}^2$  и выше. Максимальный ток эмиссии определяется по появлению искрения у катода. Начало искрения зависит не только от амплитуды тока, но и от его продолжительности.

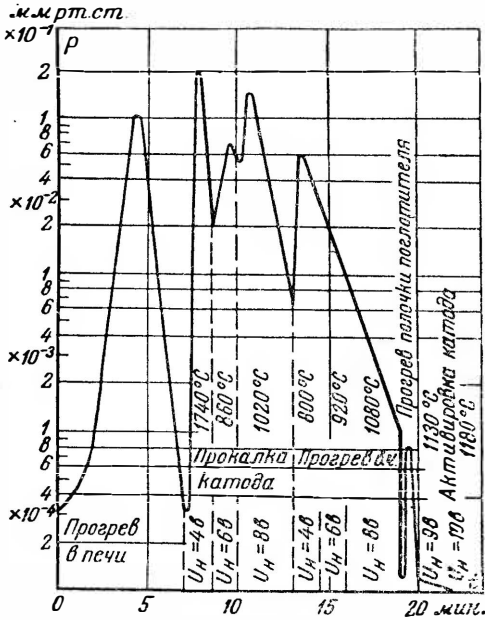
С целью повышения экономичности катоды в водородных тиратронах также окружаются тепловыми экранами. Накопитель (генератор) водорода, поддерживающий давление газа в тиратроне, прикрепляется, как это видно из фиг. 3-55,а, к катодной ножке. Его нагреватель присоединяется параллельно цепи накала катода.

Длительная работа тиратрона любого типа при сохранении постоянства его электрических параметров достигается не только при высоком качестве исходных материалов и правильном выборе конструкции и размеров деталей, но и в не меньшей степени за счет тщательности проведения тех технологических операций, которые призваны обеспечить высокие вакуумные свойства прибора и эмиссионные свойства его катода. Эти операции, так же как у газотронов (описанные в § 2-13), сводятся: 1) к обезгаживанию стекла колбы при наружном обогреве ее при температуре 350—400°С при помощи электрической печи; 2) к прокалке катода путем постепенного повышения напряжения накала, чем достигается разложение карбонатов, входящих в состав оксидного слоя катода (при откачке удаляются выделяющиеся при этом газы); 3) к прогреву анода и металлической арматуры прибора токами высокой частоты, что позволяет удалить заключенные в них газы; 4) к распылению в приборах, заполняемых инертным газом, геттера (поглотителя молекулярных газов), что обеспечивает поддержание вакуума на высоком уровне в процессе эксплуатации прибора; 5) к активировке катода, заключающейся в восстановлении части окислов щелочноземельных металлов в металлический барий, стронций и кальций (металлические примеси повышают эмиссионные свойства оксидного катода). Активировка достигается либо нагревом катода до более высоких температур (термическая активировка), либо пропуском через прибор постоянного тока (электролитическая активировка).

Проведение всех перечисленных технологических операций значительно сократилось во времени при одновременном повышении качества и однородности операций, когда от ручного их выполнения перешли на механизированный метод обработки при помощи откачного автомата. Насколько сократились во времени операции, можно судить по тому, что вместо 3—4 час. вакуумной обработки каждого тиратрона длительность всех операций была сведена к 20 мин., как показывает приведенная на фиг. 3-56 диаграмма хода изменения давления в приборе при переходе от одной технологической операции к другой (от одних позиций на автомате к другим его позициям). Эта диаграмма относится к тиратрону типа ТГ1-2,5/4.

При нагреве деталей давление в приборе в начале каждой из операций повышается, а затем по мере откачки газа и уменьшения его выхода из деталей прибора оно вновь понижается.

На диаграмме указаны также температуры катода в процессе его термической обработки. К концу проведения вакуумных операций давление в приборе не превышает  $10^{-4}$  мм, что удовлетворяет техническим условиям производства. После снятия прибора с автомата сетка тиратрона в течение некоторого времени подвергается ионной бомбардировке с целью очистки ее поверхности от налетов с оксидного слоя катода.



Фиг. 3-56. Диаграмма давлений и температур в ходе автоматной откачки и активировки катода тиратрона.

Сетке при этом сообщается отрицательный потенциал и под действием отрицательного поля ионы, выходящие из плазмы дуги, приобретают нужную энергию для сбивания оксидных пленок. Одновременно с очисткой поверхности сетки катод тиратрона подвергается электролитической доактивировке. Для очистки поверхности анода от осевших на него пленок тиратрон, подвергается тренировке, заключающейся в очистке поверхности анода ионной бомбардировкой.

Кроме нормальных типов тиратронов, серийно выпускаемых из производства, отдельные лаборатории строят секционированные высоковольтные тиратроны на 110 и 220 кВ, такие же по типу, как и газотроны, о которых говорилось в § 2-11. Отличаются тиратроны от газотронов только тем, что между катодом и первой секцией их у первых вводится сетка управления.

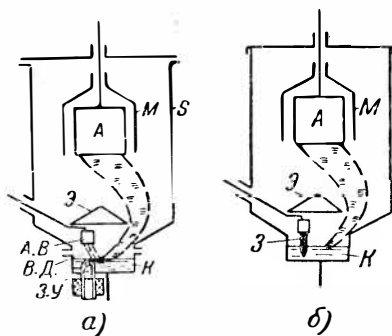
## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ РТУТНЫЕ ВЕНТИЛИ

### 4-1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Ртутными вентилями называют ионные приборы с ртутным катодом (фиг. 4-1), у которых в проводящую часть периода (когда анод положителен по отношению к катоду) горит электрическая дуга самостоятельного разряда, являющаяся проводником тока внутри прибора. Дуга горит в парах ртути, заполняющих внутренний объем вентили, в котором предварительно создается вакуум путем удаления из него и электродов до предельно возможной степени воздуха и других заключенных в них газов.

Использование ртути в катоде делает его принципиально неизнашиваемым, так как испаряющаяся из катода в процессе его работы ртуть конденсируется на охлаждаемых (водой или воздухом) стенках корпуса и вновь возвращается к катоду. Кроме того, ртутный катод допускает весьма высокую плотность эмиссионного тока, доходящую до  $10^6 \text{ а/см}^2$  и более, в связи с чем даже при больших токах, достигающих нескольких сот и тысяч ампер, эмиттирующая электроны площадь катода весьма невелика.

Эмиссия электронов из ртутного катода концентрируется на одной либо нескольких (в зависимости от величины тока) ярко светящихся площадках, носящих название катодных пятен. При токах до 25—50 а на поверхности катода существует обычно одно групповое катодное пятно (состоящее фактически из большого числа микропятен), а при больших токах число таких пятен возрастает.



Фиг. 4-1. Конструктивные схемы  
одноанодного экзитрона (а)  
и игнитрона (б).

В месте нахождения в данный момент группового пятна в силу нагрева ртути происходит интенсивное испарение ртути. При таком испарении струи пара захватывают с собой из катода мелкие ртутные капли.

Эмиссия электронов из катодного пятна обусловлена главным образом сильным электрическим полем, создаваемым непосредственно у поверхности ртути ионами, направляющимися к катоду из ближайшего к нему участка дуги (катодной части дугового разряда). В ртутных вентилях не требуется поэтому ни нагрева катода внешним источником тока (применяющимся у приборов с накаливаемым катодом), ни внешнего ионизатора. Дуговой разряд в ртутном вентиле является, таким образом, самостоятельным, относящимся к участку VII вольтамперной характеристики, приведенной на фиг. 1-15.

Групповые катодные пятна хаотически перемещаются по свободной поверхности ртути в силу отклонения ионных потоков, направляющихся к поверхности ртути, встречной струей пара, идущей из катодного пятна. Микропятна перемещаются внутри группового пятна.

При погружении в ртуть (на ребро) металлической ленты, край которой несколько выступает над поверхностью ртути, микропятна располагаются вдоль ленты (фиксатора), образуя непрерывную светящуюся линию с линейной плотностью тока, доходящей до 10—15  $a$  (максимального значения тока) на 1  $cm$  (при хорошем отводе тепла от фиксатора).

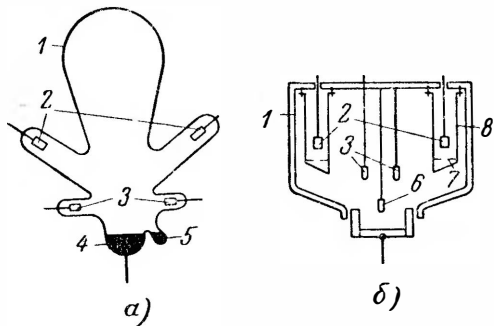
По выходе из катодного пятна электроны ускоряются полем и, ионизируя молекулы пара, формируют ускоренную часть дугового разряда, а затем и столб дуги. Последняя проходит от катода к аноду по свободному от механических преград пути.

В одноанодных вентилях (вентилях с одним главным анодом), две конструктивные схемы которых приведены на фиг. 4-1,  $a$  и  $b$ , первой такой преградой является отражательный экран  $\mathcal{E}$ , защищающий рабочее пространство перед анодом от попадания в него интенсивных струй пара и ртутных капель, уходящих из катодного пятна.

Дуга на главном аноде вентиля горит до тех пор, пока он положителен по отношению к катоду (и пока напряжение между анодом и катодом не меньше, чем напряжение горения дуги  $\Delta U_a$ ). Когда положительный потенциал на аноде становится меньше напряжения горения дуги  $\Delta U_a$ , дуга гаснет и зажигается вновь лишь в следующую положительную часть периода. Для того чтобы дуга самостоятельного разряда могла зажигаться на главном аноде при напряжениях, не намного превышающих напряжение ее горения, к моменту зажигания главной дуги на катоде должен уже существовать источник

электронов в виде катодного пятна, создаваемого вспомогательной дугой.

В одних типах ртутных вентилях, подобных показанному на фиг. 4-1,а, вспомогательная дуга *В. Д.* поддерживается непрерывно при помощи так называемых анодов возбуждения *А. В.*, а в других типах вентилях, подобных показанному на фиг. 4-1,б, вспомогательная дуга создается в каждый период переменного напряжения накануне зажигания главной дуги (синхронное зажигание). Первый тип ртутных вентилях, получивших название вентилях с дугой возбуждения (или, сокращенно, экзитронов), может иметь один анод возбуждения, если его питание производится от источника постоянного напряжения, или два (а иногда и три) анода возбуждения, если их питают переменным напряжением. При питании системы переменным напряжением дуга возбуждения поочередно переходит от одного анода к другому.



Фиг. 4-2. Конструктивные схемы стеклянного (а) и металлического (б) многоанодных экзитронов.

Для начального зажигания дуги возбуждения пользуются контактным методом зажигания вспомогательной дуги, заключающимся в разрыве контакта между вспомогательным электродом и ртутью в период прохождения через них тока. В вентиле, конструктивная схема которого приведена на фиг. 4-1,а, временный токопроводящий мостик создается стружкой ртути, выбрасываемой через сопло зажигающего устройства *З. У.* и достигающей отдельно вводимого анода зажигания либо анода возбуждения.

Вентили с синхронной системой зажигания получили название игнитронов. Периодическое зажигание в них вспомогательной дуги достигается пропуском периодических импульсов тока через погруженный в ртуть катода (как это видно из фиг. 4-1,б) полупроводниковый либо диэлектрический зажигатель *З.* Дуга возникает на границе соприкосновения зажигающего с ртутью, когда ток в зажигателе достигает некоторого граничного значения. Игнитроны строятся только одноанодными, в то время как ртутные вентили с дугой возбуждения (экзитроны) строятся одноанодными и многоанодными.

Конструктивная схема многоанодного стеклянного экзитрона приведена на фиг. 4-2,а, а схема металлического многоанодного экзитрона дана на фиг. 4-2,б.



Главные аноды 2 в стеклянных ртутных вентилях размещены в боковых отростках (анодных рукавах), припаянных к корпусу 1, а в металлических вентилях (с цилиндрическим корпусом) они размещены внутри него и защищены от интенсивных струй пара окружающими их металлическими манжетами 8. Анодные рукава в стеклянных вентилях и манжеты в металлических вентилях вместе с расположенными у их входа деионизационными решетками — фильтрами 7 — служат для ускорения процесса деионизации и ослабления потока ионов, диффундирующих из прикатодного объема к аноду после гашения дуги на нем.

Непосредственно над катодом в стеклянных вентилях расположена конденсационная камера, она принимает на себя струи пара из катода. Конденсирующаяся здесь часть пара выравнивает давление и плотность пара в рабочем пространстве перед анодом.

Металлические многоанодные вентили, которые раньше строились с токами до нескольких тысяч ампер, имели также внешнюю (как у стеклянных вентилях) либо внутреннюю конденсационную камеру. В настоящее время отечественные типы многоанодных вентилях строятся на токи не выше 1000 а, поскольку более простое и экономически более целесообразное решение дает при больших токах составление вентилях комплектов из одноанодных вентилях. У таких вентилях конденсация пара обеспечивается в основном нижней наиболее холодной частью вакуумного корпуса, поверхность которой должна быть достаточно велика.

Функции анода зажигания в стеклянном экзитроне обычно выполняет ртуть, заполняющая боковой нижний отросток 5, расположенный рядом с катодом 4. При кратковременном наклоне колбы ртуть анода зажигания соединяется с ртутью катода, образуя проводящий мостик. При разрыве этого мостика путем восстановления нормального положения колбы в период прохождения тока зажигается вспомогательная дуга (дуга зажигания), переходящая затем на аноды возбуждения 3, также расположенные в анодных рукавах под главными анодами.

Анод зажигания 6 в металлическом экзитроне подвешен на пружине и погружается на короткое время в ртуть при помощи электромагнита. При выходе анода зажигания из ртути в месте разрыва возникает дуга зажигания, переходящая затем на неподвижно закрепленные аноды возбуждения 3.

Изоляция анодов между собой и по отношению к корпусу достигается в стеклянных вентилях через стекло стенок. В ряде типов металлических вентилях для этого применяются фарфоровые изоляторы. Места сопряжения фарфора с металлом, а также места сопряжения разъемных металлических

деталей уплотняются для повышения герметичности при помощи прокладок — уплотнений (резина, алюминий и др.). Полной герметичности, однако, такие уплотнения не дают, поэтому разборные типы вентиляей снабжаются откачным устройством, поддерживающим на требуемом уровне вакуум в вентилях.

Изобретен был ртутный вентиль Купер-Юитом в 1901 г. и впервые выполнен в 1905 — 1908 гг. Первые типы стеклянных высоковольтных ртутных вентиляей были построены в Советском Союзе в 1921 г. в Нижегородской радиолaborатории под руководством В. П. Вологодина [Л.48]. Первые отечественные типы металлических многоанодных ртутных вентиляей разборного типа были построены в 1924 г. на Ленинградском заводе „Электросила“ под руководством В. К. Крапивина. Новая система зажигания дуги в ртутных вентилях, на основе которой начали осуществляться игнитроны, была предложена Слепяном и Людвигом в США в 1933 г. Первые отечественные типы стеклянных и металлических игнитронов были построены в 1935—1937 гг. во Всесоюзном электротехническом институте имени В. И. Ленина (ВЭИ) при участии Д. К. Уайта и Л. П. Мелешкиной.

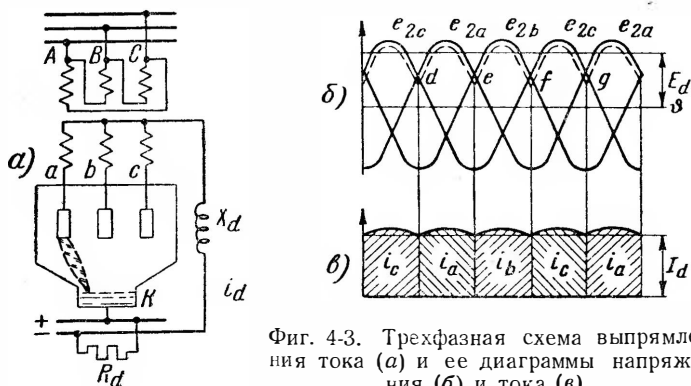
На основе разработанной на заводе „Светлана“ технологии сварки меди со стеклом и затем ковара со стеклом начали выпускаться в 1936 г. этим заводом стеклянно-металлические игнитроны, у которых нижняя (катодная) часть вакуумного корпуса выполнялась из меди либо ковара, а верхняя (анодная) часть корпуса — из молибденового стекла, свариваемого с тонким краем металлической нижней части корпуса. После овладения технологией сварки стекла со сталью в ВЭИ была разработана и выпущена в 1948 г. из опытного производства первая серия запаянных металлических вентиляей, у которых для сохранения в них вакуума не требуется иметь вакуумных насосов (безнасосные вентиляи).

Выделяющееся внутри ртутных вентиляей тепло при горении дуги отводится от наружных стенок корпуса и катода либо воздухом (воздушное охлаждение), либо водой (водяное охлаждение), а в некоторых типах высоковольтных вентиляей при помощи масла (масляное охлаждение).

Обеспечивая прохождение больших токов при малом падении напряжения в дуге, ртутные вентиляи являются весьма экономичным и долговечным типом ионного прибора, широко применяемым при различного рода преобразованиях тока. Наиболее часто их применяют в системах преобразования переменного тока в постоянный, где они выполняют функции выпрямителей тока.

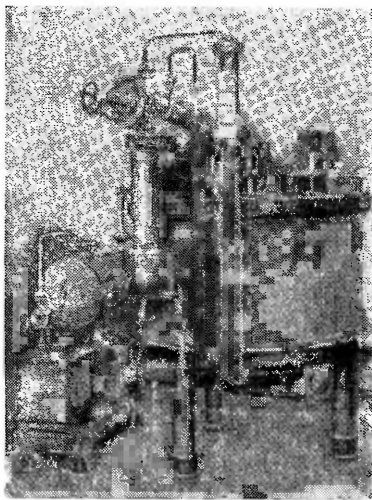
Схема присоединения треханодного вентиля к вторичным обмоткам трехфазного трансформатора для выпрямления трех-

фазного тока показана на фиг. 4-3,а, а диаграммы напряжения и тока, иллюстрирующие режим работы выпрямителя, приведены на фиг. 4-3,б и в.



Фиг. 4-3. Трехфазная схема выпрямления тока (а) и ее диаграммы напряжения (б) и тока (в).

Катод многоанодного вентиля (либо электрически связанные между собой катоды одноанодных вентиляей) является в схемах выпрямления тока с нулевым выводом положительным полюсом для цепи выпрямленного тока, а нулевая точка у вторичных обмоток трансформатора — отрицательным полюсом для этой цепи.



Фиг. 4-4. Металлический многоанодный откачной (разборный) экзитрон РМНВ-1000.

синусоид (точки  $d$ ,  $e$ ,  $f$  и  $g$ ), являющимся точками естественного зажигания вентиляей.

Снабжая ртутные вентили управляющими сетками, устанавливаемыми между анодом и фильтром, можно задержать (так же как и в тиратронах) момент зажигания или перехода дуги с анода на анод, на любой угол запаздывания  $\alpha$ . Это дает возможность регулировать величину выходного напряжения и тока в диапазоне от 100 % до нуля.

Представление об устройстве вентилей откачного (разборного) типа, изготавливаемых заводом „Уралэлектрораппарат“, дает фотография внешнего вида многоанодного вентиля, приведенная на фиг. 4-4, и фотография внешнего вида вентиляльного комплекта из шести одноанодных вентилей, приведенная на фиг. 4-5.

Кроме самих вентилей на фотографиях видны также узлы системы откачки, поддерживающей вакуум в вентиле, а также измеритель вакуума.



Фиг. 4-5. Вентильный комплект типа РМНВ-500×6 из одноанодных откачных экзитронов.

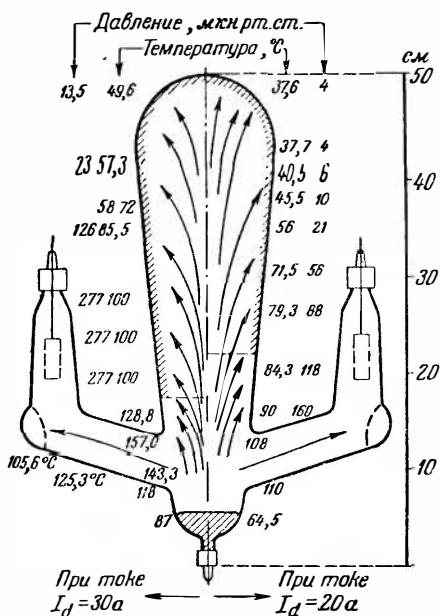
#### 4-2. ДАВЛЕНИЕ И ПЛОТНОСТЬ ПАРА

Давление и плотность ртутного пара определяют в ртутном вентиле, так же как и во всех других типах ионных приборов, электрический режим как в проводящую, так и в непроводящую части периода.

Нахождение численных значений давления и плотности пара в рабочем объеме у ртутных вентилей представляет несколько большие трудности, чем в ртутных приборах с накалимым катодом. При интенсивно испаряющемся ртутном катоде, от которого потоки пара уходят к стенкам, где они частично конденсируются, нет равновесного состояния пара в объеме. Это не позволяет определять давление пара непосредственно по температуре ртути и находить затем по установленному давлению плотность пара  $d$  при помощи (2-2).

Давление паров в вентиле создается как прямыми струями пара, уходящими от катода к конденсирующим их стенкам, так и возвратными струями пара, появляющимися в силу того, что стенки не полностью конденсируют пар, отражая значительную часть из проходящих к ним молекул. Кроме того,

часть из образующегося на стенках конденсата вновь испаряется. Интенсивность возвратного испарения и создаваемое им противодействие прямым потокам пара зависят от температуры конденсирующей пар части стенки. Чем выше эта



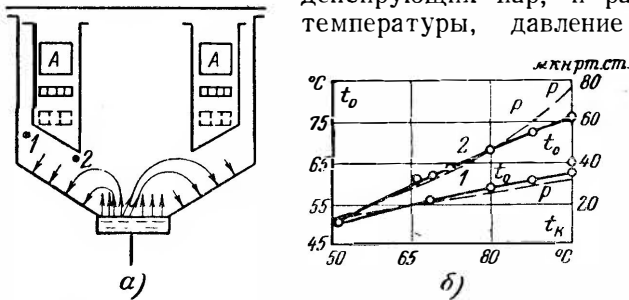
Фиг. 4-6. Диаграмма температур и давлений ртутного пара в стеклянном экзистроне при двух токах нагрузки.

температура, тем больше противодействие, создаваемое возвратным испарением. Естественно, что при таких условиях прямые потоки пара уходят вначале к наиболее холодным частям корпуса и только после нагрева их (теплом, выделяющимся при конденсации пара) прямые потоки отклоняются к более нагретым дуговой частям корпуса, которые также начинают принимать участие в конденсации. Как расширяется поверхность конденсации при увеличении количества испаряющейся ртути с катода и повышении его температуры, можно видеть по появлению ртутной росы (конденсата) на поверхности стенок стеклянного ртутного вентиля (фиг. 4-6). Границы поверхности, покрытые конденса-

том, отмечены здесь штриховкой. Штриховка на правой половине фигуры соответствует нагрузке вентиля током в  $20a$ , а штриховка на левой половине фигуры — нагрузке вентиля током в  $30a$ . При большем токе граница конденсации проходит ниже и соответствует более высокой температуре. Свободные от конденсации анодные рукава имеют более высокую температуру за исключением более интенсивно охлаждаемых выступов на их сгибах. В местах конденсации проставлены измеренные температуры корпуса, а также соответствующее им по кривым фиг. 2-3 давление паров, насыщающих пространство. Так как в центре катод нагрет больше, чем у краев, и наиболее интенсивные струи пара уходят из катодного пятна, то нижняя граница конденсации может превышать температуру у краев катода, как это имеет, например, место у вентиля, показанного на фиг. 4-6.

В условиях непрерывного движения прямых и возвратных струй пара, накладывающегося на хаотическое движение мо-

лекул пара, давление пара в объеме от точки к точке изменяется. В условиях сложной конфигурации поверхностей, конденсирующих пар, и разной их температуры, давление проще



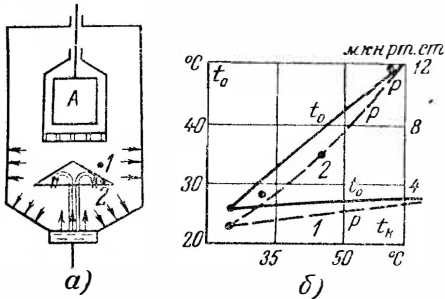
Фиг. 4-7. Диаграмма потоков ртутного пара в многоанодном экзитроне (а) и кривые температуры росы и давления паров ртути в двух точках перед анодной манжетой (б).

всего найти по измеренным в интересующих нас объемах температурам росы  $t_0$ , при которых на металлической пластинке, внесенной в данный объем, начинает появляться ртутный конденсат. Результаты измерений температуры росы  $t_0$ , проведенных Рием при помощи подобного индикатора в двух точках внутри многоанодного экзитрона (отмеченных на фиг. 4-7,а цифрами 1 и 2) при увеличении температуры катода (фактически при увеличении тока нагрузки от нуля до полной величины), показывают кривые, приведенные на фиг. 4-7,б. Точка 1 расположена у входа в анодную манжету ближе к охлаждаемому водой корпусу вентиля, а точка 2 — ближе к катоду. Кривые  $t_0$  на фиг. 4-7,б относятся к неизменной температуре корпуса (точнее к неизменной температуре охлаждающей воды  $t_w$ ). Кроме кривых  $t_0$ , шкала для которых нанесена на оси ординат на фиг. 4-7,б, пунктирными линиями построены также кривые давления паров  $p_0$ , насыщающих пространство. Шкала давлений нанесена на вертикали справа.

При наличии на пути прямых потоков пара преграды в виде отражателя (как на фиг. 4-8,а) с более высокой температурой, чем стенки, пары от него отражаются и уходят к более холодным участкам поверхности корпуса. Проведенные измерения распределения давления (при помощи другого индикатора) в одноанодном ртутном вентиле над и под отражательным экраном в точках, указанных на фиг. 4-8,а цифрами 1 и 2, привели к кривым, построенным на фиг. 4-8,б. Характерным здесь является то, что с повышением температуры на поверхности ртутного катода  $t_K$  давление паров растет главным образом под экраном, а над экраном этот рост относительно невелик. Устанавливающийся при этом перепад давлений,

характеризуемый разностью ординат кривых 1 и 2, сосредотачивается главным образом в кольцевом зазоре, между корпусом вентиля и ртутным экраном.

Малое отступление кривой изменения температуры росы  $t_0$  в функции от  $t_K$  от прямой и прямолинейная же примерно зависимость  $t_0$  от температуры стенки  $t_s$  при неизменном  $t_K$



Фиг. 4-8. Диаграмма потоков ртутного пара в одноанодном экзитроне (а) и кривые температуры росы и давления паров ртути (б).

позволяют температуру росы  $t_0$  приближенно рассматривать как линейную функцию от температуры ртути на поверхности катода  $t_K$  и от температуры ртути на поверхности конденсирующей пар стенки  $t_s$ . Это позволяет написать равенство

$$t_0 = at_s + bt_K. \quad (4-1)$$

Здесь  $a$  и  $b$  — коэффициенты, сумма которых равна единице. Численные значения  $a$  и  $b$  зависят от типа

и конструкции вентиля, расположения поверхностей охлаждения и, наконец, от местоположения рассматриваемого пункта внутри вентиля.

Усредненные значения коэффициентов  $a$  и  $b$ , найденные по результатам ряда измерений, проведенных в различных промышленных типах ртутных вентилях в рабочем пространстве перед анодом, даны в табл. 4-1.

Точка 1, к которой относятся цифры первого и второго столбцов, лежит у входа в анодную манжету вне направленных потоков пара, т. е. в объеме, где направленные составляющие скорости молекул пара сравнительно малы. Точка 2 расположена ближе к потоку движущегося пара, но все же вне его.

Особенно резкое повышение давления и плотности пара имеет место там, где проходят в данный момент интенсивные струи пара, идущие непосредственно с катодных пятен. Направление этих струй, обозначенное на фиг. 4-7 и 4-8 большими стрелками, меняется в связи, во-первых, с непрерывным перемещением катодных пятен по поверхности ртути катода и, во-вторых, в связи с имеющим место небольшим волнообразным движением поверхности ртути, вызванным переменным по месту давлением ионных потоков на поверхность ртути.

Зная температуру стенок  $t_s$  (зависящую от охлаждающей эти стенки среды), а также температуру катода  $t_K$  (завися-

щую, как будет показано в § 4-9, от плотности тока на катоде), и пользуясь приведенными в табл. 4-1 коэффициентами,

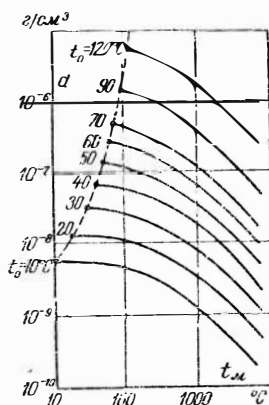
Таблица 4-1

Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  в формуле (4-1)

Тип вентиля	В точке 1		В точке 2	
	$a$	$b$	$a$	$b$
Стекланный многоанодный . . . . .	0,6	0,4	0,35	0,65
Металлический многоанодный цилиндрический (фиг. 4-2) . . . . .	0,7	0,3	0,4	0,6
Металлический многоанодный рукавный (фиг. 4-48) . . . . .	0,8	0,2	0,45	0,55
Металлический одноанодный . . . . .	0,95	0,05	0,25	0,75

можно на основании (4-1) найти температуру росы  $t_0$  и по кривым давления паров, насыщающих пространство (фиг. 2-3), определить соответствующее ей давление пара  $p$ . Последняя величина позволяет найти при помощи (2-2) искомую плотность пара, если температура пара  $T_m$  известна. В непроводящую часть периода температура пара  $t_m$  в рабочем объеме близка к температуре анода (600—700°C), а в проводящую часть периода эта температура в столбе дуги много выше, достигая при больших плотностях тока нескольких тысяч градусов, как это будет показано в § 4-12.

С ростом температуры пара при неизменном значении  $t_0$  плотность пара уменьшается. На фиг. 4-9 построено в логарифмическом масштабе семейство кривых, показывающее ход изменения плотности пара в функции от его температуры  $T_m$  при различных значениях  $t_0$  [Л.55]. Необходимо иметь в виду, что давление пара, соответствующее  $t_0$ , устанавливается в вентиле не сразу после включения нагрузки, а только через некоторый промежуток времени, необходимый для нагрева катода и стенок. Больше время имеет катод, обладающий относительно большей теплоемкостью. Рост температуры катода (в долях установившейся) иллюстрирует для одного из типов вентиляей кривая на фиг. 4-10.



Фиг. 4-9. Кривые плотности пара в функции от температуры пара при разных температурах росы.

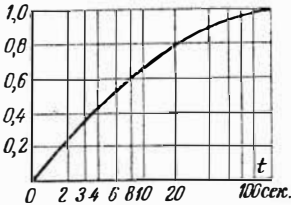


Для непосредственной оценки хода электрических процессов важна не весовая плотность пара, а концентрация молекул пара (число молекул в кубических сантиметрах). Эта величина легко находится по весовой плотности, исходя из равенства

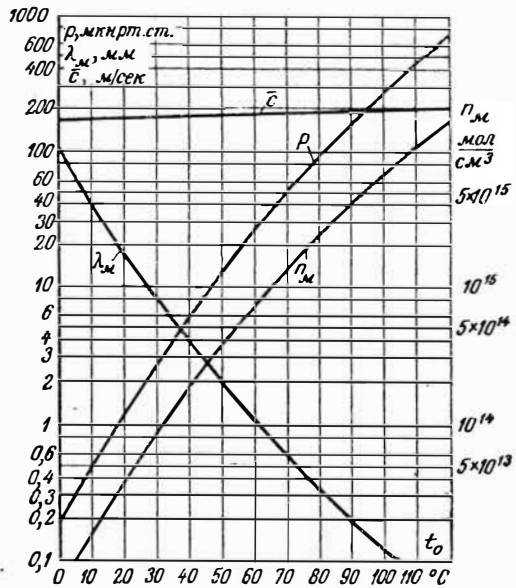
$$n_m = \frac{d}{m}, \quad (4-2)$$

где  $d_m$  — весовая плотность пара,  $г/см^3$ ;

$m$  — масса молекулы ртути, равная  $3,34 \cdot 10^{-22}$  г.



Фиг. 4-10. Кривая относительного изменения температуры катода при начальном включении вентиля на нагрузку.



Фиг. 4-11. Кривые концентрации молекул, давления пара, средних свободных пробегов и средней скорости молекул в функции от температуры росы.

Зная концентрацию молекул, можно вычислить далее на основании (1-4) и (1-6) средние свободные пробеги молекул пара.

Результаты таких вычислений для интересующего нас диапазона изменения температуры  $t_0$  представлены кривыми на фиг. 4-11. Кроме кривых, характеризующих изменение давления пара  $p$  и концентрацию молекул  $n_m$  (при условии, что пар имеет ту же температуру, что и катод), здесь приведены кривые средних значений свободных пробегов молекул пара  $\lambda_m$  и средней их скорости  $\bar{c}$  в тепловом движении.

### 4-3. ДУГА В РТУТНОМ ВЕНТИЛЕ И ПРОЦЕССЫ У КАТОДА

В проводящую часть периода в ртутном вентиле, как выше уже говорилось, горит дуга самостоятельного разряда (фиг. 4-12,а), не нуждающаяся после зажигания ее во вспомогательных средствах, поддерживающих эмиссию электронов

из катода, так как энергия, необходимая для такой эмиссии, черпается непосредственно из катодной части разряда.

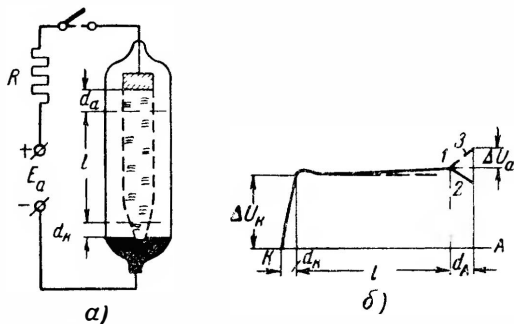
Так как основные отличия дуги самостоятельного разряда от дуги несамостоятельного разряда (горящей в приборах с накаленным катодом) заключаются в процессах, развивающихся в катодной части разряда, то изучение свойств и характеристик дуги мы начинаем с этой части разряда.

О месте, занимаемом катодной частью разряда по отношению к разряду в целом, можно судить по кривой распределения потенциалов по длине дуги. Такая кривая для дуги, горящей в парах ртути, приведена на фиг. 4-12.б.

Пологий участок кривой длиной  $l$  соответствует однородному столбу, когда он не имеет сужений. Катодной части разряда отвечает здесь начальный участок крутого подъема кривой с катодным падением потенциала  $\Delta U_K$ . Анодному участку дуги отвечают три возмож-

ных варианты изменения потенциала, один из которых (вариант 2) показан сплошной линией, а два других — пунктиром. Протяженность катодной части разряда на фиг. 4-12,б сильно увеличена. Фактическая длина этой части разряда не превосходит  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  см.

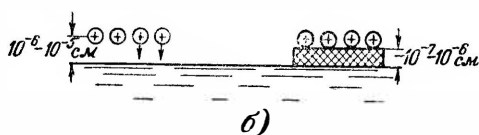
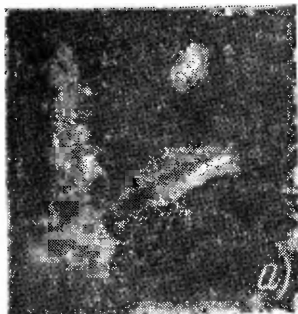
Основанием катодной части разряда служит эмиттирующая электроны небольшая площадка на поверхности ртути — катодное пятно. Визуально наблюдаемое катодное пятно фактически состоит, как это видно из микрофотографии, приведенной на фиг. 4-13,а, из группы мелких катодных пятен (микропятен) с током в каждом из них от 3—5 а. Плотность тока в отдельных микропятнах по измерениям Фрума [Л.49] весьма велика и достигает  $10^6$ — $10^7$  а/см<sup>2</sup>. Плотность тока в групповом пятне много ниже и примерно равна 4000 а/см<sup>2</sup>. Гумпри [Л.51] наблюдал и значительно меньшую плотность тока в групповом пятне вплоть до 60 а/см<sup>2</sup>. Микропятна образуют одно групповое пятно до тех пор, пока общий ток на катоде не превышает 30—50 а. При больших токах число групповых пятен, независимо перемещающихся по поверхности катода, соответственно возрастает. Микропятна также перемещаются внутри группового пятна, что приводит к непрерывному изменению формы последнего.



Фиг. 4-12. Дуга в ртутном вентиле (а) и кривая распределения потенциалов в ней (б).

Каждое микропятно является центром интенсивной электронной эмиссии, благодаря которой и достигается указанная выше плотность тока. Электронная составляющая этого тока равна примерно от 0,8 до 0,9, а следовательно, ионная составляющая тока лежит в границах от 0,1 до 0,2 от общего тока. Роль ионной составляющей тока сводится главным образом к созданию сильного электрического поля у поверхности катодного пятна на ртути.

Хотя механизм электронной эмиссии из ртутного катода в деталях еще невыяснен, но на основе большого числа исследований, проведенных разными авторами, можно заключить, что эмиссия здесь электростатическая (автоэлектронная), т. е. выход электронов с поверхности ртути обусловлен действием сильного поля, напряженность которого достигает  $10^6$  в/см и более. Поле такой напряженности может возникнуть при



Фиг. 4-13. Фотография микропятен (а) и схемы их формирования (б).

свободном подходе ионов к поверхности ртути, когда расстояние становится примерно равным  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  см, как это схематически показано на левой половине фиг. 4-13,б или при оседании ионов на диэлектрических либо полупроводниковых микропленках, в большинстве случаев присутствующих на поверхности ртути, как это иллюстрирует правая половина фиг. 4-13,б. При оседании ионов на пленках электроны выходят из ртути у краев либо проходят сквозь весьма малую толщину пленок.

Меньшая доля электронов, выходящих с ртути катода, нейтрализуется на поверхности ртути либо на поверхности пленок с приходящими сюда ионами, но большая их доля ускоряется полем катодной части разряда, и после приобретения достаточной энергии возбуждает и ионизирует молекулы пара. В силу повышенной (местной) плотности пара над катодным пятном (порядка 1—2 мм рт. ст.) ионизация идет здесь главным образом ступенчатым путем. Благодаря ионизации в удаленном от катода конце катодной части разряда устойчиво поддерживаются избыточный объемный заряд ионов и положительное катодное падение потенциала.

Для поддержания поля необходим некоторый минимальный объемный заряд ионов, соответствующий некоторому минимуму тока в дуге. При свободно бегающем пятне этот минимум тока в зависимости от состояния поверхности ртути и температуры ее лежит в границах от 3 до 5 *a*. Если на самый короткий промежуток времени (измеряемый микросекундами) ток в дуге падает ниже указанного минимума, то катодное пятно исчезает и дуга гаснет.

Величина катодного падения потенциала примерно равна сумме работы выхода электронов из ртути (у чистой ртути  $\varphi = 4,5$  в) и эффективного потенциала ионизации, который при преобладании ступенчатой ионизации приближается к потенциалу первого метастабильного уровня возбуждения ( $U_m = 4,7$  в). По измерениям, проведенным Лямаром и Комптоном [Л.54],  $\Delta U_K \approx 10$  в. По измерениям других авторов его предельные значения при бегающем пятне лежат в границах от 9 до 11 в. Значение  $\Delta U_K$  не зависит ни от тока, поскольку с ростом тока увеличивается число микропятен либо групповых пятен на катоде, ни от давления пара в рабочем пространстве, поскольку условия ионизации определяются не общим, а местным давлением пара над катодным пятном.

Уходящие под действием поля к катоду ионы отдают ему не только свою кинетическую, но и потенциальную энергию, поскольку при нейтрализации ионы превращаются в нейтральные молекулы пара. Отдаваемая катодному пятну ионами энергия переходит в большей своей части в тепло. Это тепло уходит от катода через испарение ртути и через теплопроводность. Как распределяется тепловая мощность между двумя каналами ее расходования, зависит (как это будет показано в § 4-9) от теплового сопротивления катода. Это распределение влияет и на температуру в катодном пятне. Абсолютные значения температуры в катодном пятне, как показали расчеты, проведенные Комптоном [Л.53], исходя из баланса мощности, и измерения, проведенные Лютцем по инфракрасному излучению, лежат в границах от 200 до 300° С. Хотя эта температура относительно и невелика, но в силу того, что в пространстве над ртутью давление пара мало (*мкн* рт. ст.), в месте расположения катодного пятна на ртути имеет место весьма интенсивное испарение пара. Скорость молекул в отходящих от катодного пятна струях пара, схематически показанных на фиг. 4-14,а, достигает по измерениям, проведенным Танбергом,  $10^6$  см/сек и выше. Возникающее при таких скоростях динамическое давление пара отклоняет ионный поток в сторону от катодного пятна. Это вызывает перемещение ионов, а следовательно, и пятна к соседнему участку поверхности ртути, т. е. беспорядочное движение катодного пятна по поверхности

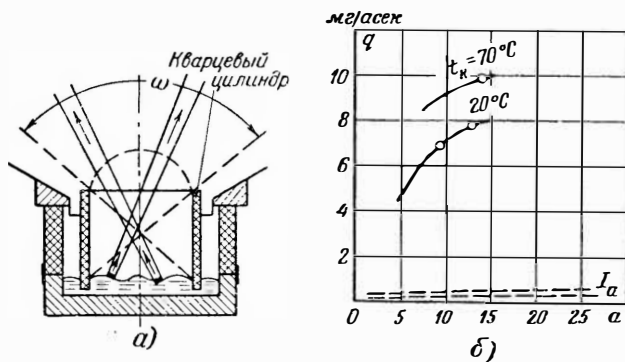
ртути. Статистические наблюдения за таким перемещением показывают, что в известной мере оно может быть уподоблено броуновскому движению, что позволяет среднюю скорость перемещения определять по приближенной формуле

$$\bar{v} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \sqrt{\frac{15,2}{\Delta t}}, \quad (4-3)$$

где  $\Delta x$  — усредненный путь ухода пятна за наблюдаемое время от первоначального его положения, м;

$\Delta t$  — время перемещения пятна, сек.

Формула (4-3) позволяет приближенно оценить время, необходимое для ухода пятна за пределы катода, если металлической корпус вентили не изолирован от корпуса.



Фиг. 4-14. Направление ртутных струй из свободно перемещающихся катодных пятен (а) и кривые единичного испарения при нарастании анодного тока (б).

Перемещение пятна вызывает изменение по месту давления на поверхность ртути, создаваемое, во-первых, ионным потоком и, во-вторых, уходящими от катодных пятен струями пара. Последние захватывают с собой и большое число мелких капель ртути. Изменение местного давления приводит к возникновению волнообразного движения в поверхностных слоях ртути. Это движение меняет, как это видно из фиг. 4-14,а, положение в пространстве площадок, занимаемых катодными пятнами, а следовательно, и ртутных струй, которые уходят в нормальном к поверхности катодных пятен направлении.

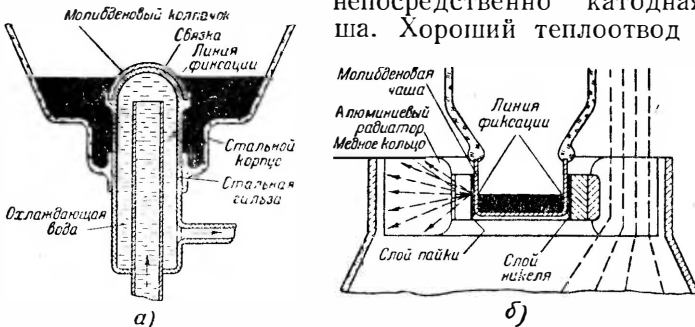
При наличии катодного щитка, который обычно применяется в многоанодных экситронах, направление струй может меняться, как показано на фиг. 4-14,а, в пределах телесного угла  $\omega$ . Преданодное пространство любого из главных анодов должно лежать вне этого угла с тем, чтобы защитить аноды вентили и преданодное пространство от прямого попадания

интенсивных струй пара и в особенности от ртутных капель, переносимых паром. Вредное действие капель сказывается не только в том, что при испарении они (так же как интенсивные струи пара) резко меняют давление пара перед анодом, но еще и в том, что, достигая анода, они вызывают (как это будет показано в § 4-19) обратное зажигание в вентиле, нарушая тем самым режим его работы. Резкое ослабление интенсивности испарения и резкое снижение отдачи катодом ртутных капель дает фиксирование катодного пятна. Вместо удельного испарения в  $5-11 \text{ мг/а}\cdot\text{сек}$ , соответствующего верхним кривым на фиг. 4-14,б, построенным по результатам измерений, проведенных Иссендорфом [Л. 51] при перемещающемся пятне, это испарение снижается до  $0,1-0,6 \text{ мг/а}\cdot\text{сек}$  при фиксировании пятна, как это показывают пунктирные кривые, построенные на фиг. 4-14,б по результатам измерений, проведенных Тонксом и Кобелем [Л. 55]. Фиксирование пятна приводит также к некоторому снижению (на  $1-2 \text{ в}$ ) катодного падения потенциала, а также к снижению (до  $1 \text{ а}$ ) минимума тока, при котором пятно может еще существовать на поверхности катода.

Основное требование, которое предъявляется к фиксаторам, это нерастворимость их в ртути в присутствии дуги и малая распыляемость при умеренной энергии ионов, бомбардирующих фиксатор. Вторым требованием является смачиваемость материала фиксатора ртутью, что приводит к вогнутому мениску. У линии мениска и фиксируются пятна, образуя непрерывную светящуюся линию. Названным требованиям в наибольшей степени удовлетворяют молибден и вольфрам, причем в большинстве случаев используется первый из этих материалов как более дешевый и, кроме того, как материал, который в несколько большей степени поддается механической обработке. При фиксаторе из молибдена удается линейную плотность тока фиксации повысить до  $10-15 \text{ а/см}$ , пока температура фиксатора не выходит за границы  $100-150^\circ\text{C}$ .

Ограничение температуры фиксатора достигается улучшением теплоотвода от него (т. е. уменьшением теплового сопротивления на пути теплового потока). Как это может быть достигнуто при охлаждении катода водой или маслом, показывает конструктивная схема катода (фиг. 4-15,а), разработанная Штейнбеком применительно к одноанодным высоковольтным вентилям, выпущенным из опытного производства немецкой фирмой Сименс. Здесь молибденовый колпачок насажен на верхний торец стальной фасонной гильзы, внутрь которой через трубку вводится охлаждающая жидкость (вода либо масло). Для получения хорошего теплового контакта зазор между молибденовым колпачком и торцом гильзы заполнен связкой из мелкогранулированного железа, спекаемого в вакуумной печи при температуре  $1000^\circ\text{C}$ .

Осуществление хорошего теплоотвода от фиксатора при воздушном охлаждении иллюстрирует конструктивная схема катода, приведенная на фиг. 4-15,б. Катод применяется английской фирмой Невелинг Электрик Компани в серийно выпускаемых ею низковольтных одноанодных экзитронах (конструкция которых описывается в § 4-21). Здесь из молибдена изготовлена непосредственно катодная чаша. Хороший теплоотвод дости-



Фиг. 4-15. Фиксаторы катодных пятен с водяным (а) и воздушным (б) охлаждением.

гается здесь при помощи алюминиевого радиатора с хорошо развитой поверхностью радиатора. Уменьшение теплового переходного контакта достигается никелировкой молибденовой чаши катода и заполнением зазора специальным припоем. Фиксатором является молибденовая чаша катода, в которую налита ртуть, а отвод тепла производится через алюминиевый радиатор, насаживаемый на медное кольцо, припаянное к покрытой никелем молибденовой чаше.

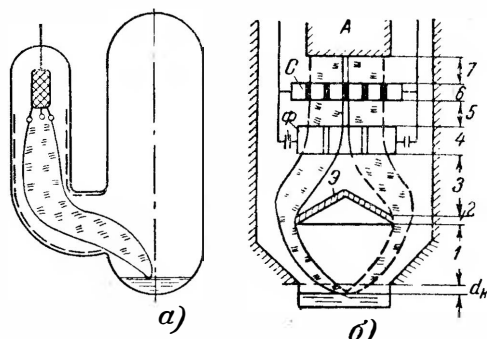
После введения фиксаторов в ряд типов одноанодных вентилях, где преимущества, ими даваемые, особенно ощутимы в связи с близким расстоянием между анодом и катодом, фиксаторы начали применять и в многоанодных экзитронах, в которых ток не превышает 500 а. Так, многоанодные запаянные вентили типа РМ-200, разработанные в ВЭИ, выпускаются с молибденовым фиксатором, выполненном в виде решетки, прочно скрепленной со стальным диском, погруженным в ртуть. Кроме уменьшения общих габаритов вентиля (конструкция которого описывается в § 4-21), это привело к уменьшению падения напряжения в дуге и улучшению сеточных характеристик управления вентиляем.

#### 4-4. ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЦЕССОВ В СТОЛБЕ РАЗРЯДА

В связи со значительным удалением анода от катода столб дуги в ртутных вентилях имеет достаточно большую длину. Там, где на пути дуги нет механических преград, как, напри-

мер, у стеклянных неуправляемых сетками ртутных вентиляей, неполный разрез одного из которых приведен на фиг. 4-16,а, столб разряда можно считать достаточно однородным, если не учитывать переходного быстро расширяющегося участка возле катода и некоторого искривления дуги в местах обхода ею стенок. Менее однороден по длине столб дуги в анодных металлических управляемых сетками экзитронах (фиг. 4-16,б). Здесь столбу

дуги, начинающемуся у катодной части разряда, приходится: а) обходить отражательный экран  $\mathcal{E}$ , защищающий рабочую область и торец анода от интенсивных струй пара и ртутных капель с катодного пятна; б) проходить через отверстия в деионизационной решетке (фильтре  $\Phi$ ), устанавливаемой для ускорения деионизации разрядного промежутка и ослабления диффузии ионов к аноду после гаше-



Фиг. 4-16. Путь дуги в стеклянном (а) и металлическом (б) вентилях.

ния дуги, и в) проходить через места сужения в отверстиях сетки  $C$ , управляющей моментом зажигания дуги. Нарушения однородности столба, обусловленные стоящими на пути конструктивными деталями, заключаются не только в вынужденном изменении пути и сечения столба дуги, но и в возможных изменениях температуры и плотности газа. Обычно дуга не заполняет симметрично расположенные на пути отверстия и кольцевые каналы, а концентрируется до достижения некоторых предельных значений плотности тока в одних частях каналов, оставляя свободными другие их части. Этим объясняется то, что контур дуги слева от экрана показан на фиг. 4-16,б сплошными линиями, а справа — пунктиром. Так как всякий неоднородный столб можно рассматривать состоящим из ряда однородных участков, то количественные характеристики всего положительного столба могут быть найдены по характеристикам отдельных его участков.

К интересующим нас практическим величинам и характеристикам в столбе дуги относятся: 1) распределение плотности тока по сечению столба дуги в зависимости от геометрических размеров канала, по которому проходит дуга, и давления (плотности) пара в нем; 2) изменение продольной напряженности поля  $E_l$  в функции от тех же величин.



Так как плотность тока в столбе дуги определяется, как мы видели в § 1-6, главным образом плотностью электронной составляющей этого тока, поскольку ионная составляющая тока не превышает долей процента общего тока, то в последующем мы рассматриваем только электронную составляющую тока, распределение плотности которой зависит: а) от распределения концентрации зарядов по сечению разряда, б) от скорости (энергии) электронов в их беспорядочном движении, учитываемой по температуре электронного газа  $T_e$ , и, наконец, в) от отношения беспорядочного тока к направленному, учитываемому коэффициентом хаотичности  $B$  (§ 1-6). Установленные в § 1-6 закономерности для названных величин базировались на диффузионном движении зарядов к стенкам, в основе которого лежат столкновения зарядов с атомами газа и между собой.

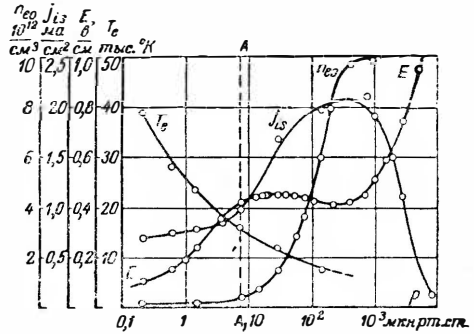
В ртутном разряде низкого давления при  $p = 10 - 15$  *мкн* рт. ст. средний свободный пробег электронов соизмерим с радиусом окружающих разряд цилиндрических стенок, в связи с чем число столкновений зарядов с частицами газа при их движении к стенкам становится уже относительно небольшим, и поэтому законы диффузионного движения здесь неприменимы.

Для диапазона низких давлений Ленгмюром и Тонксом [Л.16] была разработана другая теория разрядного столба, в основу которой были положены уравнение Пуассона, связывающее концентрацию зарядов в плазме с распределением потенциалов в ней, и условие равновесия между числом зарядов, уходящих из столба дуги к стенке и вновь в нем возникающих. Полученная система уравнений оказалась для практических расчетов относительно сложной в силу того, что в каждое из уравнений входит большое число переменных.

Систематизируя и упрощая аналитические закономерности, полученные Ленгмюром и Тонксом, Б. Н. Клярфельд показал [Л. 18], как в более простом виде могут быть аналитически найдены величины в плазме разряда. Этим же автором было проведено большое число экспериментальных исследований в плазме разряда при помощи зондов. Основные результаты этих исследований были представлены обобщенными кривыми на фиг. 1-27 — 1-31. Эти кривые охватывают собой и рассматриваемый здесь диапазон низких давлений. Для конкретного представления о непосредственном влиянии давления ртутного пара  $p$  на ход изменения практически интересующих нас величин на фиг. 4-17 дополнительно приведено семейство кривых, характеризующее изменения их в функции от давления пара  $p$ . Эти кривые построены по результатам измерений, проведенных в ртутном разряде при диаметре экспериментальной трубки

$D = 3,2$  см и анодном токе  $I_a = 3$  а, что соответствует плотности тока  $j_a = 0,4$  а/см<sup>2</sup>. Кроме кривых, определяющих: а) концентрацию зарядов на оси столба  $n_{e0}$ ; б) температуру электронного газа  $T_e$  и в) продольную напряженность поля  $E_r$ , здесь дана также кривая ионной составляющей плотности тока на стенке  $j_{is}$ , характеризующей собой мощность, уносимую из разряда к стенке нейтрализующимися на ней зарядами.

Пунктирная вертикаль  $AA_1$ , при которой кривые  $n_{e0}$  и  $j_{is}$  получают большую крутизну нарастания, соответствует переходу от области малых давлений (где столкновений ионов с молекулами газа в столбе разряда рассматриваемого радиуса еще очень мало) к области средних давлений (где столкновения ионов с молекулами пара играют уже существенную роль), к которой приложима диффузионная теория Шоттки, рассмотренная в § 1-6. Давление пара в ртутных вентиллях лежит обычно ближе к области низких давлений.



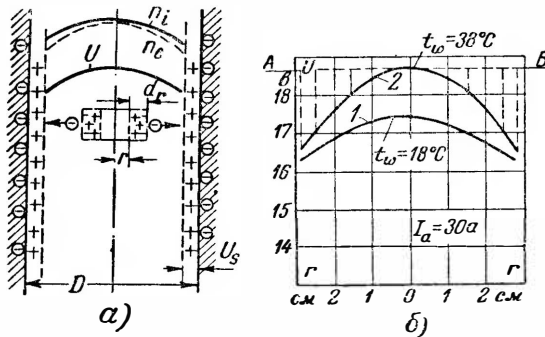
Фиг. 4-17. Кривые зависимости основных величин в ртутном разряде от давления пара.

Для выяснения первой интересующей нас величины, т. е. распределения плотности тока по сечению разряда, нам достаточно установить относительное распределение концентрации зарядов в разряде низкого давления, поскольку абсолютные значения концентрации зарядов на оси разряда, а также средняя скорость беспорядочного движения зарядов установлены кривыми на фиг. 1-27,б, и 4-17.

Относительное распределение концентраций по сечению разряда в области низкого давления пара связано с автоматически возникающим здесь поперечным электрическим полем, обусловленным не вполне одинаковой концентрацией электронов и ионов во всех точках разряда, что вызвано разной скоростью электронов и ионов. Электроны как более подвижные частицы первыми стремятся уйти из элементов объема.

Если рассматривать кольцевой объем с внутренним радиусом  $r$  и толщиной  $dr$ , расположенный близко к оси разряда (фиг. 4-18,а), то при опережающем уходе из этого объема в направлении к стенкам некоторого количества электронов в нем остается небольшой избыток ионов, создающих положительный объемный заряд. Этот заряд и положительное поле, им создаваемое, тормозят движение электронов, и по-

этому в дальнейшем число электронов, уходящих из рассматриваемого объема, перестает превышать число уходящих из него ионов. При установившемся режиме сохраняется поэтому некоторая избыточная (очень небольшая по абсолютной величине) концентрация ионов, вызывающая появление разности потенциалов на длине  $dr$ , равной  $dU$  и направленной в сторону убывания от оси разряда к стенке. Такое же крайне малое расхождение в концентрациях электронов и ионов имеет место



Фиг. 4-18. Распределение концентрации зарядов и потенциала по сечению столба дуги.

и в следующих элементах объема плазмы, в связи с чем значения  $dU$  при переходе от элемента к элементу суммируются, и в результате потенциал в разряде по мере перемещения от оси к стенке постепенно уменьшается. Поперечное поле, характеризуемое кривой  $U$  на фиг. 4-18,а, связано с распределением концентрации электронов и ионов поперек разряда, как и всякое распределение концентрации частиц в задерживающем их поле, функцией Больцмана (1-101):

$$n_i = n_e = n_{e0} e^{-\frac{e(U_0 - U)}{kT_e}}, \quad (4-4)$$

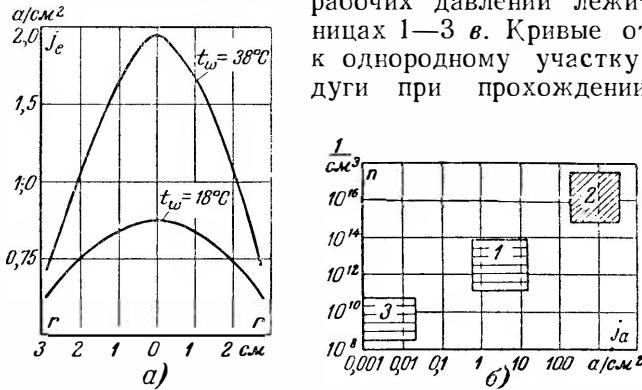
где  $n_e$  и  $n_i$  — концентрации электронов и ионов в рассматриваемой точке;

$n_{e0} \approx n_{i0}$  — концентрация электронов и ионов на оси разряда;

$U_0$  и  $U$  — потенциалы на оси разряда и в рассматриваемой точке.

В уравнение (4-4) входят две неизвестные переменные величины: концентрация зарядов  $n_i$  и потенциал  $U$ . Определив одну из этих величин аналитически либо экспериментально, мы можем найти и вторую величину. Так как изменение потенциала  $U$  меньше зависит от  $T_e$  и  $p$ , то проще всего определить вначале кривую  $U$ .

Найденное при помощи зондов для двух сильно отличающихся между собой температур охлаждающей воды при токе  $I_a = 50 \text{ a}$  распределение потенциала поперек разряда представлено кривыми на фиг. 4-18,б. Приведенные кривые аппроксимируются параболой, уравнение которой может быть найдено по разности потенциалов на оси разряда и у границы оболочки в одном и том же сечении разряда. Эта разность в диапазоне рабочих давлений лежит в границах 1—3 в. Кривые относятся к однородному участку столба дуги при прохождении через



Фиг. 4-19. Распределение плотности тока по сечению разряда (а) и связь между плотностью тока и концентрацией разряда (б).

него тока  $I_a = 50 \text{ a}$  и двух разных давлениях пара (соответствующих  $t_w = 18^\circ \text{C}$  и  $t_w = 38^\circ \text{C}$ ). Приведенные кривые приближенно аппроксимируются при низких давлениях параболой, а при высоких давлениях — функцией Бесселя нулевого порядка. Отношение максимального значения беспорядочного тока к минимальному его значению лежит у приведенных кривых в границах от 2 до 3. В том же примерно соотношении находятся между собой и плотности беспорядочного тока на оси разряда и у стенки. Переход от плотности беспорядочного электронного тока к направленной плотности тока производится при помощи коэффициента хаотичности  $B$ , значения которого в функции от давления пара дают кривые на фиг. 1-31. Ход кривых распределения плотности направленного тока по сечению разряда тот же, что и плотности беспорядочного тока. Средняя плотность направленного тока может быть принята равной среднеарифметическому значению из максимальной и минимальной плотностей электронного тока.

В каких границах могут лежать численные значения плотностей направленного тока и соответствующие им концентрации зарядов в плазме ртутного разряда при разных режимах работы ртутных вентиляй, показывает приведенная на фиг. 4-19,б

диаграмма. На оси абсцисс нанесены здесь плотности тока, а на оси ординат — концентрация зарядов. Каждый из заштрихованных на фигуре прямоугольников относится к характерным для вентилля состояниям проводимости. Так, прямоугольник 1 относится к проводящей части периода при прохождении через вентиль нормальных анодных токов и допустимых токов перегрузки. Прямоугольник 2 относится к возможным плотностям тока и концентрации зарядов при аварийных перегрузочных токах (коротких замыканиях и обратных зажиганиях), а прямоугольник 3 соответствует плотностям тока в вентиле в начальный момент непроводящей части периода, когда через вентиль начинает проходить обратный ток.

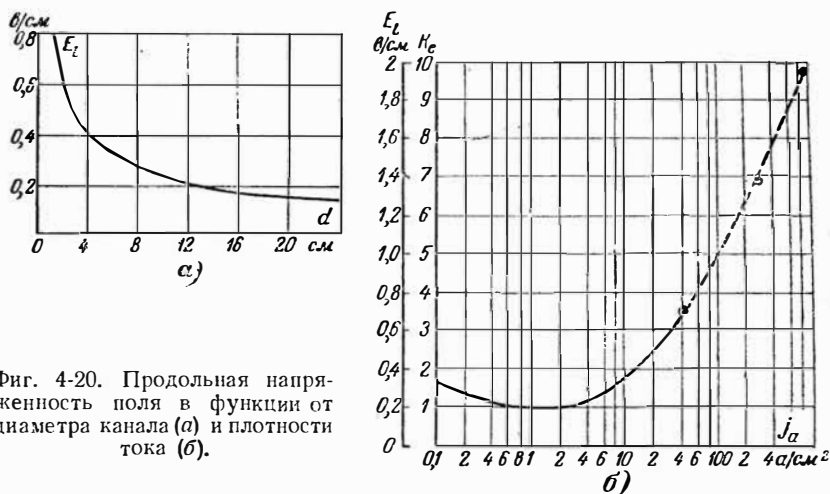
Каждой плотности тока, шкала для которой нанесена на оси абсцисс, отвечает в выделенных штриховкой прямоугольниках определенный диапазон изменений концентраций зарядов, обусловленный возможными колебаниями скоростей электронов (температуры  $T_e$ ) и изменениями давления (плотности) ртутных паров в вентиллях. Так, высоты прямоугольников на фиг. 4-19,б, соответствуют изменениям давления ртутного пара в границах от 5 до 50 *мкн* рт. ст.

Переходя к выяснению второй практически интересующей нас величины — продольной напряженности поля  $E_l$ , — приходится прежде всего отметить, что значения  $E_l$ , даваемые кривыми на фиг. 4-17, нельзя непосредственно применять не для тех диаметров столба и плотности тока, при которых они измерялись, поскольку и диаметр столба и плотность пара оказывают на нее заметное влияние, как мы видели из хода кривых на фиг. 1-28,б. Экспериментально найденную зависимость  $E_l$  от  $D$  при  $p = 6-8$  *мкн* рт. ст. дает кривая на фиг. 4-20,а. Эта кривая приближенно аппроксимируется уравнением

$$E_l = \sqrt[3]{\frac{1,35}{d^2}}. \quad (4-5)$$

При других давлениях пара  $E_l$  пересчитывается по принципу подобия.

Когда плотность тока заметно отличается от 0,6—1,5 *а*, при которой снимались кривые на фиг. 4-20,а, напряженность поля также возрастает, как это можно видеть из кривой на фиг. 4-20,б. Эта кривая построена по результатам измерений  $E_l$  в анодном рукаве ртутного вентилля с  $D = 12$  *см* при широком диапазоне изменений проходящего тока вплоть до аварийных режимов. Участки кривой, проведенные сплошной линией, соответствуют непрерывному режиму изменения тока до предельно допустимых длительных перегрузок, а пунктирный



Фиг. 4-20. Продольная напряженность поля в функции от диаметра канала (а) и плотности тока (б).

участок кривой построен по точкам кратковременных перегрузок и искусственных коротких замыканий, выполненных при пониженном напряжении питания вентиля. Давление пара в процессе роста нагрузки ступенями повышалось от 5 до 20  $\text{мкн}$  рт. ст.

Минимум  $E_l$  соответствует в приведенной кривой плотности тока, лежащей примерно в границах от 0,8 до 1,5  $\text{а/см}^2$ . При меньшей плотности тока напряженность поля  $E_l$  несколько возрастает в силу относительного уменьшения роли ступенчатой ионизации газа, что приводит к повышению эффективного потенциала ионизации. Рост напряженности поля при переходе к большим плотностям тока связан с необходимостью общего повышения интенсивности ионизации для поддержания баланса зарядов в плазме в связи с возрастающей интенсивностью ухода зарядов к стенкам.

Хотя кривая, приведенная на фиг. 4-20,б, относится к определенному диаметру анодного рукава ( $D = 12 \text{ см}$ ), но с допустимой степенью приближения, относительный рост напряженности поля может учитываться по той же кривой и при других диаметрах столба дуги. В связи с этим, кроме абсолютных значений напряженности поля, на оси ординат фиг. 4-20,б нанесены также коэффициенты относительного увеличения напряженности поля  $k_E$  по отношению к минимуму напряженности поля в этой кривой, который принят за единицу. При учете  $k_E$  напряженность поля при плотности тока, выходящей за границы 0,8—1,5  $\text{а}$ , может быть найдена, исходя из равенства

$$E'_l = k_E E_l \quad (4-6)$$

Входящая в (4-6) напряженность поля  $E_i$  находится по кривой  $I$  на фиг. 4-20,а, либо вычисляется по (4-5) без учета поправки (4-6), так как фактически кривая на фиг. 4-20,б снята при нарастающем давлении пара  $p$ .

В местах сужения дуги, кроме повышенной напряженности поля из-за нарастающей плотности тока, появляется еще, как это было показано в § 3-7 и фиг. 3-30, дополнительно так называемое переходное падение напряжения  $\Delta U_n$ . Поэтому полное падение напряжения в месте сужения равно:

$$\Delta U_c = \Delta U_n + E'_h h = \Delta U_n + E_k k_E h, \quad (4-7)$$

где  $h$  — длина канала сужения.

Полное падение напряжения в столбе дуги определяется по сумме падений напряжения на отдельных ее участках.

Для иллюстрации рассмотрим следующий пример.

**Пример.** Определим падение напряжения (без учета пока анодного падения напряжения) в одноанодном вентиле, конструктивная схема которого приведена на фиг. 4-16,б, при трех значениях тока нагрузки: 1) номинальном среднем токе  $I_a = 200$  а; 2) двукратном значении среднего тока  $I_a = 400$  а и 3) десятикратной перегрузке по отношению к максимуму тока (что может иметь место при аварийном режиме). Это дает  $I_a = 6000$  а.

Вентиль питается от трехфазной схемы, пропуская ток с периодической длительностью в  $1/3$  периода. Вентиль снабжен сеткой, имеющей 40 отверстий с диаметром  $D = 12$  мм. Охлаждается вентиль водой при температуре  $t_w = 30^\circ \text{C}$ .

В соответствии с изменением сечения дуги на пути ее прохождения столб дуги разбит по длине на семь участков, занумерованных на фиг. 4-16,б. Длины участков и их сечения и эквивалентные диаметры приведены в табл. 4-2. Сечения дуги на отдельных участках указаны в предположении, что дуга распределяется равномерно по сечению, что фактически, как уже указывалось ранее, имеет место только при предельных плотностях тока.

Таблица 4-2

Размеры участков в столбе дуги, горящей в одноанодном вентиле, эскиз которого дан на фиг. 4-16, б

№ участка	Средняя длина участка, см	Сечение дуги, см <sup>2</sup>	Эквивалентный расчетный диаметр дуги, см
1	8	$\pi \cdot 12 \cdot 4 = 150$	13,8
2	1	$\pi \cdot 16 \cdot 3 = 150$	13,8
3	15	$\pi \cdot 14 \cdot 5 = 220$	16,8
4	3,0	$\pi \cdot 5,6^2 = 100$	11,2
5	4,0	$\pi \cdot 6^2 = 112$	12,0
6	1,0	$(\pi \cdot 0,6^2) 50 = 1,12 \cdot 50$	1,2
7	1,5	$\pi \cdot 6^2 = 112$	12,0

Когда дуга проходит через кольцевой зазор (участок 2 на фиг. 4-16,б), охватывая собой отражательный экран, она также не занимает всего зазора. Но, упрощая расчет, мы полагаем, что средний диаметр канала, заполненного плазмой дуги, определяется диаметром средней окружности кольца. При проходе через отверстия в сетке и в фильтре столб дуги разбивается на каналы с размерами, определяемыми диаметром сеточного отверстия и просветом в фильтре. По расчетному диаметру дуги, входящему в последний столбец табл. 4-2, вычисляется вначале  $E_I$  по кривым на фиг. 4-23,а в предположении, что плотность тока не превосходит нормальную. Влияние повышенной плотности тока учитывается затем коэффициентом  $k_E$  по фиг. 4-20,б.

Для установления, в каком диапазоне лежит в рассматриваемом примере давление пара, найдем по температуре ртути на поверхности катода  $t_K$  и температуре стенки  $t_s$  температуру росы в рабочем объеме перед анодом. Предполагаем, что температурный перепад в слое ртути  $\Delta t_K$  составляет  $30^\circ\text{C}$  и что он мало меняется при кратковременных перегрузках. При температуре охлаждающей воды  $t_w = 33^\circ\text{C}$  температура на поверхности ртути катода  $t_K$  равна  $60^\circ\text{C}$ . Температуру стенок в местах конденсации пара мы принимаем равной температуре охлаждающей воды  $t_s = t_w = 30^\circ\text{C}$ . В соответствии с (4-1) и значениями  $a$  и  $b$ , приведенными в табл. 4-1, температура росы в рабочем объеме перед анодом равна:

$$t_0 = at_w + bt_K = 0,95 \cdot 30 + 0,05 \cdot 60 = 31,5^\circ\text{C}.$$

Найденной температуре отвечает давление паров, равное примерно 5 мм рт.ст. Напряженность поля при таком давлении пара можно определять по кривой  $I$  на фиг. 4-23,а. Эти значения напряженности поля внесены в первую графу табл. 4-3.

Таблица 4-3

**Напряженности поля и падение напряжения на участках столба дуги в вентиле, эскиз которого дан на фиг. 4-16, б**

№ участка	Напряженность в функции от $D$ , в/см	При $I_a = 600 \text{ а}$				При $I_a = 1200 \text{ а}$				При $I_a = 6000 \text{ а}$			
		а/см <sup>2</sup>	—	в/см	в	а/см <sup>2</sup>	—	в/см	в	а/см <sup>2</sup>	—	в/см	в
1	0,19	4	1,2	0,23	1,72	8	1,6	0,31	2,43	40	3,5	0,67	5,7
2	0,19	4	1,2	0,23	0,23	8	1,6	0,31	0,31	4,0	3,5	0,67	0,67
3	0,17	2,72	1,1	0,19	2,85	5,54	1,5	0,255	3,25	27,2	3,0	0,51	7,6
4	0,27	6,0	1,55	0,42	1,26	12,0	1,9	0,51	1,52	60	4,0	1,03	3,24
5	0,21	5,35	1,5	0,31	1,24	10,7	1,8	0,38	1,44	53,5	3,8	0,8	3,2
6	0,9	10,7	1,8	1,62	1,62	21,4	2,8	2,55	2,55	107	5,06	4,56	4,56
7	0,21	5,35	1,5	0,31	0,46	10,7	1,8	0,38	0,57	53,5	3,8	0,8	1,2
Сумма переходных падений напряжений . . . . .					1,5	—	—	—	3,0	—	—	—	15
Катодное падение потенциала . . . . .					9,0	—	—	—	10,0	—	—	—	10,0
Падение напряжения в дуге (без учета анодного падения потенциала $\Delta U_a$ )					19,88	—	—	—	25,65	—	—	—	51,17



Для нахождения максимальных значений плотности тока на различных участках дуги определим вначале максимумы тока при всех трех заданных режимах нагрузки.

Так как дуга в вентиле горит только в течение  $\frac{1}{3}$  периода, то максимальные значения токов для первых двух режимов в 3 раза больше средних значений.

Поэтому при нормальной нагрузке

$$I_{a \text{ макс}} = 3I_a = 3 \cdot 200 = 600 \text{ а,}$$

при двукратной перегрузке

$$I_{a \text{ макс}} = 3I_a = 1\,200 \text{ а.}$$

При десятикратной по отношению к максимуму (аварийной) перегрузке

$$I_{a \text{ макс}} = 6\,000 \text{ а.}$$

Максимальные плотности тока находим по сечению соответствующих участков дуги, причем для деионизационной решетки и сетки мы считаем, что все отверстия заняты дугой во всех рассматриваемых режимах.

Сумму переходных падений напряжений при нормальном токе нагрузки мы оценили в 1,5 в, при двойном токе — в 3 в, а при 25-кратной перегрузке в 15 в. Такие значения нельзя считать преувеличенными, так как при перегрузочных режимах возрастание переходного падения напряжения обычно опережает кратность возрастания тока.

Даже приближенная оценка падения напряжения в столбе дуги имеет существенное значение при установлении приемлемости геометрических размеров внутренних деталей, определяющих сечение и длину дуги. Кроме к. п. д. вентиля и тряемой в нем мощности, переходящей в тепло, величина  $\Delta U_a$ , устанавливающаяся при максимальных анодных токах, позволяет судить о том, сможет ли в вентиле возникнуть аномальное горение дуги, рассматриваемое в § 4-7.

#### 4-5. ПАДЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА И ПЛОТНОСТЬ ТОКА У АНОДА

О процессах, развивающихся в конечном перед анодом участке плазмы, называемом анодной частью разряда, говорилось в § 2-4 при изучении явлений в проводящую часть периода в газотронах. Такие же процессы характерны и для анодной части дугового разряда в ртутных вентилях, не имеющих сеток управления.

Из трех возможных вариантов изменения потенциала в анодной части разряда, которым соответствуют сплошной и пунктирные участки в конце кривой потенциалов на фиг. 4-12, б, наиболее характерным для ртутных вентилях является вариант 2, соответствующий отрицательному анодному падению потенциала. При этом имеется в виду, что приемная поверхность анода настолько велика, что естественный приток к ней из плазмы электронов обеспечивает требуемый внешней цепью анодный ток  $I_a$ .

При цилиндрических анодах (наиболее часто применяемых в ртутных вентилях) с приемной торцевой поверхностью (фиг. 4-21,а) отрицательное анодное падение потенциала (фиг. 4-21,б) мы обычно получаем, если диаметр анода приближается к диаметру

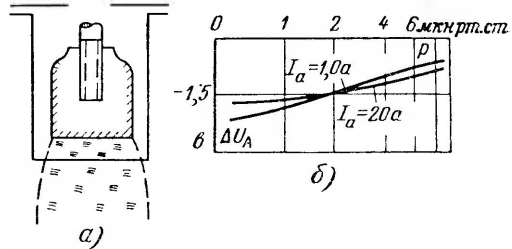
окружающей его манжеты либо корпуса вентиля. Установлению отрицательного анодного падения потенциала способствует в ртутных вентилях более свободный приток ионов в анодную часть разряда из плазмы, поскольку плотность (давление) пара, определяющая скорость

диффузии ионов, здесь мала. Как зависит отрицательное по знаку анодное падение потенциала от давления пара при двух значениях тока, показывают кривые на фиг. 4-21,б. Максимум абсолютного значения  $\Delta U_A$ , достигающий 2—2,5 в, соответствует средней энергии электронов в плазме дуги.

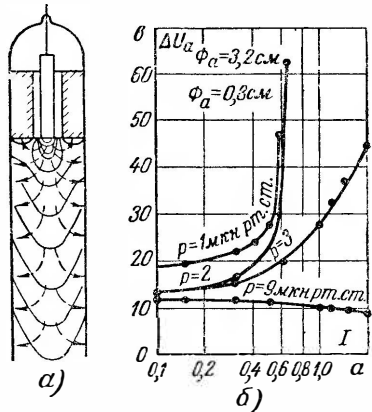
Влияние тока на анодное падение потенциала сказывается через возрастающую с увеличением тока роль ступенчатой ионизации. Как видно из хода кривых, это влияние становится заметным только после некоторого минимума давления (в рассматриваемом случае после  $p = 2$  мкн рт. ст.).

Когда приемная поверхность анода мала (фиг. 4-22,а) либо слишком велик анодный ток, падение потенциала у анода, как это видно из кривых на фиг. 4-22,б, всегда положительно. Линии поля, как это видно на фиг. 4-22,а, характеризуют поле как собирательное по отношению к электронам. Под действием такого поля электронные потоки уплотняются по направлению к аноду.

По отношению к ионам, возникающим у анода, поле действует, наоборот, как тормозящее. Это затрудняет диффузию



Фиг. 4-21. Анодная часть разряда (а) и анодное падение напряжения в функции от давления (б) при нормальной плотности тока.



Фиг. 4-22. Анодная часть разряда (а) и анодное падение напряжения в функции от давления (б) при высокой плотности тока.

ионов из плазмы, в связи с чем необходимое для компенсации отрицательного объемного заряда количество ионов должно генерироваться непосредственно в окружающем анод слое газа. Энергия, необходимая для такой ионизации, сообщается электронам в поле анодного падения потенциала.

Так как интенсивность ионизации зависит не только от скорости (энергии) электронов, но и от плотности (давления) пара, то и величина анодного падения потенциала зависит от давления. Эту зависимость иллюстрирует семейство кривых на фиг. 4-22,б. Чем меньше давление пара, тем выше анодное падение потенциала  $\Delta U_A$ . Наличие круто повышающихся участков в кривых  $\Delta U_A$  при некоторых значениях анодного тока, когда давление пара мало, отражает начало перехода к критическому режиму горения дуги, выражающемуся в нехватке ионов для компенсации объемного заряда электронов из-за полной ионизации молекул пара вблизи анода и задержке в подходе из соседних объемов других молекул, в связи с отставанием во времени газокинетических процессов (диффузии молекул) от электрических.

Временная нехватка ионов приводит к резкому нарастанию падения напряжения и к уменьшению тока. С появлением свежих порций пара у анода  $\Delta U_A$  и  $I_a$  возвращаются к исходным значениям. Это кладет начало появлению в разряде нерегулярных и регулярных колебаний (частота которых зависит от режима взаимодействия во времени газокинетических и электрических процессов). При заметных задержках во времени притока свежих порций пара к аноду и быстром возрастании тока может наступить полный разрыв дуги (см. § 4-8).

Рассмотрев условия формирования анодной части разряда при нормальной величине приемной поверхности у анода и нормальном притоке ионов к ней (что приводит к отрицательному  $\Delta U_A$ ), а также при малой поверхности анода, когда вентиль выполнен без сетки управления, перейдем сейчас к учету того влияния, которое оказывает на  $\Delta U_A$  и распределение плотности тока у анода сетка управления.

Влияние сетки, как мы видели в § 3-7, сводится к повышению энергии электронов, проходящих через ее отверстия (фиг. 4-23,а). Величина добавочной энергии примерно равна переходному падению напряжения, которое согласно (3-32) определяется из равенства

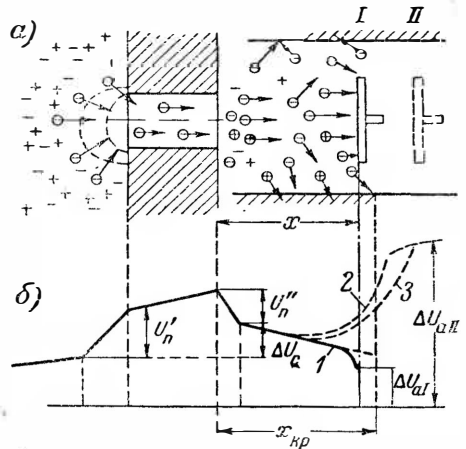
$$\Delta U_n = U'_n - U''.$$

Величины  $U'_n$  и  $U''$  указаны на графике фиг. 4-23,б. Электроны с повышенной энергией, входящие в пространство сетка — анод, ионизируют здесь молекулы пара, формируя тем самым новый участок плазмы. Средняя энергия электронов в начальных слоях

этой плазмы выше, чем в предсеточных слоях плазмы. Затем эта энергия постепенно уменьшается по мере расходования электронами энергии на ионизацию пара и другие соударения (неупругие и упругие). Так как при этом расходуеться энергия, накопленная электронами в сеточных отверстиях, то потенциал на участке плазмы сетка—анод падает, чему соответствует участок  $I$  на фиг. 4-23,б. Такое падение продолжается до тех пор, пока энергия электронов не уменьшится до такого уровня, при котором без участия внешнего поля они уже не могут ионизировать молекулы пара. Расстояние, этому соответствующее, называемое критическим, обозначено на фиг. 4-23,б через  $x_{кр}$ .

Если анод с достаточно большой приемной поверхностью расположен в пределах  $x_{кр}$  (положение  $I$  на фиг. 4-23,а), то число доходящих до него электронов (и сопровождающих их в некотором количестве ионов) обычно вполне достаточно, чтобы при отрицательном  $\Delta U_A$  обеспечить требуемый внешней цепью анодный ток  $I_a$ . При отодвигании анода на расстояние, большее, чем  $x_{кр}$ , у анода появляется положительный подъем потенциала, характеризуемый пунктирными участками 2 и 3 на фиг. 4-23,б, соответствующими малому и несколько большому превышениям  $d_{AC}$  над  $x_{кр}$ .

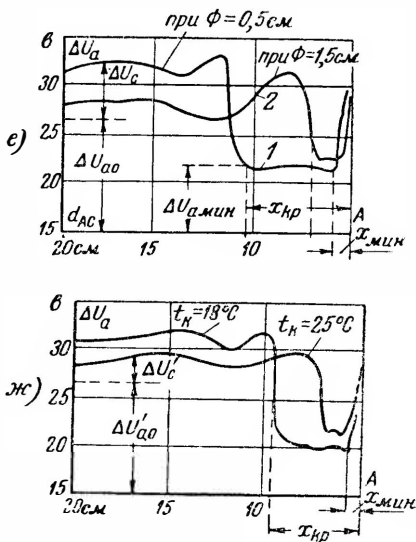
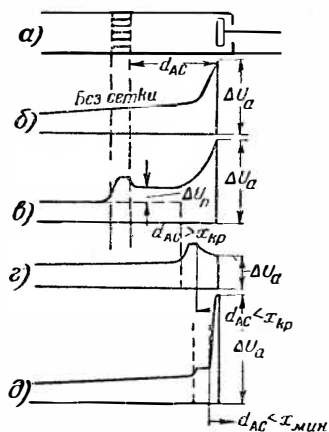
Численную зависимость величины анодного падения потенциала при разных удалениях сетки от анода исследовал при нескольких конфигурациях сеток и разных давлениях пара И. А. Полетаев [Л. 56]. Результаты этих исследований, проведенных в стеклянном макете ртутного вентиля, представляющем собой трубку  $D = 50$  мм с неподвижным анодом и подвижной сеткой (фиг. 4-24,а), даны кривыми на фиг. 4-24,б—ж. На фиг. 4-24,б—д приведены (измеренные зондом) кривые распределения потенциала вдоль разрядного промежутка при разных удалениях однодырчатой сетки с диаметром отверстия 1,5 см от анода при одном и том же давлении пара ( $p = 5$  мкн рт. ст.) и анодном токе  $I_a = 12$  а. На фиг. 4-24,е и ж приведены кривые полного падения напряжения на трубке (изме-



Фиг. 4-23. Схема формирования разряда в сеточном отверстии (а), его влияние на ход кривой потенциала (б).

ренные при помощи вольтметра, включенного между анодом и катодом вентиля) в зависимости от положения сетки между анодом и катодом вплоть до полного удаления сетки из разрядного промежутка.

Кривая распределения потенциалов на фиг. 4-24,б, измеренная при полном удалении сетки из разрядного промежутка, показывает, что анодное падение потенциала в исследуемом макете ртутного вентиля положительно, что может быть объяснено относительно малой поверхностью анода при пропу-



Фиг. 4-24. Влияние удаления сетки от анода на распределение потенциала перед анодом (а—д) и на полное падение напряжения в приборе (е—ж).

скании через вентиль названного выше тока. Введение сетки в разряд вызывает, как это видно из хода кривой на фиг. 4-24,б, местное повышение потенциала, в связи с чем повышается на такую же величину и полное падение напряжения в дуге. Кривая на фиг. 4-24,в, отвечает такому положению сетки, когда расстояние между сеткой и анодом  $d_{AC} > x_{кр}$ . Положению, когда  $d_{AC} < x_{кр}$ , соответствует кривая распределения потенциалов, приведенная на фиг. 4-24,г. При этом положении сетки возникает отрицательное падение потенциала у анода. Когда  $d_{AC}$  становится меньше некоторого минимума ( $x_{мин}$ ), падение потенциала у анода вновь становится положительным, (фиг. 4-24,з), а вместе с ним возрастает и падение напряжения в вентиле. Резкое возрастание  $\Delta U_A$  при  $d_{AC} < x_{мин}$  объясняется тем, что при очень малом удалении сетки от анода электроны проходят к аноду почти без соударений с молекулами пара, и потому

здесь сказывается резкий дефицит в ионах, необходимых для компенсации объемного заряда электронов у анода.

В полном соответствии с кривыми изменения потенциала по длине разряда, иллюстрируемыми кривыми на фиг. 4-24,б—д, находится изменение полного падения напряжения между электродами прибора при перемещении сетки вдоль оси разряда, что отражают кривые на фиг. 4,24,е и ж. Нулевая отметка на правом конце оси абсцисс на этих фигурах соответствует положению анода. Расстояния  $d_{AC}$  отсчитываются влево от анода. При очень малом значении  $d_{AC}$ , когда  $d_{AC} < x_{мин}$ , полное падение напряжения в приборе достаточно велико в силу положительного падения потенциала у анода. При переходе  $d_{AC}$  через  $x_{мин}$  падение напряжения в приборе резко уменьшается в связи с переходом анодного падения потенциала от положительных значений к отрицательным. В приборе устанавливается минимальное падение напряжения, которое сохраняется до тех пор, пока  $d_{AC}$  не достигает значений  $x_{кр}$ . При переходе через  $x_{кр}$ , напряжение на аноде возрастает скачком и затем мало меняется, как это и следует из фиг. 4-24,в. Для количественной оценки влияния сетки на общее падение напряжения в исследуемом макете ртутного вентиля на фиг. 4-24,е и ж указано также пунктирными прямыми то падение напряжения  $\Delta U_{a0}$ , которое устанавливается в приборе, когда сетка вовсе удалена из разрядного промежутка. То, что получаемая при этом полная величина падения напряжения в приборе  $\Delta U_{a0}$  оказывается больше, чем  $\Delta U_{a,мин}$ , не должно казаться парадоксальным, так как отрицательное падение потенциала у анода переходит при отсутствии сетки в положительное  $\Delta U_A$ .

Когда анодное падение потенциала в приборе, не имеющем сетки, отрицательно, то введение сетки всегда приводит к некоторому возрастанию полного падения напряжения в приборе, так как положительное по знаку  $\Delta U_c$  всегда превышает возрастание (по абсолютной величине) отрицательного анодного падения потенциала. Численное возрастание величины  $\Delta U_a$  зависит и в этом случае от степени удаленности сетки от анода.

Для того чтобы повышение  $\Delta U_a$  при введении сетки было бы минимально, необходимо, чтобы расстояние между анодом и сеткой лежало в границах между  $x_{мин}$  и  $x_{кр}$ .

Протяженность отрезка между  $x_{мин}$  и  $x_{кр}$  зависит, как это показывает ход кривых на фиг. 4-24,е и ж, от размеров сеточного отверстия и давления пара. С уменьшением диаметра сеточного отверстия и уменьшением давления пара протяженность отрезка  $x_{мин} - x_{кр}$  возрастает в силу повышения энергии

электронов в поле переходного падения напряжения в сеточных отверстиях. Абсолютные значения  $(\rho x)_{кр}$ , измеренные в исследуемом макете при однодырчатой сетке с отверстием  $d_c = 3 \text{ см.}$ , оказались равными  $18\text{--}20 \text{ см}\cdot\text{мкн}$  рт. ст. При давлении пара  $8\text{--}10 \text{ мкн}$  рт. ст. это определяет максимально допустимое расстояние между сеткой и анодом  $d_{AC \text{ макс}} = 2\text{--}2,5 \text{ см.}$  Допустимый минимум расстояния  $d_{AC}$  по условию предупреждения перехода отрицательного анодного падения в положительное обычно всегда меньше того  $d_{AC}$ , которое может быть принято

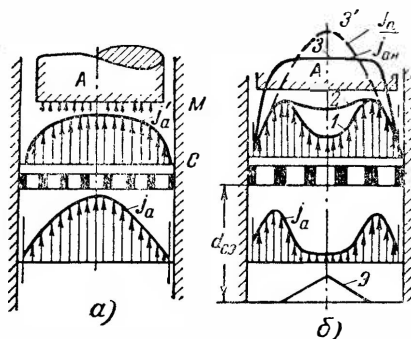
по соображениям пробивной прочности и сеточной проницаемости.

При перенесении численных результатов, полученных на исследуемом макете, по падению напряжения на нормальные типы вентиляей необходимо иметь в виду, что принцип подобия по отношению к величинам, характеризующим процессы в дуге, относительно ограничен, в связи с чем указанные выше значения величин могут быть приняты только как ориентировочные.

В нормальных типах ртутных вентиляей применяются обычно

не однодырчатые, а многодырчатые сетки. При конструировании таких сеток встает вопрос не только о получении минимального возрастания величины падения напряжения в дуге  $\Delta U_a$ , но и о достижении достаточно равномерного распределения тока по аноду, что связано не только с уменьшением  $\Delta U_a$ , но и с повышением общей нагрузочной способности вентиляей.

Рассмотрим вначале, как влияет сетка на распределение плотности тока по аноду в одноанодном ртутном вентиле при различных формах исполнения анода и сетки. На фиг. 4-25, а и б, когда приемной поверхностью служит торец анода, ход распределения плотности тока иллюстрируют построенные на этих фигурах эпюры плотности тока  $j_a$  и  $j'_a$ . На фиг. 4-25, а досеточное распределение плотности тока  $j_a$  близко, как в любом однородном столбе, к функции Бесселя. Восстановлению однородности столба способствует здесь удаление сетки на достаточно большое расстояние от отражательного экрана, (на фиг. 4-25, а не показанного) и фактически отсутствующего в некоторых типах ртутных вентиляей.



Фиг. 4-25. Распределения плотности тока ниже и выше сетки при отсутствии отражательного экрана (а) и наличии его (б).

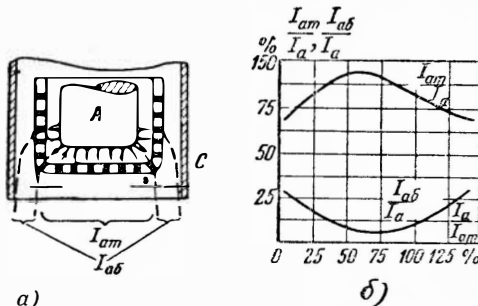
Когда сетка расположена на достаточно близком расстоянии от отражательного экрана (либо другой механической преграды, расположенной ниже сетки), как этому соответствует фиг. 4-25,б, столб дуги после прохождения кольцевого зазора неоднороден, плотность тока в нем в предположении, что столб занимает все сечение зазора (что фактически редко имеет место), соответствует диаграмме плотностей  $j_a$ , расположенной ниже сетки. Послесеточное распределение плотности тока  $j'_a$  становится более равномерным, если высота (толщина) сетки невелика, так как только в этом случае мала разница между  $\Delta U_z$ , необходимым для формирования канала столба дуги в отверстии, свободном от дуги, и  $\Delta U_c$  — падением напряжения в отверстии, через которое уже проходит дуга. При малой разности  $\Delta U_z$  и  $\Delta U_c$  плазма дуги легко распространяется по большинству отверстий в сетке еще до того, как заметно возрастает плотность тока в тех отверстиях, где дуга формируется впервые. Необходимым условием получения равномерного распределения плотности тока по поверхности анода является формирование нормальной плазмы между сеткой и анодом, для чего, как выше уже указывалось, необходимо обеспечить расстояние  $d_{AC}$  не ниже некоторого минимума.

На фиг. 4-25,б выше сетки построены диаграммы, характеризующие послесеточную плотность тока. Диаграмма 1 соответствует анодному току меньше нормального, диаграмма 2 — анодному току, близкому к нормальному, а диаграммы 3 и 3' — анодным токам выше нормального при двух разных удалениях сетки от анода (меньшем — кривая 3 и большем — кривая 3'). В последнем случае в центральной части преданодной области, как и в свободном участке плазмы дуги, восстанавливается максимальная плотность тока. Увеличивать поэтому  $d_{AC}$  заметно больше требуемого минимума также не следует. Ограничение  $d_{AC}$  достаточно умеренным его значением соответствует не только требованиям оптимального распределения плотности тока на аноде, но и более благоприятными условиями его работы (как это будет показано в § 4-18 и 4-20) в непроводящую часть периода.

Когда высота (толщина) сетки настолько велика, что разница между  $\Delta U_z$  и  $\Delta U_c$  достигает нескольких вольт, столб дуги концентрируется преимущественно в небольшом числе отверстий. В ходе разряда отверстия, пропускающие столб дуги, не остаются одними и теми же в связи со сказывающимся эффектом выдувания пара электронами из сеточных отверстий (что более подробно рассматривается в § 4-8). Периодический переход дуги из одних отверстий в другие сопровождается пульсациями в напряжении горения дуги. Все от-



верстия заполняются плазмой дуги в сетках с относительно малой проницаемостью только при относительно больших анодных токах. Такое же примерно влияние оказывает сетка, когда в качестве приемной поверхности анода используется не только торцевая, но и боковая его поверхность. Сетка, окружающая в этом случае анод, имеет, как это видно из фиг. 4-26, *а*, отверстия как в торцевой, так и на боковых ее поверхностях (сетка чашеобразного типа). При умеренной величине зазора между боковой поверхностью такой сетки и окружающей ее стенкой вентиля плазма проникает только через нижний ряд боковых отверстий, в связи с чем относительная доля тока,



*а)*  
Фиг. 4-26. Распределение плотности тока при чашеобразной сетке.

может быть заметно повышена при увеличении зазора между сеткой и корпусом вентиля, а также при увеличении диаметра сеточных отверстий и уменьшения толщины стенки у сетки. Но такое увеличение допустимо только до определенных границ, так как это связано с увеличением габаритов вентиля и ухудшением его сеточных характеристик.

Когда для увеличения приемной поверхности сетки и улучшения условий, благоприятствующих установлению отрицательного анодного падения потенциала, применяются полые аноды (такие же, как у приборов с накалимым катодом), сетка, как показано на фиг. 4-27, *а*, входит внутрь анода. Условия охлаждения анода при этом несколько улучшаются, но охлаждение сетки заметно ухудшается, в связи с чем возрастают термоэлектронные токи с сетки, увеличивающие разбежку. Поэтому полые аноды с внутренней сеткой нашли себе применение только в некоторых типах высоковольтных игнитронов (стеклянно-металлические конструкции), в которых сетки выполняют только вспомогательные функции. Плазма дуги проникает в этом случае, как это видно из эпюры на фиг. 4-27, *б*, на высоту  $h$ , примерно равную диаметру сетки  $d_c$ , если последняя имеет достаточную проницаемость.

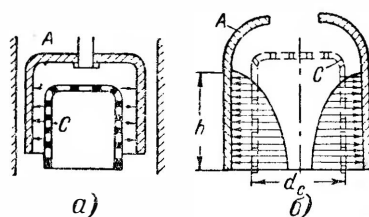
При анализе условий, влияющих на распределение плот-

принимаемая боковой поверхностью ( $I_{a,b}/I_a$ ) невелика по сравнению с долей тока, пропускаемого отверстиями в торце сетки ( $I_{a,m}/I_a$ ), как это показывают кривые на фиг. 4-26, *б*, построенные по результатам измерений, проведенных Н. А. Неретиной.

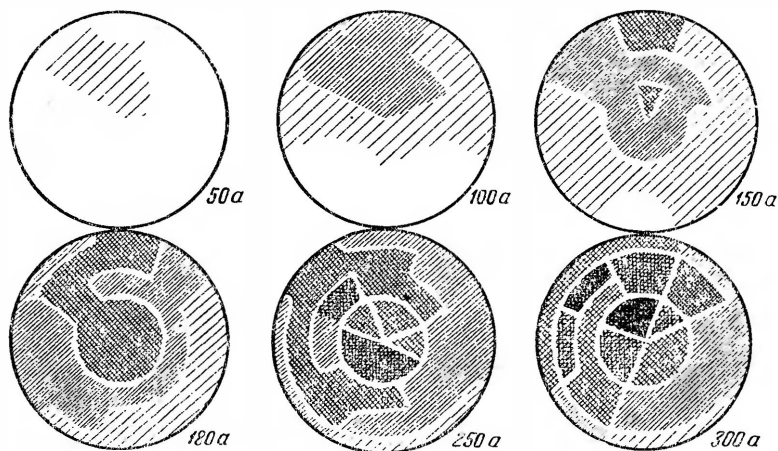
Доля тока, проходящая через боковые отверстия,

ности тока по приемной поверхности анода, необходимо еще остановиться и на влиянии бокового расположения анодов по отношению к катоду, которое имеет место во всех типах многоанодных вентилялей, как это видно из фиг. 4-7,а. При отсутствии анодных манжет наибольшую долю тока воспринимали бы ближайšie к катоду участки торцевых поверхностей анода. При наличии манжет характер распределения плотности тока в значительной мере зависит от величины зазора между нижним краем манжеты и корпусом, а также от конфигурации отверстий в деионизационной решетке (фильтре), когда клапан не имеет управляющей сетки.

О характере распределения тока по торцевой поверхности анода можно судить по диаграммам на фиг. 4-28, построенным по результатам зондовых измерений, проведенных в одном из типов многоанодных вентилялей, не имевшем сеток управления. Густота штриховки на этих диаграммах показывает относи-



Фиг. 4-27. Распределение плотности тока при внутренней сетке в полом аноде.



Фиг. 4-28. Диаграмма распределения тока по торцу анода в многоанодном экзитроне.

тельное распределение плотности тока при разных абсолютных его значениях. Непостоянство в распределении плотности тока при переходе от одного значения анодного тока к другому объясняется переходом дуги из одних отверстий фильтра в другие по причинам, о которых уже говорилось выше.

Так как значительная неравномерность в распределении плотности тока по поверхности анода приводит не только к перегреву отдельных частей анода, но также к местному увеличению плотности обратного тока, что повышает вероятность обратных зажигания, то при конструировании вентилей уделяется серьезное внимание вопросу получения равномерного распределения тока по приемной поверхности анода.

#### 4-6. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РТУТНЫХ ВЕНТИЛЕЙ

Суммируя напряжения, теряемые: а) в катодной части разряда ( $\Delta U_K$ ); б) в однородных участках столба дуги ( $\Sigma \Delta U_l$ ); в) в местах сужения дуги ( $\Delta U_c$ ) и, наконец, г) в анодной части разряда ( $\Delta U_A$ ), мы находим полное падение напряжения в дуге, или, иначе, напряжение горения дуги:

$$\Delta U_a = \Delta U_K + \Sigma E_l l + \Sigma \Delta U_c + \Delta U_A. \quad (4-8)$$

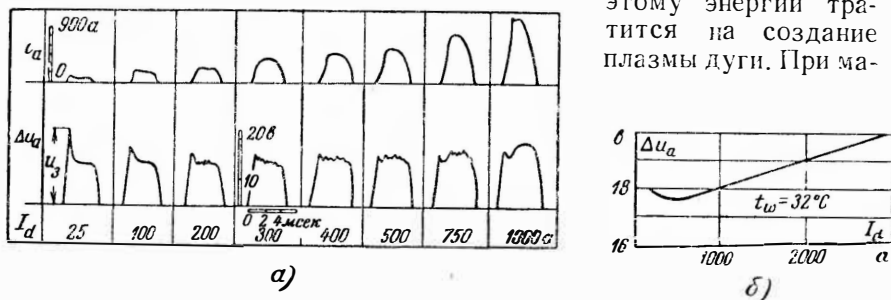
Так как последние три слагаемые в правой части равенства зависят от мгновенного значения тока и давления пара, то и полное напряжение горения дуги  $\Delta U_a$  также зависит от названных величин.

Зависимость среднего значения  $\Delta U_a$  от среднего значения тока за период горения дуги определяет собой вольтамперную характеристику вентиля. При питании вентиля постоянным напряжением значения тока и напряжения могут быть измерены непосредственно. При питании вентиля переменным напряжением, когда, кроме прямого напряжения, вентиль воспринимает также более значительное по величине обратное напряжение, среднее значение падения в дуге находится путем усреднения его значения по осциллограмме, а ток вентиля характеризуется полным выпрямленным током  $I_d$ . Серия осциллограмм напряжения горения дуги (нижний ряд) и тока (верхний ряд), снятых у одного из анодов многоанодного вентиля, при одной и той же температуре охлаждающей среды ( $t_w = 30^\circ \text{C}$ ), приведена на фиг. 4-29,а. Вольтамперная характеристика вентиля, построенная по усредненным значениям напряжения и среднему значению выходного тока  $I_d$ , приведена на фиг. 4-29,б.

Первая ордината в осциллограмме напряжения определяет собой потенциал зажигания дуги  $U_{a.z}$ . Этот потенциал связан с участком начального подъема кривой  $\Delta u_a$ , наличие которого обусловлено необходимостью затратить на формирование дуги (создание плазмы в разрядном промежутке) несколько боль-

шую энергию, чем при стационарном разряде. Высота начального подъема зависит от объема дуги (длины и сечения ее столба) и интенсивности ухода зарядов к стенкам, которая, в свою очередь, зависит от ширины каналов, по которым проходит столб дуги, и степени разветвленности тех поверхностей, которые стоят на пути дуги. Чем уже каналы и чем более разветвлены поверхности, соприкасающиеся с дугой, тем ощутимее убыль зарядов из объема к стенке и тем больше по-

этому энергии тратится на создание плазмы дуги. При ма-



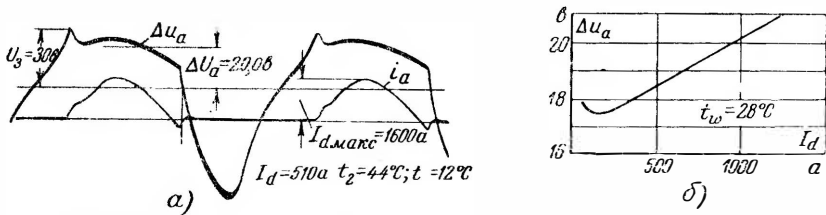
Фиг. 4-29. Осциллограммы падения напряжения (а) и вольтамперная характеристика (б) многоанодного эксимера.

лых токах начальный подъем напряжения особенно ощутим, как это видно из осциллограмм, поскольку при меньших электронных потоках нужны бóльшие их скорости (энергии), чтобы создать после ухода некоторой доли зарядов к стенкам нужное число ионов для компенсации объемного заряда электронов.

В осциллограммах напряжения на Фиг. 4-29 а, кроме общего увеличения напряжения после возрастания тока до некоторых его значений, характерно повышение напряжения к концу периода горения при больших токах.

Общее увеличение напряжений обусловлено необходимостью повысить при росте плотности тока интенсивность ионизации в разрядном промежутке в связи с усиливающимся уходом зарядов к стенке. Повышение напряжения горения дуги при больших токах может быть вызвано недостаточностью давления (плотности) пара для получения более интенсивной ионизации. В многоанодных вентилях, имеющих длинные анодные рукава (манжеты), уменьшение плотности пара может быть вызвано и уходом части пара при нагреве его дугой (и повышения, в силу этого, давления пара внутри манжеты) из манжеты в нерабочий объем вентиля. Более резко выраженный начальный подъем напряжения горения дуги при малых токах и общий подъем напряжения при больших токах приводят к тому, что вольтамперная характеристика вентиля вначале идет на снижение, а затем после прохождения через минимум она вновь поднимается.

Осциллограммы падения напряжения в одноанодных вентилях, одна из которых приведена вместе с соответствующей ей осциллограммой тока на фиг. 4-30,а, лишь в деталях отличаются от ранее рассмотренных осциллограмм падения напряжения, типичных для многоанодного вентиля. Начальный пик напряжения здесь резко выражен, хотя анодный ток достаточно велик. Это вызвано наличием дополнительных мест сужения дуги в отверстиях сетки управления, которой снабжен рассматриваемый тип вентиля (РМНВ-500). Начальный подъем напряжения в вентиле, управляемых сетками, можно снизить до минимума, а потенциал зажигания  $U_3$  сделать почти равным напряжению горения дуги, если повысить значение сеточного



Фиг. 4-30. Осциллограмма падения напряжения (а) и вольтамперная характеристика (б) для одноанодного эксимера.

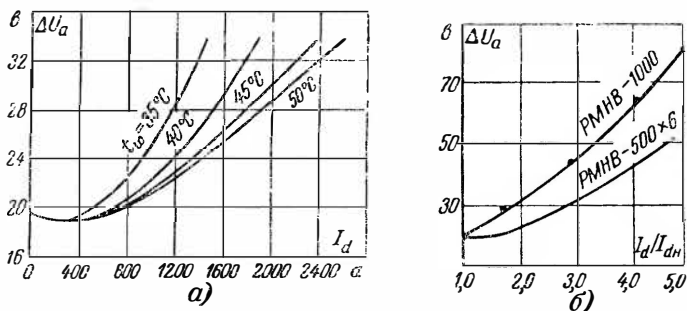
тока, при котором зажигается дуга в вентиле. Так, в рассматриваемом типе вентиля РМНВ-500 это удастся достигнуть при повышении сеточного тока до значения  $I_{ce} = 300 \text{ ма}$ .

После зажигания дуги напряжение горения дуги относительно мало меняется, если плотность пара в вентиле достаточна для нормальных условий ионизации. При недостаточной плотности пара с ростом тока напряжение горения повышается (появляется горб на среднем участке осциллограммы падения напряжения в дуге). Вольтамперная характеристика, построенная по осциллограммам напряжения и измеренному току  $I_d$ , у вентильного комплекта типа РМНВ-500×6, в который входят шесть вентилях, дана на фиг. 4-30,б. Здесь также имеется минимум, отвечающий примерно общему току нагрузки вентильного комплекта  $I_d = 200 \text{ а}$ .

Наличие начального падающего участка вольтамперной характеристики приводит к тому, что становится невозможным включать аноды (либо вентили), которые должны работать параллельно, непосредственно к токоподводящему зажиму, так как при зажигании и начальном нарастании тока в одном из анодов напряжение на нем, а следовательно, и на другом аноде снижается. Второй анод не зажигается, пока ток на первом аноде не возрастет настолько, что напряжение на нем не станет вновь равным потенциалу зажигания анода. Для

того чтобы обеспечить нагрузку током обоих анодов (вентилей) и равномерное распределение тока между ними, параллельное включение их производится через индуктивно связанные между собой обмотки однофазного реактора (анодный делитель), функции которого сводятся к тому, чтобы дать дополнительный импульс напряжения в цепи второго анода. Параллельная работа двух анодов (вентилей) в схеме характерна для мощных устройств шестифазного выпрямления тока.

Указание температуры охлаждающей среды, при которой снимаются осциллограммы напряжения, как это сделано на фиг. 4-29 и 4-30, существенно, так как с изменением темпера-



Фиг. 4-31. Вольтамперные характеристики многоанодного экзитрона при разных температурах охлаждающей среды (а) и сопоставление их для многоанодного и одноанодного экзитронов (б).

туры охлаждающей среды меняются давление и плотность пара в вентиле, влияющие на падение напряжения в дуге вентиля. О характере такого изменения можно судить по семейству кривых, снятых в одном из ранее выпускавшихся типов многоанодных вентиляей (фиг. 4-31,а). С повышением температуры охлаждающей среды падение напряжения в дуге уменьшается, что объясняется снижением падения напряжения в местах сужения столба дуги. При дальнейшем росте температуры охлаждающей среды (против  $t_w = 50^\circ\text{C}$ ) падение напряжения в вентиле вновь повышается, что объясняется ростом градиента потенциала в однородных участках дуги.

Важность получения минимального падения напряжения в дуге диктуется не только желанием повышения к. п. д. вентиля и уменьшения мощности, переходящей внутри вентиля в тепло, но и необходимостью предупреждать аномальное горение дуги, возникающее, как это будет показано в следующем параграфе, при переходе падения напряжения в дуге за некоторые граничные его значения. Так как возникновение каскадов важно предупреждать не только при нормальных токах нагрузки, но и при допустимых перегрузках, то практи-

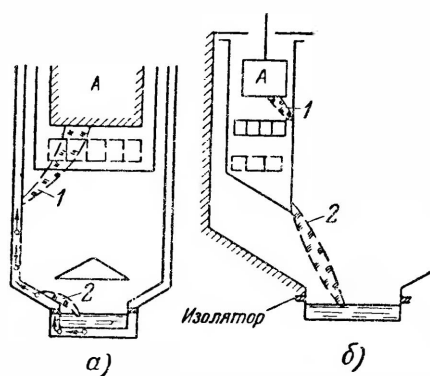
ческий интерес представляет изменение напряжения горения дуги и в режимах перегрузки.

Две кривые, построенные по результатам измерений  $\Delta U_a$  в многоанодном и одноанодном вентилях при разных отношениях среднего значения выпрямленного тока  $I_d$  к номинальному его значению  $I_{дн}$ , приведены на фиг. 4-31, б.

Меньшие значения  $\Delta U_a$  у одноанодных вентиляей говорят об их относительно большей перегрузочной способности по сравнению с многоанодными вентилями. Вместе с тем токи при аварийных режимах в одноанодных вентилях при прочих равных условиях больше, чем у многоанодных, так как влияние падения напряжения на ограничение тока у первых сказывается меньше, чем у вторых.

#### 4-7. КАСКАДНОЕ ГОРЕНИЕ ДУГИ

Каскадным мы называем такое аномальное горение дуги, когда часть пути между анодом и катодом ток проходит по металлической стенке корпуса, как на фиг. 4-32, а, либо по



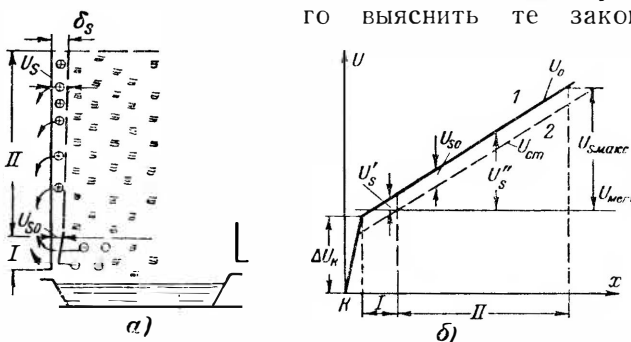
Фиг. 4-32. Схемы возникновения каскадов в экзитронах через корпус (а) и анодную манжету (б).

металлическим деталям, расположенным внутри вентиля, как на фиг. 4-32, б, где такой деталью служит анодная манжета (стрелки на фигуре указывают направление движения зарядов). В каскаде с двумя дугами и промежуточным металлом между ними, как на фиг. 4-32, а и б (что характерно для вентиляей с изолированным от корпуса катодом), металл является одновременно промежуточным катодом по отношению к верхней дуге (обозначенной цифрой 1) и анодом по отношению к нижней дуге (обозначенной на фиг. 4-32 цифрой 2). По метал-

лу, как по промежуточному катоду, перемещается катодное пятно, состоящее, как и групповое пятно на поверхности ртути, из совокупности микропятен. В результате перемещения микропятен по поверхности металла имеют место: 1) распыление металла ионами (что оставляет узорчатый блестящий след на поверхности металла в виде елочек); 2) нагрев металла при ограниченной поверхности перемещения пятен, что приводит к выделению из него газов, портящих вакуум в вентиле, и, наконец, 3) при длительной задержке пятна на

металле возможно и местное расплавление его. В силу сказанного весьма важно не допускать заметных по частоте появления каскадов и даже ограниченного по времени пребывания катодных пятен на поверхности металла.

Так как возникновение каскада в приборах с изолированным от корпуса катодом всегда связано с формированием самостоятельного катодного пятна на поверхности металла, что может иметь место только при наличии некоторой разности потенциалов между плазмой дуги и соприкасающейся с ней металлической стенкой, то при исследовании условий, при которых формирование каскадов может быть предупреждено, необходимо прежде всего выяснить те закономерности



Фиг. 4-33. Формирование оболочки (а) и распределение потенциала вдоль оболочки, расположенной у металлической стенки (б) при изолированном корпусе от катода.

сти, которым подчинена разность потенциалов между плазмой дуги и соприкасающейся с ней металлической стенкой. При стенке из изолирующего материала разность потенциалов между стенкой и плазмой определяется, как мы видели в § 1-6, тем падением напряжения  $U_{s0}$  в ионной оболочке, которое всегда возникает между стенкой и столбом дуги (фиг. 4-33,а). Абсолютная величина  $U_{s0}$  зависит согласно (1-106) только от температуры  $T_e$ , и так как  $T_e$  меняется в ртутном разряде, как показывает участок кривой на фиг. 4-17, относящийся к рабочему диапазону давлений 6—12 мкн рт. ст., от 12 000 до 25 000° К, то  $U_{s0}$  может меняться в границах от 6 до 12 в. При заданном давлении, а следовательно, и температуре электронного газа  $U_{s0}$  получает одно и то же значение по всей длине и периметру столба дуги. Поэтому, если потенциал в столбе дуги определяется участком кривой  $U_0$  на фиг. 4-33,б, то потенциал изоляционной стенки (в частности, стенки из стекла) определяется пунктирным участком кривой  $U_{cm}$ , лежащим ниже участка кривой  $U_0$  на величину  $U_{s0}$ . Раз-



ные участки изоляционной стенки получают при этом различные потенциалы. Электронные и ионные токи, приходящие к любому элементу изоляционной стенки, одинаковы, в связи с чем общий ток, приходящий к ним, равен нулю.

Иное положение имеет место, когда плазму окружает металлическая стенка. Здесь заметной разности потенциалов между отдельными ее участками быть не может, поскольку сечения стенок относительно велики, а токи, проходящие через стенку, малы. Без заметной погрешности можно считать, что потенциал стенки во всех ее участках один и тот же. Этот потенциал автоматически устанавливается таким, что полные токи (электронные и ионные), воспринимаемые стенкой, изолированной от других деталей вентиля, одинаковы. Избыточный электронный ток на основе зондовой характеристики (фиг. 1-26), поступает на ту часть стенки, которая имеет потенциал, менее отрицательный, чем  $U_{s0}$ . На фиг. 4-33,б он обозначен через  $U'_s$ , а участки, ему соответствующие, обозначены на фиг. 4-33,а и б цифрой I. Избыточный ионный ток поступает на ту часть стенки, которая имеет потенциал  $U''_s$ , больший (по абсолютной величине), чем  $U_{s0}$  (участок II на фиг. 4-33,а и б). Так как при одной и той же разности напряжений ( $U''_s - U_{s0}$ ) и ( $U_{s0} - U'_s$ ) плотность электронного тока в первом случае нарастает во много раз быстрее, чем плотность ионного тока во втором случае, то поверхность, принимающая электронный ток, должна быть много меньше, чем поверхность, принимающая ионный ток. Это приводит к тому, что металлическая стенка принимает потенциал  $U_s = U_{s0}$  в самом нижнем участке поверхности соприкосновения стенки с плазмой дуги. Какая при этом установится максимальная разность потенциалов  $U''_{s макс}$  между плазмой и стенкой у верхней границы (пояса) их соприкосновения, зависит от абсолютного значения  $U_{s0}$  и полного падения потенциала на участке столба дуги вдоль всей высоты стенки.

Величина  $U''_{s макс}$  является одним из множителей в произведении, определяющем кинетическую мощность, передаваемую ионами элементу стенки. Другим множителем является плотность тока, определяемая по (1-107), либо по кривой  $j_{is}$  на фиг. 4-17. Обе составляющие мощности оказывают свое влияние на концентрацию ионов, оседающих на микропенках (диэлектрических либо полупроводниковых), если они имеются на стенках. Влияние плотности ионного тока сказывается на концентрации зарядов непосредственно, а влияние  $U''_s$  сказыв-

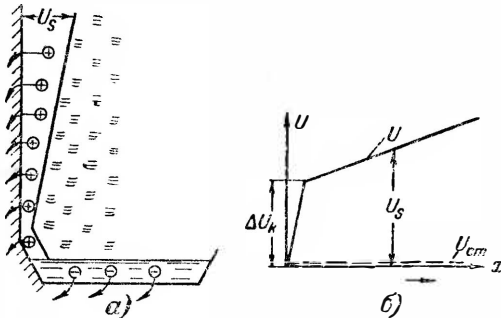
вается через энергию ионов, рост которой повышает плотность зарядов, оседающих на пленках. С ростом плотности ионов на пленках возрастает напряженность электростатического поля у поверхности стенок, и после достижения ею значений  $10^6$ — $10^7$  в/см здесь появляется электростатическая (автоэлектронная) эмиссия. Эмиссия электронов на данной микроучастке стенки сопровождается ионизацией молекул пара электронами, в связи с чем усиливается приток ионов к данному микроучастку стенки. Это приводит к прогрессивному нарастанию плотностей электронного потока, уходящего от стенки, и ионного потока, идущего к стенке, вплоть до возникновения на стенке катодного пятна. В процессе последующего развития дуги столб дуги может несколько удлиниться в связи с лучшими условиями ионизации пара в объеме большей протяженности.

Экспериментальные исследования, проведенные А. Е. Аскинази и Т. А. Сустиным, по выяснению численных соотношений, при которых возникают катодное пятно на металлической стенке и каскадное горение дуги, показали, что когда поверхность металла тщательно очищена от неорганических и органических загрязнений, каскадное горение дуги не возникает при увеличении падения напряжения в дуге до 50—60 в. При наличии загрязнений и в особенности, когда такими загрязнениями являются пылинки кварца (нередко остающиеся на поверхности металлических стенок в промышленных типах вентилях, если их очистка производится пескоструйкой с применением кварцевого песка), пятно формируется, когда  $U_s$  достигает значений 20—25 в (что соответствует полному падению напряжения в дуге 30—40 в), в которое входят  $\Delta U_K$  и  $\Delta U_A$ . Нижняя граница по напряжению отвечает большей плотности тока на стенку (несколько  $ма/см^2$ ), а верхняя граница — меньшей плотности тока (доли  $ма/см^2$ ).

Учитывая, что полностью избежать загрязнений внутренних стенок в промышленных типах вентилях почти не удается (если даже приняты меры к удалению остатков кварцевой пыли на них), при установлении мер, при помощи которых может быть достигнуто если не полное исключение каскадов, то по крайней мере весьма редкое их появление, в качестве предельно допустимого значения для  $U_{s\text{ макс}}''$  принимают минимальные его значения, найденные экспериментальным путем.

Если исходить из максимального возможного значения  $U_{s0} = 12$  в, то падение потенциала вдоль любой металлической детали, соприкасающейся с плазмой дуги, не должно превосходить ориентировочно 8—10 в при самых больших токах нагрузки (максимально допустимых по нормам перегрузки)

и больших давлениях пара. Это достигается: 1) изоляцией отдельных деталей вентиля между собой и 2) ограничением по длине тех металлических деталей, которые непосредственно соприкасаются с плазмой дуги. В первую очередь эти меры распространяются на экзитроны, в которых катодное пятно (от главной либо вспомогательной дуги) существует на поверхности ртуты непрерывно. Здесь, во-первых, изолируется корпус от катода и, во-вторых, анодная манжета от корпуса, как это было схематически показано на фиг. 4-32,б. Нижняя дуга при изолированном от катода корпусе и манжеты от корпуса (фиг. 4-32,а и б) возникает за счет падения потенциала в катодной части разряда у ранее нормально горевшей дуги.



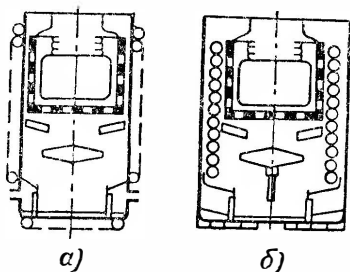
Фиг. 4-34. Формирование оболочки (а) и распределение потенциала вдоль оболочки, расположенной у металлической стенки (б) при неизолированном корпусе от катода.

Естественно, что каскад с двумя дугами может возникнуть только тогда, когда полное падение напряжения между анодом и катодом вентиля достаточно для того, чтобы обеспечить напряжение горения в двух последовательных дугах.

Если корпус вентиля не изолирован от катода, чему соответствует фиг. 4-34,а, то величина  $U_s$  возрастает, как это видно из диаграммы потенциалов, приведенной на фиг. 4-34,б, на величину катодного падения потенциала  $\Delta U_k$ . Кроме того, когда корпус не изолирован от катода, возникновение каскада значительно облегчается, так как в этом случае достаточно возникнуть одной дуге между анодом вентиля и корпусом. Прохождение тока на остальном участке пути до катода осуществляется через корпус. Катодное пятно в этом случае может и не формироваться вновь на корпусе, так как оно может перейти с катода на корпус. Такой переход совершается при нормальном вначале падении напряжения в дуге. После перехода пятна напряжение между анодом и катодом вентиля снижается, поскольку часть столба дуги замещается металлической стенкой, а катодное падение потенциала  $\Delta U_k$  при горении дуги на металл остается примерно тем же, что и при горении на ртути катода.

Для того чтобы не вводить изоляции между корпусом и катодом, что несколько усложняет конструкцию вентиля, американская фирма Эллис Челмерс, строящая одноанодные экзитроны (фиг. 4-35,а), изолирует от корпуса и катода вводный внутрь вентиля, как это видно из конструктивной схемы его на фиг. 4-35,б, змеевик, пропускающий охлаждающую воду. Ионы и электроны, диффундирующие из плазмы дуги, нейтрализуются на поверхности змеевика, не достигая стенок. Хотя такая конструкция упрощает изготовление корпуса и катода, но при таком устройстве осложняются внутренняя изоляция и борьба с коррозией в системе охлаждения. С неизолрированным от корпуса катодом изготавливаются игнитроны, так как за короткий промежуток существования у них дуги в каждый из периодов переменного напряжения катодное пятно в связи с ограниченной скоростью его перемещения (десятки сантиметров в секунду) не успевает уйти за пределы ртутного катода.

Изоляцией манжеты от корпуса в многоанодных экзитронах достигается уменьшение величины  $U_s''$  между верхним слоем столба дуги и манжетой, поскольку при наличии изоляции потенциал манжеты примерно близок к потенциалу плазмы у входа ее в манжету, между тем как при отсутствии изоляции потенциал манжеты близок к потенциалу нижней части дуги. С целью уменьшения величины  $U_s''$  стремятся ограничить в доступных пределах и длину манжеты. Уменьшение продольного падения потенциала на участках столба, окруженных манжетой, существенно, так как здесь, помимо падения потенциала в однородных участках столба дуги, заметно сказываются переходные падения напряжения в местах сужения дуги в отверстиях фильтров и управляющих сеток. В правильно спроектированных вентилях каскады не должны возникать при токах нагрузки, охватываемых полной шкалой допускаемых нормами перегрузок. С этой точки зрения очень важен ход возрастания полного падения напряжения в вентиле при перегрузочных режимах. При сравнительной оценке этих кривых, приведенных на фиг. 4-31,б, можно заключить, что опасность возникновения каскадов в одноанодных вентилях при прочих равных условиях меньше, чем в многоанодных.



Фиг. 4-35. Конструктивные схемы одноанодного экзитрона при изолированном (а) и неизолрированном (б) катоде.

При аварийных режимах, когда токи нагрузки превышают в несколько десятков раз нормальные токи, не всегда удается избежать возникновения каскадов, но такие каскады, длящиеся очень короткое время (до вступления в действия защиты, что измеряется тысячными долями секунды), не могут причинить заметного ущерба внутреннему состоянию вентилей.

#### 4-8. ПРОЦЕССЫ В ДУГЕ ПРИ НЕДОСТАТОЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ПАРА. РАЗРЫВЫ ДУГИ

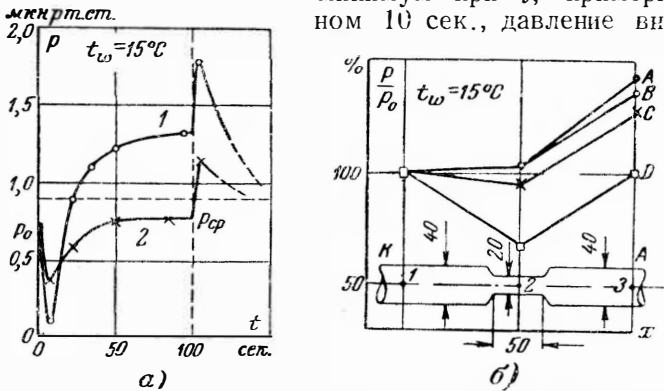
При описании процессов в столбе дуги имелось в виду, что плотность пара в вентиле не ниже необходимого минимума, при котором нужная интенсивность ионизации молекул достигается при еще нормальной напряженности электрического поля. Не при всех, однако, обстоятельствах такой минимум обеспечивается, даже если режим охлаждения ртутного вентилей соответствует требуемому минимуму давления.

Пониженная плотность пара может, например, возникнуть в ртутном вентиле при начальном его включении на нагрузку, а также при перегрузке вентилей в местах заметного сужения столба дуги. Понижение плотности пара при начальном включении вентилей в работу возникает в связи с тем, что в течение некоторого числа периодов превалирует убыль молекул пара из объема в силу их ионизации и ухода ионов и электронов к стенкам, где они нейтрализуются и задерживаются в порах стенок. Пока давление газа внутри пор не возрастает настолько, что оно начинает превышать давление, создаваемое приходящими к стенке ионами и электронами, и пока из катодной области не подойдут свежие порции пара давление в разрядном промежутке убывает. Наибольшая убыль давления имеет место в преданодной области, как наиболее удаленной от катода.

Распределение давления поперек разряда таково, что давление пара у стенок несколько превышает давление по оси разряда, т. е. в столбе дуги появляется некоторый поперечный градиент давления с положительным направлением от стенки к осевой части разряда.

В какой мере нарушение равенства между количеством уносимого к стенке пара и возвращаемого в объем может изменить во времени давление пара в приборе, показывают кривые, приведенные на фиг. 4-36, полученные С. Кенти [Л. 62] при измерениях, проведенных в экспериментальном образце (макете) ртутного вентилей, в котором анодное пространство было отделено от катодного заслонкой с кольцевым зазором (выполненной по типу отражательного экрана в одноанодных вентилей — фиг. 4-1). Заслонка несколько затрудняет диффузию пара из катодной области в анодную.

Кривая 1 на фиг. 4-36 относится к анодной области разряда, а кривая 2 — к катодной. Исходный уровень давлений  $p_0$ , соответствующий моменту включения вентиля на нагрузку (при токе  $I_a = 0,9$  а), был одинаков. После включения прибора давление в обеих областях его упало, причем в анодной области давление достигло более глубокого минимума. Пройдя минимум при  $t$ , примерно равном 10 сек., давление вновь по-



Фиг. 4-36. Кривые изменения давления при включении вентиля на нагрузку в анодной и катодной областях (а) и в месте сужения (б).

А —  $p_0 = 8,6$  мм рт. ст.,  $I_a = 10$  а; В —  $p_0 = 4,36$  мм рт. ст.,  $I_a = 10$  а; С —  $p_0 = 1,05$  мм рт. ст.,  $I_a = 10$  а; D —  $p_0 = 1,8$  мм рт. ст.,  $I_a = 20$  а.

высилось до некоторого установившегося состояния и затем при  $t \approx 100$  сек., когда ток нагрузки был снижен (с  $I_a = 0,9$  а до  $I_a = 0,03$  а), давление повысилось почти скачком и затем начало постепенно снижаться, приближаясь к новому установившемуся состоянию.

Повышение давления пара после минимума объясняется притоком свежих порций пара от катода. То обстоятельство, что давление в анодной области, имевшее более глубокий минимум, начинает при приближении к установившемуся режиму превышать давление в катодной области, объясняется действием продольных сил „электронного“ давления на пар, выражающемся в передаче электронами молекулам ртутного пара при их упругом столкновении части своей кинетической энергии. Такое „электронное“ давление возникает вдоль разряда за счет направленной составляющей скорости движения электронов, так как импульсы сил от составляющих хаотического движения уравниваются друг друга. Действие „электронного“ давления сказывается тем больше, чем выше подвижность электронов и больше плотность направленного электронного тока. Участками максимальной плотности тока и максималь-

ной скорости электронов в столбе дуги являются места его сужения. Здесь, как показывают кривые, приведенные на фиг. 4-36,б, построенные по результатам измерений, проведенных Б. Н. Клярфельдом и И. А. Полетаевым [Л. 58], возникает (при общем низком уровне давления) разрежение с минимумом давления в сечении, близком к середине длины сужения. Минимум давления возникает в силу того, что в местах сужения затруднен приток свежего пара из катодной области в канал сужения.

При недостаточной плотности пара заметно возрастает скорость (энергия) электронов, а следовательно, и продольная напряженность поля в разряде. При прогрессивном понижении плотности пара может быть достигнут такой критический минимум, что дальнейшим повышением напряженности поля уже не удастся добиться нужной интенсивности ионизации, и в режиме горения дуги наступает такое критическое его состояние, при котором нарушается равновесие в концентрации зарядов, и ионный заряд с его большими токами быстро (в течение  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  сек.) переходит в электронный разряд с его весьма малыми токами, что характеризует собой обрыв дуги. Так как быстро освобождающаяся энергия магнитного поля индуктивных элементов схемы переходит в энергию электрического поля при весьма малых емкостях, создаваемых элементами вентиля, то в установке появляются большие перенапряжения, достигающие в мощных установках десятков и сотен киловольт, разрушающих изоляцию и пробивающих значительные по величине воздушные промежутки.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования, проведенные И. А. Полетаевым [Л. 56], критический режим, приводящий к разрыву дуги, наступает тогда, когда фактическая интенсивность ионизации  $z_{\phi}$  становится меньше требуемой  $z_0$  по условию баланса в плазме разряда концентраций ионов и электронов.

Требуемая интенсивность ионизации  $z_0$  в функции от температуры электронного газа  $T_e$  (в °К) может быть вычислена в ртутном разряде по формуле [Л. 16]:

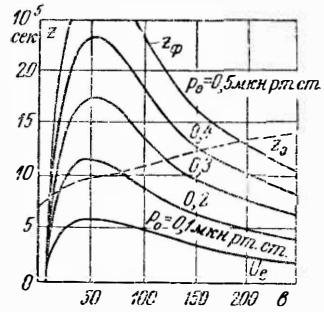
$$z_0 = \frac{700}{R} \sqrt{T_e} \left[ \frac{1}{\text{сек.}} \right], \quad (4-9)$$

где  $R$  — радиус трубки, см.

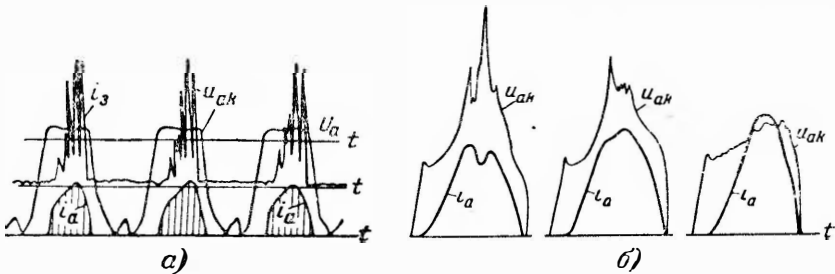
Эту же величину в зависимости от средней энергии электронов  $U_e$  (в эквивалентных вольтах) для заданного радиуса разрядной трубки дает пунктирная кривая, построенная на фиг. 4-37. Фактически же достигаемую интенсивность ионизации при разных начальных давлениях пара  $p_0$ , вычисленную по кривой эффективных сечений ионизации (фиг. 1-6,б) и скорости электро-

нов, дает семейство кривых, проведенных сплошными линиями на фиг. 4-37. Из сопоставления кривых видно, что разряд еще может существовать, пока кривая требующейся ионизации проходит ниже кривой фактической ионизации. Когда же пунктирная кривая лежит выше сплошной кривой фактической ионизации, ионный разряд уже существовать не может, и дуга гаснет.

Когда режим пониженного давления пара возникает в канале, который не является единственным для данного полного сечения участка столба дуги, как это имеет, например, место для отверстий сетки управляемого вентиля, столб дуги или отдельные ветви его переходят из одних отверстий в другие. Такой переход иллюстрирует осциллограмма зондового тока  $i_z$ , приведенная на фиг. 4-38,а. Зонд был расположен в одном из отверстий многодырчатой сетки. Колебания зондового тока  $i_z$  свидетельствуют о периодическом горении дуги в сеточном отверстии за время горения дуги на данном аноде (на осциллограмме не видно спадааний тока к нулю ввиду инерции ви-



Фиг. 4-37. Кривые интенсивности ионизации в функции энергии электронов в области низких давлений пара.



Фиг. 4-38. Осциллограммы колебаний тока в сеточном отверстии (а) и падение напряжения в дуге при начальном включении вентиля на нагрузку (б).

братора). Изменение тока отражает осциллограмма  $i_a$ , приведенная в нижней части той же фигуры. Важно отметить, что переход дуги из одних отверстий в другие почти не отражается на общем падении напряжения в дуге, изменения которого отражает положительный участок в осциллограмме напряжения анод — катод  $u_{ak}$ , приведенной в верхней части той же фигуры. Когда все отверстия в сетке уже заполнены плазмой дуги либо когда канал на данном участке столба дуги является



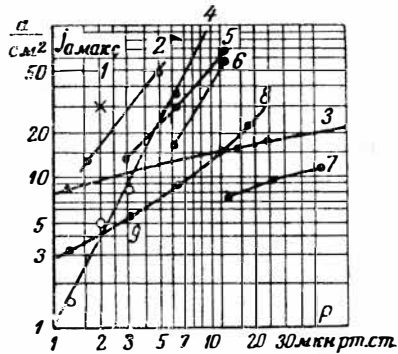
единственным, понижение давления пара приводит к повышенным напряжениям горения вплоть до погасания (разрыва) ее. Перенапряженный режим, иллюстрируемый осциллограммами напряжения и тока, приведенными на фиг. 4-38,б, относится к начальному периоду включения вентиля (не снабженного сетками управления) на нагрузку. В ходе времени падение напряжения в дуге резко меняется в соответствии с изменениями давления, иллюстрируемыми кривыми на фиг. 4-36,а. Левые осциллограммы напряжения и тока на фиг. 4-38,б, относятся к моменту времени  $t=0,06$  сек. после включения вентиля на нагрузку. Здесь давление пара было близко к минимуму. Снижение тока в максимуме вызвано здесь относительно невысоким значением напряжения питания анодной цепи. Средние осциллограммы на фиг. 4-38,б относятся к моменту ( $t=20$  сек.), когда давление пара, пройдя через минимум, вновь начало повышаться, а правые осциллограммы, снятые в момент  $t=3$  мин., относятся к установившимся значениям давления и плотности пара при данном токе нагрузки. Сопоставляя осциллограммы напряжения, мы видим, какие перенапряжения возникают в дуге при прохождении через минимум давления, когда начальное давление пара в вентиле, зависящее от температуры охлаждающей воды (в нашем случае  $t_{\text{о}}=10^{\circ}\text{C}$ ), относительно невысоко. При еще более низких значениях температуры либо при увеличении тока нагрузки прохождение давления пара через минимум приводит к разрыву дуги. Наоборот, при повышении температуры охлаждающей среды (и тем самым температуры ртути на катоде  $t_K$ ) против указанной можно избежать сильно перенапряженного режима, приблизив его в момент прохождения через минимум давления к режиму, характеризуемому правой осциллограммой на фиг. 4-38,б. Для обеспечения нормального режима эксплуатации требуется поэтому не допускать резкого возрастания нагрузочного тока в вентиле вначале включения вентиля, если температура лежит ниже допустимого минимума.

Предупреждение разрывов дуги и создаваемых ими перенапряжений при перегрузках вентиля связано с необходимостью ограничения степени сужения дуги и длины каналов сужения на всех участках столба дуги, а также поддержания общего давления пара в приборе на уровне, более высоком, чем минимально допустимый. Минимально допустимое давление в большой степени зависит от геометрии места сужения (сечения и длины манжеты либо диаметра сеточного отверстия и толщины сетки), а также от условий притока к месту сужения свежих порций пара. Все эти факторы влияют на характер снижения плотности пара в сеточном отверстии. Плотность пара в отверстии прогрессивно снижается до некоторого

минимума в связи с тем, что разрежение пара и повышение падения потенциала взаимно усиливают друг друга (поскольку с понижением плотности пара возрастает напряженность поля, а рост последнего приводит, в свою очередь, к дальнейшему понижению плотности пара). Прогрессивное убывание плотности пара продолжается до тех пор, пока не устанавливается некоторый минимум давления, соответствующий газодинамическому равновесию между уходящими из места сужения молекулами пара и вновь сюда приходящими из катодной области. Если минимум давления оказывается ниже требуемого (по кривым на фиг. 4-37), то дуга разрывается. При заданных геометрии вентиля и давлении пара предупреждение разрыва дуги диктует не только предельно допустимую плотность тока, но и допустимую скорость его нарастания.

Представление о численных значениях максимально допустимых плотностей тока в функции от давления пара при разных геометрических размерах каналов, где дуга получает сужения, дают кривые, приведенные на фиг. 4-39, построенные по результатам опытных исследований Хэлла и Броуна [Л. 59]. На оси абсцисс указано здесь общее давление пара в приборе, а на оси ординат отложены те максимальные значения плотности тока, которые предшествуют разрыву дуги (когда скорость нарастания тока соответствует однополупериодному выпрямлению при чисто активной нагрузке и частоте питающего напряжения 60 *гц*). Длины и диаметры каналов, определяющих места сужения, указаны в подписи к фигуре. При вполне определенной закономерности в ходе кривых, выражающейся в росте предельных значений плотности тока с повышением давления пара, влияние геометрии места сужения на  $j_{a \text{ макс}}$  менее отчетливо выражено. Это объясняется тем, что геометрия места сужения влияет не только на электрические параметры разряда, но и на газодинамику пара.

Кривые на фиг. 4-39 снимались при одной и той же скорости нарастания тока. С повышением  $di_a/dt$  минимум давления пара углубляется, а допустимая плотность тока снижается,



Фиг. 4-39. Предельные плотности перед разрывом дуги в функции от давления пара.

- 1 — длинный цилиндр Ø 2,5 см; 2 — длинный цилиндр Ø 0,6 см; 3 — цилиндр  $l = 7,5$  см, Ø 7,5 см; 4 — длинный цилиндр Ø 0,23 см; 5 — отверстие с Ø 0,24 см; 6 — цилиндр  $l = 24$  см, Ø 0,21; 7 — отверстие с Ø 1 см; 8 — цилиндр  $l = 10$  см, Ø 2,5 см; 9 — длинный цилиндр Ø 15 см.

поскольку меньшее количество пара успевает продиффундировать к месту разрежения.

Влияние многих связанных между собой факторов на возникновение разрывов дуги приводит к трудностям в расчете предельно допустимых значений плотности тока (определяющих собой кратковременно допустимую перегрузочную способность вентилей по току). При расчете поэтому ставится более ограниченная задача, а именно: определяется минимально допустимое давление пара в рабочем объеме вентиля для получения при данном диаметре места сужения требующейся плотности тока либо, наоборот, определяется максимально допустимая плотность тока при заданном общем давлении пара.

Исходным для такого расчета может в известной мере служить процент ионизируемых молекул в месте сужения дуги от общей их концентрации вне ионизируемого промежутка. Проверочные расчеты, проведенные по кривым на фиг. 4-39, показывают, что когда длина канала заметно превышает диаметр сеточного отверстия, процент ионизируемых молекул (от общей концентрации молекул при начальном давлении пара в приборе) лежит в границах от 5 до 20. При более тонких сетках процент ионизируемых молекул перед появлением разрывов дуги повышается до 35—50. При отнесении числа ионизируемых молекул к их концентрации при пониженной плотности пара в месте разрежения процент ионизируемых молекул много больше и приближается к 100. Для примерной оценки тех максимальных значений плотности тока, которые могут быть получены при нормальном диапазоне давления пара в ртутном вентиле, рассмотрим следующий пример.

**Пример.** Рассчитать гранично-допустимую плотность тока в отверстиях сеток при давлении ртутных паров в вентиле  $p = 6$  мкн рт. ст. и температуре паров около анода  $T_m = 1000^\circ \text{К}$ .

Так как при давлении  $p_0 = 760$  мм рт. ст. и температуре  $T_0 = 273^\circ \text{К}$  концентрация молекул пара определяется числом Лисшмидта ( $n_0 = 2,67 \times 10^{19}$  мол/см<sup>3</sup>), то при заданных условиях концентрация молекул

$$n = n_0 \frac{T_0}{p_0} \cdot \frac{p}{T} = 2,67 \cdot 10^{19} \frac{273 \cdot 6 \cdot 10^{-3}}{760 \cdot 1000} = 5,76 \cdot 10^{13} \text{ мол/см}^3.$$

Оценивая долю ионизируемых молекул пара  $f = 20\%$ , мы получаем предельно допустимую концентрацию электронов:

$$n_{e \text{ макс}} = f n = 0,2 \cdot 5,76 \cdot 10^{13} = 1,15 \cdot 10^{13} \text{ эл/см}^3.$$

Давление  $p = 6$  мкн рт. ст. ствечает по кривой фиг. 4-17  $T_e = 16000^\circ \text{К}$ . Гранично-допустимая плотность беспорядочного тока:

$$\begin{aligned} j_{e \text{ макс}} &= 2,48 \cdot 10^{-14} f n T^{1/2} = 2,48 \cdot 10^{-14} \cdot 1,15 \cdot 10^{13} \cdot 16000^{1/2} = \\ &= 36,2 \text{ а/см}^2. \end{aligned}$$

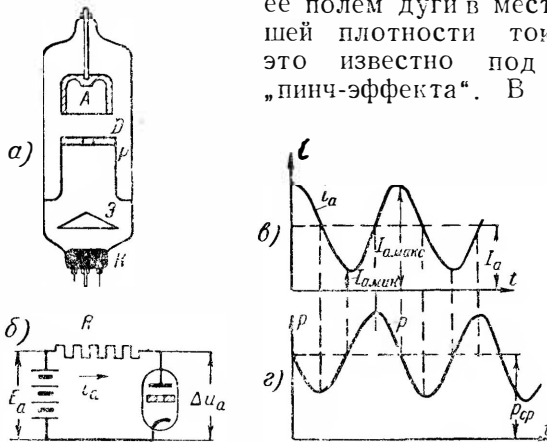
По кривой на фиг. 1-31 при  $p = 6$  мкн рт. ст. коэффициент частичности  $B = 1,8$ .

В этом случае граничная плотность направленного тока

$$j_{en \text{ макс}} = \frac{j_{e \text{ макс}}}{B} = \frac{36,2}{1,8} = 20 \text{ а/см}^2.$$

При более тонких сетках допустимая плотность тока может быть повышена до  $30 \text{ а/см}^2$  и более. Если требуются большие плотности тока, то плотность пара в вентиле должна быть повышена.

Необходимо отметить, что при больших токах и большой плотности тока разрыв дуги может иметь место не только в силу разрежения пара, но и в силу сжатия дуги магнитным ее полем дуги в местах наибольшей плотности тока. Явление это известно под названием „пинч-эффекта“. В нормальных



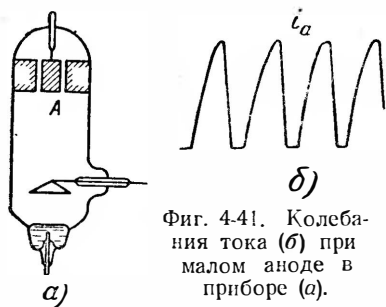
Фиг. 4-40. Стенотрон и диаграммы его работы.

типах ртутных вентилях, снабжаемых многодырчатými сетками, пинч-эффект способствует повышению плотности тока в сеточных отверстиях, но не является обычно самостоятельной причиной разрыва дуги.

На принципе разрежения пара в месте сужения дуги и возрастающего в силу этого падения напряжения в месте сужения был разработан В. Л. Грановским и Т. А. Суетиным [Л. 60] лабораторный макет ионного генератора частоты, названного авторами стенотроном.

Конструктивная схема опытного макета стенотрона приведена на фиг. 4-40, а. От обычного двухэлектродного ртутного вентиля стенотрон отличается тем, что между анодом и катодом его расположена изолированная от стенок диафрагма  $D$  с отверстием посередине. Дуга может проходить здесь только через отверстие (канал) в диафрагме, вызывая разрежение пара, приводящее к повышению падения потенциала в отверстии. Такое повышение потенциала вызывает понижение тока

в цепи, если прибор вместе с активным сопротивлением включен, как это показано на схеме фиг. 4-40,б, в цепь источника постоянного напряжения  $E_a$ . По мере разрежения пара в отверстие диафрагмы начинают входить из соседних объемов новые порции пара, повышающие давление. При этом падение потенциала в отверстии вновь понижается, и ток через прибор возрастает. Сопряжение во времени изменения тока и связанного с ним изменения давления пара показывают приведенные на фиг. 4-40,в и г кривые тока  $i_a$  и давления пара  $p$  для режима



Фиг. 4-41. Колебания тока (б) при малом аноде в приборе (а).

непрерывного тока (неразрывных колебаний). При превышении током  $i_a$  среднего его значения  $I_a$  интенсивность выдувания пара электронным потоком превышает скорость притока новых порций пара, в связи с чем плотность пара убывает. При значениях  $i_a < I_a$  приток пара превышает его разрежение электронным потоком, в связи с чем давление пара возрастает.

Кривая изменения давления оказывается при этом сдвинутой в сторону отставания примерно на  $90^\circ$ . В стенотроне могут быть получены как неразрывные, так и разрывные колебания низкой частоты (фиг. 4-41,б), периодичность которых зависит от начального давления пара и параметров электрической цепи. Промышленная разработка такого прибора задержалась в связи с выявившимися трудностями в обеспечении непопавшей в ходе времени (из-за напыления) изоляции диафрагмы.

Колебания напряжения и тока, обусловленные периодической нехваткой нужного для ионизации количества пара, могут быть получены и в приборе с малым анодом, конструктивная схема которого приведена на фиг. 4-41,а, а осциллограмма тока при разрывных колебаниях—на фиг. 4-41,б. Здесь дефицит пара у анода посылается (до восполнения его притоком свежего пара) в силу интенсивной ионизации пара электронами. Колебания тока, получаемые при очень малом аноде (зонде), получили свое использование при измерении давления пара в непроводящую часть периода.

#### 4-9. ТЕПЛОВЫЙ РЕЖИМ КАТОДА

Электрическая мощность, теряемая в дуге ртутного вентилля, превращается в тепло. Тепло воспринимается катодом, анодом и паром, заполняющим рабочий объем вентилля, и передается через стенки (воспринимающие часть тепла непосредственно) и днище катода охлаждающей среде.

Количество отдаваемого тепла и режим охлаждения определяют температуру рассматриваемого узла вентиля. Для каждого узла существует своя предельно допустимая температура. Так, температура катода и конденсирующих пар стенок диктуется допустимым диапазоном изменения давления пара, температура анода ограничивается вероятностью обратных зажигания, распылением материала анода и теплостойкостью его выводов, а температура сеток лимитируется термоэлектронными токами.

Определяя температуру на поверхности ртути катода в функции от тока нагрузки, мы выясним вначале на основе баланса электрической и тепловой мощности количество выделяющегося на катоде тепла, а затем по тепловому сопротивлению установим и искомую температуру.

Полная электрическая мощность, теряемая в катодной части разряда,

$$\Delta P_{\kappa} = I_{\kappa} \Delta U_{\kappa}, \quad (4-10)$$

где  $I_{\kappa}$  — среднее значение катодного тока (в многоанодных вентилях выпрямленный ток);

$\Delta U_{\kappa}$  — среднее значение падения потенциала в катодной части разряда.

Часть этой мощности затрачивается поем на выход электронов из катода и сообщение им нужной скорости (энергии) для возбуждения и ионизации молекул пара. Другая часть мощности затрачивается на ускорение ионов, возникающих в катодной части разряда и направляющихся в большей своей части к катоду. Вместе с ионами на катод попадает и часть возбужденных (главным образом метастабильных) атомов, диффундирующих в разных направлениях от места их образования. Часть из них отдает свою энергию катоду.

Полная электрическая мощность, отдаваемая катоду и переходящая на нем в тепло, меньше полной мощности, теряемой в катодной части разряда  $\Delta P_{\kappa}$  на величину, равную:

$$\Delta P_N = I_{\kappa} \psi + I_{\kappa e} U_{осм} + I_{ip} U_i + P_{вр}, \quad (4-11)$$

где  $I_{\kappa} \psi$  — мощность, затрачиваемая на выход электронов из катода;

$I_{\kappa e} U_{осм}$  — мощность, уносимая электронной составляющей катодного тока ( $I_{\kappa e}$ ) в положительный столб при средней кинетической энергии каждого из электронов, равной  $U_{осм}$ ;

$I_{ip} U_i$  — мощность, уносимая не попадающими на катод ионами, составляющими эквивалентный ионный ток ( $I_{ip}$ );

$P_{вр}$  — мощность, уносимая возбужденными атомами, не попадающими на катод.

В мощность, затрачиваемую на выход электронов, входит полный ток  $I_k$ , а не его электронная составляющая  $I_{ке}$ , в связи с тем, что при нейтрализации ионов на катоде, как выше уже указывалось, из него выходит столько же электронов, сколько к нему приходит ионов.

Вычитая  $\Delta P_N$  из полной мощности, теряемой в катодной части разряда, можно найти мощность, преобразуемую на катоде в тепло. В связи, однако, с тем, что составляющие катодного тока  $I_{ке}$  и  $I_{ки}$ , как равно  $U_{ост}$  и  $P_{вр}$ , точно еще неизвестны, тепловую мощность находят, измеряя непосредственно отдельные составляющие расходуемой катодом тепловой мощности.

Тепло уходит от катода двумя путями: 1) через испарение ртути, на что затрачивается скрытая теплота парообразования, и 2) через теплопроводность.

Тепловая мощность, уходящая из катода при испарении ртути, может быть подсчитана по количеству испаряющейся ртути  $Q_k$  и скрытой теплоте парообразования  $L$ .

Количество испаряющейся с катода ртути  $Q_k$  суммируется из испарения с катодного пятна, пропорционального току нагрузки  $I_k$  и испарения с общей поверхности катода  $S_k$ , рассчитываемого по законам свободного испарения [Л. 11]. Такая сумма равна:

$$Q_k = I_k q_{ка} + S_k \sigma_k \cdot 1,74 \cdot 10^6 e^{-8,38 \cdot 10^3 / T_k}, \quad (4-12)$$

где  $q_{ка}$  — количество ртути (отнесенное к 1 а·сек), испаряющееся с катодного пятна;

$\sigma_k$  — коэффициент конденсации, учитывающий долю сконденсировавшихся молекул по отношению к общему числу молекул, возвращающихся к катоду из расположенного над ним парового облака;

$T_k$  — температура на поверхности катода.

В предположении, что суммарное испарение, так же как и ток  $I_k$ , распределяется равномерно по катоду, как это схематически показано верхними пунктирными стрелками на фиг. 4-42, мы для удельного испарения (испарения с 1 см<sup>2</sup>) имеем:

$$q_{к,0} = j_k q_{ка} + \sigma_k \cdot 1,74 \cdot 10^6 e^{-8,38 \cdot 10^3 / T_k}, \quad (4-13)$$

где  $j_k = \frac{I_k}{S}$  — средняя (расчетная) плотность тока на катоде.

Удельная мощность, расходуемая на испарение, в этом случае равна:

$$P_{кв0} = L(j_k q_{ка} + \sigma_k \cdot 1,74 \cdot 10^{10} e^{-8,38 \cdot 10^3 / T_k}) \left[ \frac{вт}{см^2} \right]. \quad (4-14)$$

Относя мощность к 1 а, мы находим единичную мощность (измеряемую в  $вт/а$  либо в эквивалентных вольтах), расходуемую катодом на испарение ртути

$$p_{кв} = \frac{P_{кв0}}{j_k} [вт/а]. \quad (4-15)$$

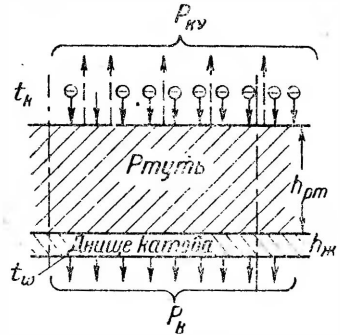
Численное значение скрытой теплоты парообразования ртути  $L$  при нагреве катода в пределах до  $100^\circ C$  лежит в границах от 68 до  $72 \text{ кал/г}$ .

Численные значения  $q_{ка}$  при свободно бегающем пятне меняются, как это видно из кривых на фиг. 4-14,б, в пределах от 5 до  $10 \text{ мг/а} \cdot \text{сек}$ . При фиксированном пятне значения  $q_{ка}$  не превосходят  $0,2-0,8 \text{ мг/а} \cdot \text{сек}$ . Коэффициент конденсации  $\sigma_k$  в большой степени зависит от состояния поверхности ртути на катоде. При идеально чистой поверхности  $\sigma_k$  приближается к нулю, а при сильно загрязненной поверхности — к единице. У катодов, работающих в промышленных типах вентилях,  $\sigma_k$  лежит обычно в границах от 0,1 до 0,2.

Учитывая названные значения величин в (4-14) и принимая температуру на поверхности ртути  $t_k = 60-70^\circ C$  (что примерно соответствует допустимым средним значениям плотности тока на катоде  $j_k$ ), мы получаем, что  $p_{кв}$  лежит примерно в границах от 1,5 до  $2,5 \text{ вт/а}$ . Численное значение  $p_{кв}$  в пределах указанного диапазона его изменений зависит от конструктивного исполнения катода (высоты уровня ртути, толщины и теплопроводности стенок), а также температуры охлаждающей среды, влияющих на количество тепла, уходящего от катода через теплопроводность.

При равномерном тепловом потоке (как это схематически изображено на фиг. 4-42 нижними стрелками) тепло, уносимое через теплопроводность, может быть вычислено при помощи закона, аналогичного закону Ома в электрических цепях, а именно:

$$P_{к\lambda} = \frac{1}{R_{к\lambda}} (t_k - t_w) [вт], \quad (4-16)$$



Фиг. 4-42. Диаграмма тепловых потоков в ртутном катоде.



где  $P_{\kappa\lambda}$  — тепловая мощность, уносимая теплопроводностью,  $\text{вт}$ ;

$t_{\kappa} - t_w$  — температурный перепад в слое ртути и днище катода;

$R_{\kappa\lambda}$  — тепловое сопротивление катода,  $^{\circ}\text{C}/\text{вт}$ .

При равномерном потоке тепла тепловое сопротивление вычисляется (аналогично электрическому сопротивлению проводника) из равенства

$$R_{\kappa\lambda} = \left( \frac{h_{рт}}{S_{рт}\lambda_{рт}} + \frac{h_{ст}}{S_{ст}\lambda_{ст}} \right) [^{\circ}\text{C}/\text{вт}], \quad (4-17)$$

где  $h_{рт}$  и  $h_{ст}$  — высоты слоя ртути и толщина стального дна катода;

$S_{рт}$  и  $S_{ст}$  — площади сечения ртути и стального дна катода;

$\lambda_{рт}$  и  $\lambda_{ст}$  — теплопроводности ртути и стального дна катода.

При равных сечениях (как это в большинстве типов вентилях имеет место)  $S_{рт} = S_{ст} = S_{\kappa}$ :

$$R_{\kappa\lambda} = \frac{1}{S_{\kappa\lambda}} \left( \frac{h_{рт}}{\lambda_{рт}} + \frac{h_{ст}}{\lambda_{ст}} \right) [^{\circ}\text{C}/\text{вт}]. \quad (4-18)$$

Сопротивление, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  поверхности катода, равно:

$$R_{\kappa\lambda 0} = \frac{h_{рт}}{\lambda_{рт}} + \frac{h_{ст}}{\lambda_{ст}} [^{\circ}\text{C см}^2/\text{вт}]. \quad (4-19)$$

Тепловая мощность, отдаваемая катодом через теплопроводность  $P_{\kappa\lambda}$ , может быть измерена по количеству охлаждающей среды, проходящей в единицу времени и разности температур  $t_{в2} - t_{в1}$  на выходе и входе ее. При отнесении этой мощности к  $1 \text{ а}$  мы находим единичную тепловую мощность, уходящую через теплопроводность:

$$p_{\kappa\lambda} = \frac{P_{\kappa\lambda}}{I_{\kappa}} [\text{вт}/\text{а}]. \quad (4-20)$$

При средней плотности тока на катоде  $j_{\kappa}$  удельная тепловая мощность (мощность, уносимая  $1 \text{ см}^2$  катода) через теплопроводность связана с единичной мощностью равенством

$$P_{\kappa\lambda 0} = j_{\kappa} p_{\kappa\lambda} = \frac{1}{R_{\kappa\lambda 0}} (t_{\kappa} - t_w) [\text{вт}/\text{см}^2]. \quad (4-21)$$

Для ряда промышленных типов катодов и заданной системы охлаждения значения  $p_{\kappa\lambda}$  измерены и приведены в табл. 4-4.

Значения  $R_{\kappa\lambda 0}$  находятся по (4-19) расчетным путем. Типы вентиляей, указанные в таблице, приведены в порядке возрастающих значений  $p_{\kappa\lambda}$ .

Таблица 4-4

**Единичная тепловая мощность, уносимая с катода через теплопроводность ( $P_{\kappa\lambda 0}$ ) при свободно перемещающемся катодном пятне**

Тип вентиля и род охлаждения	Единичная мощность, уносимая через теплопроводность, $вт/а$
Стеклянные многоанодные экзитроны с воздушным охлаждением при высоте слоя ртути $h_{рт} = 20$ мм . . . . .	1,5—1,7
Металлические многоанодные экзитроны с водяным охлаждением при высоте ртути $h_{р.п} = 10$ мм . . . . .	1,9—2,1
Металлические одноанодные экзитроны с водяным охлаждением при той же высоте ртути . . . . .	2,6—2,8
Металлические игнитроны с водяным охлаждением при той же высоте ртути . . . . .	2,8—3,1

Большие значения  $p_{\kappa\lambda}$  у металлических экзитронов по сравнению со стеклянными объясняются меньшей высотой слоя ртути у катода и лучшей теплопроводностью металла по сравнению со стеклом. Для того чтобы достигнуть максимального теплоотвода через ртуть и понижения тем самым температуры  $t_{\kappa}$ , необходимо слой ртути иметь возможно более тонким (минимум толщины слоя ограничен ходом иглы анода зажигания и возможными колебаниями уровня ртути).

Большие значения  $p_{\kappa\lambda}$  у одноанодных экзитронов по сравнению с многоанодными объясняются меньшим теплом, уносимым у первых через испарение, так как катодное пятно от главной дуги существует в одноанодных экзитронах не весь период, как в многоанодных, а только во время горения дуги.

Большие значения  $p_{\kappa\lambda}$  у игнитронов по сравнению с одноанодными экзитронами могут быть объяснены возрастающей долей тепла, излучаемого анодом на катод, в связи с тем, что у игнитронов катод меньше экранирован от анода, поскольку диаметр экрана для отражения ртутных паров здесь обычно меньше. В ртутных вентилях с фиксированным пятном уход тепла через теплопроводность должен быть еще большим, так как тепло, уносимое при испарении ртути, здесь минимально.

При известных значениях единичной тепловой мощности, уносимой через теплопроводность, могут быть найдены температура катода  $t_{\kappa}$  при любых плотностях тока на катоде и заданной температуре охлаждающей среды, а также размеры катода для требуемого тока  $I_{\kappa}$  при максимально допустимой температуре на поверхности ртути  $t_{\kappa}$ . Для решения первой

задачи нужно найти из (4-16)  $t_k$  как искомую величину. Это дает:

$$t_k = j_k R_{k\lambda 0} p_{k\lambda} + t_w = \frac{I_k}{S_k} R_{k\lambda 0} p_{k\lambda} + t_w. \quad (4-22)$$

Вторая задача решается, исходя из допустимой плотности тока:

$$j_k = \frac{t_k - t_w}{p_{k\lambda} R_{k\lambda 0}}, \quad (4-23)$$

получение которой при заданном токе  $I_k$  достигается при радиусе рабочей части поверхности катода:

$$R_k = \sqrt{\frac{I_k}{\pi j_k}}. \quad (4-24)$$

Расчетные формулы (4-22) — (4-24) являются приближенными, поскольку при выводе их не учитывались: 1) приток тепла к катоду за счет части тепла, излучаемого анодом; 2) тепло, расходуемое катодом через его боковую поверхность; 3) неравномерность распределения температуры по катоду и 4) температурный перепад между охлаждающей средой и катодом, который при воздушном охлаждении может достигнуть, как это будет показано в § 4-11, заметных значений.

#### 4-10. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ АНОДА

Электроны, приходящие к аноду, передают ему свою кинетическую энергию и работу возврата (равную работе выхода  $\varphi$ ).

Полная электрическая мощность, передаваемая электронами анода и преобразуемая на нем в тепло, равна:

$$P_A = I_a \left[ \varphi + \frac{2kT_e}{e} + (\Delta U_A) \right], \quad (4-25)$$

где  $I_a$  — среднее за период значение анодного тока;

$2kT_e$  — средняя энергия электронов в плазме дуги, эв;

$\Delta U_A$  — падение потенциала у анода.

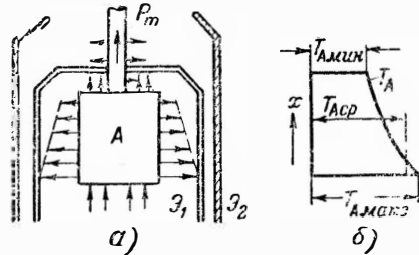
Величина  $\Delta U_A$  вводится в расчет только в том случае, если она положительна. Отрицательное падение потенциала среднюю энергию доходящих до анода электронов не меняет, так как до анода доходят только наиболее быстрые электроны, скорость которых уменьшается в тормозящем их поле прианодного слоя.

Вся полученная анодом электрическая мощность превращается на нем в тепло. При цилиндрическом аноде с торцевой приемной поверхностью мощность воспринимается главным образом этой частью поверхности, как показывают направленные

ные к аноду стрелки на фиг. 4-43,а. Рассивается же полученное тепло главным образом боковой поверхностью анода. Нижний торец анода излучает немного тепла, если температура расположенных под ним деталей (сетки, фильтра) достаточно высока. Мощность, излучаемая верхним торцом анода (затыльной его частью), вместе с теплом, уходящим через токоподводящий к аноду стержень, составляет примерно от 10 до 20% от общего количества тепла, выделяющегося на аноде, поэтому вводимая в расчет мощность, излучаемая боковой поверхностью анода, примерно равна:

$$P_{AR} \approx (0,8 - 0,9) P_A. \quad (4-26)$$

В силу постепенного излучения тепла слоями боковой поверхности анода температура в направлении от нижних слоев этой поверхности к верхним ее слоям постепенно убывает, как это условно показано длиной стрелок на фиг. 4-43,а и



Фиг. 4-43. Диаграмма тепловых потоков у анода.

соответствующим им графиком на фиг. 4-43,б.

При не очень длинных анодах тепловой расчет анода проводится обычно по средней температуре. Под последней понимается температура равномерно нагретого цилиндра, отдающего такое же количество тепла, какое фактически отдает анод в условиях неодинакового его нагрева. Условие равенства количества излученного и воспринятого тепла приводит к уравнению:

$$\varepsilon\sigma \cdot 2\pi RlT_{AcP}^4 = \varepsilon\sigma \int_0^l T_A^4 \cdot 2\pi R dl, \quad (4-27)$$

откуда средняя температура

$$T_{AcP} = \sqrt[4]{\frac{1}{l} \int_0^l T_A^4 dl}. \quad (4-28)$$

Средняя температура анода относительно мало отличается от температуры нижнего торца анода в связи с вхождением под знак радикала четвертой степени от температуры анода.

При заданной тепловой мощности, излучаемой анодом, температура его зависит от того, каким количеством экранов он окружен. При наличии одного экрана температура анода

определяется по формуле (2-13), которая применительно к аноду записывается в виде:

$$P_{AR} = \epsilon_{\text{эк}} \sigma S_A (T_A^4 - T_{\text{Э}}^4), \quad (4-29)$$

где  $T_A$  и  $T_{\text{Э}}$  — температуры анода и экрана;

$S_A$  — боковая поверхность анода;

$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ вт/см}^2 \cdot \text{град}^4$  — коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$\epsilon_{\text{эк}}$  — результирующий относительный коэффициент излучения двух коаксиальных цилиндров, не дающих абсолютного излучения (серые тела).

Результирующий относительный коэффициент учитывает не только тепло, уходящее от нагретого тела, но и возврат части тепла от экранирующего тела к излучающему. При двух цилиндрических поверхностях, одна из которых является излучающей (анод), а другая — экранирующей, он определяется по формуле

$$\epsilon_{\text{эк}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_{\text{Э}}} + \left( \frac{1}{\epsilon_A} - 1 \right) \frac{S_A}{S_{\text{Э}}}}, \quad (4-30)$$

где  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_{\text{Э}}$  — относительные коэффициенты излучения анода и экрана;

$S_{\text{Э}}$  — боковая поверхность экрана.

Численные значения  $\epsilon$  для различных тел в разных температурных диапазонах приведены в табл. 4-5.

Таблица 4-5

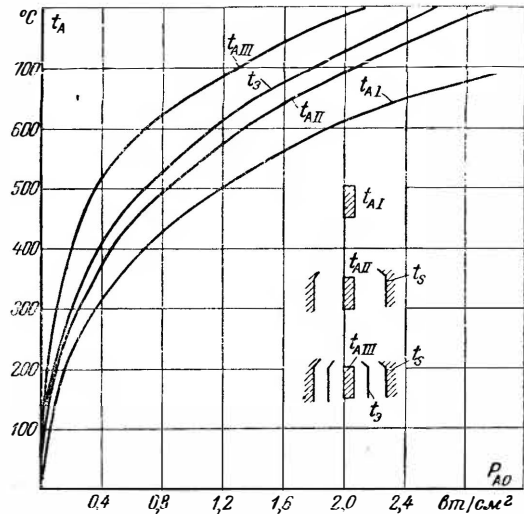
#### Значения относительных коэффициентов излучения серых тел

Материалы и состояние поверхности	Значения $\epsilon$ при температуре, °С		
	до 38	от 38 до 538	от 538 до 1 038
Графит . . . . .	0,41	0,54	0,64
Сталь полированная . . . . .	0,07	0,14	0,23
Сталь череная . . . . .	0,52	0,56	—
Никель полированный . . . . .	0,04	0,08	0,17
Никель череный . . . . .	0,52	0,56	—
Стекло . . . . .	0,90	—	—
Кварц . . . . .	0,89	0,58	—
Фарфор . . . . .	0,92	0,9 до (260° С)	—

Вычислив  $\epsilon$  по (4-30) и зная количество тепла  $P_{AR}$ , которое анод должен рассеять, можно по (4-29) определить температуру анода  $T_A$ , если известны его боковая поверхность  $S_A$  и температура экрана  $T_{\text{Э}}$ .

Обычно известна (либо находится при заданном режиме охлаждения) не температура экрана, а температура стенки  $T_s$ . Поэтому вначале по (4-30) вычисляется по  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_{\text{Э}}$  результирующий относительный коэффициент излучения между стенкой и экраном и затем по (4-29) находится температура экрана  $T_{\text{Э}}$  после замены  $T_A$  через  $T_{\text{Э}}$  и  $T_{\text{Э}}$  через  $T_s$ .

При наличии нескольких экранов, окружающих анод, в той же последовательности определяется вначале температура ближайшего к стенке экрана, а затем следующих за ним экранов вплоть до температуры анода  $T_A$ . Указанным путем проведены расчеты температуры анода для трех вариантов его исполнения (показанные справа на фиг. 4-44) в функции от излучаемой удельной мощности  $P_{AO}$  (мощности, приходящейся на 1 см<sup>2</sup> боковой поверхности анода) и результаты расчета представлены кривыми на фиг. 4-44. Вариант I относится к идеализированным условиям охлаждения, когда анод свободно излучает тепло в окружающее пространство без теплового отражения (стенки прозрачны для тепловых лучей). В варианте II анод окружен непосредственно стенкой, а в варианте III — экраном и стенкой. Кривые  $T_A$  подсчитаны при температуре стенки  $t_s = 50^\circ\text{C}$  и значениях  $\epsilon$  и  $S$ , которые указаны в подписях к фигуре. Из хода кривых видно, что чем больше экранирован анод, тем выше его температура. При заданной температуре анода он способен рассеять тем больше тепла, чем меньше экранов его окружает.



Фиг. 4-44. Кривые температуры анода в функции от удельной мощности излучения.

$t_s = 50^\circ\text{C}$ ;  $\epsilon_A = 0,6$ ;  $S_A = 950\text{ см}^2$ ;  $\epsilon_{\text{Э}} = 0,5$ ;  
 $S_{\text{Э}} = 1\,240\text{ см}^2$ ;  $\epsilon_s = 0,5$ ;  $S_s = 1\,500\text{ см}^2$ .

#### 4-11. ПОВЕРХНОСТЬ КОНДЕНСАЦИИ И РЕЖИМ ОХЛАЖДЕНИЯ КОРПУСА

Через стенки корпуса, как уже говорилось в предыдущем параграфе, проходит не только тепло, возникающее из-за потерь электрической мощности в столбе дуги, но и тепло, излучаемое анодом, а также другими деталями внутри вентиля, и тепло, передаваемое стенкам при конденсации на них пара.

Для получения нормального давления пара внутри вентиля прежде всего необходимо, чтобы температура наиболее холодных участков стенок корпуса, на которых происходит конденсация ртутных паров, была ограничена. Это может быть достигнуто только тогда, когда сумма площадей наиболее холодных участков внутренней поверхности стенок вентиля будет удовлетворять равенству

$$S_q = \frac{I_k q_{kv0}}{q_{s0}}, \quad (4-31)$$

где  $I_k$  — полный ток у катода;

$q_{kv0}$  — единичное испарение, *мг*, приходящееся на 1 *а·сек*. Оно включает испарение и с катодного пятна и с общей поверхности катода;

$q_{s0}$  — удельная конденсация пара, *мг/см<sup>2</sup>·сек*, т. е. количество пара, превращающееся в конденсат на 1 *см<sup>2</sup>* стенки.

Удельные нормы конденсации зависят в значительной степени от состояния поверхности стенки. Чем чище поверхность стенки, тем больше молекул пара конденсируется на ней и тем меньше их отражается от нее. Для количественной оценки конденсирующей способности стенки пользуются коэффициентом конденсации  $\sigma_k$ , определяемым по отношению количества конденсирующихся молекул к общему их числу, приходящих к стенке. У стеклянных и металлических вентилях промышленного типа  $\sigma_k$  близко обычно к 0,2. Численные значения  $q_{s0}$  при  $\sigma_k = 0,2$ , найденные опытным путем, приведены в табл. 4-6.

При свободно перемещающемся пятне и нагреве поверхности катода не выше 65—70°С нормы единичного испарения  $q_{kv0}$ , как это следует из кривых на фиг. 4-14,б, лежат в границах от 5 до 10 *мг/а·сек*. Приняв в качестве среднего значения  $q_{kv0} = 8$  *мг/а·сек*, мы из (4-31) при ( $I_k = 1$  *а*) находим, что среднее значение единичной поверхности конденсации (поверхности, приходящейся на 1 *а* выпрямленного тока) у металлического вентиля с водяным охлаждением, когда  $q_{s0} = 0,4$  *мг/см<sup>2</sup>·сек*, примерно равно  $\frac{8}{0,4} = 20$  *см<sup>2</sup>/а*. При опреде-

Таблица 4-6

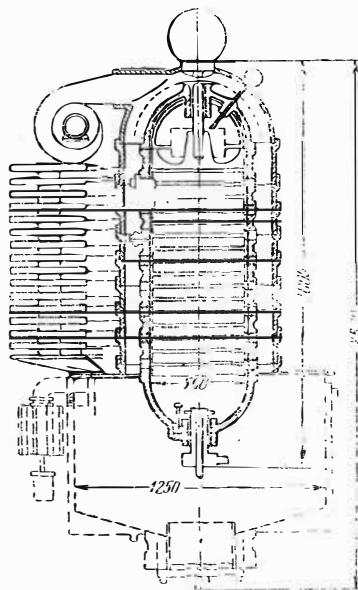
Удельные нормы конденсации ртутного пара при коэффициенте конденсации  $\epsilon_k = 0,2$  и температуре конденсирующей поверхности, лежащей в границах 25—50° С

Материал стенок	Система охлаждения	Удельная конденсация пара, $мг/см^2 \cdot сек$
Стекло	Естественное воздушное	0,15—0,20
Стекло	Принудительное воздушное	0,25—0,35
Сталь	Принудительное водяное	0,35—0,45
Сталь	Принудительное воздушное	0,27—0,37

лении общей поверхности конденсации по (4-31) необходимо иметь в виду, что частью такой поверхности является непосредственно ртуть катода. При этом, чем ниже температура на поверхности ртути и чем она чище, тем более возрастает роль катода в общей поверхности конденсации. При свободно бегающем пятне значения полной поверхности конденсации, получаемые из (4-31), нередко относят только к конденсационному поясу, исходя из того, что в объеме вентиля дополнительно испаряется некоторое количество ртутных капель, покидающих катод вместе с интенсивными струями пара, выходящими из катодного пятна. При фиксированном пятне требующаяся единичная поверхность конденсации может быть, как показывают расчеты, уменьшена в 2—3 раза и более.

Показательным в этом отношении может в известной мере явиться, приведенный на фиг. 4-45 схематический разрез высоковольтного вентиля [Л. 51]. Нижнюю, обозначенную на фигуре пунктиром катодную часть вентиль имел при свободно бегающем пятне. При фиксировании катодного пятна модернизированный тип того же вентиля намечено выполнить в соответствии с приведенным чертежом.

Полная поверхность корпуса  $S$ , участвующая в отводе тепла от вентиля, рассчитывается по потоку тепловой мощности, пропускаемому стенкой.



Фиг. 4-45. Сравнение габаритов катодного узла высоковольтного вентиля при фиксированном и нефиксированном катодном пятне



Полная электрическая мощность, преобразуемая в вентиле в тепловую, уходит по двум каналам. Одна часть передается охлаждающей среде через катод, а другая — через стенки и верхнюю крышку. Если пренебречь той долей электрической мощности, которая теряется во вспомогательной дуге, то поток тепла, проходящий через стенки корпуса и его крышку, может быть найден из приближенного равенства:

$$P_s \approx I_k (\Delta U_a - p_{к\lambda}), \quad (4-32)$$

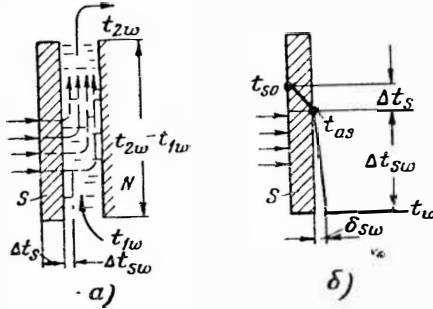
где  $p_{к\lambda}$  — единичная тепловая мощность (мощность, отнесенная к 1 а), уносимая через теплопроводность катода.

Остальная мощность, превращенная в тепло, проходит через корпус.

Если оценить на основе опытных данных долю мощности, уходящую через крышку корпуса, в 10—20%, то мощность, уносимая через боковые стенки, омываемые охлаждающей средой, примерно равна:

$$P_{sw} \approx (0,8 - 0,9) P_s. \quad (4-33)$$

При равномерном распределении потока тепловой мощности по боковой поверхности корпуса эта поверхность должна быть равна:



Фиг. 4-46. Схема передачи тепла охлаждающей среде (а) и кривая температурных перепадов (б).

$$S = \frac{P_{sw}}{P_{sw0}}, \quad (4-34)$$

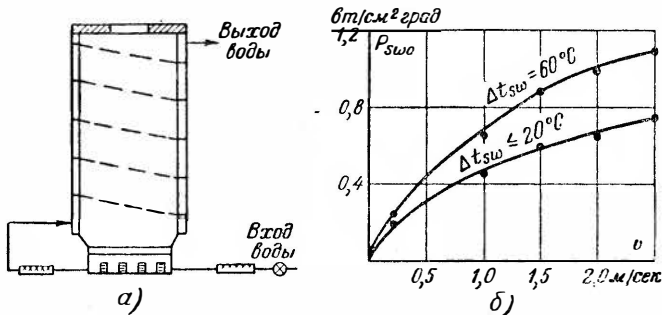
где  $P_{sw0}$  — удельная тепловая мощность, отдаваемая 1 см<sup>2</sup> стенки охлаждающей среде.

При неравномерном распределении потока тепла по поверхности корпуса температура каждого из основных узлов вентиля находится отдельно по количеству тепла, принимаемого данным узлом, и его поверхности охлаждения.

Тепло, проходящее через стенки к охлаждающей среде (фиг. 4-46, а) вызывает перепад температуры как в самой стенке, так и в тонком слое охлаждающей среды, соприкасающемся со стенкой. Перепад температур иллюстрирует график, приведенный на фиг. 4-46, б. Первый наклонный участок  $t_{s0} - t_{as} = \Delta t_s$  определяет собой температурный перепад в стенке, через которую тепло переносится теплопроводностью. Второй наклонный участок прямой определяет собой температурный перепад  $\Delta t_{sw} = t_{as} - t_w$  в тонком слое среды, соприка-

сающемся со стенкой. По отношению к направлению движения потока охлаждающей среды  $\Delta t_{sw}$  соответствует поперечному перепаду температуры. От тонкого слоя среды тепло передается конвекцией и теплопроводностью остальной массе охлаждающей среды, создавая тем самым продольный перепад температуры в ней.

Численное значение перепада температуры в стенке при заданной удельной мощности  $P_{sw0}$  зависит от теплопроводности



Фиг. 4-47. Схема водяного охлаждения одноанодного вентиля (а) и кривые удельной теплоотдачи в функции скорости воды (б).

сти стенки  $\lambda_s$  и толщины ее  $\Delta_s$  и определяется уравнением теплопроводности

$$\Delta t_s = \frac{\Delta_s P_{sw0}}{\lambda_s}. \quad (4-35)$$

Вычисляя по (4-35), например, температурный перепад в стеклянной стенке при  $\Delta_s = 0,1$  см и  $\lambda_s = 0,006 - 0,008$   $\text{wt/cm} \cdot \text{град}$ , мы находим, что при  $P_{sw0} = 0,2 - 0,3$   $\text{wt/cm}^2$   $\Delta t_s = 3 - 4^\circ\text{C}$ . При металлической стенке с  $\Delta_s = 0,5$  см и  $\lambda_s = 0,6 - 0,7$   $\text{wt/cm} \cdot \text{град}$  температурный перепад  $\Delta t_s$  не превышает  $1^\circ\text{C}$  даже в том случае, если  $P_{sw0}$  достигает  $1,2 - 1,4$   $\text{wt/cm}^2$ .

Численное значение перепада температуры  $\Delta t_{sw}$  зависит от рода охлаждающей среды, скорости ее перемещения, материала стенки и состояния ее поверхности. Наименьшее значение  $\Delta t_{sw}$  имеет при охлаждении стенки жидкостной средой.

Численное значение  $\Delta t_{sw}$ , когда вода охлаждает металлический цилиндр с диаметром  $d$  [см], может быть найдено по следующей эмпирической формуле:

$$\Delta t_{sw} \approx 720 \frac{P_{sw0} d^{0,2}}{v^{0,8}}, \quad (4-36)$$

где  $v$  — скорость потока,  $\text{cm/сек}$ .

Из (4-36) видно, что с ростом скорости воды температурный перепад  $\Delta t_{sw}$  заметно уменьшается.

Повышение скорости водяного потока увеличивает удельную теплоотдачу не только потому, что убыстряется смена тонкого слоя воды, непосредственно воспринимающего тепло от стенки, но и потому, что при больших скоростях движение параллельными струями вдоль поверхности (ламинарное движение) уступает место циркуляционному движению (турбулентному), при котором более интенсивно смываются газовые пленки с корпуса, появляющиеся в результате выделения водой растворенного в ней воздуха и других газов. Газовые пленки ухудшают теплопередачу от стенки к воде (что приводит к повышению перепада температуры между стенкой и водой  $\Delta t_{sw}$ ).

Для повышения скорости воды (без увеличения общего ее расхода) стремятся уменьшить сечение каналов, по которым проходит водяной поток. С этой целью между корпусом и водяной рубашкой вводится, как показано на фиг. 4-47,а, направляющая спираль. Охлаждающая вода в этом случае по спирали обходит всю боковую поверхность корпуса.

Какие примерно удельные теплоотдачи могут быть достигнуты при ограничении потока охлаждающей воды спиральным каналом, показывают величины  $P_{sw}$ , приведенные для двух значений  $\Delta t_{sw}$  и  $d=20$  см в функции от скорости воды в м/сек (фиг. 4-47,б).

Температурный перепад  $\Delta t_{sw}$  заметно повышается, если на корпусе оседает теплоизолирующий слой, создаваемый отложениями содержащихся в воде нерастворимых примесей. Во избежание загрязнений корпуса такими отложениями к составу воды предъявляются высокие требования, указываемые в § 4-25.

Катод имеет самостоятельные каналы охлаждения. Достижение интенсивного охлаждения ртути катода является вопросом первостепенной важности. При водяном охлаждении в днище катода создаются проточные спиральные каналы. Когда каналы имеют прямоугольное либо другое сечение, отличное от кругового, то  $\Delta t_{sw}$  можно также приближенно вычислять по (4-34), но в этом случае  $d$  соответствует эквивалентному диаметру такого канала, который пропускает такой же поток воды, как и действительный канал. При охлаждении корпуса при помощи змеевика, припаянного к корпусу вентиля, значение  $d$  определяется также по диаметру эквивалентного канала.

Тепло, передаваемое по элементам охлаждающей среды, вызывает продольный перепад температуры от входа воды в охлаждающую рубашку, когда температура ее равна  $t_{1w}$ , до выхода ее из рубашки, когда температура ее становится равной  $t_{2w}$ . Непосредственно разность  $t_{2w} - t_{1w}$  может быть найдена по общему потоку тепла, отдаваемого воде в единицу времени, и общему количеству воды, проходящей через систему в единицу времени.

Если в общем потоке тепловой мощности учесть и тепло, отводимое от катода, то в системе с водяным охлаждением общее количество воды  $G$ , требующееся для охлаждения, может быть найдено из баланса тепловой и электрической мощности, характеризуемого равенством

$$G(t_{2w} - t_{1w}) = 0,24\eta_w \Delta P_d \cdot 60 \cdot 10^{-3} = 0,24\eta_w \Delta U_a I_d \cdot 60 \cdot 10^{-3}, \quad (4-37)$$

где  $G$  — количество воды, л/мин;

$t_{2w} - t_{1w}$  — температурный перепад между местом выхода и входа воды;

$\eta_w$  — доля тепла, уносимая водой.

Коэффициент  $\eta_w$  всегда меньше единицы, так как часть тепла уносится через воздух. Значения  $\eta_w$  лежат обычно в границах от 0,6 до 0,8.

Из (4-37) следует, что:

$$G = \frac{14,4 \cdot 10^{-3} \eta_w \Delta U_a I_d}{t_{2w} - t_{1w}} [\text{л/мин}]. \quad (4-38)$$

Если ограничить продольный температурный перепад значением  $t_{2w} - t_{1w} = 15^\circ \text{C}$  и принять  $\Delta U_a$  равным 20 в, то из (4-38) следует, что расход воды на каждые 100 а выпрямленного тока примерно равен 1,1 — 1,2 л/мин.

При воздушном охлаждении основная часть тепла уносится конвекцией и только небольшая его часть уносится излучением.

Суммарный коэффициент теплопередачи  $P_{sw0}$  (тепло, передаваемое воздушному потоку при  $\Delta t_{ws} = 1^\circ \text{C}$ ) в системе принудительного воздушного охлаждения (фиг. 4-48, а), когда воздух проходит в канале между корпусом и кожухом параллельно охлаждаемой поверхности, при стальной шероховатой стенке может быть найден по одной из нижеследующих (эмпирических) формул, относящихся к двум диапазонам изменения скорости воздушного потока.

При скорости воздуха  $v$  до 5 м/сек

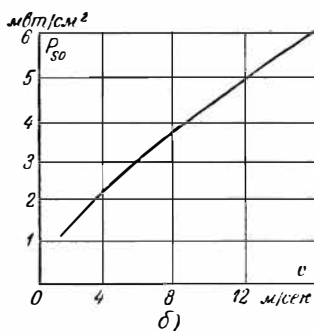
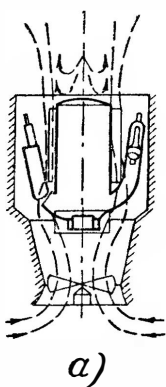
$$P_{sw0} = 0,558 + 0,388 v \text{ [мвт/см}^2 \cdot \text{град]}. \quad (4-39)$$

При скорости воздуха  $v > 5$  м/сек

$$P_{sw0} = 0,712 v^{0,78} \text{ [мвт/см}^2 \cdot \text{град]}. \quad (4-40)$$

При перпендикулярном направлении воздушного потока к охлаждаемой поверхности интенсивность охлаждения повышается в 2—3 раза, но и сопротивление воздушному потоку при этом также возрастает.

Построенная по (4-39) и (4-40) кривая на фиг. 4-48, б показывает, что даже при сравнительно больших скоростях воздушного потока (12—15 м/сек) значение  $P_{sw0}$  лежит на границах нескольких милливольт на 1 см<sup>2</sup>. При столь малых значениях коэффициента теплоотдачи температурный перепад  $\Delta t_{sw}$ , являющийся частным от деления удельной тепловой мощности (достигающей



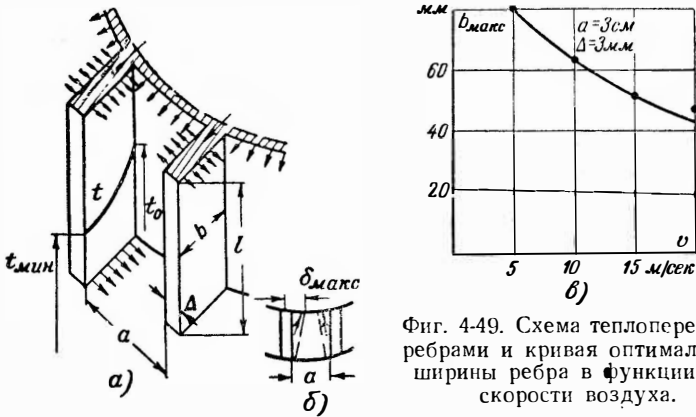
Фиг. 4-48. Схема воздушного охлаждения (а) и кривая удельной теплоотдачи в функции от скорости воздуха (б).

у стенок нормальных типов ртутных вентилялей десятых долей ватт на квадратный сантиметр) на коэффициент теплоотдачи, может достигнуть 100°С и более, что недопустимо для нормальных условий работы ртутных вентилялей.

Для того чтобы не иметь столь больших значений  $\Delta t_{sw}$ , охлаждающая поверхность корпуса искусственно увеличивается

приваркой к нему внешних ребер, как это показано на фиг. 4-49, а. Выбор числа привариваемых к корпусу ребер и размеры их подчинены основному требованию — добиться максимального отвода от них тепла при допустимом температурном перепаде  $\Delta t_{sw}$  и минимуме затраты материалов и труда на приварку ребер. Задача эта решается с учетом потока тепла, уходящего от корпуса к ребрам вдоль ширины ребра, а также конвекции (с некоторой долей лучеиспускания), определяющей теплоотдачу от поверхности ребер к охлаждающей среде. Большое число ребер увеличивает общую поверхность охлаждения, но число их лимитировано необходимостью со-

хранить некоторый минимум расстояния между ребрами *a*. Этот минимум диктуется необходимостью, во-первых, иметь некоторый угол наклона у сварочного электрода при приварке ребра к цилиндрической части корпуса (что делает *a* зависимым от ширины *b*) и, во-вторых, необходимостью предупредить перекрытие двух восходящих потоков воздуха, охлаждающих противоположные грани ребер, образующих один охлаждающий канал. Так как слой нагреваемого поверхностью



Фиг. 4-49. Схема теплопередачи ребрами и кривая оптимальной ширины ребра в функции от скорости воздуха.

ребра воздуха постепенно расширяется (как это показано пунктиром на фиг. 4-49, б), то наибольшая его толщина имеет место у верхней границы ребра. Максимальная толщина слоя  $\delta_{\text{макс}}$  может быть вычислена по эмпирической формуле

$$\delta_{\text{макс}} = 5,83 \sqrt{\frac{\nu l}{v}} \text{ [см]}, \tag{4-41}$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха, равная  $0,149 \text{ см}^2/\text{сек}$  при температуре  $t = 20^\circ\text{C}$ ;

- l* — высота ребра, м;
- v* — скорость воздуха, м/сек.

Для того чтобы исключить сходимость смежных нагретых слоев воздуха (чем предупреждается потеря эффективности охлаждения), должно соблюдаться следующее условие:

$$\frac{a}{2} \geq \delta_{\text{макс}}, \tag{4-42}$$

или

$$a > 2\delta_{\text{макс}}. \tag{4-43}$$

При высоте ребра  $l = 1 \text{ м}$  и скорости воздуха  $v = 10 \text{ м/сек}$  (4-41) и (4-43) дают значение  $a_{\text{мин}} \approx 3 \text{ см}$ . Такая ширина канала

удовлетворяет и технологическим требованиям расположения сварочного электрода, пока ширина ребра  $b$  не превышает 9—10 см.

Влияние толщины ребра сказывается в том, что с ее ростом увеличивается, с одной стороны, теплопроводность через ребро, что уменьшает температурный градиент по ширине ребра (кривая изменения этой температуры  $t$  нанесена на грани левого ребра на фиг. 4-49, а), но, с другой стороны, увеличивается вес корпуса и несколько уменьшается число ребер. Как показывают расчеты, оптимум толщины ребра лежит в границах 2—6 мм. Он обычно и выбирается при конструировании корпуса ртутного вентиля. Увеличение ширины ребра  $b$  приводит к расширению поверхности охлаждения, но количество уходящего тепла от этой поверхности растет лишь до некоторых определенных границ, пока температура у наружного края ребра  $t_0$  не приближается к температуре охлаждающей среды. Предельное значение ширины ребра  $b$ , при котором такой предел наступает, зависит, естественно, от скорости охлаждающей среды, поскольку от последней зависит удельная теплоотдача. Такую зависимость для интересующих нас значений  $a$  и  $\Delta$  дает кривая на фиг. 4-49, б. Зная размеры ребер и расстояние между ними  $a$ , можно для предварительно выбранной цилиндрической поверхности  $S_1$ , приварка ребер к которой увеличивает общую поверхность охлаждения до  $S_2$ , найти разность температур между нагретой цилиндрической частью (имеющей температуру  $t_{s0}$ ) и охлаждающим воздухом (имеющим температуру  $t_w$ ), если известна тепловая мощность  $P$ , либо по заданной разности температур  $t_{s0} - t_w$  определить проходящий поток тепла. Для обеих задач применимо соотношение, аналогичное (4-16) [Л. 61]:

$$P_{sw} = \frac{t_{s0} - t_w}{\frac{\Delta_s}{\lambda_s} \cdot \frac{1}{S_1} + \frac{1}{P_{sw0} S_2}}, \quad (4-44)$$

где  $\Delta_s$  — толщина стенки, см;

$\lambda_s$  — теплопроводность стенки *вт/см·град*;

$P_{sw0}$  — удельная теплоотдача, *вт/см<sup>2</sup>·град*.

Расчет по (4-44) проводится отдельно для катода, боковой поверхности корпуса и анодных рукавов с учетом потерь тепловой мощности  $\Delta P_{sw}$ , воспринимаемых каждым из этих узлов. Общее количество воздуха, требующееся для охлаждения всех узлов, может быть найдено по суммарной мощности, теряемой в дуге, и допускаемой разности температур воздуха на

выходе из канала охлаждения  $t_{2w}$  и у входа в него  $t_{1w}$ . Баланс тепловой и электрической мощности приводит к равенству

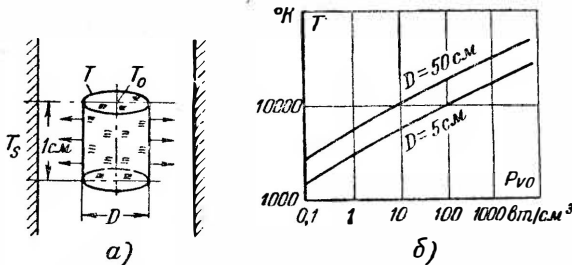
$$Q\gamma c(t_{2w} - t_{1w}) = 0,24 \eta_w \Delta U_a I_a \cdot 10^{-3}, \quad (4-45)$$

где  $Q$  — количество продуваемого воздуха,  $м^3/сек$ ;  
 $\gamma$  — удельный вес воздуха,  $кг/м^3$ ;  
 $c$  — теплоемкость воздуха,  $кал/кг \cdot град$ .

Коэффициент  $\eta_w = 0,8 - 0,9$  введен здесь в связи с тем, что не все тепло уносится продуваемым воздухом. В уносе тепла участвуют также открытые места корпуса (в частности крышка), частично отдающие тепло излучением. Принятые системы охлаждения описываются в § 4-25.

### 4-12. НАГРЕВ ПАРА ДУГОЙ

Пар нагревается при упругих соударениях с электронами, а также при перезарядке ионов, превращающихся в нейтральные молекулы пара. Хотя суммарная мощность, передаваемая пару, и невелика (примерно она может быть оценена в 3 — 5%



Фиг. 4-50. Схема излучения тепла из столба дуги (а) и кривые температуры пара в функции от удельной мощности (б).

удельной мощности, теряемой в столбе дуги), но при малой плотности пара мала и его теплоемкость. Поэтому температура пара при горении дуги в ртутном вентиле может достигать нескольких тысяч градусов. При таких температурах отдача тепла паром происходит главным образом излучением.

Выделяя в объеме дуги цилиндр с высотой  $h = 1$  см и диаметром  $D$ , как показано на фиг. 4-50, а, и полагая, что удельная мощность  $P_{v0}$ , затрачиваемая на нагрев пара, распределяется равномерно по объему дуги, мы можем, исходя из баланса тепловой мощности, написать равенство:

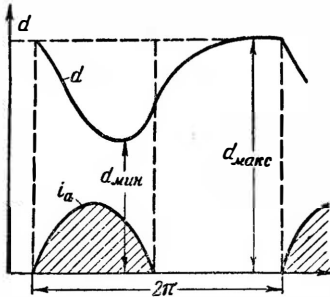
$$\frac{\pi D^2}{4} P_{v0} = k\pi D (\bar{T}^4 - T_s^4), \quad (4-46)$$



где  $\bar{T}$  — средняя температура пара, излучающего тепло;  
 $T_s$  — температура стенки, окружающей столб дуги;  
 $k = 6,7 \cdot 10^{-14} \text{ вт/см}^2 \cdot \text{град}^4$  — коэффициент излучения ртутного пара при температурах выше  $1000^\circ \text{K}$ .

Определяя из (4-46) значение  $\bar{T}$  после подстановки в него численного значения  $k$ , получаем:

$$\bar{T} = \sqrt[4]{1,5 \cdot 10^{13} D P_{v0} + T_s^4}. \quad (4-47)$$



Фиг. 4-51. Кривая изменения плотности пара в течение периода.

На фиг. 4-50, б на основе (4-47) построены в логарифмическом масштабе кривые средних температур пара  $\bar{T}$  в функции от удельной мощности, теряемой на нагрев пара  $P_{v0}$  при двух диаметрах столба дуги:  $D = 5 \text{ см}$  и  $D = 50 \text{ см}$ . Как видно из кривых, при удельной мощности  $P_{v0} = 1 \text{ вт/см}^2$  температура пара достигает значений  $3000 - 5000^\circ \text{C}$ .

Время, требующееся для нагрева пара до установившейся температуры, может быть найдено из баланса электрической и тепловой мощности в предположении, что до полного нагрева пара тепло на излучение не расходуется. Это позволяет написать равенство

$$0,24 P_{v0} \cdot \Delta t = d c_p (\bar{T} - T_s), \quad (4-48)$$

где  $\Delta t$  — время нагрева пара, сек.;

$d$  — плотность пара,  $\text{г/см}^3$ ;

$c_p$  — теплоемкость пара при постоянном давлении,  $\text{кал/г}$ ;

$\bar{T}$  — средняя температура нагрева пара.

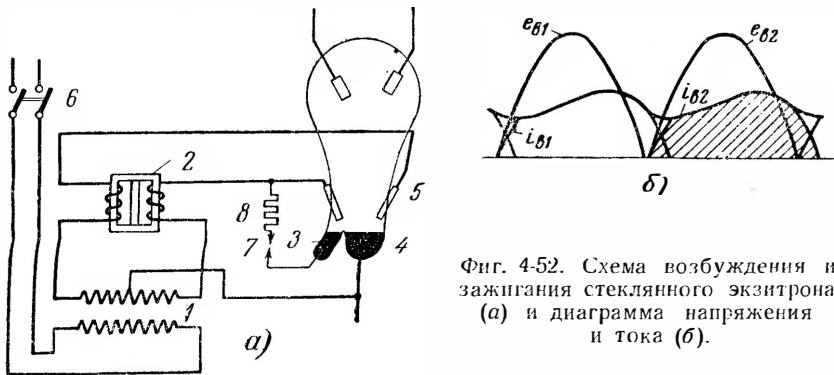
Определяя из (4-48)  $\Delta t$  после подстановки в него численных значений всех других величин, можно установить, что  $\Delta t = 10^{-6}$  сек. Такое же примерно время требуется и для остывания пара до температуры  $500 - 1000^\circ \text{K}$ , которую пар имеет в непроводящую часть периода.

Ход изменения плотности пара во времени при переходе от проводящей части периода к непроводящей в объеме анодной манжеты показывает найденная опытным путем кривая на фиг. 4-51 [Л. 62]. Из хода кривой видно, что по мере нагрева пара дугой плотность пара в объеме анодной манжеты уменьшается. При этом минимум плотности пара сдвинут несколько вправо по отношению к максимуму кривой анодного тока в связи с тем, что требуется некоторое время для выхода

пара из объема манжеты в окружающее пространство. После гашения дуги в силу той же инерционности газокинетический процесс плотность пара в манжете повышается не сразу, а постепенно. Уменьшение плотности пара в проводящую часть периода может привести к повышению падения напряжения в дуге, как мы это видели на осциллограммах, приведенных на фиг. 4-38, б. При вхождении пара в манжету в начале непроводящей части периода возможен также перенос ионов из мест с большей их концентрацией в рабочее пространство у анода, что может привести к повышению повторяемости обратных зажиганияй.

#### 4-13. СИСТЕМА ЗАЖИГАНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЯ

Для того чтобы главный анод вентиля (не имеющий управляющих сеток) мог бы пропускать ток с первых же моментов появления на нем положительного напряжения, необходимо, чтобы на катоде уже существовало катодное пятно. Такое



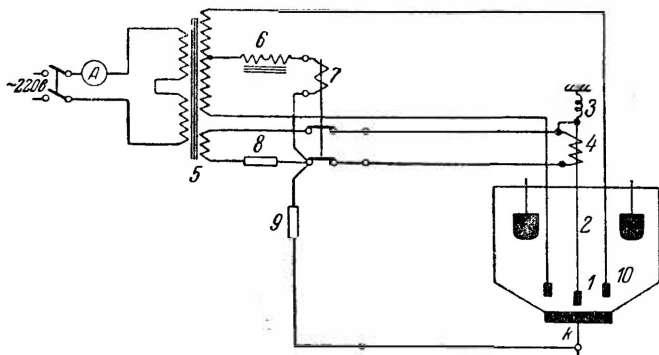
Фиг. 4-52. Схема возбуждения и зажигания стеклянного экзитрона (а) и диаграмма напряжения и тока (б).

пятно, как об этом уже говорилось в § 4-1, создается вспомогательной дугой, которая может возникать в каждый период переменного напряжения, как в игнитронах, либо гореть непрерывно, как в экзитронах. Для этого экзитроны снабжаются системой зажигания и возбуждения. Дуга зажигания возникает в момент разрыва контакта анода зажигания с ртутью катода при прохождении через них электрического тока.

Наиболее простое исполнение имеет система зажигания и возбуждения в стеклянных вентилях. Ее электрическая схема приведена на фиг. 4-52, а. Здесь функции анода зажигания  $\delta$  выполняет ртуть, заполняющая отросток в нижней части колбы (рядом с катодом). При легком наклоне колбы между ртутью анода зажигания и ртутью катода 4 образуется проводящий мостик, по которому проходит ток от вторичной обмотки трансформатора возбуждения 1, если нажата кнопка 7 и

замкнут рубильник 6. При восстановлении нормального положения колбы ртутный мостик разрывается, и в месте разрыва возникает дуга зажигания, катодное пятно которой обеспечивает формирование дуги на анодах возбуждения 5 (последние также находятся под напряжением). Так как дуга на анодах возбуждения шунтирует цепь, в которую, кроме анода зажигания, входит сопротивление 8, то с ее появлением дуга на аноде зажигания гаснет.

Переходя с одного анода возбуждения на другой, дуга возбуждения поддерживает непрерывное существование катодного



Фиг. 4-53. Схема возбуждения и зажигания многоанодного экзитрона.

пятна. Для предупреждения спада тока на катоде ниже минимума, при котором дуга гаснет (фиг. 3-5,а), в цепь анодов возбуждения включен реактор 2. При наличии такого реактора увеличивается продолжительность коммутации тока (фиг. 4-52,б), что повышает минимум выпрямленного тока в цепи возбуждения.

Необходимость наклона колбы для создания дуги зажигания делает рассматриваемую систему зажигания мало совершенной, и потому ее применение ограничено маломощными стеклянными вентилями. В более мощных типах стеклянных ртутных вентилях системы зажигания выполняются по типу ниже рассматриваемых, применяемых в металлических вентилях. Они не требуют наклона колбы и обеспечивают автоматическое включение и выключение цепи зажигания.

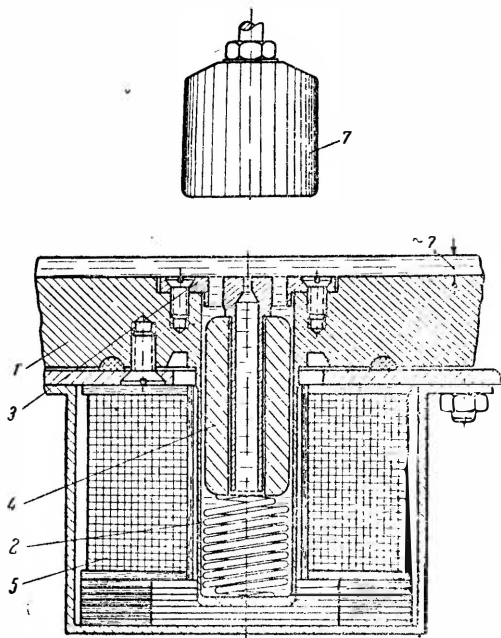
В промышленных типах металлических вентилях временный контакт анода зажигания с ртутью достигается либо при помощи подвижного анода зажигания, либо временным подъемом некоторого количества ртути до неподвижного анода. Первая система, применяемая обычно в многоанодных вентилях, приведена на фиг. 4-53. Здесь анод зажигания 1 в виде молибде-

нового наконечника (иглы) насажен на стержень 2, верхний конец которого с закрепленным на нем сердечником электромагнита 4 подвешен через пружину 3. Нормально анод зажигания не касается ртuti катода. Трансформатор возбуждения 5 имеет здесь две вторичные обмотки: верхнюю, питающую аноды возбуждения 10, и нижнюю, питающую катушку электромагнита 4. При включении рубильника одновременно с анодами возбуждения получает напряжение и катушка электромагнита 4. При этом под действием сердечника электромагнита 4 анод зажигания погружается в ртуть катода и по цепи зажигания проходит ток. Этот ток вызывает такое падение напряжения в сопротивлении 8, при котором напряжение на катушке 4 оказывается уже недостаточным, чтобы удерживать анод зажигания в ртuti. Под действием пружины 3 сердечник электромагнита вновь поднимается, и анод зажигания выходит из ртuti. В месте разрыва анода зажигания с ртутью возникает при этом дуга зажигания с катодным пятном на ртuti. С появлением катодного пятна от дуги зажигания тотчас же формируется дуга на том из анодов возбуждения, который в этот полупериод положителен.

После вступления в действие анодов возбуждения контактор 7, пропускающий выпрямленный ток от цепи возбуждения, разрывает цепи питания электромагнита 4 и анода зажигания. Сопротивление 8 ограничивает ток в цепи зажигания (вместо активного сопротивления 9 в последних вариантах схем ток в цепи зажигания ограничивается индуктивным сопротивлением, создаваемым трансформатором 5, выполняемым с большим рассеянием). Реактор 6 сглаживает пульсации тока, что повышает минимум тока в катодной цепи и тем самым устойчивость горения дуги в этой цепи. Если дуга возбуждения гаснет, то катушка контактора 7 обесточивается и цепь зажигания оказывается вновь замкнутой для повторного зажигания.

В промышленных типах одноанодных вентилей временный контакт ртuti катода с анодом зажигания достигается (в устройствах, которые применялись до последнего времени) при помощи фонтанирующего устройства, конструктивная схема которого приведена на фиг. 4-54. Здесь струйка ртuti выбрасывается из осевого канала сопла (привинченного к доннице катода 1) при резком погружении в ртуть под действием электромагнита 5 стального сердечника 4. Струйка ртuti достигает при этом анода зажигания 7, расположенного над отверстием сопла, и, разрываясь, зажигает дугу между анодом зажигания и ртутью. При обесточивании электромагнита 5 сердечник 4 вновь всплывает наверх в силу меньшего его удельного веса по сравнению с ртутью и добавочной силы, сообщаемой спиральной пружинной 2.

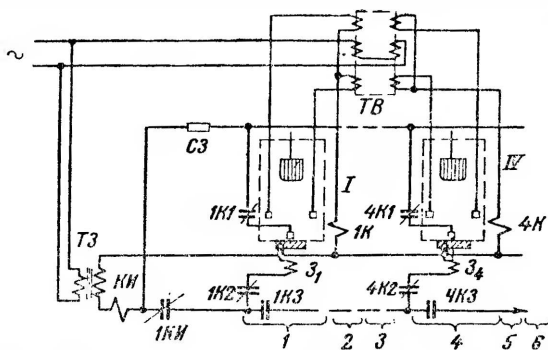
Электрическая схема зажигания и возбуждения, применяемая в одноанодных вентилях, приведена на фиг. 4-55. Эта схема показана применительно к двум вентилям, работающим в протифазе. При большем числе вентилях в комплекте схема повторяется для каждой пары вентилях за исключением трансформатора зажигания  $TЗ$ , который питает катушки всех электромагнитов фонтанирующих устройств вентилях. Эти электромагниты получают импульсы тока поочередно.



Фиг. 4-54. Фонтанирующее устройство для зажигания дуги.

С появлением напряжения в цепи зажигания импульс тока получает вначале электромагнит  $З_1$ , так как цепи других электромагнитов отсоединены через нормально разомкнутые контакты  $1КЗ - 6КЗ$ . Сопло фонтанирующего устройства первого вентиля выбрасывает при этом струю ртути, замыкающую цепь анода зажигания, и при обрыве струй появляется дуга

зажигания в первом вентиле, переходящая затем на его аноды возбуждения. Пока горит дуга зажигания контактор  $КИ$  размыкает

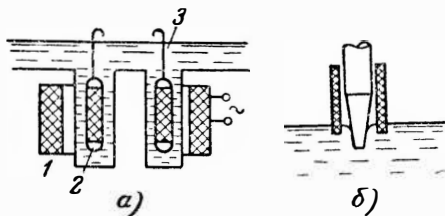


Фиг. 4-55. Электрическая схема зажигания возбуждения и зажигания в вентиляльном комплекте.

через свои нормально закрытые контакты  $IKI$  цепи зажигания всех электромагнитов и в том числе катушку  $Z_1$  первого вентиля, позволяя сердечнику фонтанирующего устройства вновь всплыть для повторного действия, если оно потребуется. С переходом дуги на аноды возбуждения цепи зажигания и катушки электромагнита  $Z_1$  размыкаются контактами  $IK1$  и  $IK2$ , принадлежащими контактору  $IK$ . Одновременно замыкается контакт  $IK3$  этого контактора, открывающий путь импульсам тока к катушке зажигания второго вентиля.

Сопротивление  $CЗ$  (порядка 15  $\text{ом}$ ) ограничивает ток и повышает устойчивость горения дуги зажигания. Трансформатор возбуждения выполняется здесь с большими индуктивностями рассеяния, что позволяет не иметь в схеме отдельных реакторов для увеличения продолжительности коммутации анодных токов в цепи возбуждения.

Другой принцип осуществления системы зажигания был предложен И. Д. Школиным [Л. 48]. В этой системе, иллюстрируемой



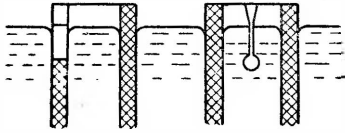
Фиг. 4-56. Конструктивные схемы зажига-  
гателя Школина (а) и молибденового  
зажигателя (б).

фиг. 4-56,а, разрыв контакта с ртутью достигается при помощи расположенной в ртути подвижной катушки 2, выполняющей роль вторичной обмотки трансформатора. Первичная — неподвижная — обмотка закреплена вне ртути катода. Концы вторичной обмотки (запаянной в стеклянную ампулу) выведены к молибденовым наконечникам 3. При отсутствии тока в первичной обмотке вторичная обмотка с ее наконечниками погружена в ртуть катода благодаря действию пружины (на схеме не показанной). При подаче напряжения на первичную обмотку ток появляется одновременно и в первичной и во вторичной обмотках. В силу электромагнитного взаимодействия вторичная обмотка, преодолевая действие пружины, выскакивает при этом из ртути. У наконечника вторичной обмотки, выходящего первым из ртути, появляется дуга с катодным пятном на ртути. Преимущество системы — в простоте устройства. Недостаток, задержавший ее практическое применение, — это переход катодного пятна от главной дуги на молибденовые наконечники, что выводит из строя зажигающий.

На фиг. 4-56,б показан другой тип зажигающего, представляющий собой заостренный молибденовый стержень, погруженный острием, так же как и зажигающий в игнитроне, в ртуть. При пропускании через зажигающий больших токов (порядка 400 — 500 а) при малом напряжении (порядка нескольких вольт)

на границе металла и ртути зажигается дуга благодаря разрыву контакта у острия зажигающего, вызванного интенсивным испарением ртути. Во избежание фиксации пятна на молибдене зажигающий прикрыт кварцевым либо алундовым колпачком. Недостатком зажигающего является распыление в ходе времени молибдена.

Наиболее перспективным для широкого внедрения его в экзитроны является щелевой зажигающий, разработанный чехословацкой фирмой Кольбен-Данек, представленный в двух проекциях на фиг. 4-57. Основная деталь зажигающего — изоляционная трубка из алунда с узкой щелью в верхней ее части. Щель заканчивается внизу отверстием, как это видно из правой проекции на фиг. 4-57.



Фиг. 4-57. Конструктивная схема щелевого зажигающего.

Трубка погружена в ртуть настолько, что в щели образуется тонкий ртутный мостик, соединяющий ртуть внутри трубки с ртутью вне трубки. При пропускании больших импульсов тока через ртутный мостик (порядка 600—800 а) при очень малом напряжении (несколько вольт) в течение одного—двух периодов при помощи электродов (один из которых введен внутрь трубки, а другой—в ртуть вне трубки) ртутный мостик в щели зажигающего разрывается, и в месте разрыва возникает дуга зажигания. Длительная проверка такого зажигающего в работе показала полную его надежность.

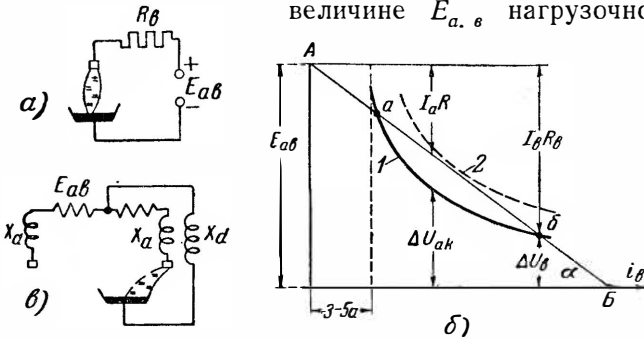
По принципу действия последние две системы зажигания могли бы быть применены и для периодического зажигания дуги (игнитроны), но этому мешают тепловая и электромагнитная инерция систем и трудность отвода тепла от тела зажигающего.

#### 4-14. УСТОЙЧИВОСТЬ ДУГИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Основными требованиями, предъявляемыми к системе зажигания и возбуждения, являются безотказность ее действия в течение всего периода эксплуатации и обеспечение устойчивости горения дуги возбуждения без промежуточного ее гашения. Вопрос об устойчивости горения дуги возбуждения возникает и тогда, когда дуга возбуждения горит при отсутствии главной дуги (холостой ход вентиля) и особенно при взаимодействии дуги возбуждения с главной дугой в период гашения последней. Рассмотрим вначале условия, при которых становится возможным гашение дуги возбуждения при холостом ходе вентиля. При питании цепи возбуждения постоянным напряжением (фиг. 4-58,а) автономный режим работы цепи возбуждения иллюстрирует диаграмма, приведенная на фиг. 4-58,б. Здесь дана вольтамперная характеристика

дуги при нормальном ее горении (кривая 1, проведенная сплошной линией) и характеристика дуги при повышенном напряжении горения (пунктирная кривая 2). Переход дуги на пунктирную характеристику возможен: при плохом вакууме, малом давлении паров, при большом удалении катодного пятна от анодов возбуждения и т. д. Нагрузочная прямая, проведенная под углом  $\alpha$  к оси абсцисс, пересекает ось ординат в точке, соответствующей напряжению питания  $E_{a.в}$ . Нагрузочная прямая пересекает в точках  $a$  и  $b$  нормальную вольт-амперную характеристику. Точка  $a$  соответствует неустойчивому горению дуги, а точка  $b$  — устойчивому ее горению.

Увеличивая при неизменной величине  $E_{a.в}$  нагрузочное со-



Фиг. 4-58. Схема питания дуги возбуждения постоянным и переменным напряжением и их нагрузочная диаграмма.

противление  $R_{\theta}$ , мы смещаем рабочую точку  $b$  влево по характеристике, уменьшая тем самым ток в дуге и увеличивая напряжение на ней. Предел устойчивости при нормальном горении дуги определяет касательная, проведенная из точки  $A$  к характеристике дуги. Абсцисса точки касания определяет минимальный ток в дуге, при котором еще возможно горение дуги. При меньших токах дуга гаснет. Когда дуга горит при повышенном падении напряжения (характеристика 2), горение ее может иметь место только при меньших сопротивлениях и больших токах. Дуга возбуждения также гаснет, если напряжение питания в силу имеющих место колебаний напряжения в сети снижается настолько, что нагрузочная прямая уходит левее точки возможного ее касания с характеристикой дуги.

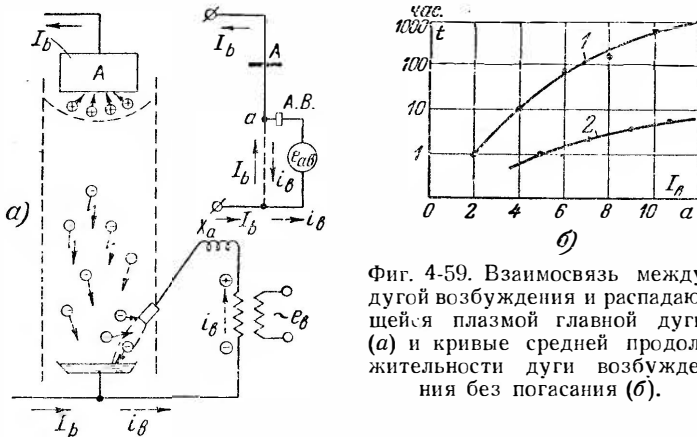
Предупреждение гашения дуги возбуждения в рассматриваемом режиме решается выбором достаточной величины напряжения питания  $E_{a.в}$  ( $E_{a.в}$  выбирают обычно в пределах от 60 до 120 в) и ограничением активного сопротивления  $R_{\theta}$ .

Если цепь возбуждения питается переменным напряжением, то линия нагрузки переходит в дугу эллипса. Критерий к га-



шению дуги остается при этом тот же, а именно дуга гаснет, когда эллипс перестает пересекать характеристику дуги.

При двух анодах возбуждения, применяемых при питании системы возбуждения переменным напряжением, необходимым условием непрерывности горения дуги является наличие индуктивности в анодных цепях  $x_a$  либо в катодной  $x_d$ . В ряде схем, аналогичных той, которая приведена на фиг. 4-58, в систему возбуждения вводятся обе индуктивности с целью повышения устойчивости работы системы возбуждения. Анод-



Фиг. 4-59. Взаимосвязь между дугой возбуждения и распадающейся плазмой главной дуги (а) и кривые средней продолжительности дуги возбуждения без погасания (б).

ная индуктивность  $x_a$  увеличивает продолжительность горения дуги на анодах возбуждения сверх  $180^\circ$ , что предупреждает спад катодного тока к нулю в период перехода дуги с одного анода на другой, а катодная индуктивность  $x_d$  уменьшает пульсации тока и тем самым уменьшает отличие минимального тока от среднего его значения.

При нагрузочном режиме появляется дополнительное влияние главной дуги на условия горения дуги возбуждения. Оно выражается в том, что в периоды гашения главной дуги цепь возбуждения оказывается связанной, как это иллюстрирует фиг. 4-59, а, через дугу возбуждения и распадающуюся плазму главной дуги с анодной цепью главного анода.

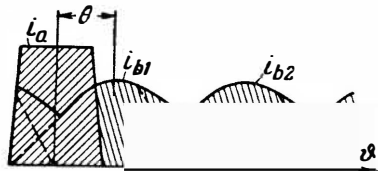
Уход ионов к аноду, являющихся носителями обратного тока  $I_b$  на участке ионной оболочки, сопровождается, как об этом уже говорилось в § 2-4, уходом такого же числа электронов к катоду, являющихся носителем обратного тока на участке остаточной плазмы.

В то время как по главной цепи проходит ток  $I_b$  в направлении, указанном на фиг. 4-59, а сплошными стрелками, по цепи возбуждения продолжает проходить прямой ток, как это обо-

значено на той же фигуре пунктирными стрелками. На участке анод возбуждения — катод эти токи, как видно из схемы замещения на фиг. 4-59,б, имеют встречное направление. Поэтому, когда разность электронных составляющих от токов  $I_b$  и  $i_e$  на общем участке  $ab$  становится меньше тока, необходимого для воспроизводства нужного числа ионов, поддерживающих катодное пятно, последнее исчезает, и дуга возбуждения как дуга самостоятельного разряда гаснет. По цепи возбуждения продолжает проходить ток, но уже как ток несамостоятельного разряда, поскольку в разрядном промежутке он поддерживается электронами распадающейся плазмы дуги. Спадание этого тока во времени обусловлено в значительной мере постоянной времени деионизации. Спадающий ток вызывает э. д. с. самоиндукции в цепи возбуждения с положительной полярностью на аноде возбуждения по отношению к катоду. Если э. д. с. самоиндукции достигает высоких значений еще до спадания к предельному минимуму остаточной концентрации зарядов вблизи участка анод возбуждения—катод, то становится возможным возобновление дуги возбуждения, а следовательно, и восстановление катодного пятна на ртути. Временное исчезновение дуги возбуждения остается при этом незамеченным. Погаснет ли дуга возбуждения при исчезновении главной дуги и возобновится ли она вновь, зависит от: 1) отношения тока возбуждения  $i_e$  к обратному току  $I_b$ ; 2) от скорости спадания обратного тока и постоянной времени в цепи возбуждения и, кроме того, от ряда побочных факторов, к которым относятся: 1) удаленность катодного пятна от работающего в данную часть периода анода возбуждения; 2) величины местной плотности пара и концентрации остаточных зарядов в месте возможного возобновления катодного пятна. Последние факторы, могущие по-разному сочетаться во времени, вносят некоторую вероятность в процесс гашения дуги. Такая вероятность может оцениваться либо по числу гашений за тот или иной промежуток времени, либо по среднему времени между очередными гашениями при длительной работе системы зажигания. В последней системе измерений построены кривые 1 и 2 на фиг. 4-59,б, характеризующие средние длительности между гашениями в многоанодном (кривая 1) и одноанодном (кривая 2) экзитронах в функции от величины тока возбуждения. Более частые гашения в одноанодных экзитронах объясняются исчезновением главной дуги в каждый период переменного тока, в то время как в многоанодных экзитронах гашение возбуждения может иметь место только при резких сбросах нагрузки либо при холостом ходе, когда горит только дуга возбуждения.

Из хода кривых, построенных по статистическим данным,

следует, что при достаточном увеличении тока возбуждения можно если не полностью исключить погасание дуги возбуждения, то сделать его явлением крайне редким. Так как ток возбуждения  $i_a$  должен быть всегда больше (на 2—3  $a$ ) максимального значения обратного тока  $I_{b \max}$ , который согласно (2-44) зависит от скорости спада анодного тока  $\left(\frac{di_a}{dt}\right)$  в момент подхода его к нулю, то при возрастании  $\frac{di_a}{dt}$  (перегрузочные режимы) должен соответственно увеличиваться и ток возбуждения.



Фиг. 4-60. Оптимальное сопряжение кривых (фазировка) анодного тока и тока возбуждения.

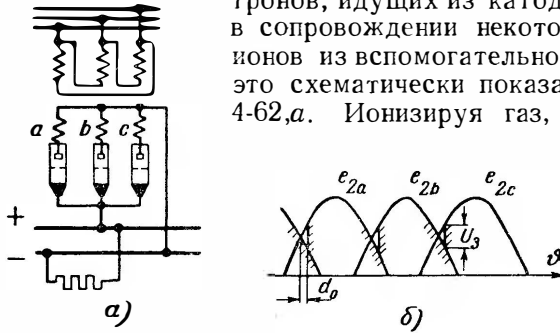
Для повышения устойчивости горения дуги возбуждения в условиях нормальной нагрузки весьма важно добиться оптимальных условий фазировки главных анодов и анодов возбуждения во всех входящих в вентильный комплект одноанодных вентилях. Режим оптимальной фазировки соответствует диаграмме, приведенной на фиг. 4-60. Здесь периоду спада анодного тока  $i_a$  (показанного для упрощения в виде трапеции) соответствует максимум тока возбуждения  $i_{a1}$ .

ответственно увеличиваться и ток возбуждения. С целью экономии мощности такое повышение тока возбуждения целесообразно производить только в периоды перегрузки вентиля, осуществив автоматическую связь системы возбуждения с нагрузочной цепью.

#### 4-15. ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ И ПЕРЕХОД ДУГИ С АНОДА НА АНОД

При подведенном к главным анодам напряжении и подготовленном при помощи вспомогательной дуги катодном пятне дуга на главный анод зажигается тотчас же после замыкания цепи нагрузки (если вентиль не заперт управляющими сетками), а затем она автоматически переходит с анода на анод в момент, когда потенциал на очередном аноде становится равным потенциалу зажигания дуги. Момент перехода дуги с анода на анод соответствует точкам пересечения положительных участков синусоид, обозначенных на фиг. 4-3, б через  $d$ ,  $c$ ,  $f$ ,  $g$  и  $e$  (точки естественного зажигания). Если потенциал зажигания превышает напряжение горения дуги, то момент перехода дуги смещается вправо и возникает естественный угол запаздывания  $\alpha_0$ , как это показано на фиг. 4-61, б. Диаграмма напряжения построена здесь применительно к трехфазному выпрямителю (фиг. 4-61, а).

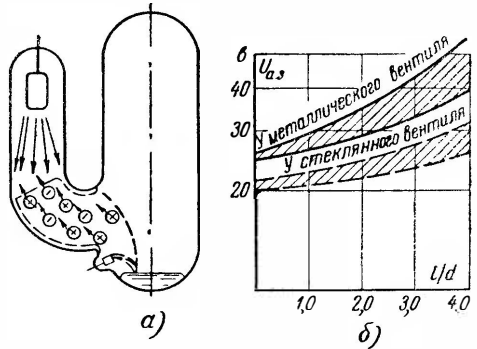
Величина потенциала зажигания зависит от условий формирования дуги на главном аноде. Процесс такого формирования заключается в ускорении полем зажигающегося анода электронов, идущих из катодного пятна в сопровождении некоторого числа ионов из вспомогательной дуги, как это схематически показано на фиг. 4-62,а. Ионизируя газ, электроны



Фиг. 4-61. Переход дуги с анода на анод при повышенных потенциалах зажигания.

формируют столб дуги. Формирование столба не требует повышенного напряжения, если относительная доля зарядов (электронов и ионов), уходящих по пути образования столба дуги к близлежащим стенкам и другим деталям внутри вентили, не очень велика. При узких разрядных промежутках либо наличию преград на пути дуги убыль зарядов к стенкам становится значительной, в связи с чем растет потенциал зажигания, так как для восполнения убыли зарядов требуется повысить интенсивность ионизации в разрядном промежутке.

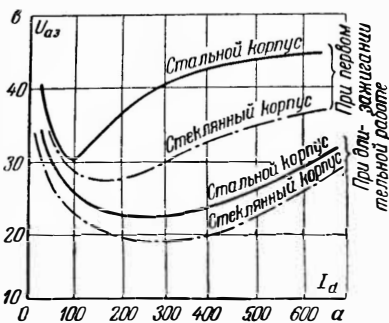
Представление о количественном влиянии длины и сечения разрядного промежутка на потенциал начального зажигания (при включении вентили на нагрузку) в стеклянном и металлическом вентилиях дают кривые, приведенные на фиг. 4-62,б. На оси абсцисс здесь отложены отношения длины разрядного промежутка к его диаметру  $l/d$ , а на оси ординат — потенциалы зажигания. Заштрихованные площади определяют собой те области зажигания, в пределах которых менялись потенциалы начального зажигания в различных экземплярах эксперимен-



Фиг. 4-62. Потенциал зажигания главной дуги в функции от отношения размеров разрядного промежутка.

талльных образцов приборов при давлениях, соответствующих допустимым колебаниям температуры охлаждающей среды. У металлических вентилях испытанных типов потенциалы зажигания оказались выше, чем у стеклянных, что можно объяснить относительно большим количеством зарядов, уходящих на стенки.

Кроме геометрических размеров и конфигурации разрядного промежутка, на потенциал зажигания также влияют: а) остаточная концентрация зарядов в анодной области; б) степень удаления дуги возбуждения от очередного анода и в) температура анода.



Фиг. 4-63. Потенциал зажигания в функции от тока нагрузки для разных типов вентилях.

Наличие остаточных зарядов в анодной области облегчает зажигание дуги, так как чем больше остаточных ионов, тем меньше ионов надо создавать вновь. В связи с этим надо различать режим начального зажигания дуги, когда остаточных зарядов в разрядном промежутке почти нет, и режим периодического зажигания дуги, когда в разрядном промежутке к моменту зажигания очередной дуги сохраняется еще некоторая концентрация зарядов от ранее горевшей дуги и ионы, диффундирующие от дуги возбуждения. В многоанодном вентиле, кроме того, могут еще присутствовать заряды, диффундирующие от горящих по соседству дуг.

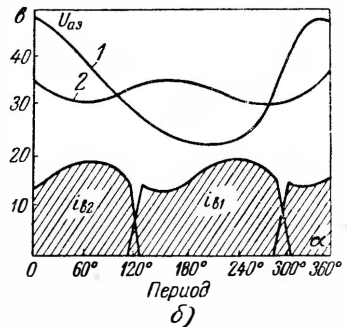
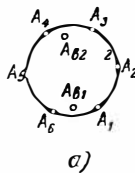
Сравнительные величины потенциалов зажигания при начальном и периодическом включении в работу стеклянных и металлических вентилях показывают кривые на фиг. 4-63. У обоих типов вентилях кривые с ростом тока нагрузки проходят через минимум. Это объясняется тем, что при малых токах нагрузки велика относительная доля энергии, затрачиваемая на формирование плазмы, а при больших нагрузках требуется относительно более интенсивная ионизация пара для получения повышенной концентрации ионов.

С влиянием начальной концентрации зарядов на условия зажигания дуги на главном аноде связана зависимость потенциала зажигания от степени удаления главных анодов от дуги возбуждения в многоанодных экзитронах. По мере удаления от дуги возбуждения концентрация диффундирующих от нее зарядов убывает (в силу их рекомбинации на стенке и в объеме) примерно пропорционально кубу расстояния. Это делает достаточно чувствительной зависимость потенциала зажигания от

местоположения анодов возбуждения (обозначенных на фиг. 4-64, а через  $A_{e1}$  и  $A_{e2}$ ) в многоанодных экзитронах, как это иллюстрируют кривые потенциалов зажигания 1 и 2 на фиг. 4-64, б. Кривая 1 относится к анодам  $A_1$  и  $A_6$ , расположенным ближе к аноду возбуждения  $A_{e1}$ , а кривая 2 относится к анодам  $A_2$  и  $A_5$ , наиболее удаленным от анодов возбуждения.

Кривые показывают изменение потенциала начального зажигания главного анода при сдвиге (в пределах периода переменного тока, доли которого отложены в электрических градусах на оси абсцисс) момента зажигания этого анода.

Из хода кривых видно, что потенциал зажигания у анодов  $A_1$  и  $A_6$  меняется больше чем в 2 раза при переходе от наименее благоприятного момента зажигания, когда ток в наиболее удаленной от них дуге возбуждения проходит через минимум, к наиболее благоприятному моменту, когда ток в ближайшей к ним дуге возбуждения проходит через максимум. Для двух дру-



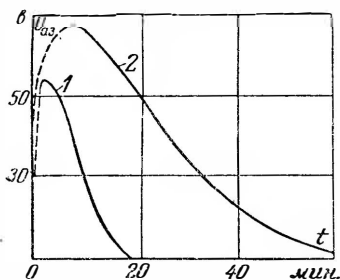
Фиг. 4-64. Потенциалы зажигания дуги главных анодов в функции от величины тока возбуждения и расположения анодов возбуждения.

гих главных анодов, расположенных на примерно одинаковых расстояниях от обоих анодов возбуждения, кривая потенциалов начального зажигания меняется меньше. Хотя в режиме нагрузки разница в потенциалах зажигания несколько уменьшается в связи с появлением дополнительной диффузии зарядов от горящих по соседству главных дуг (заметно превосходящей диффузию от дуги возбуждения), тем не менее для получения мало ощутимой разницы в потенциалах зажигания главных анодов аноды возбуждения у многоанодных экзитронов стремятся расположить возможно ближе к центру корпуса. Если вполне центрального расположения анодов возбуждения по конструктивным соображениям не удастся получить, то завод-изготовитель вентилей рекомендует определенную очередность фазировки главных анодов и анодов возбуждения, обеспечивающую минимум изменения потенциалов зажигания.

Влияние температуры анода на потенциал зажигания сказывается в первую очередь через плотность пара. Чем выше температура анода, тем плотность пара меньше и тем, следовательно, потенциал зажигания выше, так как требуются более

сильные поля для создания требуемой интенсивности ионизации. Влияние температуры анода на потенциал зажигания сказывается при кратковременных перерывах в работе вентиля, когда остаточные заряды уже успевают исчезнуть, а температура анода все еще сохраняется на достаточно высоком уровне.

Зависимость потенциалов зажигания от длительности перерыва в работе вентиля показывают кривые, снятые у стеклянного вентиля с воздушным охлаждением (фиг. 4-65). Кривая 1 относится к режиму, когда после снятия нагрузки вентилятор продолжает охлаждать вентиль, а кривая 2 — к режиму, когда вентилятор отключается одновременно со снятием нагрузки.



Фиг. 4-65. Изменение потенциала зажигания после выключения нагрузки.

В первом случае анод и другие детали вентиля охлаждаются достаточно быстро, в связи с чем потенциал зажигания при повторном зажигании вентиля начинает вскоре убывать. Во втором случае температура анода повышается в силу ухудшения условий его теплоотдачи и сохранения тепла, накопленного анодом благодаря его теплоемкости. С повышением температуры анода потенциал зажигания повышается в связи с меньшей плотностью пара вблизи анода, поэтому до снижения кривая 2 получает подъем.

Изменение потенциала зажигания особенно заметно сказывается на режиме работы вентиля, если выпрямитель нагружен на встречную э. д. с. (аккумуляторные батареи, двигатели постоянного тока), так как от потенциала зажигания в этом случае особенно сильно зависят длительность работы анода, а следовательно, и кривая выпрямленного напряжения.

Изменение потенциала зажигания особенно заметно сказывается на режиме работы вентиля, если выпрямитель нагружен на встречную э. д. с. (аккумуляторные батареи, двигатели постоянного тока), так как от потенциала зажигания в этом случае особенно сильно зависят длительность работы анода, а следовательно, и кривая выпрямленного напряжения.

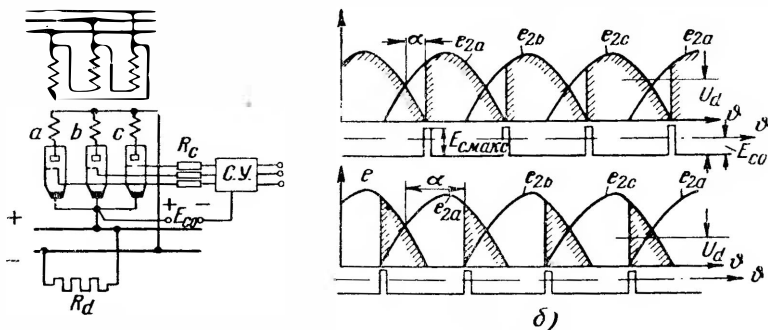
Необходимо отметить, что рассмотренные факторы влияния на потенциал зажигания относятся к ртутным вентилям, не имеющим сеток управления. Введение сеток меняет, как это будет показано в следующем параграфе, условия зажигания, поскольку при малых анодных напряжениях дуга зажигается вначале на сетку, а затем переходит на анод.

#### 4-16. УПРАВЛЕНИЕ МОМЕНТОМ ЗАЖИГАНИЯ ДУГИ ПРИ ПОМОЩИ СЕТКИ

В ртутных вентилях, так же как в тиратронах, можно управлять моментом зажигания дуги при помощи сетки, изменяя в момент, когда необходимо открыть анод (зажечь дугу на

нем), запирающий отрицательный потенциал на сетке на положительный.

Скелетная схема системы сеточного управления трехфазного выпрямителя дана на фиг. 4-66,а, а соответствующие ей диаграммы напряжения при двух углах управления:  $\alpha = 30^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$  даны на фиг. 4-66,б. Под диаграммами анодного напряжения расположены диаграммы сеточного напряжения.



Фиг. 4-66. Схема сеточного управления трехфазного выпрямителя и диаграммы ее работы.

Открытие анода происходит в момент, когда отрицательное напряжение на сетке  $E_{c0}$  (напряжение запираения) перекрывается большим по величине положительным (зажигающим) импульсом сеточного напряжения. Смещая при помощи сеточного устройства ( $C, Y$ ) подачу положительного импульса напряжения на угол  $\alpha$  по отношению к точке естественного зажигания анода (соответствующей пересечению положительных участков синусоид), мы тем самым задерживаем переход дуги на очередной анод на угол  $\alpha$ . Это приводит, как показывают диаграммы напряжения на фиг. 4-66,б, к уменьшению среднего значения выходного напряжения  $U_d$  выпрямителя, а следовательно, и к уменьшению его выходного тока.

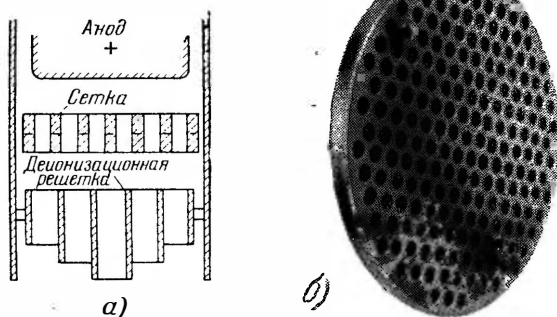
Отрицательное напряжение, которое надо вводить в сеточную цепь, чтобы обеспечить надежное запираение сеткой анода до истечения времени, определяемого углом  $\alpha$ , и положительное напряжение, при котором обеспечивается надежное зажигание дуги при заданном угле  $\alpha$ , зависят в ртутных вентилях не только от конфигурации сетки и ее геометрических размеров, но и от проницаемости деионизационной решетки (фильтра), расположенной ниже сетки (фиг. 4-67, а).

В выпускаемых промышленных типах ртутных вентилях нашли себе применение главным образом три типа сеток: а) сетка плоская с круглыми отверстиями (многодырчатая), разрез которой дан на фиг. 4-67,а, а фотография — на фиг. 4-67,б;

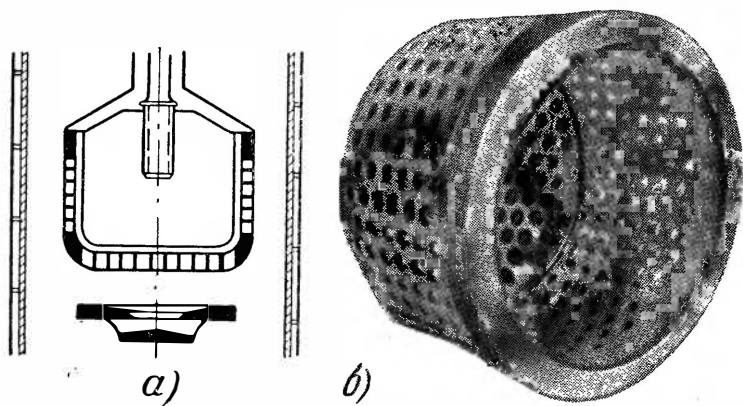


б) сетка плоская с прямоугольными щелями (многощелевая);  
 в) сетка чашеобразная с круглыми отверстиями (многодырчатая), разрез которой приведен на фиг. 4-68,а, а фотография — на фиг. 4-68,б.

Плоская сетка, применяемая преимущественно в многоанодных экзитронах, обеспечивает, как это видно из фиг. 4-67,а, доступ плазме дуги только к торцевой поверхности анода.



Фиг. 4-67. Анодно-сеточный узел ртутного вентиля при плоской сетке (а) и фотография сетки (б).



Фиг. 4-68. Анодно-сеточный узел при чашеобразной сетке (а) и фотография сетки (б).

Чашеобразная сетка, применяемая преимущественно в одноанодных вентилях, открывает доступ плазме дуги, как это видно из фиг. 4-68,а, не только к торцевой, но и к боковой поверхности анода.

Фильтр, располагаемый под сеткой, может также иметь различное исполнение. Одно из обычных его исполнений показывают проекции на фиг. 4-69. Такой фильтр состоит из ряда

концентрических колец (цилиндров) разной высоты, скрепленных между собой дугообразными ребрами. Разная высота колец соответствует большому выравниванию плотности тока по сечению разряда и облегчает условия охлаждения внутренних колец. Дугообразные ребра повышают упругую сопротивляемость фильтра термическим деформациям.

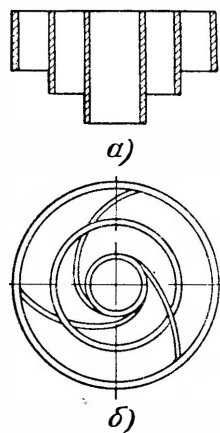
Другое исполнение фильтра, выполняющего одновременно и функции отражательного экрана, показывает разрез его на фиг. 4-68, а. Фильтр состоит из двух скрепленных между собой графитовых дисков, из которых верхний снабжен центральным отверстием для прохода части столба дуги. Эффективность действия такого фильтра в отношении ослабления концентрации проходящих через него зарядов меньше, чем у описанного выше.

Физические процессы, характеризующие действие сетки: а) в период до начала разряда; б) в период горения дуги и в) после гашения дуги, остаются в ртутном вентиле в принципе теми же, что и в тиратроне (§ 3-3 — 3-5). Здесь есть, однако, и свои особенности, которые мы рассмотрим для каждого из названных выше периодов.

В предразрядный период сетка должна в ртутном вентиле, так же как и в тиратроне, создавать в пространстве сетка — катод результирующее отрицательное поле, которое, затормаживая электроны, идущие к сетке, препятствует развитию дугового разряда. Но в ртутном вентиле, кроме электронов, к сетке подходит заметное число ионов, диффундирующих из катодной области от горящих в ней дуг (дуги возбуждения, дуги на другие главные аноды). Непосредственно к сетке подходят только ионы, поскольку электроны, диффундирующие вместе с электронами, отталкиваются от нее отрицательным полем.

Чем больше концентрация ионов, приходящих к сетке из катодной области разряда, тем более отрицательным должно быть собственное поле сетки. Это значит, что тем более отрицательным должно быть запирающее напряжение  $E_{c0}$ ; вводимое в сеточную цепь (фиг. 4-70, а).

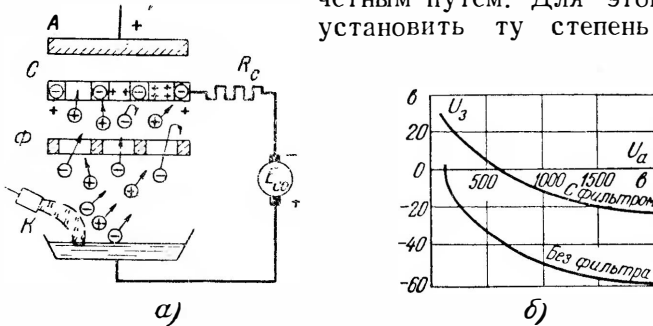
Если на пути потока зарядов перед сеткой расположен деионизирующий фильтр (фиг. 4-70, а), ослабляющий концентрацию диффундирующих через него зарядов (в силу нейтрализации некоторой доли из проходящих электронов и ионов на поверхности фильтра), то концентрация приходящих к сетке ионов из катодной области заметно ослабляется. Для запира-



Фиг. 4-69. Конструктивная схема фильтра

ния разряда требуются в этом случае уже несколько меньшие (по абсолютной величине) отрицательные потенциалы. Это значит, что сеточная характеристика вентиля становится менее отрицательной, как это можно видеть из фиг. 4-70,б. Здесь приведены две сеточные характеристики начального зажигания: верхняя — снятая у ртутного вентиля с фильтром (обладающим достаточной проницаемостью), и нижняя — снятая при удаленном из вентиля фильтре.

В какой мере деионизирующий фильтр влияет количественно на смещение сеточной характеристики, можно найти и расчетным путем. Для этого надо установить ту степеь ослаб-



Фиг. 4-70. Действие сетки в ртутном вентиле и характеристики зажигания.

ления концентрации ионов, приходящих к сетке, которую вносит с собой фильтр. При отсутствии фильтра концентрация диффундирующих к сетке зарядов может быть приближенно оценена, исходя из закона кубического убывания концентрации зарядов по мере их удаления от места выхода из столба дуги. Этому соответствует равенство

$$n_c = n_0 \left( \frac{r_0}{l_c} \right)^3, \quad (4-49)$$

где  $n_c$  — концентрация зарядов у сетки;

$n_0$  — концентрация зарядов у места выхода их из дуги (эта концентрация может быть приближенно принята равной  $10^7$ — $10^8$  зар/см<sup>3</sup>);

$r_0$  — радиус столба у места выхода зарядов;

$l_c$  — расстояние от места выхода до сетки.

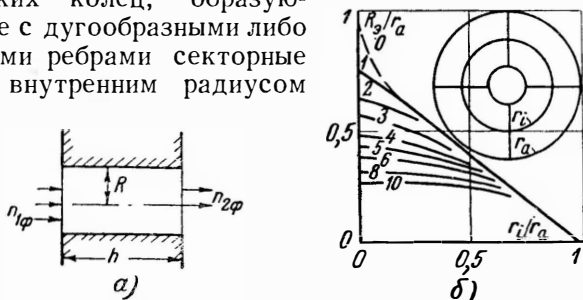
При диффузии зарядов к сетке через фильтр концентрация зарядов  $n_1$  до входа их в фильтр определяется по той же формуле (4-49), но вместо  $l_c$  в нее должно войти расстояние до фильтра  $l_\phi$ . После прохождения фильтра, содержащего круглые отверстия, одно из которых показано на фиг. 4-71,а,

концентрация зарядов может быть вычислена по следующей формуле, выведенной Шоттки [Л. 63]:

$$n_2 = n_1 e^{-2,4 \frac{h}{R}}, \tag{4-50}$$

где  $R$  — радиус отверстия (канала) в фильтре;  
 $h$  — длина (высота) фильтра.

В том случае, когда фильтр представляет собой не просто цилиндрический канал, а ряд скрепленных между собой концентрических колец, образующих вместе с дугообразными либо радиальными ребрами секторные ячейки с внутренним радиусом



Фиг. 4-71. Ослабление концентрации диффундирующих через канал зарядов (а) и расчетные кривые эквивалентного радиуса фильтра (б).

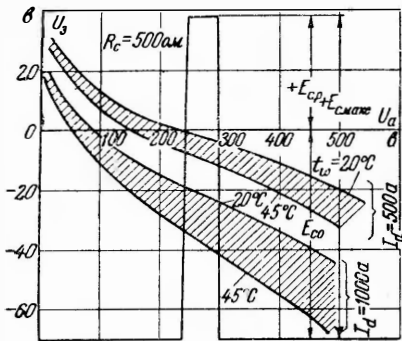
$r_i$  и наружным  $r_a$ , как это показано в верхней части фиг. 4-71, б, уменьшение концентрации зарядов может быть подсчитано по эквивалентному радиусу  $R_g$ , относительную величину которого  $R_g/r_a$  в функции от  $r_i/r_a$  дает семейство кривых в нижней части фиг. 4-71, б. Параметром в этом семействе является число секторов в фильтре.

Полагая, что пропорционально концентрации зарядов уменьшается и плотность ионного тока у поверхности сетки, мы, пользуясь формулами (3-23) и (3-25), находим величину  $U_{сб}$ , при которой сетка восстанавливает свои запирающие свойства при отсутствии и наличии фильтра. Учтя еще падение напряжения в сеточном сопротивлении  $I_{сб}R_c$ , создаваемое предразрядным электронно-ионным током, проходящим через сеточную цепь, мы от  $U_{сб}$  переходим к  $U_з$ , определяющему положение характеристики зажигания на фиг. 4-70, б.

В связи с заметным влиянием на результирующее поле сетки ионов, диффундирующих из катодной части разряда, разбежка (смещение характеристик зажигания) в ртутных вентилях заметно увеличивается (по сравнению с разбежкой у тиратронов) при изменениях нагрузочного тока и плотности пара в вентиле.

Представление о численных соотношениях, определяющих область зажигания в многоанодном экзитроне, дают построенные на фиг. 4-72 области зажигания для двух диапазонов изменения температуры охлаждающей среды ( $t_w=20^\circ\text{C}$  и  $t_w=45^\circ\text{C}$ ) и двух граничных значений выпрямленного тока ( $I_d=500\text{ a}$  и  $I_d=1000\text{ a}$ ).

Влияние тока нагрузки на ход характеристики зажигания сказывается через начальную концентрацию остающихся после гашения дуги зарядов. Чем больше ток нагрузки, тем выше начальная, а следовательно, и конечная концентрация остаточных зарядов. Это требует



Фиг. 4-72. Области зажигания в ртутном вентиле.

более отрицательных потенциалов на сетке, в связи с чем характеристика зажигания при больших токах нагрузки сдвигается вниз. Особенно велико влияние тока нагрузки в многоанодных вентилях, в которых, кроме диффузии зарядов от дуги возбуждения, имеет место заметная диффузия зарядов и от горящих по соседству дуг.

Влияние температуры охлаждающей воды сказывается на

положении характеристики зажигания через постоянную времени деионизации, которая с ростом давления пара возрастает, как это следует из (1-126). Замедление деионизации приводит к возрастанию конечной концентрации зарядов и, следовательно, к возрастанию требуемого отрицательного потенциала на сетке. Области зажигания, обусловленные колебаниями температуры охлаждающей среды, на фиг. 4-72 заштрихованы.

Характеристики на фиг. 4-72 снимались при одном и том же сеточном сопротивлении, а именно при  $R_c = 500\text{ ом}$ . С увеличением этого сопротивления разбежка характеристик соответственно возрастает. Ограничение сеточных сопротивлений в ртутных вентилях значениями не выше 500—1000 ом диктуется соображениями не только уменьшения величины разбежки характеристик, но и получения минимально необходимых сеточных токов при умеренном значении положительного импульса сеточного напряжения. Необходимо иметь в виду как это уже указывалось в § 3-12, что при переходе на положительные участки характеристики зажигания момент зажигания дуги на главный анод фактически определяется не потенциалом сетки, а сеточным током, поэтому положительные

участки характеристик зажигания, которые даны на фиг. 4-72, действительны только при определенных значениях сеточных сопротивлений  $R_c$ . Чем больше предразрядный ток в дуге на сетку, тем меньше потенциал зажигания, при котором формируется дуга на аноде. При сопротивлении порядка 500—1 000  $\text{ом}$  и положительных значениях результирующего напряжения на сетке, лежащих в границах 100—200  $\text{в}$ , предразрядный ток на анод оказывается уже достаточным, чтобы обеспечить надежное и устойчивое формирование дуги на него. В наиболее мощных типах ртутных вентилях сеточное сопротивление для получения нужного предразрядного тока приходится понижать до 250  $\text{ом}$ .

Для того чтобы сетка в режиме нормального сеточного управления надежно запирала при наибольших возможных значениях анодного потенциала, напряжение запирания  $E_{c0}$  должно быть более отрицательным, чем это соответствует наиболее низко расположенной характеристике зажигания на фиг. 4-72. Для надежного зажигания дуги при малых значениях анодного напряжения разность  $+e_{c.p}$  между положительными импульсами сеточного напряжения  $E_{c \text{ макс}}$  и напряжением смещения  $E_{c0}$  должна превосходить максимальные значения начальных ординат у характеристик зажигания.

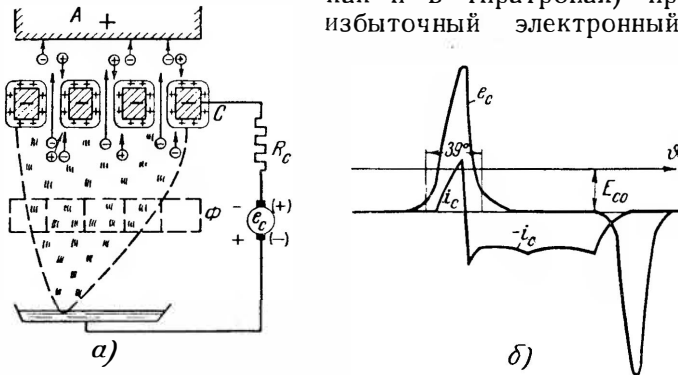
Так как при питании анодов переменным напряжением должно быть одновременно обеспечено и надежное запираение анода при максимально возможных значениях анодного напряжения (большие углы запаздывания  $\alpha$ ) и устойчивое зажигание дуги при малых значениях анодного напряжения (малые углы запаздывания), то ход характеристик зажигания в полном диапазоне изменений значений  $U_a$  и определяет требуемое напряжение запирания  $E_{c0}$  и напряжение зажигания  $E_{c \text{ макс}}$ .

Приблизить нижнюю границу характеристик зажигания на фиг. 4-72 к оси абсцисс и тем самым уменьшить напряжение запирания сетки  $E_{c0}$  и величину положительного импульса напряжения  $E_{c \text{ макс}}$  можно путем снижения проницаемости сеток, но при этом возрастает падение напряжения в сеточных отверстиях и ограничивается перегрузочная способность вентиля по току (по условиям возникновения каскадов и возможных разрывов дуги).

В связи с большой разбежкой (широкой областью зажигания) повышенные требования предъявляются и к крутизне нарастания положительного импульса напряжения в цепи сеточного управления. Для четкой фиксации момента зажигания (примерно в пределах одного электрического градуса) требуется, чтобы крутизна нарастания положительного импульса была не меньше, чем 20—25  $\text{в/эл.град}$ .

При высокой крутизне нарастания импульса напряжения должна быть обеспечена и достаточно большая крутизна нарастания сеточного тока, чтобы при требующейся величине сеточного тока (200—300 ма), надежно зажечь дугу при малых анодных напряжениях  $U_a$ .

После зажигания дуги у сетки быстро устанавливается ионная оболочка (фиг. 4-73,а), через которую вначале (так же как и в тиратронах) проходит избыточный электронный ток,



Фиг. 4-73. Сеточная цепь ртутного вентили (а) и ее осциллограммы тока и напряжения (б).

пока потенциал  $u_c$  сетки по отношению к катоду больше, чем  $U_{K0}$  (фиг. 3-16). Когда потенциал сетки становится менее отрицательным по отношению к плазме, чем  $U_{s0}$ , к сетке подходит больше ионов и в сеточной цепи устанавливается ионный ток.

Переход от электронного тока  $+i_c$  к ионному  $-i_c$  при изменении знака у сеточного напряжения  $e_c$  иллюстрируют осциллограммы напряжения и тока, приведенные на фиг. 4-73,б.

Величина сеточного тока в связи с малой разностью потенциалов между сеткой и катодом при любом знаке сеточного тока определяется частным от деления сеточного напряжения  $e_c$  на сеточное сопротивление  $R_c$ :

$$i_c \approx \frac{e_c}{R_c}. \quad (4-51)$$

При выборе  $R_c$  в границах 500—1000  $\Omega$  и максимальных значений напряжения  $+e_c$  и  $E_{c0}$  в 100—150 в мгновенное значение сеточного тока при горении дуги не превосходит 0,1 до 0,3 а. Среднее значение сеточного тока определяется интегралом от мгновенных значений тока, что соответствует раз-

ности площадей, описываемых осциллограммой тока (фиг. 4,73,б) по отношению к оси абсцисс. Когда длительность положительного импульса сеточного напряжения  $+e_c$  составляет большую долю проводящей части периода, среднее значение электронной составляющей сеточного тока больше, чем среднее значение ионной его составляющей. При малой, наоборот, длительности положительного импульса напряжения в сеточной цепи превалирует среднее значение ионного тока. Действие ионной составляющей тока даже при относительно малой энергии ионов (малом падении напряжения в ионной оболочке) приводит к постепенному распылению сетки (отсюда стремление не иметь продолжительность положительных импульсов слишком малой). Когда энергия ионов возрастает, что имеет место при больших (по абсолютной величине) отрицательных напряжениях в сеточной цепи, кроме повышения интенсивности распыления на поверхности сетки может сформироваться катодное пятно, что соответствует возникновению самостоятельного дугового разряда (обратного зажигания) на сетку. Хотя ток в сеточной цепи при таком обратном зажигании и ограничен сеточным сопротивлением, тем не менее такое зажигание на сетке приводит к нарушению работы вентиля, поскольку сетка теряет управляющие свойства. Предупреждение возможности возникновения обратного зажигания на сетку ставит верхний предел возможному увеличению (по абсолютному значению)  $E_{c0}$ .

Для того чтобы не превзойти допустимые (по абсолютной величине) отрицательные напряжения на сетку, отрицательные импульсы напряжения обычно исключаются путем шунтирования источника питания в сеточной цепи вентиляльным элементом.

Работа сетки в ртутных вентилях и после гашения дуги также несколько отличается от условий, определяющих режим ее работы в тиратронах в связи с диффузией ионов к сетке не только из остаточной плазмы, но и от дуги возбуждения, а в многоанодных экзитронах и от горящей по соседству главной дуги. Это требует более высоких значений запирающих потенциалов. В какой мере должно быть увеличено отрицательное напряжение на сетке, зависит в большой степени от эффективности действия фильтра, ослабляющего концентрацию проходящих через него зарядов.

Если бы фильтр представлял собой сплошной диск, полностью закрывающий доступ зарядам из лежащего ниже объема (идеализированный случай), убыль концентрации зарядов в объеме между сеткой и фильтром определялась бы по закону экспоненты (1-120)

$$n = n_{01} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4-52)$$

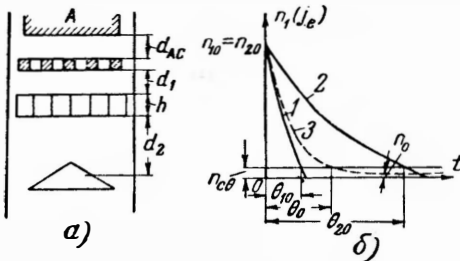


где  $n_{01}$  — начальная концентрация зарядов в объеме между сеткой и фильтром;

$\tau_1$  — постоянная времени деионизации, вычисляемая по (1-126) при подстановке в нее расстояния между фильтром и сеткой  $d_{\phi c}$ . При этом предполагается, что эта величина больше, чем расстояние между анодом и сеткой  $d_{AC}$ .

Записанному уравнению (4-52) соответствует кривая 1 на фиг. 4-74,б.

Происходящая при таком фильтре деионизация промежутка, расположенного ниже его, следует уравнению



Фиг. 4-74. Ход деионизации у сетки при наличии фильтра.

$$n_2 = n_{20} e^{-\frac{t}{\tau_2}}, \quad (4-53)$$

где  $n_{20}$  — начальная концентрация зарядов в объеме ниже фильтра;

$\tau_2$  — постоянная времени деионизации в промежутке под фильтром.

Уравнению (4-53) соответствует кривая 2 на фиг.

4-74,б, начинающаяся в той же точке, что и кривая 1, так как  $n_{10} \approx n_{20}$ . Кривая 2 спадает менее круто, чем кривая 1, поскольку постоянная времени  $\tau_2$  больше, чем  $\tau_1$ , в связи с тем, что расстояние между фильтром и отражательным экраном обычно больше, чем между сеткой и фильтром.

При учете реальной (а не нулевой) проницаемости фильтра заряды диффундируют через его отверстия (каналы) от мест большей концентрации (в данном случае из объема под фильтром) к местам меньших концентраций (объем над фильтром). При проходе через отверстия (каналы) концентрация зарядов снижается согласно (4-50), которое в рассматриваемом случае преобразуется в

$$n_{1p} = n_2 e^{-2,4 \frac{h}{R}}, \quad (4-54)$$

где  $n_{1p}$  — результирующая концентрация зарядов в объеме фильтр — сетка;

$h$  — высота канала в фильтре;

$R$  — радиус канала, если он имеет круговое сечение.

Пользуясь уравнением (4-54) и имея кривую 2, можно построить на фиг. 4-74,б кривую 3, характеризующую измене-

ние результирующей концентрации зарядов перед сеткой в период деионизации плазмы.

После деионизации плазмы в экзитронах устанавливается постоянный приток зарядов к сетке от дуги возбуждения, а в многоанодных экзитронах и от дуг, горящих на другие главные аноды. Значение концентрации постоянно притекающих к сетке зарядов  $n_0$ , отвечающее нижнему участку кривой  $\mathcal{Z}$  на фиг. 4-74,б, может быть также найдено по (4-50) при подстановке вместо  $n_1$  концентрации зарядов у входа в фильтр, которая вычисляется по уравнению (4-49).

При ограниченной проницаемости фильтра  $n_0$  относительно мало и им часто можно пренебречь. При оценке времени восстановления можно принять концентрацию зарядов в сеточных отверстиях примерно равной концентрации зарядов возле сетки, даваемой кривой  $\mathcal{Z}$  на фиг. 4-74,б. Плотность сеточного тока  $j_{c0}$ , при которой начинается восстановление сеточного запираания, может быть найдена по (3-23) и (3-29), после того как выбрано напряжение сеточного запираания  $E_{c0}$  и сеточное сопротивление  $R_c$ . По плотности тока  $j_{c0}$  может быть далее на основе (2-41) установлена соответствующая концентрация зарядов и проведена прямая  $n_{c0}$ , параллельная оси абсцисс, как это выполнено на фиг. 4-74,б. Точка пересечения кривой  $\mathcal{Z}$  с прямой  $n_{c0}$  и определяет собой начало восстановления сеточного запираания  $\theta_0$ . При полном отсутствии фильтра это время было бы равно  $\theta_{20}$ , а при наличии фильтра с весьма ограниченной проницаемостью начало запираания было бы близко к  $\theta_{10}$ . Уменьшение  $\theta_0$  против  $\theta_{20}$  и показывает нам действие фильтра в ускорении времени восстановления сеточного запираания.

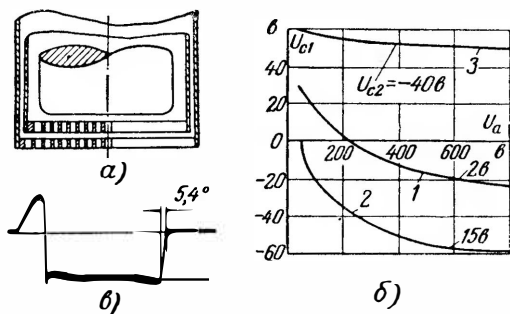
Наряду с сокращением времени восстановления сеточного запираания ограничение проницаемости фильтра помогает удерживать в приемлемом диапазоне значений напряжение сеточного запираания  $E_{c0}$ , которое, как уже выше указывалось, ограничено снизу и сверху необходимостью иметь, с одной стороны, достаточное запирающее поле у сетки, а с другой, — исключить возможность появления обратных зажигания на сетке.

Постепенное ограничение проницаемости фильтра привело к тому, что для облегчения зажигания дуги на сетку при нормальных сеточных напряжениях потребовалось перейти от изолированного (беспотенциального) фильтра к фильтру потенциальному. При этом фильтр превратился во вторую (нижнюю) сетку.

Конструктивная схема анодно-сеточного узла двухсеточного вентиля приведена на фиг. 4-75,а, а экспериментальное

семейство сеточных характеристик, ему соответствующее, дано на фиг. 4-75,б.

При сообщении нижней сетке небольшого положительного потенциала ( $U_{c2} = 2$  в) сеточная характеристика зажигания для управляющей сетки (кривая 1) мало отличается от характеристики, получаемой в том же вентиле при фильтре с нормальной проницаемостью. При сообщении нижней сетке такого положительного потенциала, при котором на ней может зажечься дуга ( $U_{c2} = +15$  в), характеристика становится сильно отрицательной (кривая 2), соответствуя примерно характери-



Фиг. 4-75. Конструктивная схема двухсеточного анодного узла (а) и характеристики зажигания (б).

( $U_{c2} = -40$  в) характеристика управляющей сетки перемещается, как видно по кривой 3 на фиг. 4-75,б, высоко в область положительных значений. Это позволяет использовать нижнюю сетку для повышения надежности запирания при больших перегрузочных токах (короткое замыкание, обратное зажигание).

Насколько сокращается время восстановления сеточного запирания в двухсеточном вентиле, можно судить по скорости спада ионной составляющей сеточного тока на осциллограмме, приведенной на фиг. 4-75,в. Полная деионизация, измеренная при температуре охлаждающей воды  $t_w = 30^\circ\text{C}$  происходит за 5,4 эл. градуса (при 50 гц), а время восстановления сеточного запирания еще меньше.

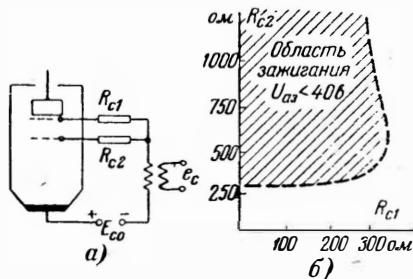
Управление моментом зажигания в двухсеточных вентилях обычно производится от общего источника питания, как это показано на фиг. 4-76,а, с разделением сеточных цепей в местах включения сеточных сопротивлений. Сеточное сопротивление  $R_{c2}$  (в цепи нижней сетки) должно быть всегда больше, чем сопротивление  $R_{c1}$  (в цепи верхней сетки), для

стике вентиля, вовсе не имеющего фильтра. Это естественно, так как от горячей на нижнюю сетку дуги уходят заряды с примерно той же концентрацией, какая имеет место при диффузии зарядов от горячей вблизи дуги возбуждения.

При сообщении нижней сетке заметно большего (по абсолютной величине) отрицательного потенциала

того чтобы предразрядная дуга легко переходила с нижней (экранирующей) сетки на верхнюю (управляющую). Сопротивление  $R_{c1}$ , ограничивающее ток в сеточной цепи, не может быть взято больше того значения, которое необходимо для получения достаточного предразрядного тока в цепи управляющей сетки. О допустимых количественных соотношениях между  $R_{c2}$  и  $R_{c1}$ , при которых обеспечивается надежное зажигание дуги при малых анодных потенциалах ( $U_{a.з} \leq 40$  в),

в двухсеточном вентиле типа (РМНВ-500 × 6), дает представление пунктирная граница заштрихованной на фиг. 4-76, б площади. Эта граница указывает те предельно допустимые значения  $R_{c1}$  и  $R_{c2}$ , при которых еще может быть получено устойчивое зажигание дуги при указанном значении  $U_{a.з}$ .

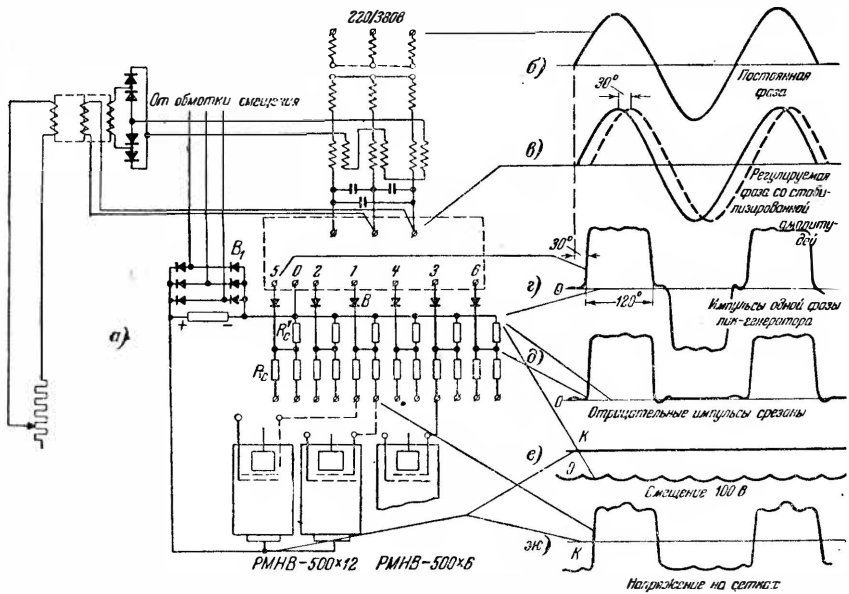


Фиг. 4-76. Допустимые соотношения сеточных сопротивлений у двухсеточного ртутного вентиля.

Повышение качества управления в ртутных вентилях при внесении второй сетки связано в то же время с известным ухудшением показателей режима работы вентиля в проводящую часть периода. Это выражается, во-первых, в повышении падения напряжения в дуге (примерно на 1—3 в), во-вторых, в повышении вероятности возникновения каскадов (в обход обеих сеток) и, наконец, в снижении перегрузочной способности вентиля по условию разрыва дуги. Поэтому анодно-сеточный узел с двумя сетками имеет смысл выполнять только тогда, когда это вызывается действительной необходимостью повышения качества управления и сокращения времени восстановления сеточного запираания.

Удовлетворение тем высоким требованиям, которые предъявляются в настоящее время к режиму сеточного управления, зависит не только от конфигурации сеток, выбранных значений напряжений и сопротивления в сеточной цепи, но и от структуры системы сеточного управления в целом. Относя анализ режима работы различных схем сеточного управления ртутными вентилями к третьей части книги, мы здесь лишь вкратце опишем систему управления, применяемую в установках промышленного типа с одноанодными и многоанодными экзитронами (типа РМНВ-500 × 6 и РМНВ-500 × 12). Электрическая схема такой системы приведена на фиг. 4-77, а, а диаграммы напряжения, иллюстрирующие режим ее работы, даны на фиг. 4-77, б—ж. Функции, выполняемые приведенной системой управления, сводятся к тому, чтобы синусоидальное на-

пряжение на (трехфазном) входе устройства (фиг. 4-77,б) преобразовать в импульсы с возможно более крутым фронтом нарастания (фиг. 4-77,г и д), вводимые через сеточные сопротивления  $R_c$  в сеточные цепи экзитронов. Здесь экзитроны двухсеточные. Количество выходных импульсов напряжения



Фиг. 4-77. Электрическая схема управления вентильным комплектом с пик-генераторами.

отвечает числу вентилях в комплекте. В данной системе выход шестифазный, но благодаря присоединению к каждой из фаз (занумерованных в очерченном пунктиром прямоугольнике цифрами 1—6) двух сеточных сопротивлений параллельно система позволяет управлять 12 вентилями, из которых каждая пара включена (как это видно по двум показанным слева внизу вентилям) параллельно.

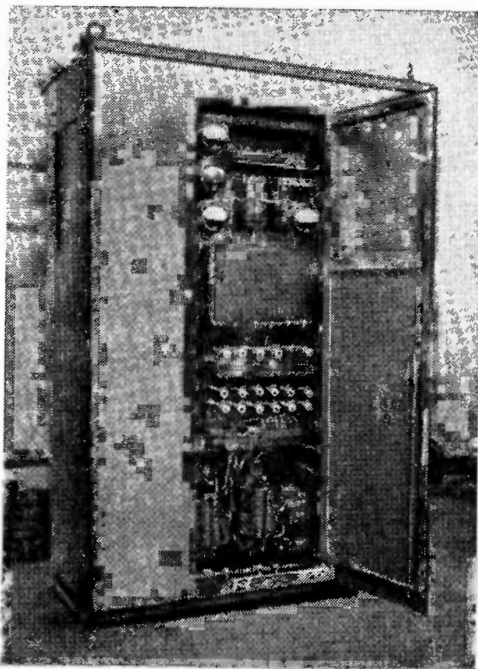
Устройство, преобразующее напряжение синусоидальной формы, обозначенное на схеме пунктирным прямоугольником, представляет собой комплект импульсных трансформаторов (названных заводом „Уралэлектроаппарат“ — изготовителем комплектных устройств — пик-генераторами). На выходе у пик-генераторов возникает переменное по знаку трапециoidalное напряжение (фиг. 4-77,г), но отрицательные импульсы напряжения не пропускаются стоящими на выходе (полупро-

водниковыми) вентилями  $B$ , в связи с чем на сетки поступают импульсы напряжения одного знака (фиг. 4-77,  $d$ ). Этим ограничивается величина отрицательного напряжения на сетке напряжением запирающего  $E_{co}$ , что необходимо в целях предупреждения появления обратных зажигания на сетке. Напряжение смещения  $E_{co}$  (фиг. 4-77,  $e$ ) создается трехфазным выпрямительным мостом  $B_1$ . Результирующее напряжение, вводимое в сеточную цепь, характеризуется диаграммой на фиг. 4-77,  $ж$ . Ширина положительных импульсов (которая в рассматриваемой системе управления может меняться ступенями в 30 эл. градусов) подбирается, исходя из режима работы анодов, диктуемой силовой схемой преобразовательной установки.

При наиболее распространенной силовой схеме питания мощных преобразовательных установок (шестифазная схема с уравнивающим реактором) оптимальная ширина положительного импульса равна  $120^\circ$ , как это соответствует приведенным на фиг. 4-77 диаграммам. Для возможности изменять в некотором диапазоне значений угол управления  $\alpha$  в

систему управления между сеточным трансформатором и пик-генераторным устройством введен дроссель насыщения с подмагничиванием, позволяющим сдвигать фазу сеточного напряжения на угол, лежащий примерно в границах 30 эл. градусов (фиг. 4-77,  $в$ ). Одновременно дроссель насыщения вместе с параллельно включенными в трехфазную систему конденсаторами  $C$  выполняет функции феррорезонансного стабилизатора напряжения. В тех случаях, когда требуется больший угол управления ртутными вентилями, он заменяется мостиковым фазосмещателем, выполняемым аналогично приведенному на фиг. 3-14.

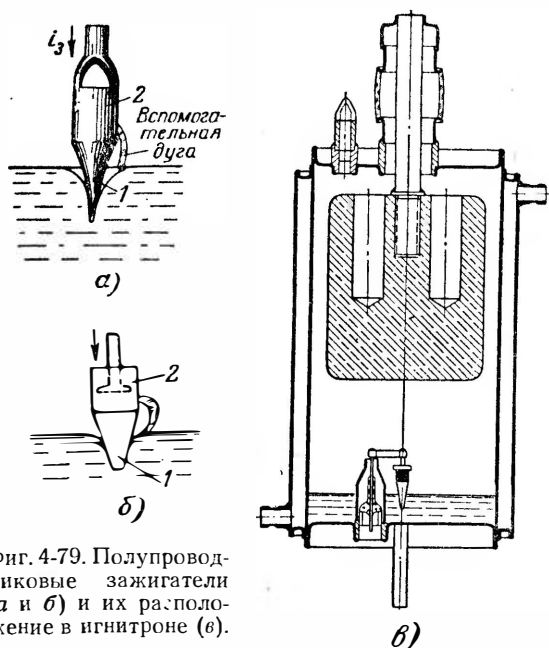
Вся система управления собирается комплектно в шкафу управления, внешний вид которого показан на фиг. 4-78.



Фиг. 4-78. Фотография шкафа управления ШРВ-21.

## 4-17. ЗАЖИГАНИЕ ДУГИ В ИГНИТРОНАХ

Игнитрон был предложен Слепяном и Людвигом [Л. 66] с целью упрощения системы управления зажиганием дуги в ртутном вентиле. Зажигание дуги в игнитроне, как об этом уже говорилось в § 4-1, достигается погружением полупроводникового зажигающего в ртуть (фиг. 4-79, *а* и *б*) и пропуском импульса тока через зажигающий в направлении от зажигающего к ртути катода. При прохождении импульса тока на границе соприкосновения зажигающего с ртутью появляется вспомогательная дуга, катодное пятно которой дает затем возможность развиться главной дуге.



Фиг. 4-79. Полупроводниковые зажигающие (*а* и *б*) и их расположение в игнитроне (*в*).

Преимущество этой, чисто электрической, системы зажигания заключается в том, что, являясь практически безинерционной, она дает возможность зажигать вспомогательную дугу в каждый из периодов переменного напряжения перед зажиганием главной дуги и освобождает тем самым от необходимости иметь в ртутном вентиле две вспомогательные системы: 1) инерционную систему зажигания и 2) постоянно действующую систему возбуждения и, кроме того, позволяет в низковольтных устройствах (с напряжением до 500—1 000 в) не иметь сеток управления, используя для регулирования угла управления (там, где не требуется высокой точности регулирования) непосредственно сдвиг момента пропуска тока через зажигающий.

Дополнительным серьезным преимуществом металлических игнитронов относительно экзитронов явилась возможность выполнять их с неизолированным от корпуса катодом, поскольку при кратковременном периодическом нахождении катодного пятна на поверхности ртути и ограниченной скорости его перемещения [определяемой формулой (4-3)] пятно (при частоте

питающего напряжения 50 гц) не успевает уйти за пределы ртутного катода.

Поисковые работы при создании новой системы зажигания сводились главным образом к тому, чтобы найти такой тип полупроводника, который, химически не взаимодействуя с ртутью, мог бы обеспечивать на границе своего соприкосновения с ртутью те напряженности поля, которые необходимы для зажигания вспомогательной дуги при умеренных значениях импульсов тока, пропускаемых через зажигатель. Наиболее подходящими для этой цели полупроводниками оказались карборунд ( $\text{SiC}$ ) и карбид бора ( $\text{B}_4\text{C}$ ). Изготовленные из таких материалов зажигатели после прохождения ряда стадий совершенствования их технологического процесса показали, что требующаяся регулярность зажигания вспомогательной дуги обеспечивается при нарастании импульса тока до 5—15  $\mu$  мгновенного значения и наличии на зажигателе максимального значения напряжения, не превышающего 200—300 в.

Состав полупроводниковой массы, технология ее обработки и форма исполнения зажигателей в процессе совершенствования их параметров менялись. Большое распространение получили вначале карборундовые зажигатели (изготавливавшиеся из чистого карборунда), показанные на фиг. 4-79,а, с нижней конусной и верхней цилиндрической частью, охваченной металлической обоймой, насаживаемой на тело зажигателя в горячем виде для получения лучшего контакта. В ВЭИ В. И. Пружининой разработаны карборундовые зажигатели с глинистой связкой (имеющие более низкую температуру обжига). Особенностью исполнения таких зажигателей также является, как видно из фиг. 4-79,б, спекание внутреннего молибденового держателя с телом зажигателя в процессе обжига его. Американские фирмы изготавливают зажигатели преимущественно из карбида бора. В настоящее время в СССР также ведутся работы по зажигателям из карбида бора.

Конструктивное выполнение игнитрона в целом показывает разрез одного из низковольтных типов его, приведенный на фиг. 4-79,в. В связи с тем, что управление каждым из анодов должно производиться своим зажигателем, игнитроны строятся только одноанодными.

В приведенной конструкции низковольтного игнитрона анод расположен непосредственно над катодом (без промежуточных экранов) и притом в небольшом от него удалении. Это обеспечивает малое падение напряжения в дуге игнитрона и большую его перегрузочную способность по току. Зажигатель укреплен на изолированном от ртутного токоподводе.

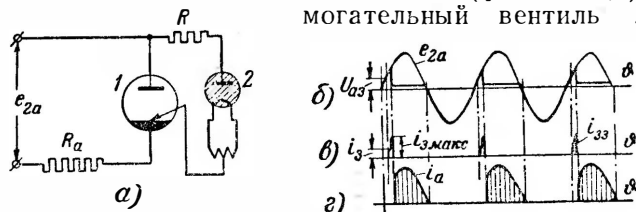
Питание системы зажигания игнитрона может производиться либо от той же цепи, к которой присоединен главный анод



игнитрона (зависимая схема питания), либо от независимого источника тока (система независимого питания).

Зависимую систему питания иллюстрирует схема, приведенная на фиг. 4-80,а. Ток в цепи зажигающего вентиля проходит здесь через вспомогательный вентиль (газотрон) 2 (включаемый с целью предупреждения появления в цепи зажигающего обратного тока, портящего зажигающий) и через ограничивающее сопротивление  $R$ .

Изменение тока и напряжения в процессе зажигания показывают диаграммы, приведенные на фиг. 4-80,б-г. Ток через зажигающий (фиг. 4-80,б) и вспомогательный вентиль 2 начи-



Фиг. 4-80. Схема зависимого питания зажигающего и диаграммы ее работы.

нает проходить тогда, когда напряжение питания в цепи главного анода достигает значения  $U_{a,з}$  (фиг. 4-80,б). Когда ток в зажигающем достигает некоторого значения, на границе его соприкосновения зажигающего с ртутью (в нижней части мениска) появляется микродуга с катодным пятном на ртути. Анодный конец у такой дуги перебрасывается на обойму зажигающего, шунтируя при этом сопротивление зажигающего, в силу чего ток в дуге, а следовательно, и в катодном пятне возрастает. При некотором значении этого тока возникает главная дуга на аноде игнитрона. С появлением главной дуги через игнитрон начинает проходить ток  $i_a$  (фиг. 4-80,г) и напряжение между анодом и катодом его падает до значения, соответствующего напряжению горения дуги. Это напряжение недостаточно, чтобы поддержать ток в цепи зажигающего, в которой, кроме вспомогательного вентиля, имеется еще ограничительное сопротивление  $R$ , в связи с чем ток в этой цепи падает до нуля.

Физические процессы, обуславливающие появление микродуги между зажигающим и ртутью, во всех деталях еще неизвестны, но проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволяют представить себе эти процессы в следующем виде.

В нижней части ртутного мениска, который является выпуклым (в силу того, что ртуть не смачивает зажигающий), линии

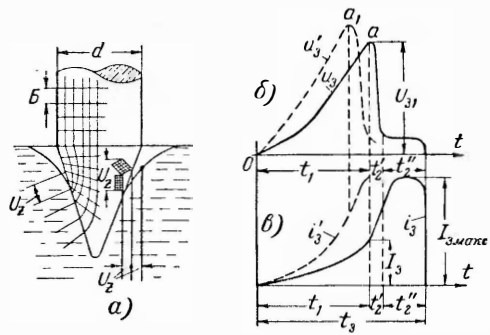
тока, проходящие через тело зажигающего, уплотняются, как это показано применительно к конусной форме исполнения нижней части зажигающего на левой половине фиг. 4,81,а, в связи с чем на коротком участке поверхности зажигающего в самой нижней части мениска появляется повышенное падение напряжения  $U_z$ . Такое напряжение фактически воспринимается несколькими пограничными кристаллическими зернами, показанными в более крупном масштабе, в виде двух кристаллов на правой половине фигуры 4-81,а. Нижний кристалл, находящийся еще в соприкосновении с ртутью, приобретает примерно тот же потенциал, что и ртуть. Между верхним кристаллом (уже не соприкасающимся с ртутью) и ртутью возникает при этом такая же примерно разность потенциалов  $U_z$ , она и создает в самом узком нижнем участке зазора мениска (размер которого имеет порядок величины межатомных расстояний, т. е.  $10^7-10^6$  см) ту большую напряженность поля, которая оказывается достаточной для того, чтобы вызвать электростатическую эмиссию из поверхности ртути.

Для количественной оценки возникающей напряженности поля и проверки того, насколько она достаточна для электростатической эмиссии, Слепян и Людвиг [Л. 66], пользуясь методом конформных отображений, установили, что напряженность поля в нижней части мениска при нижней конусной части зажигающего может быть вычислена по формуле

$$E_x = \sqrt{\frac{d \cdot E_0}{2 \sqrt{x}}}, \tag{4-55}$$

где  $d$  — диаметр верхней цилиндрической части зажигающего;  
 $E_0$  — напряженность поля в этой части зажигающего;  
 $x$  — кратчайшее расстояние между ртутью и зажигающим.

Принимая  $x$  равным межатомному расстоянию ( $10^{-8}$  см), авторы по (4-55) установили, что нужная для электростатической эмиссии напряженность поля  $E = 10^6$  в/см в рассматриваемой форме зажигающего достигается тогда, когда продольная напряженность поля в верхней части стержня  $E_0$ , где поле однородно, лежит в границах 100—200 в/см и когда диаметр верхней части



Фиг. 4-81. Распределение поля в зажигающем (а) и изменение напряжения и тока зажигания во времени (б и в).

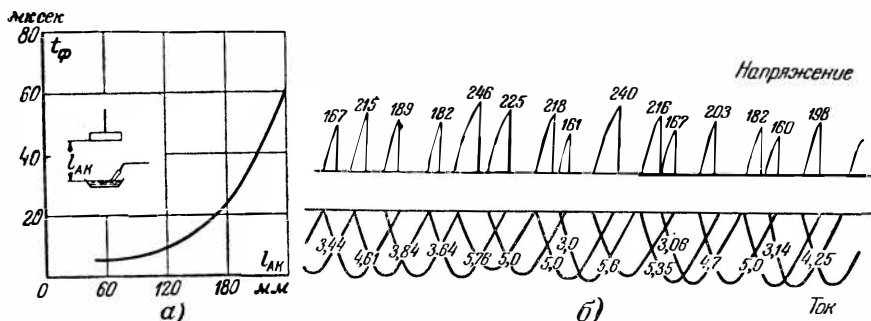
$d = 1$  см. Опыт подтвердил порядок этой величины, так как в ряде образцов зажигаемых с  $d = 1$  см зажигание дуги действительно начиналось при  $E_0 = 100-200$  в/см. Указанные значения напряженности поля находятся в большой зависимости от состава массы материала зажигаемого и режима его технологической обработки. Ход изменения напряжения на зажигаемом и тока в нем в процессе развития вспомогательной дуги соответствует осциллограммам, приведенным на фиг. 4-81,б и в. Полный период формирования и действия вспомогательной дуги может быть разбит на три этапа: 1) этап нарастания предразрядного тока в зажигаемом (предразрядное время)  $t_1$ , 2) этап формирования вспомогательной дуги на зажигаемом  $t_2'$  и 3) этап горения вспомогательной дуги  $t_2''$ .

На первом этапе ток проходит непосредственно через зажигаемый, формируя требуемое для зажигания электрическое поле в поверхностном слое зажигаемого, расположенном в нижней части ртутного мениска. Длительность этого предразрядного этапа и значение тока к концу его, определяющее мгновенное значение тока зажигания  $i_3$ , зависят не только от электрических свойств самого зажигаемого, но и от крутизны нарастания напряжения в цепи зажигаемого, как это можно видеть по пунктирным кривым на фиг. 4-81,б и в, соответствующим более крутому подъему напряжения во времени. При более крутом нарастании напряжения предразрядное время  $t_1$  уменьшается. Это может быть объяснено тем, что для установления требуемого напряжения между кристаллическими зернами зажигаемого и ртутью, представляющих вместе с разделяющим их промежуток, заполненным ртутными парами, элементарный конденсатор, требуется некоторое время для того, чтобы такой конденсатор зарядить. Естественно, что время это будет тем меньше, чем больше зарядный ток, соответствующий, как это видно по пунктирной кривой на фиг. 4-81,б, более быстрому нарастанию напряжения  $u_3$ .

К концу предразрядного периода  $t_1$  требующийся заряд и соответствующая ему напряженность поля, вызывающая электростатическую эмиссию с поверхности ртути, уже достигнуты, и процесс переходит в стадию формирования столба вспомогательной дуги и катодного пятна на ртути. В процессе формирования напряжение между зажигаемым и ртутью, как видно из хода кривой на фиг. 4-81,б, падает, несмотря на удлинение столба дуги. Анодный конец дуги перемещается вверх по зажигаемому, что стимулируется уменьшением общего сопротивления в цепи зажигания, поскольку дуга шунтирует собой сопротивление нижней части зажигаемого. Длительность этапа формирования вспомогательной дуги не выходит обычно за границы десятых долей микросекунды, редко достигая единиц микро-

секунд, в то время как длительность предразрядного периода определяется в зависимости от крутизны нарастающего напряжения от единиц до десятков микросекунд.

В третий этап горения вспомогательной дуги катодное пятно дает электроны, необходимые для формирования главной дуги. Минимальное время, необходимое для такого формирования, зависит от длины и конфигурации разрядного промежутка, а также от давления пара в игнитроне, поскольку разрядный промежуток должен быть заполнен требуемым количеством



Фиг. 4-82. Время задержки формирования дуги в функции от расстояния между катодом и анодом (а) и осциллограмма напряжения и тока зажигания (б).

ионов, перемещающихся в процессе их генерации от наиболее удаленных от катода участков в направлении к катоду. Измеренное осциллографическим путем время формирования главной дуги  $t_{\phi}$  у одного из игнитронов в функции от расстояния между анодом и катодом характеризуется кривой  $t_{\phi}$  на фиг. 4-82,а. С ростом расстояния время формирования быстро нарастает.

Фактическая длительность этапа  $t_2''$  зависит от схемы питания цепи зажигающего и формы кривой напряжения в этой цепи. В схемах с зависимым управлением (фиг. 4-80,а) вспомогательная дуга горит, как это было показано на фиг. 4-80,б, только до зажигания дуги на главный анод.

Из трех рассмотренных этапов, определяющих собой полное время  $t_{\phi}$ , требуемое с момента введения импульса напряжения в цепь зажигающего до появления дуги на нем, непосредственно от электрических свойств зажигающего и условий его контактирования с ртутью, зависит главным образом первый этап, в течение которого напряжение на зажигающем возрастает до максимума. Непостоянство условий контактирования, обусловленное подвижностью поверхностных слоев ртути и некоторым изменением электрических свойств и теплового состояния

кристаллов полупроводника после прохождения через них электрического тока, приводит к тому, что токи  $I_3$  и напряжения  $U_3$ , при которых происходит зажигание вспомогательной дуги, не остаются величинами неизменными. В каком диапазоне могут при этом меняться  $I_3$  и  $U_3$ , что приводит к изменениям длительности прохождения через зажигатель предразрядного тока, показывают снятые в одном из игнитронов осциллограммы напряжения и тока, приведенные на фиг. 4,82,б. Над осью абсцисс приведены здесь осциллограммы напряжения, а под осью — осциллограммы тока. Указанные на осциллограммах числовые значения напряжения зажигания  $U_3$  определяются максимумами напряжения, а указанные числовые значения токов зажигания  $I_3$ , отмеченные точками, определяются соответствующими максимумами напряжения. Вспомогательная дуга продолжает гореть на зажигателе и после зажигания главной дуги, как это имеет место в большинстве схем с независимой системой питания цепи зажигателя.

Непостоянство мест контактирования зажигателя с ртутью, в которых возникает электростатическая эмиссия, может привести и к такому сочетанию физических условий, при которых вспомогательная дуга вовсе не возникает, что регистрируется как пропуск зажигания. Пропуски зажигания могут возникнуть и при появлении вспомогательной дуги на зажигателе, но отсутствии перехода дуги на главный анод. Хотя редкие пропуски зажигания (порядка нескольких единиц в сутки) при работе игнитронов в режиме выпрямления тока заметных осложнений в работе установки и не вызывают, но при работе игнитронов в инверторном режиме каждый пропуск (если не предусмотрены соответствующие защитные средства) вызывает выпадение инвертора из режима нормальной его работы.

К важнейшим параметрам зажигателя относится также срок службы его, поскольку с выходом из строя зажигателя выходит из строя весь игнитрон (в запаянных типах приборов), поэтому вопросу о максимальном увеличении срока службы зажигателей и получения предельно достижимого минимума пропусков уделяется при разработке новых и совершенствовании существующих типов зажигателей большое внимание.

Пути, ведущие: а) к уменьшению нестабильности напряжения и тока зажигания; б) к снижению до предельного минимума частоты; в) к повышению до предельного максимума срока службы зажигателей, лежат в повышении однородности состава полупроводниковой массы и входящих в нее примесей и в подборе оптимальных термических режимов обработки зажигателей.

Влияние материала полупроводника и его технологической обработки сказывается на напряжении и токе зажигания через

размеры и расположение зерен в кристалле полупроводника, а также через примеси, нарушающие однородность структуры зажигающего и сильно влияющие на его сопротивление.

Карборундовые зажигающие делаются либо из чистого мелкогранулированного порошка зеленого карборунда, спекаемого при высоких температурах (порядка 1 600—1 800° С), либо из карборунда с добавкой к нему для понижения температуры обжига связующих. Температура обжига снижается в этом случае до 800—1 000° С. Варьируя количество вводимой связки и температуру обжига, можно менять сопротивление таких зажигающих в достаточно широких пределах.

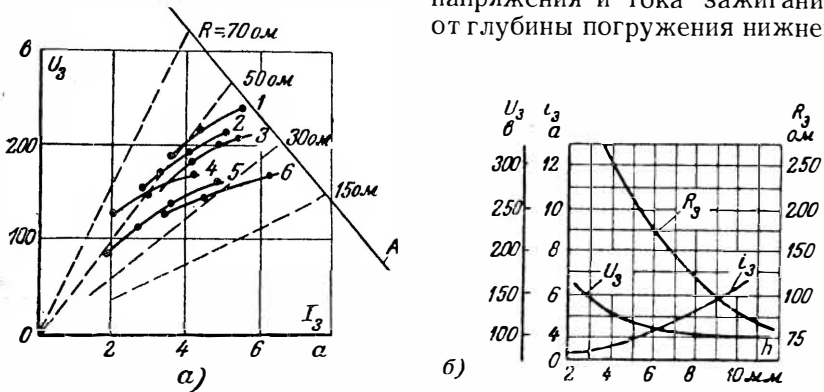
По величине сопротивления производится сортировка и отбраковка зажигающих в процессе их изготовления. В связи с тем, что сопротивление зажигающих нелинейно и сильно зависит от температуры зажигающего, измерение сопротивления обычно производится при одних и тех же значениях тока во избежание колебания температуры зажигающих. При таких измерениях стремятся также свести к достижимому минимуму величину переходных сопротивлений.

У приемлемых по качеству зажигающих, изготавливаемых из чистого карборунда, при форме и размерах их, примерно отвечающих зажигающему, приведенному на фиг. 4-79,а, сопротивление зажигающих при измерении его в статическом режиме (на постоянном токе) лежит обычно в границах от нескольких ом до нескольких десятков ом, а у зажигающих, изготавливаемых из карборундовой массы с прибавкой к ней связующих (фиг. 4-79,б), сопротивление лежит обычно в границах нескольких сот ом.

О величине сопротивления зажигающих в условиях их действительной работы в игнитронах можно судить по вольтамперным характеристикам зажигающих, построенным по результатам сопоставления тех значений напряжения и тока зажигания, которые чаще других встречаются на осциллограммах, подобных приведенным на фиг. 4-82,б. Семейство вольтамперных характеристик, построенное по результатам осциллографических измерений, проведенных у разных экземпляров одного и того же типа игнитрона при определенном нагрузочном токе (что отвечает примерно одной и той же температуре зажигающих), приведено на фиг. 4-83,а.

Кроме состава материала зажигающих и технологического режима их обработки, заметное влияние на вольтамперные характеристики зажигающих оказывают также геометрическая форма и размеры деталей зажигающего, а также глубина погружения зажигающего в ртуть. Переход от цилиндра большего сечения в верхней части зажигающего к цилиндру меньшего сечения либо к конусу в нижней его части обусловлено стрем-

лением возможно больше повысить плотность тока в поясе контактирования зажигающего с ртутью. Форма нижней части зажигающего и глубина погружения ее в ртуть определяют форму поля и его напряженность в пограничном слое, где происходит формирование вспомогательной дуги. Зависимость напряжения и тока зажигания от глубины погружения нижней



Фиг. 4-83. Вольтамперные характеристики зажигающего (а) и их зависимость от глубины погружения зажигающего (б).

части зажигающего в ртуть показывает кривая на фиг. 4-83, б. С повышением глубины погружения напряжение зажигания уменьшается, а ток растет в силу уменьшения переходного сопротивления в нижней части зажигающего. Полное сопротивление зажигающего, найденное как частное от деления  $U_3$  на  $I_3$ , представлено на той же фигуре кривой  $R_3$ . Минимум затрачиваемой мощности на зажигание соответствует глубине погружения, примерно равной 6—8 мм.

В выборе высоты верхней цилиндрической части зажигающего также существует optimum, поскольку с ростом этой высоты увеличивается, с одной стороны, поверхность контакта зажигающего с металлическим держателем его, что уменьшает переходное сопротивление от зажигающего к металлу, но, с другой стороны, повышается падение напряжения вдоль длины цилиндрической части зажигающего. Optimum высоты верхней части зажигающего лежит в границах 10—12 мм. Для уменьшения переходной проводимости в зажигающих современного исполнения молибденовый держатель впрессовывается, как выше уже указывалось, в цилиндрическое тело зажигающего и спекается с ним при температурной обработке зажигающего.

Полупроводниковые зажигающие, так же как большинство других полупроводниковых тел, подвержены старению, т. е. сопротивление их в ходе времени меняется. Это влечет за собой изменение вольтамперных характеристик зажигания. Так как

интенсивность старения зависит от температуры и она тем выше, чем больше рабочая температура зажигателя, то в целях ограничения старения стремятся не допускать высоких рабочих температур на зажигателе. Ограничение рабочей температуры диктуется еще и тем, что при значительном нагреве зажигателей сопротивление в поверхностных слоях их настолько падает, что начинает нарушаться регулярность зажигания (появляются пропуски) вплоть до полного прекращения зажигания.

Путь к ограничению рабочей температуры зажигателя лежит в уменьшении длительности пребывания вспомогательной дуги непосредственно на теле зажигателя. Это достигается выбором схемы зажигания, введением в игнитрон добавочного так называемого подхватывающего анода, на который дуга автоматически переходит после возникновения ее на зажигателе.

Кроме электрических свойств зажигателя, на его рабочий режим и, в частности, на возникновение пропусков заметное влияние оказывает и состояние ртuti катода. Частота пропусков заметно возрастает и ток вовсе прекращается, если ртуть содержит такие примеси, которые в состоянии загрязнить зажигатель и нарушить условия нормального контактирования зерен зажигателя со ртутью, либо когда на поверхности зажигателя содержатся такие вкрапления, которые способны образовать с ртутью амальгаму. Такая амальгама появляется чаще у зажигателей с пористой структурой и у зажигателей, плохо обезгаженных до их установки в вентиле. Амальгамирование имеет также место при плохом вакууме (повышенном давлении) посторонних газов. Поэтому для обеспечения нормальной работы зажигателей желательны их предварительное обезгаживание и проверка их электрических параметров до и после установки их в игнитроне.

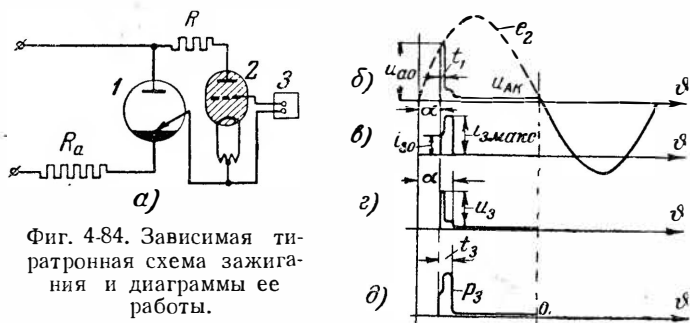
При наличии заметного разброса в вольтамперных характеристиках зажигателей, обусловленного: а) некоторой неоднородностью структуры зажигателей, которой в полупроводниковых телах избежать крайне трудно; б) происходящим старением зажигателей, которое может и не быть одинаковым у разных экземпляров зажигателей; в) разным нагревом зажигателей и, наконец, г) возможными колебаниями уровня ртuti, необходимо, чтобы схема питания была рассчитана на такой разброс и всегда обеспечивала нужные токи и напряжения зажигания. Для этого внешняя характеристика цепи зажигания, показанная в виде прямой  $A$  на фиг. 4-83,а, должна лежать выше семейства вольтамперных характеристик зажигателей. Снимается внешняя характеристика схемы питания цепи зажигания путем измерения напряжения и тока, получаемых на выходе схемы при различной величине нагрузочных сопротивле-



ний  $R$ . Линии нагрузки обозначены на фиг. 4-83,а пунктирными прямыми, исходящими из начала координат.

Нужные по величине и длительности импульсы тока и напряжения в цепи зажигания могут быть получены от различных вариантов схем питания цепи зажигания, выполняющих одновременно и функции цепей управления в тех ignitronных устройствах, где требуется изменять значения выходного напряжения и тока.

Анализируя более подробно варианты таких схем в третьей части книги, мы здесь дополнительно к схеме зависимого управления, приведенной на фиг. 4-80,а, не рассчитанной на



Фиг. 4-84. Зависимая тиратронная схема зажигания и диаграммы ее работы.

возможность изменения угла управления  $\alpha$ , вкратце рассмотрим простейшие схемы зависимого и независимого управления, позволяющие изменять угол  $\alpha$  в широком диапазоне его значений.

Простейшая схема зависимого управления приведена на фиг. 4-84,а. Она отличается от приведенной на фиг. 4-80,а только тем, что здесь вместо газотрона взят тиратрон 2. Меняя момент зажигания дуги в тиратроне при помощи устройства сеточного управления 3, мы тем самым меняем угол запаздывания зажигания дуги в ignitronе 1 на угол  $\alpha$ .

Для того чтобы сделать более наглядным прохождение во времени отдельных этапов в процессе зажигания дуги диаграммы токов и напряжений, приведенные на фиг. 4-84,б — д, даны в несколько преувеличенном масштабе времени. Дуга в тиратроне зажигается при угле запаздывания  $\alpha$ . В период прохождения тока через зажигатель  $t_1$  (предзарядный период) ток  $i_3$  быстро нарастает до  $i_{30}$  (фиг. 4-84,в), при котором зажигается вспомогательная дуга на зажигателе. Напряжение на зажигателе  $u_3$  (фиг. 4-84,г) отличается от анодного напряжения  $u_{a0}$  (фиг. 4-84,б) на величину падения напряжения в ограничительном сопротивлении  $R$ , защищающем зажигатель и тиратрон от чрезмерных токов при возможных пропусках зажигания. При зажи-

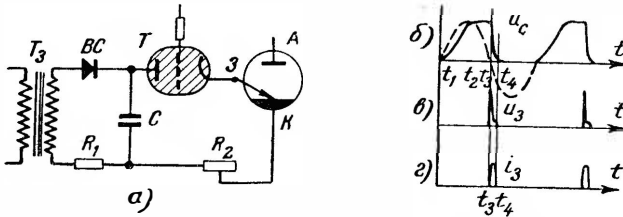
гании вспомогательной дуги ток в цепи зажигающего возрастает до  $i_{з.макс}$  в связи с шунтированием вспомогательной дугой (анодный конец которой перебрасывается на верхнюю обмотку зажигающего) сопротивления зажигающего, а напряжение на зажигающем  $u_з$ , так же как и напряжение на аноде игнитрона, уменьшается. После зажигания дуги на анод ток в самом зажигающем, так же как и напряжение на нем, не падает до нуля (о чем раньше при анализе режима работы схемы на фиг. 4-80,а в целях упрощения рассмотрения вопроса не говорилось), а снижается, как это видно из диаграммы, до некоторого минимума. Сохранение некоторого минимума тока в зажигающем объясняется тем, что последний окружен плазмой от главной дуги и продолжает поэтому нести функции электрода (зонда), принимающего на себя некоторый поток электронов и ионов, диффундирующих из плазмы дуги. По отношению к плазме дуги верхний конец зажигающего приобретает при этом потенциал, близкий к потенциалу изолированной стенки, т. е. он на  $U_{s0}$  (примерно 6—8 в) меньше потенциала прилегающего к нему участка плазмы. Поскольку этот участок плазмы превышает потенциал катода больше, чем на  $\Delta U_k$  (примерно 9—10 в), ток в зажигающем отвечает падению напряжения в нем (примерно 2—3 в).

Полная мощность, теряемая в зажигающем (фиг. 4-84,д), вызывающая его нагрев, определяется проходящим через него током и напряжением на нем в течение всей проводящей части периода, а также той частью мощности, которую зажигающий воспринимает при горении вспомогательной дуги. В рассматриваемой схеме эта мощность минимальна, и поэтому зажигающий работает здесь в наиболее благоприятных условиях.

Недостатками схемы являются: а) малая точность фиксации угла запаздывания  $\alpha$  в связи с разбросом в значениях тока зажигания. Разброс в рассматриваемой схеме усиливается в связи с изменяющимся значением напряжения питания цепи зажигающего, при изменении угла запаздывания  $\alpha$ ; б) необходимость применять тиратроны, выдерживающие такие же обратные напряжения, как и игнитроны, что в высоковольтных установках требует применения значительных по габаритам и стоимости тиратронов, потребляющих притом относительно большую мощность в цепи накала. Зависимые схемы применяются поэтому преимущественно в низковольтных устройствах (устройствах сварочного типа и устройствах, питающих низковольтные сети постоянного тока).

Независимая схема управления, в которой малая продолжительность прохождения тока через зажигающий достигается при помощи разряда конденсатора в цепи зажигающего, приведена на фиг. 4-85,а. Конденсатор  $C$  заряжается периодически от вспомогательного трансформатора  $T_з$  через вспомога-

ный вентиль  $BC$  и небольшое ограничительное сопротивление  $R_1$  (для уменьшения начального значения тока в вентиле  $BC$ ). Разряжается конденсатор при открытии сеткой тиратрона  $T$ . Вентиль  $BC$  включается в цепь вторичной обмотки так, чтобы заряд конденсатора проходил, как это показано на диаграмме фиг. 4-85,б, в положительную часть периода, а разряд — в отрицательный для цепи управления и положительный для анодной игнитрона цепи полупериод, как показано на фиг. 4-85,б. Малое время разряда достигается в рассматриваемой



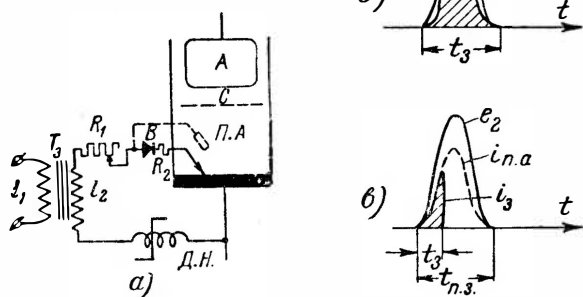
Фиг. 4-85. Независимая тиратронно-конденсаторная схема зажигания и диаграмма ее работы.

тиратронно-конденсаторной схеме выбором малой постоянной времени разрядной цепи  $C(R_2 + R_3)$ , где  $R_3$  — сопротивление зажигающего, а  $R_2$  — регулировочное сопротивление. Влияние на постоянную времени цепи сопротивления зажигающего  $R_3$  ограничивается в известной мере наличием регулировочного сопротивления  $R_2$ . Последнее облегчает также начальную настройку схемы на оптимальный режим работы зажигающего. В связи с тем, что формирование дуги на главный анод требует для себя некоторого минимума времени  $t_{\phi}$  (характеризуемого для одного из типов игнитронов фиг. 4-82,а), сокращение времени разряда конденсатора с целью повышения точности фиксации момента зажигания и уменьшения мощности в зажигающем ограничено в рассматриваемой схеме значением, равным сумме предразрядного времени и времени формирования дуги.

Другой вариант схемы с независимым управлением, в которой тиратрон заменен электромагнитным элементом — дросселем насыщения  $ДН$ , — приведен на фиг. 4-86,а. Дроссель насыщения вместе с включенными в цепь вторичной обмотки трансформатором  $T_3$  и сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$  повышает крутизну фронта нарастания и сокращает продолжительность прохождения положительного импульса тока через зажигающий и вспомогательный вентиль, как это показывает диаграмма на фиг. 4-86,б.

Не во всех, однако, преобразовательных схемах и типах игнитронов допустима малая продолжительность горения вспомогательной дуги до зажигания главной дуги. Так, например,

в трехфазной мостовой схеме (описанной в § 1-8 первой части книги), где работа вентилях разных групп чередуется в шахматном порядке со сдвигом в  $60^\circ$ , продолжительность горения вспомогательной дуги в игнитроне должна быть не менее чем  $60^\circ$  (либо такая дуга должна зажигаться дважды в течение периода), с тем чтобы могло бы быть обеспечено начало работы схемы в целом. В этом случае игнитрон снабжается дополнительным так называемым подхватывающим анодом П.А. (присоединение к которому на схеме показано пунктиром). На такой анод вспомогательная дуга переходит (так же как и в схемах



Фиг. 4-86. Электромагнитная схема зажигания с подхватывающим анодом и диаграммы ее работы.

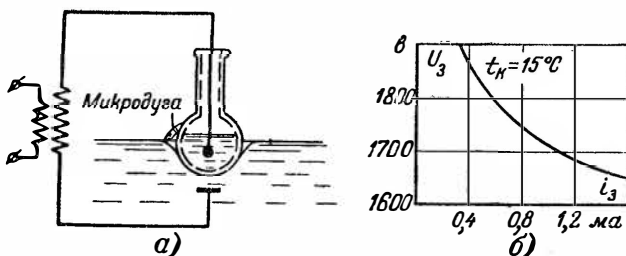
с зависимым управлением) автоматически после ее появления на зажигателе. Подхватывающий анод с целью продления горения вспомогательной дуги до зажигания главной вводится и в те типы игнитронов, которые снабжаются сетками управления.

Помимо повышения точности фиксации угла управления, сетки в высоковольтных игнитронах (при рабочих напряжениях, превышающих 3—5 кВ) позволяют предупредить самопроизвольное зажигание дуги на главный анод (до появления вспомогательной дуги) через формирование катодного пятна на границе соприкосновения нагретого зажигателя с ртутью.

Поиски путей к уменьшению мощности в цепи зажигания и повышению точности в фиксации момента зажигания вспомогательной дуги привели к разработке еще одного варианта системы электрического зажигания вспомогательной дуги, в котором полупроводниковый зажигатель заменен диэлектрическим, изготавливаемым из стекла, кварца либо керамики. Принципиальная схема, поясняющая действие такого зажигателя, приведена на фиг. 4-87,а. Напряжение подведено здесь к ртути катода, являющейся внешней обкладкой по отношению

к стеклянному баллону (колбе), наполовину погруженному в ртуть, и к внутренней обкладке колбы, контактной поверхностью которой является аквадаг (коллоидальный раствор графита), а иногда и ртуть, заполняющая внутренность колбы. При быстром изменении напряжения, подводимого к электродам, можно заметить, что в просвете, созданном ртутным мениском и наружной поверхностью стеклянной колбы, возникает искра, переходящая затем в микродугу с катодным пятном на ртути.

Возникновение дуги обусловлено и здесь полем большой напряженности, возникающим у поверхности ртути в нижней



Фиг. 4-87. Схема включения диэлектрического зажигателя (а) и его вольтамперная характеристика (б).

части ртутного мениска. Конденсаторный элемент, накапливающий заряд для создания такого поля, состоит здесь из проводящих слоев ртути либо аквадага и ртути и заключенного между ними двухслойного диэлектрика: стекла и вакуумного промежутка, образованного ртутным мениском с находящимися в нем ртутными парами. В нижней части мениска возникает искра, переходящая затем в микродугу. Искра и дуга возникают в тот полупериод переменного напряжения, когда ртуть катода отрицательна по отношению к внешнему электроду. Проводимость через стекло обеспечивается током смещения, а проводимость в промежутке — разрядом в парах ртути.

Микродуга, появляющаяся вначале в нижней части промежутка, поднимается затем вверх благодаря более благоприятным условиям ионизации при увеличении длины ионизационного промежутка. С выходом катодного пятна вспомогательной дуги на поверхность ртути создается возможность и для формирования главной дуги.

Представление о порядке величин токов и напряжений  $I_3$  и  $U_3$ , требующихся для формирования вспомогательной дуги при диэлектрическом зажигателе, дает кривая (вольтамперная характеристика вспомогательной дуги), приведенная на фиг. 4-87,б. Уменьшение напряжения зажигания с ростом тока зажигания объясняется более быстрым зарядом элементарного

конденсатора, поле которого определяет ионизацию разрядного промежутка. Приведенная вольтамперная характеристика относится к указанной на фигуре температуре ртути. С повышением этой температуры вольтамперная характеристика дуги снижается, что может быть объяснено повышением плотности пара в ртутном мениске.

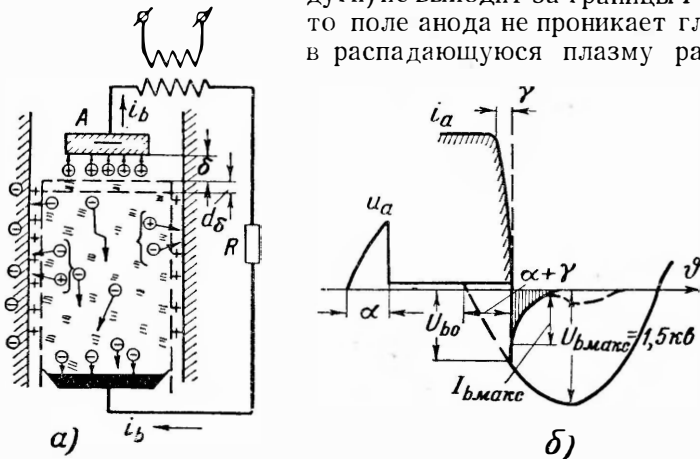
Сопоставляя между собой численные значения мощности, требующейся для зажигания вспомогательной дуги при диэлектрических и полупроводниковых зажигателях, мы видим, что мощность у диэлектрических зажигателей на два—три порядка меньше, чем у полупроводниковых. В этом их несомненное преимущество. На пути освоения их применения в мощных типах металлических вентилях встречаются еще, однако, трудности, заключающиеся в заметном старении в ходе времени диэлектриков, находящихся одновременно под воздействием приходящего извне (от главной дуги) тепла и относительно большой напряженности поля в толще стекла. У менее мощных типов вентилях (изготавливаемых обычно из стекла) внешняя мощность, воспринимаемая электрическим зажигателем, относительно невелика, и поэтому срок службы здесь (при подборе соответствующих сортов стекла) получается значительным. Стекланные игнитроны с диэлектрическим зажигателем (получившие фирменное название „синдетронов“) серийно выпускаются голландской фирмой Филипс. У нас еще не завершена стадия лабораторных разработок по созданию сортов стекол и керамики, которые при достаточно малой толщине и большой диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  обладали бы вместе с тем необходимым сроком службы.

#### 4-18. ОБРАТНЫЙ ТОК В РТУТНЫХ ВЕНТИЛЯХ

В тех типах ртутных вентилях, в которых после гашения главной дуги нет других горящих дуг, как, например, в игнитронах, ход процессов в непроводящую часть периода у главного анода качественно не отличается от рассмотренных нами явлений (§ 2-9) в приборах с накалимым катодом. И здесь у отрицательного анода в силу отталкивания им электронов в первый же момент после гашения дуги возникает ионная оболочка, как это схематически показано на фиг. 4-88,а. Из такой оболочки ионы уходят к аноду, создавая обратный ток на участке у анода. Из близлежащего к оболочке участка плазмы входят при этом в оболочку новые ионы, поддерживая непрерывность тока. В остальной части разрядного промежутка обратный ток создается электронами, быстро проходящими благодаря своей высокой подвижности через плазму на своем пути к катоду. В то время как заряды разного знака расходятся к электродам, формируя обратный ток, заряды обоих

знаков и притом в одинаковом количестве уходят к изолированным стенкам и другим деталям внутри вентиля, в силу чего концентрация зарядов в плазме непрерывно убывает (разрядный промежуток деионизируется). Длительность обратного тока определяется временем деионизации разрядного промежутка.

Если величина отрицательного потенциала на аноде по отношению к катоду (или, что почти то же, по отношению к плазме дуги) не выходит за границы 1—2 кВ, то поле анода не проникает глубоко в распадающуюся плазму разряда,



Фиг. 4-88. Формирование составляющих обратного тока (а) и осциллограмма обратного тока (б).

пока концентрация зарядов в плазме достаточно велика. Поэтому хотя толщина оболочки по мере нарастания обратного напряжения и растет, но этот рост по абсолютной величине вначале настолько мал, что границу, отделяющую плазму от ионной оболочки у анода, можно считать почти неподвижной. В таком режиме к аноду через ионную оболочку приходят только те ионы, которые из пограничного слоя плазмы переходят в оболочку при беспорядочном движении ионов в плазме. Количество таких ионов, образующих так называемую „деионизационную“ составляющую обратного тока, постепенно убывает в соответствии с уменьшением концентрации зарядов в распадающейся плазме. Деионизационная составляющая обратного тока при  $U_{b,max} = 1-2$  кВ изменяется по уравнению (2-43).

Если расстояние между анодом и сеткой заметно меньше их диаметров, то  $\tau$  вычисляется, как для плоских электродов по (1-126), а начальное значение обратного тока — по (2-44). Если расстояние между анодом и сеткой соизмеримо с радиусом окружающей их манжеты, то  $\tau$  вычисляется по (1-123), а начальное значение обратного тока при отсутствии запаздывания

( $\alpha = 0$ ) либо при малых углах запаздывания ( $\alpha < 30^\circ$ ) может быть вычислено по следующей формуле [Л. 67]:

$$I_{b0} = \frac{n_{i0} v_i}{4} = \frac{n_{i0} \bar{c}_i}{2\sqrt{2}x} \sqrt{\left(1 - \frac{3}{2x} + \frac{3}{4x^2}\right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4x^2}\right) e^{-2x}}, \quad (4-56)$$

где  $\bar{c}_i$  — среднеарифметическая скорость ионов при их хаотическом движении;

$x = \frac{t_\gamma}{\tau}$  — отношение длительности периода коммутации  $t_\gamma$  (время, в течение которого две сменяющие друг друга дуги горят одновременно) к постоянной времени деионизации  $\tau$ .

Если угол запаздывания  $\alpha > 30^\circ$ , то значение  $I_{b0}$  может быть вычислено по более простой формуле

$$I_{b0} = \frac{n_{i0} \bar{c}_i}{4\sqrt{2}x} \sqrt{1 - (1 + 2x)e^{-2x}}. \quad (4-57)$$

Если бы постоянная времени  $\tau$  сохраняла постоянное значение в течение всего периода деионизации, то кривая обратного тока при обратном напряжении, не превышающем 1—2 кВ, спадала бы строго по экспоненте. В действительности же  $\tau$  в ходе деионизации увеличивается, поскольку уменьшаются температура  $T_e$  и определяемый ею коэффициент двуполярной диффузии  $D_a$ . Поэтому спад кривой обратного тока в ходе времени замедляется, как это показывает кривая под осью абсцисс на фиг. 4-88,б. Над осью абсцисс на этой фигуре нанесен последний участок кривой прямого тока, включающий угол коммутации  $\gamma$  (пропорциональный времени коммутации  $t_\gamma$ ).

Когда в вентиле с погасшей главной дугой горят другие дуги, как это имеет, например, место в экзитронах, кроме ионов, уходящих к отрицательному аноду из распадающейся плазмы собственной дуги, к нему направляются ионы, диффундирующие от дуги возбуждения, а также и от горящих по соседству других дуг (если экзитрон многоанодный).

В диффузии зарядов от горящих дуг в вентиле участвуют электроны и ионы (двуполярная диффузия), но при подходе к аноду зарядов обоих знаков поле его притягивает только ионы, ускоренно направляя их к аноду, а электроны этим полем отталкиваются. К деионизационной составляющей обратного тока добавляется в этом случае диффузионная его составляющая, ход которой показывает пунктирный участок кривой на фиг. 4-88,б. Величина диффузионной составляющей обратного тока зависит от концентрации и скорости ионов, приближающихся к аноду. Эта концентрация зависит в свою



очередь: а) от концентрации зарядов у места их выхода из столба горячей дуги; б) от удаленности анода от места выхода зарядов и, наконец, в) от числа и размеров каналов, через которые проходит диффундирующая плазма.

Влияние каналов на ослабление концентрации может быть учтено по (4-50). Только при отсутствии фильтра либо слишком большой его проницаемости деионизационная составляющая обратного тока достигает заметных значений. При наличии фильтра с умеренной проницаемостью и в особенности, когда вентиль, кроме фильтра, имеет еще сетку управления, дополнительно ослабляющую концентрацию проходящих через нее зарядов, число доходящих до анода ионов оказывается настолько малым, что деионизационной составляющей обратного тока можно пренебречь.

Когда отрицательный потенциал на аноде превышает 1—2 кВ, поле анода начинает активно влиять, как об этом уже говорилось в § 2-9, на ход деионизации, а следовательно, и на ход кривой обратного тока. Количественно это влияние сказывается в том, что возрастает начальное значение обратного тока и сокращается его продолжительность. Рост начальных значений обратного тока объясняется здесь тем, что поле анода по мере нарастания обратного напряжения все глубже и глубже проникает в плазму (фиг. 4-88, а), расширяя за счет плазмы толщину ионной оболочки на  $d\delta$ . При таком расширении оболочки в ионный поток, направляющийся к аноду, вливаются не только те ионы, которые выходят из пограничного слоя плазмы в силу их беспорядочного (теплого) движения, но и ионы из дополнительного слоя плазмы  $d\delta$ , превращаемого полем в ионную оболочку в силу быстрого ухода отсюда электронов.

Плотность обратного тока можно в этом случае рассматривать как сумму двух составляющих: а) одной, соответствующей, как и в предыдущем случае, заполнению ионной оболочки ионами, выбрасываемыми плазмой благодаря хаотическому движению зарядов в ней (статическая составляющая обратного тока), и б) другой (динамической составляющей), получающейся от расширения под действием отрицательного поля анода толщины ионной оболочки. Эти составляющие соответствуют двум слагаемым в правой части уравнения

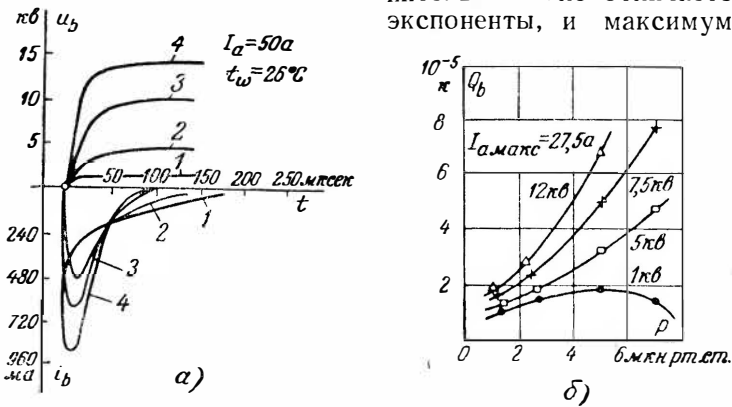
$$j_b = \frac{1}{4} en_i \bar{v}_e + en_i \frac{d\delta}{dt}, \quad (4-58)$$

где  $\frac{d\delta}{dt}$  — скорость перемещения границы оболочки, зависящая от скорости нарастания обратного напряжения.

За счет второго слагаемого в (4-58) и растет величина обратного тока, когда обратное напряжение превышает 1—2 кВ. Этот рост и показывают приведенные на фиг. 4-89, а осцилло-

граммы обратного тока, снятые в экспериментальном макете ртутного вентиля, работавшего при прямом токе ( $I_a = 50 \text{ а}$ ) и температуре охлаждающей среды ( $t_w = 50^\circ \text{С}$ ) и разных значениях обратного напряжения, начиная от  $1,5 \text{ кв}$  и кончая  $15 \text{ кв}$ . Обратное напряжение, возникавшее на вентиле после прохождения прямого тока, возрастало до некоторого постоянного значения, на котором удерживалось до перезарядки конденсатора, имевшегося в экспериментальной схеме.

Из хода приведенных осциллограмм обратного напряжения (над осью абсцисс) и обратного тока (под осью абсцисс) видно, что при обратном напряжении  $U_b = 1,5 \text{ кв}$  обратный ток сравнительно мало отличается от экспоненты, и максимум его



Фиг. 4-89. Осциллограмма обратного тока (а) и изменение остаточного заряда в функции от давления (б).

совпадает с началом непроводящей части периода. При увеличении обратного напряжения максимум обратного тока все больше и больше нарастает за счет увеличения динамической составляющей обратного тока. В силу влияния этой же составляющей обратного тока максимум его отодвигается от оси ординат.

Теоретический анализ хода динамической составляющей обратного тока показывает, что максимум этой составляющей соответствует моменту, когда скорость нарастания обратного напряжения также проходит через максимум. Некоторое дополнительное возрастание обратного тока при увеличении обратного напряжения может быть вызвано также появлением новой составляющей в обратном токе, создаваемой электронами, эмиттируемыми анодом при бомбардировке его ионами распадающейся плазмы и ионами, возникающими в результате ионизации пара в разрядном промежутке.

Опыты, проведенные Н. Б. Розановой, показали, что коэффициент эмиссии, возникающей при бомбардировке анода ионами, становится заметной величиной, только когда обратное напряжение начинает превышать 40—50 *кв*. Поэтому у вентиля с меньшим обратным напряжением эмиссионной составляющей электронного тока можно пренебречь, считая, что все дополнительное возрастание обратного тока создается электронами, возникающими в результате новой ионизации. В обратном токе появляется при этом третья составляющая обратного тока, которая может быть названа „ионизационной“ составляющей этого тока.

Для того чтобы проверить, в какой мере ионизационная составляющая тока может усилить величину обратного тока, В. Л. Грановским и И. А. Лукацкой [Л. 78] было проведено осциллографирование обратных токов при разных значениях обратного напряжения и нарастающем давлении пара. Исследования проводились в экспериментальном макете ртутного вентиля, анод в котором был электрически соединен через небольшое сопротивление со стенками прибора, изолированными от катода. Все оставшиеся от столба дуги заряды вместе с вновь образовавшимися входили в этом случае в величину обратного тока, регистрируемого осциллографическим путем. Результаты проведенных измерений в пересчете на суммарный заряд, входивший в обратный ток, представлены семейством кривых на фиг. 4-89,б. Заряд, величины которого нанесены на оси ординат, подсчитывался путем графического интегрирования кривой обратного тока.

При отсутствии ионизационной составляющей в обратном токе заряд  $Q$  должен был бы оставаться неизменным с изменением давления при заданном напряжении на аноде. Такое примерно положение имеет место, как это видно из хода кривых, при  $U_b \approx 1$  *кв*. Некоторое снижение заряда при этом напряжении, когда давление пара становится выше 5—6 *мм рт. ст.*, говорит о возможности частичной нейтрализации зарядов и в объеме, если давление пара превышает указанные границы. При более высоких значениях анодного напряжения кривые показывают рост заряда, что свидетельствует об увеличении ионизационной составляющей тока. Это увеличение может привести, как это показывает начерченная пунктиром осциллограмма на фиг. 4-90 (снятая в стеклянном экзитроне без фильтра), к росту мгновенного значения обратного тока при прохождении обратного напряжения через максимум. Такой рост приводит в конечном итоге к развитию самостоятельного тлеющего, а затем и дугового разряда (обратного зажигания).

Кроме влияния обратных токов на возникновение обратных зажиганий (что более подробно анализируется в следующем

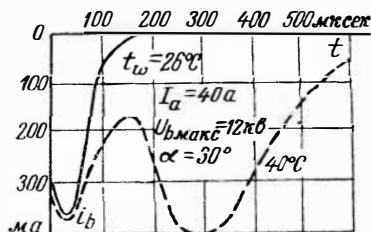
параграфе), они вызывают также (в значительно большей мере, чем обратные токи на сетку) распыление поверхности анода. Уменьшение такого распыления достигается: а) выбором сортов графита (из которого в большей своей части изготавливаются аноды у ртутных вентилях), устойчивых против распыления; б) уменьшением абсолютной величины обратного тока путем ограничения объема плазмы, входящей в пространство между приемной поверхностью анода и ближайшими к ней поверхностями сетки либо фильтра, анодной манжеты либо стенок корпуса; в) обеспечением возможно более равномерного распределения плотности прямого и обратного токов по поверхности анода (что достигается выбором конфигурации и размеров отверстий в сетке и фильтре).

Равномерное распределение прямого тока предупреждает перегревы одних участков анода против других, а равномерное распределение обратного тока — появление локальной плотности тока, заметно превосходящей среднюю. Повышенный нагрев и повышенная плотность обратного тока весьма заметно сказываются на интенсивности распыления.

Когда анодная головка изготовлена из стали (температура испарения у которой много меньше, чем у графита), может иметь место локальное испарение материала анодной головки под действием электронной бомбардировки анода в период формирования на него дуги. До появления плазмы потенциал на аноде велик, в связи с чем и энергия, сообщаемая ему электронами, достаточно высока. Испарение, обусловленное электронной бомбардировкой анода, особенно заметно тогда, когда электронные потоки фокусируются в одном либо небольшом числе отверстий, образующих сквозной канал от катода до анода.

#### 4-19. ОБРАТНЫЕ ЗАЖИГАНИЯ В РТУТНЫХ ВЕНТИЛЯХ

Качественные и отчасти количественные закономерности, определяющие повторяемость возникновения обратных зажиганий, были нами рассмотрены в § 2-10 применительно к приборам с накалимым катодом. Как указывалось, ионы обратного тока попадают на анод со значительной энергией благодаря ускорению их отрицательным полем анода и могут создать на его поверхности центры электронной эмиссии, кладущие начало развитию дуги обратного зажигания, горячей при обратной



Фиг. 4-90. Оциллограммы обратного тока в ртутном вентиле при нормальной и повышенной температурах охлаждающей среды.

полярности на электродах (когда анод отрицателен и катод положителен). Характерным в развитии обратного зажигания является то, что оно может и не проходить через промежуточную стадию тлеющего разряда, поскольку ионы обратного тока (который может рассматриваться как несамостоятельный разряд) могут непосредственно формировать эмиссионные центры на поверхности анода. Условиями, способствующими формированию центров, являются:

1) наличие вкраплений в материале головки анода активных примесей, в частности примесей щелочноземельных металлов, диффундирующих на поверхность анода при его нагреве; такие примеси при высокой температуре анода могут явиться центрами термоэлектронной эмиссии;

2) наличие газовых включений в материале анода, диффузия которых на поверхность анода может привести также к активировке микроучастков на поверхности анода и к повышению местного давления, способствующего повышению ионизационной составляющей обратного тока;

3) наличие загрязнений на поверхности анода в виде тонких диэлектрических либо полупроводящих микропленок; оседающие на них ионы обратного тока создают центры электростатической эмиссии, переходящие в процессе развития разряда в катодные пятна.

Кроме указанных причин, в ртутных вентилях сильно сказывается, как это показали в своих исследованиях А. Е. Аскинази, М. А. Гуревич и Л. А. Сена [Л. 57], действие еще одной причины, приводящей к возникновению катодных пятен на аноде, а именно попадание на анод ртутных капель, уносимых с катода уходящими от него струями пара. Проходя через ионную оболочку, возникающую у анода в начале непроводящей части периода (в период деионизации плазмы), ртутные капли заряжаются положительно и при приближении к поверхности отрицательного анода создают на участке кратчайшего сближения поле, достаточное для появления электростатической эмиссии. Переходу начальной эмиссии в катодное пятно способствует здесь испарение капли, повышающее местное давление пара.

Интенсивное испарение капли у анода может привести к обратному зажиганию и в том случае, когда капля не несет заряда, но при этом процесс развития обратного зажигания идет через тлеющий разряд, создающий начальную эмиссию из поверхности анода.

Так как появление отдельных из названных выше причин, приводящих к обратным зажиганиям либо совокупности некоторых из них, не носит регулярного характера, а зависит от случайного сочетания физических условий, то количественные зависимости, связывающие между собой отдельные величины, учитываются по законам вероятности. Повторяемость обратных

зажиганий учитывается по среднему числу их за единицу времени (по частоте обратных зажиганий). В эксплуатационных условиях, где обратные зажигания представляют собой относительно редкое явление, в качестве единицы времени принимают обычно месяц, но при лабораторных исследованиях для сокращения периода наблюдений частота обратных зажиганий искусственно повышается (путем форсировки причин, приводящих к обратным зажиганиям) настолько, насколько это необходимо для выбора в качестве единицы отсчета меньшего отрезка времени. Наиболее удобной в этом отношении единицей является минута. Результаты всех приводимых ниже лабораторных исследований частоты обратных зажиганий  $\eta$  отнесены поэтому к одной минуте.

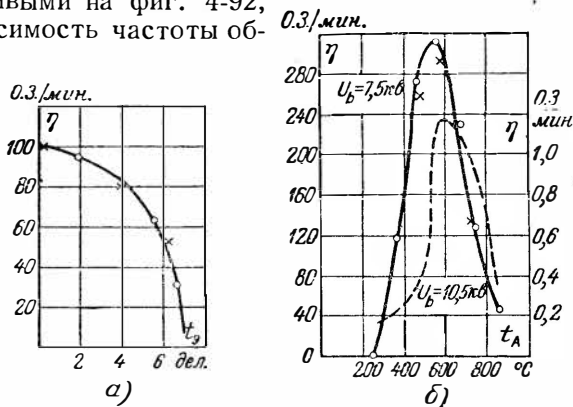
Насколько велика роль ртутных капель в создании обратных



Фиг. 4-91. Частота обратных зажиганий при нефиксированном (а) и фиксированном (б) катодном пятне в функции угла установки отражателя.

зажиганий (когда они искусственным путем направляются на поверхность анода), показывают кривые на фиг. 4-91, а и б, полученные Г. Н. Голубчиным и Л. А. Сена [Л. 47] в экспериментальных макетах ртутных вентилях. Испытуемый анод, на который подавался отрицательный потенциал, был расположен под прямым углом к линии разряда, который горел между катодом и другим анодом. Капли ртути попадали на испытуемый анод после отражения от промежуточного плоского экрана. При этом ртутные капли до попадания проходили через ионную оболочку, возникавшую у анода за счет диффундировавших к нему ионов из плазмы дуги. Число капель, попадавшее на анод, регулировалось углом наклона отражателя  $\varphi$ . Максимальное число попадавших на анод капель соответствовало  $\varphi = 45^\circ$ , так как угол падения был равен углу отражения. С изменением угла наклона отражателя от  $\varphi = 45^\circ$  число капель, попадавших на испытуемый анод, резко уменьшалось. Угол  $\varphi$  выбран в качестве аргумента и нанесен на оси абсцисс на фиг. 4-91, а и б. На оси ординат нанесена частота регистрируемых обратных зажиганий. Углу  $\varphi = 45^\circ$  соот-

ветствует на фиг. 4-91, *а* и *б* резко выраженный максимум частоты обратных зажигания. Кривая на фиг. 4-91, *а* относится к свободно бегающему (нефиксированному) катодному пятну, а кривая на фиг. 4-91, *б* — к фиксированному пятну. Благодаря меньшему числу ртутных капель, уносимых паром при фиксации пятна, частота обратных зажигания при таком пятне много меньше (почти на два порядка величины), чем при нефиксированном пятне, несмотря на то, что в первом случае напряжение на испытуемом аноде почти в 4 раза больше, чем во втором случае. Практически важным является и характеризующая кривыми на фиг. 4-92, *а* и *б* зависимость частоты об-



Фиг. 4-92. Частота обратных зажигания в функции от температур экрана (*а*) и анода (*б*).

ратных зажигания от температуры экрана  $t_{\text{э}}$ , отражающего капли на анод (кривая на фиг. 4-92, *а*) и температуры анода  $t_A$ , принимающего ртутные капли (фиг. 4-92, *б*). Когда экран выполнен из графита либо стали, как видно из фиг. 4-92, *а*, число обратных зажигания резко уменьшается, что может быть объяснено уменьшением числа капель, доходящих до анода. При других материалах, в частности при экране из стекла, эта зависимость в наблюдаемом диапазоне температур более слабо выражена. Значения температуры нанесены на оси абсцисс в относительных единицах, так как фактические температуры отражателя в условиях проводимых опытов было трудно установить. На оси абсцисс на фиг. 4-92, *б* нанесена шкала фактических температур у анода. Сплошная кривая со шкалой частоты обратных зажигания слева относится к нефиксированному катодному пятну, а пунктирная со шкалой на правой вертикали — к фиксированному пятну. Для обеих кривых характерен явно выраженный максимум (называемый температурным максимумом), лежащий в границах 500—600°С. Его наличие

авторы объясняют тем, что при низкой температуре анода капли медленно испаряются и мало меняют поэтому плотность пара перед анодом, а при температурах более высоких, чем  $500\text{--}600^\circ\text{C}$ , капли, получающие тепло от излучающего анода, быстро испаряются, еще не доходя до анода.

Снижение до предельно достижимого минимума вероятности возникновения обратных зажиганий от попадания ртутных капель на анод решается конструкцией ртутного вентиля и, в частности, средствами защиты анода от прямых струй пара и положением наиболее холодных участков корпуса вентиля, выполняющих функцию конденсационного пояса. Полного устранения попадания капель на анод добиться, однако, трудно, так как они могут дойти до анода после многократного их отражения от стенок.

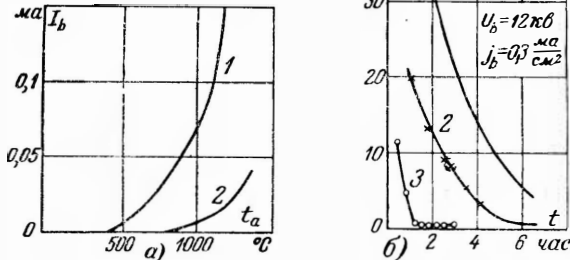
Предельный минимум частоты обратных зажиганий, развивающихся из термоэлектронной эмиссии, достигается: а) применением для анодных головок таких сортов графита либо стали, которые имеют ничтожно малый процент металлической примеси (золы), в особенности примесей щелочноземельных металлов (в отечественных сортах графита марки АРВ-ГМ эти примеси не превышают  $0,1\%$ ); б) ограничением рабочей температуры анода  $700\text{--}800^\circ\text{C}$ . В какой степени важны даже десятые доли процента примеси в отношении снижения термоэлектронной эмиссии, показывают кривые 1 и 2 на фиг. 4-93,а, из которых первая показывает рост термоэлектронного тока при  $0,5\%$  примеси, в то время как кривая 2 относится к графиту, в котором примесь не превышает  $0,1\%$ . При граничной температуре анода  $700\text{--}800^\circ\text{C}$  термоэлектронная эмиссия, как видно из кривой 2, ничтожно мала. Установленный предел температуры, отвечающий максимальным токам нормальной нагрузки вентиля, является благоприятным и с точки зрения дополнительного снижения вероятности попадания ртутных капель на анод, как это видно из кривых на фиг. 4-92,б.

Выбором материала анода решается первая задача по сведению к минимуму обратных зажиганий. Второй задачей является удаление из материала анодных головок до предельно возможной степени заключенных в них газов. Эта операция (носящая название обезгаживания анода) производится предварительно в высокотемпературных вакуумных печах, при нагреве графитовых головок до  $1700\text{--}1800^\circ\text{C}$ . Насколько степень обезгаживания анодных головок влияет на снижение частоты обратных зажиганий, показывают кривые 1, 2 и 3 на фиг. 4-93,б, снятые на одном и том же образце анодного графита, но в разных стадиях его обезгаживания. Кривая 1 относится к графиту, который не подвергался предварительному обезгаживанию, кривая 2 — к графиту, предварительно обезгаженному в вакуумной печи, а кривая 3 — к графиту, прошед-

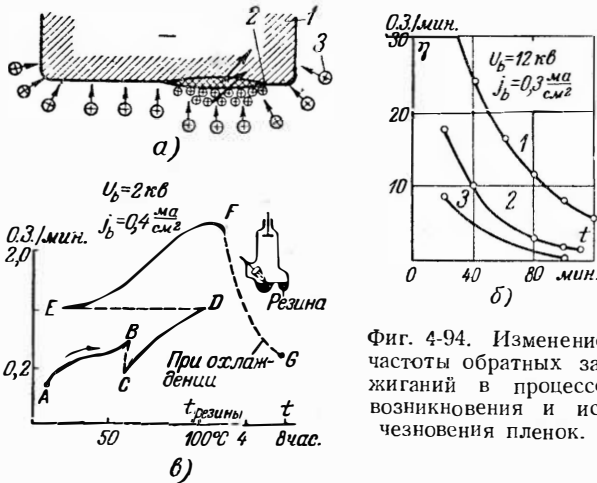


шему две стадии обезгаживания: в вакуумной печи при температуре 1700—1800° С и затем в собранном вентиле при удалении газов из всех его внутренних деталей — процессе, носящем название формовки вентиля. При этой формовке головка анода нагревалась при помощи внутреннего электрического нагревателя до температуры 700—800° С.

Приведенные кривые, типичные и для всех других случаев,



Фиг. 4-93. Термоэлектронные токи в функции от температуры анода (а) и частота обратных зажигания в процессе обезгаживания анода (б).



Фиг. 4-94. Изменение частоты обратных зажигания в процессе возникновения и исчезновения пленок.

показывают, насколько важны для последующей нормальной работы вентиля обе стадии обезгаживания: в вакуумной печи и при проведении формовки вентиля. Не менее важно очистить поверхность анода от загрязнений, в особенности от тех из них, которые образуют устойчивые диэлектрические микропленки. Такие пленки, как схематически показано на фиг. 4-94,а, при оседании на них ионов являются центрами электростати-

ческой эмиссии. Толщина таких пленок, как показали ориентировочные расчеты, проведенные В. Д. Андреевым [Л. 68], лежит в границах  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  см. При таких толщинах уже относительно небольшая концентрация оседающих на них ионов оказывается достаточной для создания напряженности поля, требующейся для эмиссии. Переход эмиссионных центров в катодные пятна зависит не только от интенсивности начальной эмиссии, но еще и от условий ионизации электронами пара либо газа на участке вблизи анода. Часть из оседающих на анодных головках диэлектрических пленок (термически менее устойчивая) испаряется с их поверхности еще в процессе обезгаживания головок в высокотемпературных вакуумных печах. Другая их часть (термически и химически более устойчивая) удерживается на поверхности анодов, и их удаление становится возможным только при более активном воздействии на поверхность анода. Лучшим методом такого воздействия является разрушение пленок при помощи бомбардировки поверхности анода ионным потоком при умеренной его плотности (примерно соответствующей нормальному тлеющему разряду) и наличии в цепи питания значительного ограничивающего ток сопротивления, с тем чтобы предупредить переход аномального тлеющего разряда в дуговой. Проведение такой операции носит название тренировки. Тренировка анодов производится после проведения формовки вентиля, вначале без включенной дуги возбуждения, а затем при горячей дуге (в экзитронах), что усиливает ионный поток к аноду.

Как убывает частота обратных зажиганий в процессе тренировки анода, показывают приведенные на фиг. 4-94,б кривые, построенные по результатам измерений, проведенных А. А. Саковичем [Л. 69] на лабораторном макете ртутного вентиля.

Кривая 1 построена по измерениям, проведенным в процессе первой тренировки, когда начальное число остаточных пленок было достаточно большим. Кривая 2 соответствует измерениям частоты обратных зажиганий на том же образце анода после длительного (недельного) перерыва в работе экспериментального макета вентиля, а кривая 3 снята после относительно короткого (суточного) перерыва в работе вентиля. Во всех кривых частота обратных зажиганий идет постепенно на убыль, но начало кривой 2 лежит заметно выше, чем кривой 3, вследствие осаждения на аноде в течение более длительного перерыва большего числа новых пленок. Осаждение пленок на поверхности анода может иметь место и в процессе нормальной эксплуатации вентиля. Источником пленок могут явиться летучие примеси, выделяемые отдельными деталями, расположенными в вентиле. Так, например, у вентиля откачного (разборного) типа, у которых в качестве уплотняю-

щих прокладок между деталями применяются специальные сорта резины, могут выделяться при чрезмерном нагреве резины (если она не подверглась предварительной вакуумной обработке) наполнители ее, конденсирующиеся частично на аноде. Как влияет на частоту обратных зажиганий появление таких пленок на аноде, было показано в исследованиях, проведенных Д. Уайтом и В. Ригродом [Л. 70] на макете стеклянного ртутного вентиля, показанного в уменьшенном масштабе в верхнем правом углу на фиг. 4-94,в. В нижнем отростке колбы макета было помещено несколько кусочков резины. При нагреве ее при помощи электрической печи продукты испарения резины осаждались на более холодных деталях вентиля, и в том числе на испытываемом аноде. Ионный поток на анод формировался за счет тех ионов, которые вытягивались отрицательным полем анода из плазмы, диффундирующей в направлении к аноду горящей дуги возбуждения. Часть из приходящих к аноду ионов разрушала менее прочно связанные с ним пленки, а другая их часть заряжала более прочные пленки, формируя тем самым эмиссионные центры, часть из которых переходила в катодные пятна. Число разрушаемых (в единицу времени) пленок находилось в некотором соответствии с плотностью ионного тока и величиной обратного напряжения. Так как последние величины оставались в период проводимых исследований неизменными ( $j_b = 0,4 \text{ ма/см}^2$ , а  $U_b = 3 \text{ кв}$ ), то и интенсивность разрушения пленок сохранялась примерно на одном и том же уровне, в то время как число вновь оседавших на аноде пленок соответствовало температуре нагрева резины. Полное наличное число пленок на аноде определялось, таким образом, разностью между вновь оседавшими и разрушающимися пленками и их запасом за предыдущий период. В известном соответствии с числом наличных пленок на аноде находилась и частота обратных зажиганий. Как она фактически менялась, показывает кривая на фиг. 4-94,в. На оси абсцисс отложена здесь температура нагрева резины, а на оси ординат — частота обратных зажиганий.

Нижняя кривая *ABCD* была получена в первые сутки наблюдений, после того как анод был подвергнут предварительной очистке от остаточных пленок и полностью обезгажен. Ход по пунктирной вертикали от точки *B* к точке *C* вызван испарением с поверхности анода части пленок благодаря проведенному нагреву анода при помощи внутренней электрической печи и усиленной очисткой его ионной бомбардировкой. С уменьшением числа пленок резко уменьшилась и частота обратных зажиганий. Ветвь кривой *EF* построена по результатам измерений, проведенных во вторые сутки наблюдений. Несмотря на то, что подъем температуры был начат вновь

с 20°С, начальная вероятность обратных зажиганий соответствовала их частоте к концу предыдущих суток, что объясняется сохранностью пленок на поверхности анода.

После вторых суток проведенных испытаний вся колба, кроме катода, была охлаждена до температуры 0°С, но очистка анода ионной бомбардировкой продолжалась еще в течение некоторого времени. По мере очистки поверхности анода от пленок число обратных зажиганий шло на убыль. Оно определялось пунктирным участком кривой  $FG$ . Этому участку на оси абсцисс соответствует уже не температура резины, а время в часах.

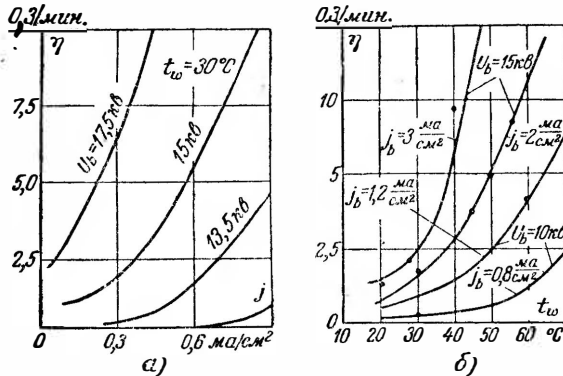
Проведенные опыты с искусственным и притом форсированным осаждением пленок на аноде показали, в каком соотношении могут находиться число вновь формируемых пленок и число разрушаемых ионной бомбардировкой и их влияние на частоту обратных.

Благодаря регулярной очистке поверхности анода ионами обратного тока предупреждается накопление пленок на поверхности анода в тех случаях, когда их образование имеет место в режиме нормальной эксплуатации вентилях. Вентиль продолжает работать нормально, если интенсивность возникновения пленок невелика и плотность обратного тока не переходит за некоторые граничные значения. Такие значения соответствуют режиму, когда интенсивность разрушения пленок при умеренной величине плотности ионного тока опережает возможность их формирования. Когда равновесие между числом вновь возникающих пленок и числом разрушаемых пленок нарушается, вероятность возникновения обратных зажиганий повышается. Это может, например, иметь место после долгого перерыва в работе вентиля, а также при резком сбросе нагрузки, когда температурный режим, от которого зависит интенсивность образования пленок, еще сохранился, а ионная бомбардировка анода ослабла.

Регулярно работающий вентиль менее подвержен поэтому возможности появления на нем обратных зажиганий, чем вентиль, включаемый после длительного бездействия (резерв). С увеличением длительности работы число обратных зажиганий становится все меньше и меньше, так как поверхность анода все больше и больше очищается от первоначально возникших пленок, а внутренние слои анода освобождаются от инородных примесей и газовых включений (интенсивных центров электронной эмиссии), переходящих затем в катодные пятна.

Исходным критерием для установления допустимой плотности тока при данном анодном материале и степени его обработки служат находимые из опыта кривые зависимости частоты обратных зажиганий от плотности тока, величины

обратного напряжения и давления пара. Одна из таких зависимостей представлена кривыми на фиг. 4-95, а. Эти кривые построены по результатам измерений частоты обратных зажигания в экспериментальном макете ртутного вентиля, у которого анод был изготовлен из типовых образцов высококачественного графита (марки АРВ-ГМ), подвергнутого предварительно тщательному обезгаживанию и предварительной очистке его ион-



Фиг. 4-95. Частота обратных зажиганий в функции от плотности тока (а) и температуры охлаждающей воды (б).

ной бомбардировкой. Измерения производились при питании анода постоянным напряжением и неизменном давлении пара, соответствующего температуре охлаждающей среды ( $t_w = 30^\circ \text{C}$ ).

Кривые, приведенные на фиг. 4-95, а, как равно и ряд аналогичных кривых, снятых у других образцов графита, показывают, что с достаточным приближением частота обратных зажиганий в функции от плотности обратного тока может быть аппроксимирована параболой вида:

$$\eta_{\text{эксн}} \left[ \frac{\text{о. з.}}{\text{МИН.}} \right] = c (j_b \text{ эксн})^2, \quad (4-59)$$

где  $j_b \text{ эксн}$  — экспериментальное значение средней плотности ионного тока,  $\text{mA/cm}^2$ ;

$\eta_{\text{эксн}}$  — экспериментальное значение частоты обратных зажиганий;

$c$  — постоянная аппроксимирующей параболы; для каждого значения обратного напряжения и качества анодного материала и плотности пара эта постоянная имеет свое численное значение.

Аналитическая запись частоты обратных зажиганий в функции от плотности пара позволяет ориентировочно оценить повторяемость обратных зажиганий у ртутных вентилях, рабо-

тающих в эксплуатации, если аноды их сделаны из того же материала, что и экспериментальный образец, и работа вентиля проходит при тех же примерно значениях плотности ртутных паров и температуре анода, что и в экспериментальном образце.

Относя частоту обратных зажиганий в эксплуатируемом венти́ле не к 1 мин., а к 1 мес., мы можем записать, что фактическая частота обратных зажиганий в эксплуатационных условиях ( $\eta_{\text{факт}}$ ) определяется аналогичным уравнением

$$\eta_{\text{факт}} \left[ \frac{\text{о. з.}}{\text{мес.}} \right] = 43\,200 c \left[ \frac{I_b}{S_A} \right]^2, \quad (4-60)$$

где  $I_b$  — фактическое среднее значение обратного тока, *ма*, на аноде при полной нагрузке вентиля;

$S_A$  — приемная поверхность анода, *см*<sup>2</sup>.

Коэффициент 43 200 вошел в правую часть (4-60) в связи с тем, что фактическая частота обратных зажиганий в левой части равенства отнесена к одному месяцу.

Снижение фактической частоты обратных зажиганий до значений их, не превышающих 0,5—1 в месяц, достигается за счет много меньших средних значений фактической плотности тока на аноде  $j_{b \text{ факт}}$  по сравнению с экспериментальными ее значениями, входящими в (4-59).

Средняя плотность тока на аноде, если принять экспоненциальный закон спадаания ее во времени (и уменьшение ее до 10% примерно за 5—10 постоянных времени), определяется из равенства

$$j_{b \text{ факт}} = \frac{1}{S_A T} \int_0^{5\tau} I_{b0} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \approx \frac{\tau}{S_A T} I_{b0}, \quad (4-61)$$

где  $T$  — период переменного напряжения;

$\tau$  — постоянная времени деионизации;

$I_{b0}$  — максимум обратного тока; этот максимум вычисляется по (2-44), если деионизация происходит преимущественно на плоских поверхностях электродов, и по (4-56) и (4-57), если деионизация происходит преимущественно на цилиндрической поверхности стенки;

$S_A$  — приемная поверхность анода.

При этом не учитывается действие ускоряющего поля анода на максимум обратного тока. Когда обратное напряжение превышает 2—3 *кв*, максимум обратного тока вычисляется по (4-58).

Подставляя значение  $j_b$  из (4-61) и значение  $c$  из (4-59) в (4-60), мы получаем:

$$\eta_{\text{факт}} = \left[ \frac{\text{о. з.}}{\text{мес.}} \right] = \frac{43 \cdot 200}{S_A^2} \eta_{\text{эксн}} \left[ \frac{\text{о. з.}}{\text{мин.}} \right] \left( \frac{\tau}{T} \right)^2 \left( \frac{I_{b0}}{j_b \text{ эксн}} \right)^2. \quad (4-62)$$

Фактическое число обратных зажиганий, стоящее в левой части равенства, не должно превышать, как выше уже указывалось, 1—2 в месяц.

Установив зависимость фактической частоты обратных зажиганий от максимального значения обратного тока  $I_{b0}$  и используя уравнение (2-44), можно найти приближенно связь между частотой обратных зажиганий и прямым током при данной величине обратного напряжения и давлении пара (задаваемом температурой охлаждающей среды).

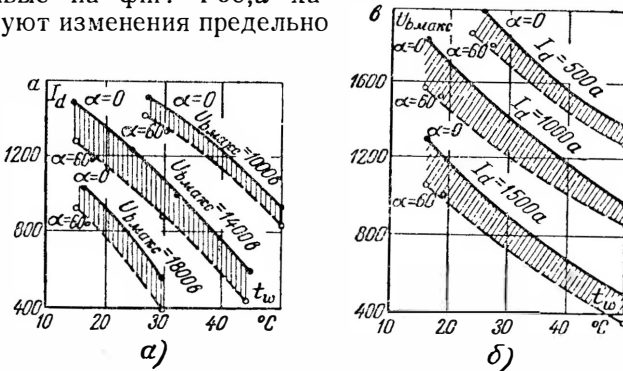
Влияние последней на частоту обратных зажиганий при разных значениях обратного напряжения и плотности обратного тока характеризуется кривыми, приведенными на фиг. 4-95,б. Сильно выраженная зависимость частоты обратных зажиганий от температуры охлаждающей среды объясняется тем, что от плотности пара у анода сильно зависит вероятность перехода центра автоэлектронной эмиссии в катодное пятно. Для такого перехода весьма важна интенсивная ионизация электронами близлежащего к аноду слоя пара, с тем чтобы создать нужное число ионов вблизи анода, где формируется катодная часть разряда, и нормальная ионизация пара в более удаленных участках, где формируется разрядный столб. Имея кривые, подобные приведенным на фиг. 4-95,а и б, и исходя из максимального допустимой фактической частоты обратных зажиганий  $\eta_{\text{факт}}$  в режиме работы вентили в эксплуатации, можно прикидочно определить допускаемые данным типом вентили токи нагрузки при заданном значении обратного напряжения в функции от температуры охлаждающей среды либо установить предельно допускаемые обратные напряжения в функции от температуры охлаждающей среды при данном токе нагрузки.

При рассмотрении зависимости обратных зажиганий от прямого тока и обратного напряжения необходимо иметь в виду, что для обратных зажиганий, развивающихся в начале не проводящей части периода (а таковых большинство), важно не максимальное значение обратного напряжения, а начальный скачок его  $U_{b0}$ , величина которого является синусоидальной функцией от угла запаздывания  $\alpha$ .

С изменением угла запаздывания меняется не только начальный скачок обратного напряжения, но и скорость спада анодного тока (в силу уменьшения времени коммутации), что

согласно (2-44) отражается на начальном значении обратного тока  $I_{b0}$ .

Интересующие нас зависимости, найденные, однако, не расчетным путем, а обработкой статистических данных о режиме работы большого числа экземпляров вентилях у одного из промышленных типов их, дополненные, кроме того, рядом контрольных лабораторных опытов, приведены на фиг. 4-96, а и б. Кривые на фиг. 4-96, а характеризуют изменения предельно



Фиг. 4-96. Предельные по частоте обратных зажигания токи (а) и обратные напряжения (б) в функции от температуры охлаждающей среды.

допустимых токов нагрузки в зависимости от температуры охлаждающей воды при трех значениях максимума обратного напряжения  $U_{b \text{ макс}}$  и двух значениях угла запаздывания ( $\alpha = 0$  и  $\alpha = 60^\circ$ ). Кривые на фиг. 4-96, б показывают, как меняются максимально допустимые значения обратного напряжения с изменением температуры охлаждающей среды при трех значениях тока нагрузки и тех же значениях угла запаздывания  $\alpha$ . Ток  $I_d = 1000 \text{ а}$  соответствует в данном вентиле номинальному току нагрузки.

Критерием к суждению о предельно допустимых нагрузках по току и напряжению служила частота обратных зажигания (нормы которой были выбраны на уровне одного—двух в месяц при непрерывной эксплуатации вентиля).

Приведенные кривые показывают, что с переходом от нерегулируемого режима (когда угол запаздывания  $\alpha = 0$ ) к регулируемому режиму (при  $\alpha = 60^\circ$ ) допустимый ток при данном значении  $U_{b \text{ макс}}$ , а также допустимое значение  $U_{b \text{ макс}}$  при данном токе нагрузки  $I_d$  уменьшаются. Это объясняется ростом начального скачка обратного напряжения  $U_{b0}$ , повышающего вероятность обратных зажигания.

Характеристики, приведенные на фиг. 4-96, б, лежат заметно ниже кривых пробивных напряжений, которые определяют со-



бой развитие самостоятельного разряда при отсутствии остаточных зарядов от распадающейся плазмы. Когда обратное зажигание возникает не в начальную часть непроводящей части периода, а позже — при приближении обратного напряжения к своему максимуму, пробой промежутка (обратное зажигание) характеризуется кривыми на фиг. 2-28 и 3-38.

#### 4-20. ТИПЫ РТУТНЫХ ВЕНТИЛЕЙ И КРИВЫЕ ТИПОВОЙ МОЩНОСТИ

Из производства выпускаются в настоящее время следующие типы ртутных вентиляей: 1) многоанодные экзитроны стеклянные; 2) многоанодные экзитроны металлические; 3) одноанодные экзитроны металлические; 4) игнитроны стеклянные, стекляннно-металлические и металлические. Кроме системы зажигания и материала, из которого изготовляется корпус вентиля, важнейшим классификационным признаком ртутных вентиляей является также применяемая система для поддержания вакуума в вентиле на требуемом уровне, а также система охлаждения. По методу поддержания вакуума различают вентиля: а) откачные разборные; б) откачные неразборные и в) безнасосные (запаянные). Первые снабжаются постоянно действующей насосной (откачной) установкой, у вторых (выпускаемых из производства в Чехословакии, Швеции и США) насосная установка откачивает накопившиеся в них газы только после длительного периода их работы (1—2 раза в год), а третий, наиболее совершенный тип вентиляей вовсе не нуждается в насосной установке, поскольку он выполняется с совершенно герметичными вводами

Наиболее распространенными системами охлаждения являются у ртутных вентиляей водяная и воздушная и только в специальных установках воздушно-водяная. Масляное охлаждение применяется только в тех высоковольтных устройствах, где это необходимо по условию изоляции.

В типовых обозначениях вентиляей учтены до известной степени названные выше классификационные признаки в их буквенных обозначениях. Число, входящее в обозначение, указывает среднее значение выпрямленного тока, который данный вентиль может продолжительно пропускать при допустимом нагреве всех его деталей и нормальной работе вентиля. Такой ток называют номинальным током  $I_{дн}$ . Ему соответствует и номинальное значение выпрямленного напряжения  $U_{дн}$ .

У стеклянных экзитронов, которые изготовляются преимущественно на низкие и средние напряжения, в качестве номинального принято  $U_{дн} = 250$  в, а у металлических экзитронов разборного типа принято  $U_{дн} = 600$  в. При более высоком на-

пряжении допускаемый ток снижается, так как он лимитируется возникновением в вентиле обратных зажиганияй.

Типы и параметры выпускаемых из производства стеклянных экзитронов приведены в табл. 4-7.

Таблица 4-7

**Типы и параметры стеклянных экзитронов отечественного производства**

Типы Величины	2В-6 2ВН-6	2В-12 2ВН-12	2В-20 2ВН-20	3В-30 3ВН-30	3ВН-60	3В-100	3ВН- 6/15000
Ток, <i>a</i> . . . . .	6—7	12	20	30	60	100	6
Номинальное выпрямлен- ное напряжение, <i>в</i> . . .	250	250	250	250	250	250	—
Максимальное значение об- ратного напряжения, <i>в</i> .	600	600	600	600	600	600	15 000

В обозначении типов стеклянных экзитронов стоящая перед буквами цифра указывает на число рабочих (главных) анодов, а буква В, являющаяся начальной буквой в слове «вентиль», указывает на назначение прибора. Вторая буква (Н) указывает на наличие в вентиле анодов возбуждения. В серии малоамперных вентиляй (до 30 *a*) наряду с вентилями, снабженными анодами возбуждения, выпускаются и вентили без таковых (буква Н отсутствует). Непрерывное существование катодного пятна на ртути в таких вентилях обеспечивается включением в нагрузочную цепь балластного сопротивления, шунтирующего цепь выпрямленного тока на время отсутствия нагрузки. Исключение анодов возбуждения упрощает изготовление вентиля и понижает его стоимость.

Типы и параметры металлических откачных разборных экзитронов, выпускаемых заводом „Уралэлектроаппарат“, приведены в табл. 4-8.

Большинство из приведенных в таблице значений номинальных токов нагрузки и перегрузки нормированы ГОСТ 2329-43.

В обозначении откачных вентиляй разборного типа: а) буквы РМ соответствуют начальным буквам в словах „ртутный металлический“; б) буква Н означает наличие насосов, поддерживающих вакуум в разборных типах вентиляй, и в) буква В указывает на применение водяного охлаждения. Число, стоящее после букв, указывает у многоанодных экзитронов номинальное значение выпрямленного тока. Когда комплект собран из одноанодных вентиляй, в составном числовом обозначении первый множитель указывает средний ток вентиля, а второй— число вентиляй в комплекте.

Таблица 4-8

**Типы и параметры металлических откатных разборных экзитронов отечественного производства**

Тип вентиля либо вентильного комплекта	Выпрямленное напряжение, в	Выпрямленный ток, а	Допустимые перегрузки по току			
			Процент от номинального	Продолжительность перегрузки	Интервал между перегрузками	
PMNB-500	} 600	500	} 25	15 мин.	2 часа	
PMNB-500-Y						
PMNB-1000	} 600	1 000	} 100	10 сек.	1 час *	
PMNB-1000-Y						
PMNB-500 × 1	600	500	Для формовочно-резервных стендов			
PMNB-500 × 2	600	1 000				
PMNB-500 × 3	600	1 500				
PMNB-500 × 6	} 600 825 1 650 3 300	3 000	} 25	10 мин.	2 часа	
PMNB-500 × 6И		2 500		1 мин.	1 час	
		1 000		100	10 сек.	1 час
		750				
PMNB-500×6И (для подстанций электрифицированных железных дорог)	1 650	750	} 50	2 часа	3 часа	
	3 300	500		200	1 мин.	3 часа**
PMNB-500 × 12	600	6 000	} 25	10 мин.	2 часа	
	825	5 000		50	1 мин.	1 час
			100	10 сек.	1 час	

\* Интервал между перегрузками должен быть таким, чтобы среднеквадратичное значение выпрямленного тока за 1 мин. не превышало номинального.

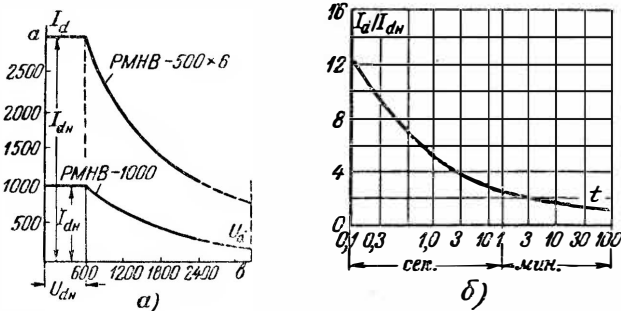
\*\* Перегрузку в 200% выпрямитель должен выдерживать как после длительной нагрузки током не ниже номинального, так и в период 50%-ной перегрузки.

Стоящая после числового обозначения буква У указывает, что многоанодный вентиль имеет сетки управления. При рабочих напряжениях до 1 650 в вентили снабжаются одной сеткой, при рабочем напряжении 1 650 и 3 300 в, а также вентили, рассчитанные на режимы глубокого управления, снабжаются двумя сетками. У вентилях на напряжения 3 300 в и выше, предназначенных для работы в инвенторном режиме, завод-изготовитель намечает ввести между анодом и управляющей сеткой еще экранирующую (третью) сетку, ослабляющую действие положительного анодного поля до зажигания дуги. У одноанодных вентилях буква У не ставится, так как все такие вентили обычно снабжаются управляющими сетками. Буква И указывает на то, что вентили, входящие в комплект, изолированы от рамы, на которой они установлены, а также

между собой, с тем чтобы их можно было применять в мостовых и других схемах, где катоды вентилялей должны быть изолированы между собой.

Так как токи, соответствующие номинальному значению напряжения  $U_{дн} = 600$  в, являются максимально допустимыми по тепловому режиму, то и при более низких значениях выпрямленного напряжения (230 и 460 в) допустимые токи нагрузки сохраняются теми же, что и при напряжении  $U_d = 600$  в.

Для каждого из типов вентилялей может быть построена так называемая кривая типовой мощности, показывающая, как

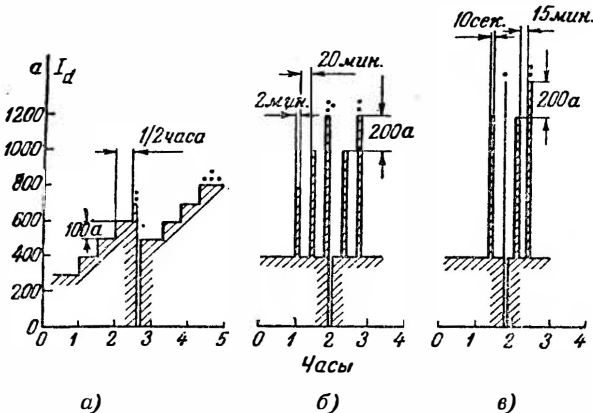


Фиг. 4-97. Кривые типовой мощности экзитронов (а) и допустимых перегрузок игнитронов (б).

снижается предельный ток нагрузки при значениях выпрямленного напряжения, превышающих номинальное. Две такие кривые — одна для многоанодного экзитрона (тип РМНВ-1000), а другая для комплекта из одноанодных экзитронов (тип РМНВ-500×6) — приведены на фиг. 4-97,а. До номинального напряжения ( $U_{дн} = 600$  в) допустимый по нагреву (номинальный) ток  $I_{дн}$  определяется отрезком прямой, параллельной оси абсцисс. При превышении напряжения 600 в допустимые токи нагрузки приходится снижать в соответствии с ходом кривых на фиг. 4-97,а, с тем чтобы не допустить появления заметной частоты обратных зажигания. Кривые типовой мощности строятся с учетом требуемых нормами перегрузок и в предположении, что температура охлаждающей среды не выходит за пределы допустимой для данного типа вентиля. Перегрузки по току, допускаемые отечественными типами экзитронов, и их продолжительности указаны в двух предпоследних столбцах табл. 4-8. В последнем столбце указан промежуток времени, который должен выдерживаться между очередными перегрузками для того, чтобы давление пара в вентиле, зависящее в большой степени от температуры ртути на поверхности

катода, не было превышено. Нагрев катода при ступенчато-периодической нагрузке оценивается по среднеквадратичному значению выпрямленного тока  $I_d$ , отнесенному к промежутку времени, близкому к постоянной времени нагрева катода — 1 мин.

Кратковременные перегрузки в 100% (и для отдельных типов вентилях в 200%) определяются вентиляльной прочностью



Фиг. 4-98. Диаграмма типовых испытаний на продолжительную нагрузку (а) и кратковременные перегрузки (б и в).

экзитронов, т. е. их способностью выдерживать без обратных зажиганий повышенные значения обратного тока при тех же значениях обратных напряжений.

Вентильные комплекты на напряжения 1 650 и 3 300 в приведены в табл. 4-8 дважды с разными номинальными токами. Снижены токи против номинала у вентильных комплектов, поставляемых для подстанций электрифицированного железнодорожного транспорта, где требуются повышенные и более продолжительные перегрузки (50% — 2 часа и 200% — 1 мин.), чем у вентилях, применяемых в промышленности.

Наибольшей перегрузочной способностью по току обладают игнитроны. Американская фирма Дженерал Электрик гарантирует для выпускаемых ею из производства игнитронов перегрузки, характерные кривой, приведенной на фиг. 4-97, б. На оси ординат нанесены относительные значения нагрузочных токов (по отношению к номиналу  $I_{дн}$ ), а на оси абсцисс — допускаемые продолжительности перегрузок.

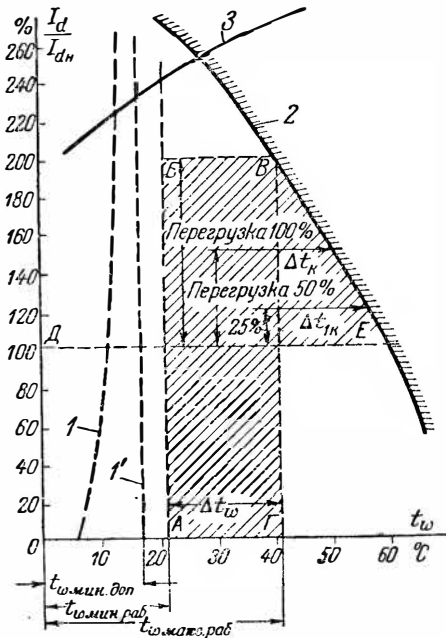
Для установления кривой типовой мощности и перегрузочной способности каждый вновь выпускаемый из производства либо модернизируемый тип вентиля проходит типовые испытания, порядок проведения которых иллюстрируют диаграммы на фиг. 4-98, а — в. При установлении предельно-допустимого

продолжительного тока последний повышается ступенями (в 50—100 а) со значительными по времени выдержками (порядка 0,5—1 час.) тока на каждой из ступеней (фиг. 4,98,а). По мере подъема тока при некоторых его значениях в вентиле появляется заметное число обратных зажиганияй. Они отмечены точками над соответствующей ступенью подъема тока. При повторном возобновлении обратных зажиганияй на той же ступени подъема тока (и когда обратные зажиганияй не вызваны случайными, легко устранимыми причинами) предшествующая ступень определяет продолжительный ток вентиля. Испытания на перегрузки ведутся, как показывают диаграммы на фиг. 4-98,б и в, начиная с тока, примерно равного от 0,6 до 0,8 продолжительного тока, путем ступенчатого увеличения тока заданной продолжительности до появления заметного числа обратных зажиганияй.

При проведении испытаний необходимо обратить внимание на то: 1) чтобы крутизна спада прямого тока  $\frac{di_a}{dt}$  в момент подхода

анодного тока к нулю, определяющая собой начальное значение обратного тока  $I_{b0}$ , была не больше той, которая отвечает минимальному возможному углу коммутации при работе вентиля в эксплуатации; 2) чтобы температура охлаждающей среды была близка к максимально допустимой.

Типовые испытания, проведенные при разных температурах охлаждающей среды, позволяют получить кривую граничных режимов (кривая 2) в нагрузочной диаграмме, приведенной на фиг. 4-99. Такая диаграмма позволяет установить оптимальный режим охлаждения вентиля при учете не только требований непроводящей части периода (предупреждение возникновения заметного числа обратных зажиганияй), но и проводящей части периода, когда важно не только выдержать минимальное падение напряжения в дуге, но и предупредить возникно-



Фиг. 4-99. Нагрузочная диаграмма одного из типов ртутного вентиля при изменении температуры охлаждающей среды.

вание каскадов (граница, определяемая кривой  $Z$  на фиг. 4-99) и разрывов дуги (граница, определяемая кривой  $I$ ).

Кривая  $I$  определяет те минимальные температуры, которые необходимо иметь, чтобы при нарастающем токе нагрузки не получить разрывов дуги ни в момент начального включения вентиля в работу, ни при установившемся режиме, когда предельные разрежения появляются в местах сужения дуги. Так как разрывы дуги должны быть предупреждены во всех случаях и в том числе при максимально возможных анодных токах, наступающих при аварийных режимах (когда токи могут достигнуть 15—25-кратных значений от номинала), то фактически в качестве минимально допустимой температуры по условию разрыва дуги может быть вместо кривой  $I$  принята вертикальная линия  $I'$ , приближающаяся к кривой  $I$ , при очень больших нагрузочных токах.

Прямая  $I'$  может быть построена по данным эксперимента (проводимого при пониженном напряжении и в условиях надежной защиты установки от перенапряжения) либо ориентировочно подсчитана по данным, приведенным в § 4-8. Для того чтобы не допускать больших падений напряжения в дуге, снижающих к. п. д. вентиля, в качестве левой границы нормально возможной области работы принимают не линию возможного разрыва дуги, а несколько более высокую температуру, которой на диаграмме фиг. 4-99 отвечает пунктирная вертикаль  $AB$ . Кривая  $Z$ , являющаяся границей возможного возникновения каскадов, может быть также найдена опытным путем (что требует создания возможности для визуального наблюдения за возникновением каскадов) либо ориентировочно подсчитана по данным, приведенным в § 4-7.

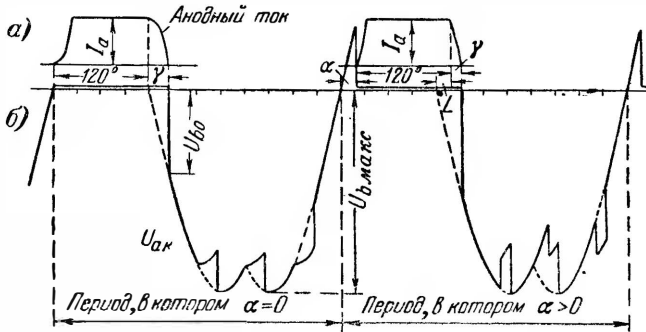
Вписывая между граничными кривыми на фиг. 4-99 прямоугольник  $ABBG$ , высота которого соответствует 200%-ной нагрузке (или 100%-ной перегрузке) у вентиля промышленного назначения, мы по его основанию устанавливаем допустимый диапазон изменения температуры охлаждающей среды.

Лимитирование во времени перегрузок в 50% (1 и 2 мин.) и 25% (10 и 15 мин.) диктуется необходимостью ограничения перегрева катода  $\Delta t_K$  такой его величиной, которая бы не выходила за границы разности температур, определяемой отрезком между кривой  $2$  и вертикальной прямой  $BG$  на фиг. 4-99.

Хотя перегрузке в 25% отвечает меньшая установившаяся температура катода  $t_K$  и корпуса вентиля  $t_s$ , чем при 50%-ной перегрузке, но в связи с большей длительностью 25%-ной перегрузки температуры катода и корпуса успевают при ней в большей мере приближаться к их конечным значениям, чем при перегрузке в 50%.

Построенная нагрузочная диаграмма относится к опреде-

ленному обратному напряжению, при котором вентиль работает, и тем самым к определенному значению выпрямленного напряжения (без учета здесь угла запаздывания). При переходе на другие напряжения изменяется не только положение правой границы (кривая 2), соответствующей появлению в вентиле обратных зажиганияй, но может измениться также положение кривых 1 и 3 при внесении новых элементов (сеток либо деионизирующих вставок) в анодно-сеточный узел. Поэтому в об-



Фиг. 4-100. Кривые анодных токов и осциллограмма напряжения анод—катод при отсутствии регулирования (слева) и наличии угла запаздывания (справа).

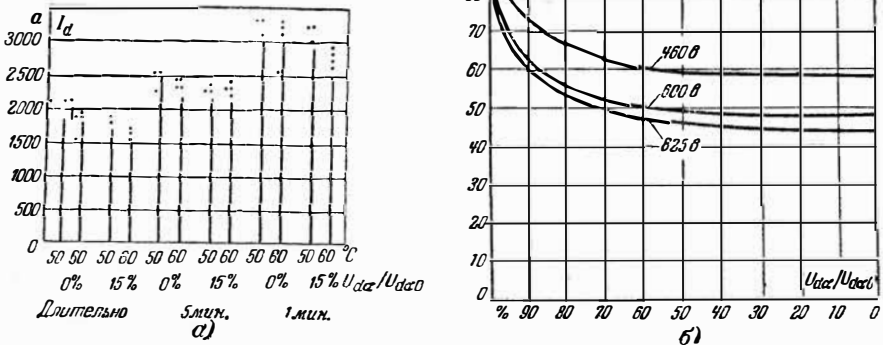
щем случае допустимый, а тем самым и оптимальный режим охлаждения может измениться и для каждого уровня напряжений рекомендуется заводом-изготовителем свой допустимый диапазон изменений температуры охлаждающей среды, который уточняется в процессе эксплуатации вентиляей.

При построении нагрузочной диаграммы на фиг. 4-99, как равно и кривых типовой мощности на фиг. 4-97, а, не учитывалось влияние на режим работы вентиля сеточного управления. Наличие сеточного управления приводит к тому, что при изменении угла запаздывания меняется и начальный скачок обратного напряжения  $U_{b0}$ , определяющий энергию приходящих к аноду ионов обратного тока, и крутизна спадания прямого тока, определяющая начальную величину обратного тока  $I_{b0}$ . Ход изменения иллюстрируют приведенные на фиг. 4-100, а и б диаграммы анодного тока  $i_a$  и напряжения анод—катод  $u_{ak}$ , построенные для двух периодов шестифазного выпрямления тока, из которых первый характеризует режим при отсутствии регулирования (когда  $\alpha = 0$ ), а второй — при наличии угла запаздывания  $\alpha = 30^\circ$ . При втором периоде больше  $U_{b0}$  и меньше угол коммутации  $\gamma$ , сокращение которого приводит к росту  $\frac{di_a}{dt}$ .



Оба указанных фактора ухудшают режим работы вентиля с точки зрения повышения частоты обратных зажигания.

Для того чтобы не допустить при этих условиях возникновения обратных зажигания, необходимо уменьшить при том же значении обратного напряжения  $U_{b \max}$  нагрузочный ток либо при заданном токе нагрузки снизить подводимое к вентилю напряжение. Степень снижения зависит от конструкции



Фиг. 4-101. Нагрузочные диаграммы вентилях при наличии и отсутствии угла запаздывания (а) и кривые снижения нагрузочных токов в функции регулируемого напряжения (б).

вентиля и качества исполнения анодно-сеточного узла у вентиля. Диаграмма, приведенная на фиг. 4-101, а, показывает результаты измерений предельных токов нагрузки у одного из вентилях при рабочем напряжении  $U_{d0} = 600$  в, двух углах запаздывания ( $\alpha = 0$  и  $\alpha = 30^\circ$ ) и двух температурах охлаждающей среды ( $t_w = 50^\circ\text{C}$  и  $t_w = 60^\circ\text{C}$ ) для продолжительной, пятиминутной и одноминутной перегрузок. Ординаты характеризуют правые границы тех ступеней, которые строились на фиг. 4-98. Возникающее на этих ступенях число обратных зажигания указывают точки над ординатами. Сопоставляя между собой ординаты, относящиеся к одной и той же температуре охлаждающей среды, мы видим, что, даже при относительно высоких температурах охлаждающей среды, снижение нагрузочной способности вентилях при угле запаздывания  $\alpha = 30^\circ\text{C}$  не превышает на всех ступенях нагрузок 10—12%.

Установленное заводом „Уралэлектроаппарат“ снижение токов нагрузок для выпускаемых им откатных разборных экзитронов характеризуется кривыми на фиг. 4-101, б. На оси абсцисс нанесены здесь относительные величины регулируемого выпрямленного напряжения, а на оси ординат — относи-

тельные величины допускаемых токов по отношению к тем же величинам при отсутствии регулирования.

Совершенствование управляемых вентиляей идет путем приближения их нагрузочной способности к тем номинальным значениям тока и напряжения, которые имеют вентиляей без заток. Задача эта проще решается у одноанодных вентиляей, обладающих большей нагрузочной способностью, в связи с отсутствием дуги, горящей на другие аноды, и в особенности у игнитронов, у которых также нет и дуги возбуждения.

Наряду с металлическими откачными (разборными) экзитронами, характеристики и параметры которых выше рассматривались, получили в последнее время широкое применение металлические безнасосные вентиляей (экзитроны и игнитроны), первые отечественные типы которых были разработаны и внедрены частично в производство Всесоюзным электротехническим институтом имени В. И. Ленина на Запорожском аппаратном заводе. Типы и параметры таких вентиляей приведены в табл. 4-9.

Таблица 4-9

**Шкала типов и параметров безнасосных металлических вентиляей отечественного производства**

Обозначение типа	Выпрям- ленное напряже- ние, в	Выпрям- ленный ток, а	Исполнение
PM-200*	460	200	Треханодные экзитроны с воздушным охлаждением.
PM-300*	600	300	
PM } 100 × 6	600	500	Вентильные комплекты типа PM составлены из одноанодных вентиляей (преимущественно игнитронов) с водяным и воздушным охлаждением.
PMB }			
PM } 200 × 6	600	1 000	Токи указаны при питании вентиляей от схем с нулевым выводом.
PMB }			
PM-300 × 6	825	1 500	
PMB-300 × 6	825	1 800	
	1 650	750	

\* Отмеченные звездочками типы вентиляей уже вошли в малосерийное производство. Остальные проходят стадию опытного производства.

В обозначении типов безнасосных вентиляей сохранены те же буквы, которые были установлены для металлических экзитронов откачных. Отсутствие буквы Н говорит о том, что вентиль безнасосный, а отсутствие буквы В указывает на то, что вентиль имеет воздушное охлаждение. Число, стоящее за буквенным обозначением, указывает на то, что вентиль многоанодный. Составное числовое обозначение показывает, что вентильный комплект собран из одноанодных вентиляей, причем первый множитель определяет средний ток, пропускаемый каждым из вентиляей, а второй — число вентиляей в комплекте.

Электровакуумная промышленность выпускает стеклянно-металлические игнитроны. Типы и параметры этих игнитронов при применении их в выпрямительных устройствах указаны в табл. 4-10.

Буква И в обозначении типов введена как начальная буква слова „игнитрон“. В числовом обозначении числитель соответствует среднему току на вентиль, а знаменатель — максимальному значению обратного напряжения.

Кроме величин токов и напряжений, характеризующих нагрузочную способность вентилях по анодам, здесь приведены также максимальные мгновенные значения токов и напряжений на зажигателе в момент перехода дуги с зажигателя на главный анод.

Нагрузки, указанные в таблице типов, соответствуют условиям: 1) когда температура воды, охлаждающей нижнюю металлическую часть корпуса (содержащую ртуть катода), лежит в границах, не превышающих  $25^{\circ}\text{C}$ ; 2) когда углы запаздывания  $\alpha$  не превышают  $30^{\circ}$ , что соответствует  $15\%$  снижения выпрямленного напряжения. При больших углах регулирования допускаемые напряжения и токи нагрузки снижаются по кривым, примерно соответствующим приведенным на фиг. 4-101,б.

Таблица 4-10

**Типы и параметры стеклянно-металлических игнитронов при их применении в выпрямительных устройствах**

Тип вентиля	Средний ток, <i>a</i>	Обратное напряжение, <i>b</i>	Падение напряжения, <i>b</i>	Напряжение зажигаателя, <i>b</i>	Ток зажигаателя, <i>a</i>	Расход воды, <i>л/мин</i>
И-20/1,5	20	1 500	15	175	15	0,6
И-50/1,5	50	1 500	15	175	15	1,5
И-100/1	100	1 000	20	175	15	2
И-100,5	100	5 000	20	200	12	2

Таблица 4-11

**Допустимые токи и напряжения при применении стеклянно-металлических игнитронов в сварочных устройствах**

Тип вентиля	Максимальное значение прямого напряжения, <i>b</i>	Импульс анодного тока, <i>a</i>	Длительность импульса анодного тока, сек.	Средний анодный ток, <i>a</i>	Действующее значение анодного тока, <i>a</i>
И-20/1,5	600	1 000	0,01	20	80
И-50/1,5	600	2 000	0,01	50	160
И-100/1	600	2 000	0,02	100	300

При применении стеклянно-металлических игнитронов в сварочных устройствах, где график нагрузки отличен от выпря-

мительного, нормы нагрузки меняются. Предельные их режимы указаны в табл. 4-11.

Здесь основными величинами являются: 1) максимальное значение прямого напряжения, которое игнитрон должен выдержать при угле запаздывания  $\alpha = 90^\circ$ ; 2) амплитуды токов, пропускаемых игнитроном в период сварки.

Максимальная длительность отдельного импульса тока при частоте 50 гц ограничивается полупериодом, а допустимая общая длительность сварочного цикла лимитируется допустимым действующим значением тока. Это значение определяет допустимую температуру нагрева катода и тем самым предельную плотность паров в игнитроне.

#### 4-21. КОНСТРУКТИВНОЕ ВЫПОЛНЕНИЕ РТУТНЫХ ВЕНТИЛЕЙ

Конструктивное развитие ртутных вентиляей определялось непрерывно нараставшими запросами со стороны промышленности энергосистем и электрифицированного транспорта на различные типы преобразовательных устройств и, в первую очередь, на выпрямительные устройства, преобразующие переменный ток промышленной частоты в постоянный.

За пятидесятилетие, прошедшее с момента создания первых типов ртутных вентиляей, последние прошли через ряд важных этапов своего конструктивного совершенствования<sup>1</sup>.

Такое совершенствование базировалось:

1) На результатах проведенных в большом количестве физических исследований, позволивших глубже вникнуть в сущность явлений, характеризующих работу ртутных вентиляей.

2) На освоении новых материалов, применяемых в ртутном вентиляестроении. В первую очередь это относится: а) к созданию лучших сортов графита для анодов и сеток; б) к разработке специальных сортов резины, применяемой в качестве уплотнений в вентиляях разборного типа, и к установлению эффективных методов ее обезгаживания; в) к разработке специальных сортов эмалей, стекла, и керамики, применяемых в качестве изолирующих средов и внутренних изоляторов.

3) На улучшении технологических приемов обработки материалов и деталей, расположенных во внутренних объемах вентиляей. Это в первую очередь относится: а) к использованию атомно-водородной сварки металлических деталей, что позволило значительно повысить вакуумные качества швов; б) к освоению методов пайки стекла и керамики с металлом; что позволило перейти к производству безнасосных металлических вентиляей, и в) к созданию теческателей и их исполь-

<sup>1</sup> Этапы развития отечественного ртутного вентиляестроения освещены в [Л. 48].

зованию для обнаружения микропор в материалах и сварных швах вентиляей.

4) На внесении принципиально новых элементов в устройство (управляющие сетки, полупроводниковая система зажигания).

5) На новых конструктивных формах исполнения вентиляей (цилиндрический корпус у многоанодных экзитронов, разработка одноанодных экзитронов и т. д.). На совокупности проведенных изменений и усовершенствования и базируется та разнообразная по конструктивному выполнению и применению номенклатура отечественных типов ртутных вентиляей, охватываемых следующей классификационной схемой.

#### Классификационная схема конструктивного выполнения ртутных вентиляей

I. Экзитроны (многоанодные и одноанодные)	II. Игнитроны (одноанодные)
1. Стекланные с воздушным охлаждением 2. Металлические откачные (разборные и неразборные) с водяным и воздушным охлаждением 3. Металлические безнасосные с водяным и воздушным охлаждением	1. Стекланные с воздушным охлаждением 2. Стекланно-металлические с водяным охлаждением 3. Металлические с водяным и воздушным охлаждением

В качестве исходного классификационного признака при построении схемы была принята система зажигания вспомогательной дуги, по отношению к которой ртутные вентили, как мы видели, разбиваются на два больших класса: экзитроны и игнитроны. Хотя эти классы вентиляей в принципе отличаются только одним вспомогательным узлом, но влияние этого узла сказалось и на конструкции и вентиля в целом. Так, игнитроны изготавливаются только одноанодными, в то время как экзитроны изготавливаются многоанодными и одноанодными. У игнитронов катод не изолируется от корпуса, а у большинства типов металлических экзитронов такая изоляция вводится. По-иному у игнитронов осуществляется система питания цепи возбуждения по сравнению с экзитронами и т. д.

Вторым конструктивным признаком для классификации ртутных вентиляей в приведенной схеме служит материал, из которого изготовлен корпус вентиля. Из стекла делаются маломощные типы вентиляей, причем их жизнеспособность на протяжении 50-летнего их существования базировалась не только на том, что это наиболее дешевый тип вентиляей, но и на том, что до недавнего времени (пока не были созданы безнасосные стекланно-металлические и цельнометаллические типы вентиляей) они были единственными типами ртутных вентиляей, которые не нуждались в постоянно-действующей откачной установке.

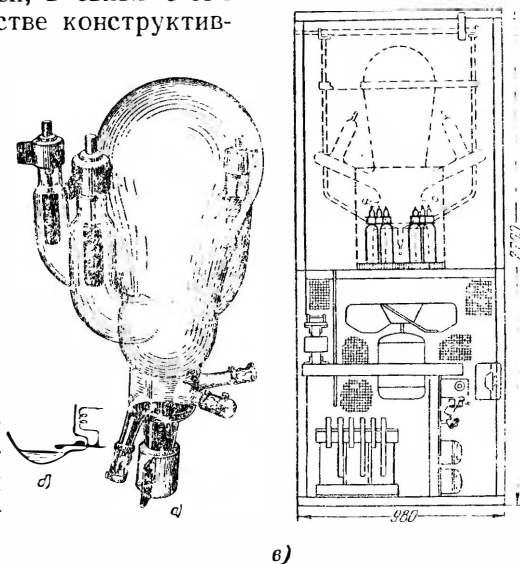
Третьим важнейшим конструктивным признаком для классификации является число рабочих анодов в вентиле. До 1940—1941 гг. одноанодными делались только игнитроны, но в годы Великой Отечественной войны производство многоанодных ртутных вентиляей было в значительной мере замещено производством одноанодных вентиляльных комплектов.

Английская фирма „Невелинг-Электрик Компани“, как уже указывалось в § 4-3, разработала также в последнее время одноанодные стеклянные экзитроны взамен многоанодных.

Создание номенклатуры металлических безнасосных вентиляей стало возможным лишь в последнее время, когда были преодолены технологические трудности по осуществлению пайки стекла с металлом и керамики с металлом.

На конструкции вентиляей откладывает свой отпечаток и система охлаждения вентиляей, в связи с чем она также внесена в качестве конструктивного признака в приведенную выше классификационную схему.

Применительно к основным признакам, на которых базируется построение приведенной схемы, мы ниже ознакомимся с конструктивным исполнением отдельных типов вентиляей, начав со стеклянных вентиляей с дугой возбуждения, перейдя затем к металлическим разборным многоанодным и одноанодным типам вентиляей и закончив безнасосными вентиляями с дугой возбуждения и игнитронами.



Фиг. 4-102. Стеклянный экзитрон и установка экзитронов в шкафу управления.

### а) Стеклянные экзитроны

Форма исполнения многоанодных ртутных вентиляей, одна из конструкций которых показана пунктиром на фиг. 4-102,а подчинена стремлению иметь непосредственно над поверхностью катода конденсационную поверхность и обеспечить удаление рабочего пространства анодов из сферы действия прямых струй пара. Над катодом поэтому размещена конденсационная камера, а аноды расположены в отдельных рукавах, приваренных сбоку к конденсационной камере.

Абсолютная герметичность стеклянных вентиляей достигается выбором такого сорта стекла (молибденового), который имеет температурный коэффициент линейного расширения, весьма близкий к молибдену, используемому в качестве вводов к электродам. Для того чтобы снизить температуру у места впая металла в стекло, анодный стержень имеет достаточно большую длину и, кроме того, на наружные концы анодных рукавов надеваются металлические манжеты, выполняющие функции радиаторов.

Головки анодов размещены на некоторой глубине внутри анодных рукавов, с тем чтобы использовать входные участки рукавов в качестве деионизирующей поверхности. Длина анодных рукавов не должна быть вместе с тем и слишком большой, чтобы излишне не повышать потенциал зажигания и падение напряжения в дуге. Диаметр анодных рукавов определяется поперечным сечением анодов, приемная поверхность которых рассчитывается, исходя из допустимой плотности тока  $1,0—1,5 \text{ а/см}^2$ . Высота анодов определяется тепловой мощностью, которую анод должен рассеять при температуре, не превышающей  $400—500^\circ \text{ С}$ .

Отечественные типы стеклянных вентиляей изготавливаются обычно без сеток управления, в связи с чем регулирование выпрямленного напряжения выполняется при помощи автотрансформаторов либо потенциал-регуляторов.

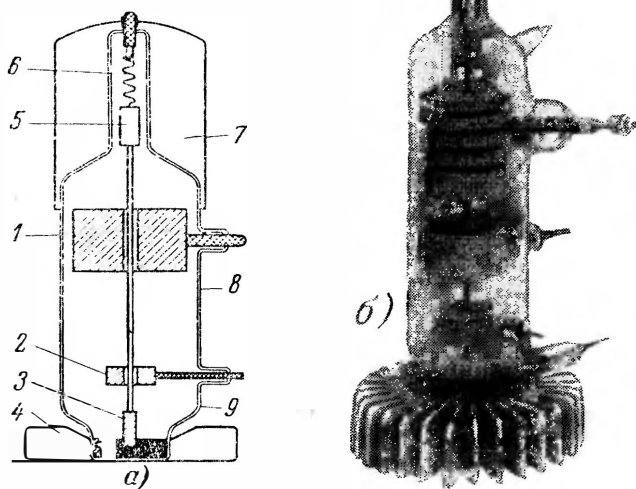
Аноды возбуждения, питаемые переменным напряжением, расположены в нижних боковых отстоях корпуса. Анодом зажигания является ртуть, заполняющая наклонный отросток, отходящий вблизи катода. При наклоне колбы возникает ртутный мостик, через который проходит ток от цепи зажигания. При восстановлении колбы в нормальное состояние мостик разрывается, и в месте разрыва возникает дуга зажигания. Для того чтобы не прибегать к наклону колбы при больших ее размерах, система зажигания в мощных вентиляях фирмы Сименс выполняется с подвижным анодом зажигания (фиг. 4-102,б). Анод зажигания прикреплен здесь к пружинящей пластинке, на которую через якорь действует электромагнит, когда через него пропускается импульс тока. При прекращении действия электромагнита анод зажигания выходит из ртути и на нем при разрыве им цепи тока зажигается дуга.

Охлаждаются стеклянные вентили в большинстве своем воздухом при естественной его циркуляции, как это имеет место у малоамперных приборов (до  $20 \text{ а}$ ), и при принудительной его циркуляции, создаваемой вентилятором, как это имеет место у приборов на большие токи.

Для защиты стеклянных вентиляей от механических повреждений вентили монтируются вместе с деталями электромагнитной системы в металлическом шкафу (фиг. 4-102,в). Стенки шкафа

служат одновременно и направляющими для воздушного потока, продуваемого вентилятором.

Очертания вентиля показаны на фигуре пунктиром. Одновременно с целью сравнения, какую экономию в габаритах можно получить при замене шестианодного экзитрона шестью одноанодными экзитронами, изготовляемыми английской фирмой „Невелинг-Электрик Компани“, последние также показаны на фиг. 4-102, в. Малогабаритность этих вентилялей достигнута, как это можно видеть из разреза одвого из них на фиг. 4-103, а,



Фиг. 4-103. Разрез (а) и фотография (б) стеклянного одноанодного экзитрона.

благодаря фиксации катодного пятна молибденовой донницей катода 9, сваренной со стеклом колбы 8. Это позволяет: а) не иметь отдельной конденсационной камеры, поскольку достаточную поверхность конденсации дают интенсивно охлаждаемый воздухом катод и частично нижняя наиболее холодная часть корпуса; б) расположить по вертикали против катода и в небольшом от него удалении как главный анод 1, так и анод возбуждения 2. Стержень, поддерживающий анод зажигания 3, проходит здесь через отверстия в анодах и крепится сверху к стальному сердечнику 5 электромагнита, подвешенному через пружину 6 к верхнему вводу. Подъем сердечника производится электромагнитом, имеющим две катушки. Одна обтекается током от цепи зажигания, а другая — проти-



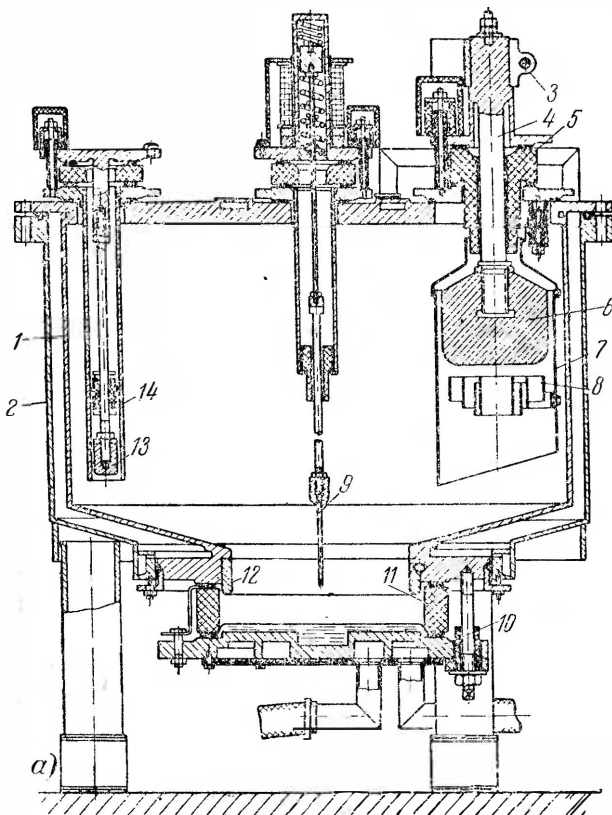
воположно направленным током от цепи возбуждения. С появлением дуги возбуждения действие катушки зажигания ослабляется, и анод зажигания вновь погружается в ртуть катода. Этим исключается необходимость введения в цепь зажигания и возбуждения контакторов и реле.

Для повышения интенсивности охлаждения катод снабжен алюминиевым радиатором 4. Для предупреждения конденсации паров ртути в верхней части колбы на нее надевается тепловой экран 7. Фотография экзитрона той же конструкции, но с управляющей сеткой, расположенной между анодом возбуждения и главным анодом, приведена на фиг. 4-103,б.

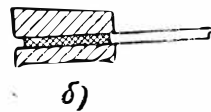
### б) Металлические откачные многоанодные экзитроны

Корпус многоанодных металлических экзитронов в течение довольно долгого времени выполнялся по форме, аналогичной многоанодным стеклянным экзитронам. Над центральной частью корпуса располагался конденсационный цилиндр, а в приваренных к нему боковых анодных рукавах размещались главные аноды. По мере роста шкалы мощностей стали все больше и больше выявляться недостатки такой конструкции, выражавшиеся в чрезмерно больших габаритах приборов и слишком большом удалении анодов от катода. Последнее приводило к высоким падениям напряжения в дуге и частому возникновению каскадов при больших токах нагрузки. Переходом на цилиндрическую форму исполнения корпуса (фиг. 4-104,а), в котором аноды размещены внутри корпуса, и отказом от конденсационной камеры удалось в известной мере заметно сократить габариты вентиля, но все же они оставались при больших мощностях достаточно большими, что создавало ряд трудностей в процессе изготовления вентиля, в особенности, когда тоски доходили до 5 000 а. В военные годы наиболее мощные типы многоанодных вентилях были заменены комплектами из одноанодных вентилях, изготовление которых много проще. Серийный выпуск многоанодных вентилях сохранился на токи до 1 000 а. В таком диапазоне токов многоанодный экзитрон применяется параллельно с комплектом одноанодных вентилях, так как в различных схемах питания каждый из этих двух типов вентилях имеет свои преимущества и недостатки. Так, в частности, преимущества многоанодных экзитронов заключаются в наличии одной общей системы возбуждения и зажигания и большей простоте изготовления в диапазоне токов примерно до 1 000 а одного металлического вентиля, нежели шести. Размер серийно выпускаемого из производства откачного многоанодного экзитрона на ток 1 000 а (тип РМНВ-1000) показан на фиг. 4-104,а. Внутри цилиндрического корпуса вентиля 1 расположены здесь, кроме главных анодов 6, еще и вспомогательные — 13. Удли-

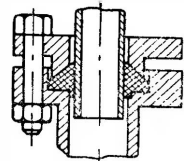
ненные анодные манжеты 7 главных анодов защищают головки анодов от прямых струй пара и от диффузии к ним ионов от горящих по соседству дуг. Верхняя крышка, на которой расположены аноды, приварена к корпусу. Аноды 6, расположенные на крышке, изолированы от корпуса фасонными изоляторами 5.



Место сопряжения внешних сборных деталей уплотнено резиновыми шайбами. Детали разных типов уплотнений показаны



б)



в)

Фиг. 4-104. Разрез многоанодного стачного экситрона (а) и типы резиновых уплотнений (б, в).

на фиг. 4-104,б и в. На фиг. 4-104,б показано уплотнение, применяемое при соединении плоских поверхностей двух металлов, либо металла и изолятора. Для получения нужной герметичности сопрягаемые с резиной поверхности как металла, так и изолятора шлифуются. Во избежание выделения летучих фракций из резиновых уплотнений при нагреве мест сопряжений резиновые шайбы со стороны, обращенной к вакууму, армируются стальной обжимкой. На фиг. 4-104,в показано уплотнение, применяемое при соединении двух металлических труб. Цилиндрическая резиновая шайба при сжатии ее при помощи фланцев заполняет зазоры герметизируемыми поверхностями. Так как абсолютной герметич-

ности резиновые уплотнения все же не дают, сохраняется необходимость удаления газов из внутреннего объема вентиля. Откачные вентили снабжаются поэтому откачной установкой, составные элементы которой описываются в § 4-23.

Конденсационными участками поверхности корпуса в вентиле описываемого типа являются: а) непосредственно поверхность ртутного катода и б) нижняя часть корпуса, стенки которого, так же как и катода, охлаждаются водой, и в) в очень небольшой степени центральная часть верхней крышки. Вода проходит по каналу, образуемому между вакуумным корпусом 1 и водяной рубашкой 2. Каналами, пропускающими охлаждающую воду, снабжается также металлическое дно (донница) катода. Во избежание большого температурного перепада в слое ртути катода толщина слоя ртути здесь мала, а поверхность ртутного катода достаточно велика. Для ограничения до максимально возможной степени температуры на поверхности катода в целях уменьшения испарения и использования поверхности катода для конденсации пара охлаждающая вода пропускается вначале через катод, а потом — через корпус вентиля.

Ртутный конденсат, образующийся на стенках корпуса, стекает непосредственно в катод. Изолированный от корпуса катод состоит здесь из фасонного фланца (донницы) 10 и фарфорового изолятора 11. Крепительными, изолированными от катода болтами фланец крепится к нижней части корпуса. Для получения герметичности между фарфором и металлическими деталями введены резиновые уплотнения. Кольцо 12 защищает верхнюю прокладку от теплового воздействия дуги. Наличие достаточно большого наклона нижней конусной части корпуса способствует ускоренному движению капель ртути и предупреждает образование сплошных струек ртути, возникновение которых недопустимо в силу перехода через них катодного пятна на корпус вентиля.

Узел главного анода, содержащий: головку анода 6, анодный стержень 4, анодный изолятор 5, анодную манжету 7 и фильтр 8, а в управляемых вентилях также и сетку управления, прошел большой путь конструктивного совершенствования, прежде чем он удовлетворил основным требованиям теплового и электрического режима его работы.

Головки анодов выполняются из высококачественного графита. Головки делаются сплошными, с тем чтобы повысить теплоемкость анода, предупреждая тем самым их быстрое остывание после снятия нагрузки и осаждение на них ртутного конденсата. Наличие конденсата приводит при последующем включении вентиля к обратным зажиганиям, возникающим при отрыве либо быстром испарении капель от поверхности анода.

Излучает анод большую часть своего тепла через боковую поверхность и окружающую его манжету к корпусу. Меньшая часть тепла (около 5—10%) уходит через массивный стальной анодный стержень, обеспечивающий хороший электрический контакт с навинченной на него анодной головкой. На конце головки навинчен радиатор 3, обеспечивающий уход этой доли тепла при относительно невысокой температуре верхней части стержня. Для того чтобы добиться еще более низкой температуры верхнего фланца анода, соприкасающегося непосредственно с резиной, приварка фланца к стержню анода производится через тонкостенную и длинную трубу, ограничивающую приток тепла к фланцу.

Крепление верхнего анодного фланца к нижнему, потенциально связанному с корпусом, производится через изолированные от верхнего фланца болты в связи с наличием разности потенциалов между анодом и корпусом вентиля.

Фасонный анодный изолятор, экранирующий почти весь анодный стержень, защищает затыльную часть анодного узла от обратных зажиганий. Вероятность их возникновения здесь достаточно велика. Анодная манжета изолирована от корпуса. Это уменьшает разность потенциалов между верхним краем манжеты и смежным с ней участком дуги, что понижает вероятность формирования каскадов через манжету и уменьшает интенсивность распыления манжеты ионной бомбардировкой. Расстояние от нижнего конца манжеты до корпуса выбирается из соображений обеспечения, с одной стороны, требующейся защиты анода от непосредственного воздействия на него прямых струй пара и ртутных капель, идущих с катодного пятна, с другой, — недопущения слишком больших сужений для дуги при ее входе в анодную манжету. Кроме того, величина зазора между манжетой и корпусом влияет на степень равномерности распределения тока по торцу анода и постоянство плотности пара внутри манжеты.

Расстояние между деионизационным фильтром и анодом выбирается таким, чтобы при минимальном падении напряжения в столбе дуги и у анода добиться максимального ограничения величины обратного тока.

Два анода возбуждения 13, один из которых показан на фиг. 4-104,а, расположены сбоку на крышке корпуса. Аноды возбуждения также окружены трубчатой манжетой 14. Головка анода возбуждения расположена у входа в манжету. Это обеспечивает минимум потенциала зажигания дуги возбуждения и повышает устойчивость ее горения. Ввод к аноду возбуждения изолирован от корпуса кольцевым изолятором. Анодом зажигания служит молибденовый стержень (наконечник) 9. Наконечник вместе со стержнем при прохождении тока через электромагнит опускается вниз. Анод зажигания погружается

при этом в ртуть катода, замыкая цепь зажигания. При шунтировании электромагнита анод зажигания выходит из ртути, и в месте разрыва появляется дуга.

Вентиль установлен на трубчатых подставках. Последние изолируются от пола, так как при незаземленном катоде корпус находится под высоким потенциалом. Повышенный потенциал может появиться на корпусе и при заземленном катоде в моменты обратных зажиганий в связи с диффузией к нему зарядов от дуги. При наличии низковольтного разрядника между корпусом и катодом и малом сопротивлении изоляции между ними повышенные потенциалы, получаемые корпусом при аварийных режимах, кратковременны.

Наличие высоких потенциалов либо возможность их эпизодического появления требуют соблюдения при установке и эксплуатации вентилей правил, предусмотренных техникой безопасности.

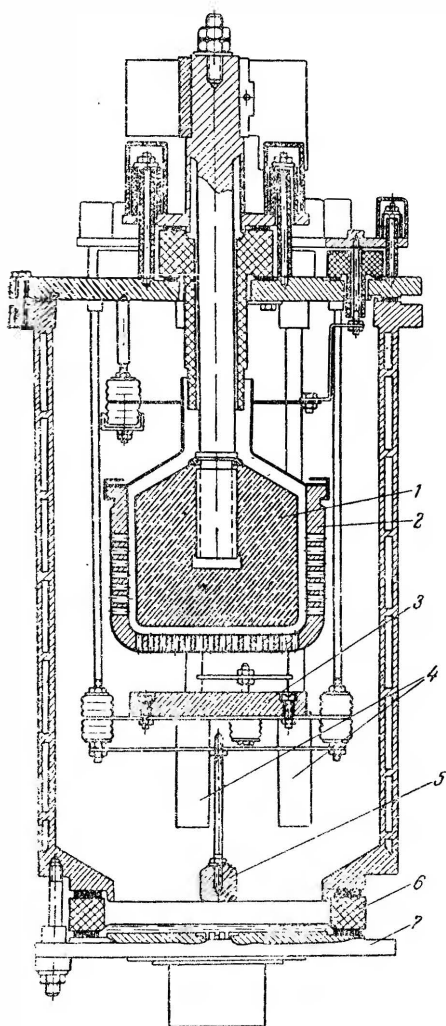
### **в) Металлические одноанодные вентили разборного типа**

Те трудности, с которыми пришлось встретиться при производстве (в 1938—1940 гг.) многоанодных ртутных вентилей на токи, превышающие в единице 4 500—5 000 а, показали, что дальнейшее увеличение токов в одной вентильной единице не может быть достигнуто простым увеличением размеров вентилей. Нужно было искать новых путей решения этой задачи. Эти пути были подсказаны тем направлением, по которому развывались конструкции ртутных вентилей с периодическим зажиганием, а именно игнитронов. Игнитроны строились только одноанодными. Разработка одноанодных вентилей с дугой возбуждения началась в 1940—1941 гг. [Л. 48].

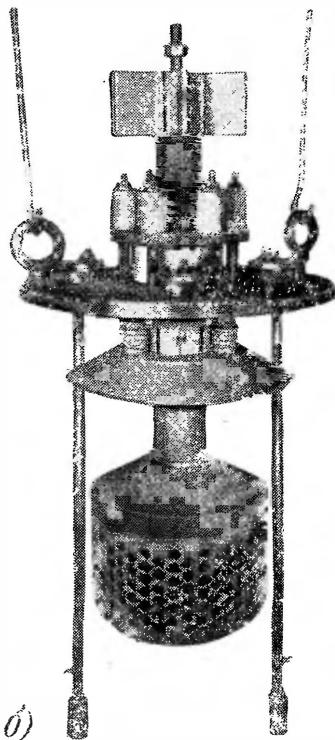
Разрез одного из серийно выпускаемых в настоящее время заводом „Уралэлектроаппарат“ одноанодных вентилей показан на фиг. 4-105,а. Из таких вентилей создаются вентильные комплекты, которые вместе с откачной установкой размещаются на общей раме. В вакуумном корпусе вентиля, окруженном водяной рубашкой, размещены: 1) главный анод 1; 2) управляющая сетка 2; 3) отражательный экран 3; 4) два анода возбуждения 4; 5) один анод зажигания 5 и 6) к нижнему фланцу корпуса присоединен катод, состоящий из донницы 7 с налитой на нее ртутью и фарфорового кольца 6, изолирующего катод от корпуса. Поверхности сопряжения всех разъемных деталей у данного типа вентиля, так же как и ранее рассмотренного (связанные через резиновые уплотнения), не обеспечивают полной герметичности. Выделяют также остаточные газы и внутренние детали вентиля. В связи с этим вентили рассматриваемого типа снабжены откачной установкой. Главный анод, расположенный в одноанодных вентилях непосредственно над катодом, нуждается при свободно перемещающемся пятне в надежной защите его от прямых струй пара,

идущих вместе с большим числом ртутных капель к аноду. Ртуть катода нуждается, в свою очередь, в защите от теплового излучения с анода. В качестве такой защиты используется, как об этом уже ранее говорилось, экран, отражающий пары ртути и выполненный в рассматриваемой конструкции вентиля в виде графитового диска.

Ртутные пары, уходящие из катода, отклоняются отражательным диском к стенкам нижней части корпуса и здесь конденсируются. Охлаждается корпус водой.



а)



б)

Фиг 4-105. Разрез (а) и фотография анодного узла (б) одноанодного откачного экзитрона с одной управляющей сеткой.

Для повышения скорости воды (при том же ее расходе) сечение водяного потока уменьшается размещением спирали между корпусом и водяной рубашкой.

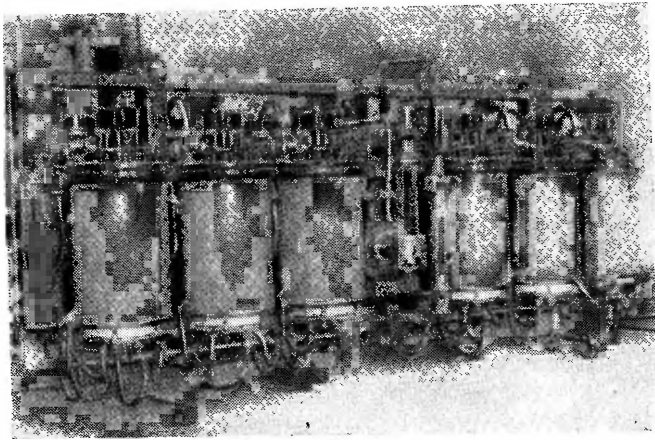
Анодный узел, как это видно из разреза на фиг. 4-105,а (близкого по исполнению анодного узла в другом вентиле той же серии), и фотографии, приведенной на фиг. 4-105,б, содержит в основном те же детали, что и анод многоанодного вентиля. Отличием является здесь чашеобразная сетка управления, открывающая доступ плазме дуги не только к торцу анода, но и к его боковой поверхности. Это позволяет снизить плотность как прямого, так и обратного токов. Для того чтобы в проведении плазмы дуги участвовало возможно большее число боковых отверстий, зазор между стенкой и сеткой здесь увеличен. Аноды возбуждения  $\delta$ , расположенные эксцентрично по отношению к главным анодам, как это видно на фиг. 4-105,б, приближены к катоду, с тем чтобы уменьшить падение напряжения в дуге возбуждения и повысить устойчивость ее горения, что особенно существенно в связи с большей подверженностью ее гашениям, как об этом говорилось в § 4-14, и в связи с наличием большого числа систем возбуждения, равного числу вентиляй в комплекте.

Анод зажигания расположен неподвижно. Временный контакт анода зажигания с ртутью достигается при помощи фонтанирующего устройства, описанного в § 4-13.

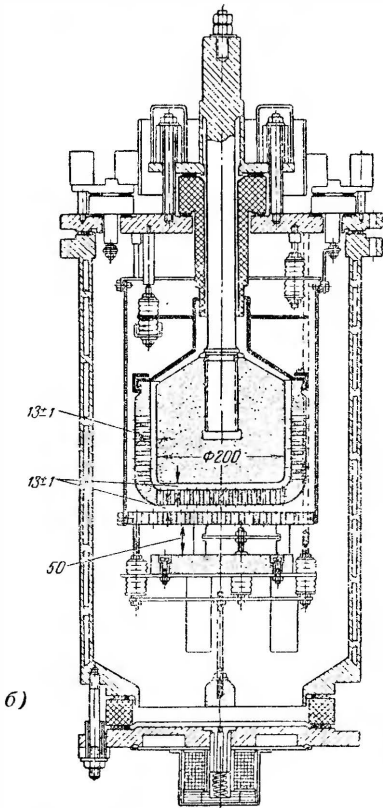
Вентили на рабочие напряжения, превышающие 1 650 в, выпускаются обычно с двумя сетками (фиг. 4-106,а). Роль управляющей сетки здесь выполняет расположенная более близко к аноду чашеобразная сетка. Нижняя плоская сетка выполняет роль управляемого фильтра. Получая те же потенциалы, что и верхняя (сетки питаются от одного и того же источника напряжения), нижняя сетка повышает надежность запирания управляющей сетки, когда она отрицательна, и облегчает зажигание дуги на ней, когда она положительна. Совместное действие сеток приводит одновременно к дополнительному ограничению величины обратного тока, что позволяет повысить величину обратного (а следовательно, и прямого) напряжения без увеличения вероятности обратных зажиганий. Сеткодержатель нижней сетки сделан из тонкой стали с достаточным числом отверстий в нем, с тем чтобы не повышать заметно тепловой экранировки анода.

Фотография двенадцативентильного комплекта нормального исполнения (тип РМНВ-500×12) на номинальный ток 6 000 а при  $U_{дн} = 600$  в приведена на фиг. 4-106,а. Модернизацией вентиляй, проведенной заводом „Уралэлектроаппарат“ в последнее время, номинальный ток повышен до 12 000 а.

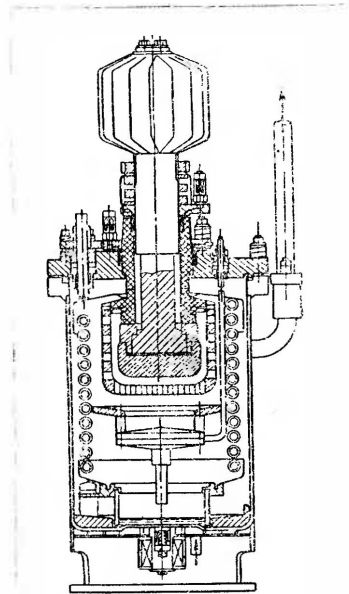
По-иному конструирует одноанодные откачные экзитроны американская фирма Эллис Чалмерс; разрез одного из них приведен на фиг. 4-107. В целях упрощения конструкции вентиля корпус здесь не изолирован от катода, составляя с ним



a)



б)



Фиг. 4-106. Двенадцативентильный комплект и разрез двухсечного одноанодного экситрона.

Фиг. 4-107. Разрез одноанодного экситрона с изолированным катодом.



единое целое. Для того чтобы предупредить переход катодного пятна на корпус, змеевик, внесенный внутрь корпуса для повышения интенсивности охлаждения, изолируется от корпуса и катода и тем самым затрудняется возникновение каскадов. Заметным недостатком такого исполнения является необходимость получения надежной и длительно непортящейся изоляции змеевика. Не оправданным является также в этой конструкции окружение анода верхней частью змеевика. Помимо возможной конденсации пара на сетке и аноде, это ухудшает режим работы сетки и анода тем, что плотность пара при этом повышается. Разъемные швы в данной конструкции вентили ртутно-асбестовые, представляющие собой залитые ртутью слои асбеста. Преимуществом таких уплотнений является возможность по указателям, устанавливаемым на каждом из швов, контролировать состояние уплотнения. Недостатком таких уплотнений является сложность их сборки и выделение ртутных паров в помещение подстанции.

Зажигается дуга при помощи фонтанирующего устройства.

Система возбуждения питается от постоянного напряжения, что позволяет иметь только один анод возбуждения.

### г) Металлические безнасосные экзитроны

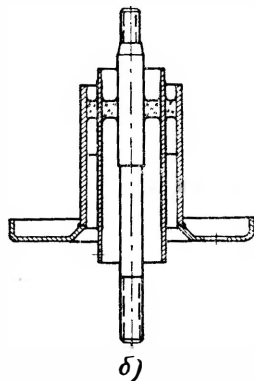
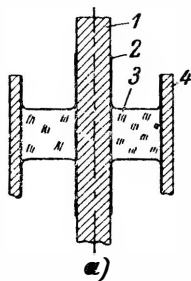
Крупным прогрессом в ртутном выпрямителестроении явился переход от откачных металлических вентилях к безнасосным. Решение такой проблемы, как уже говорилось, упиралось главным образом в трудности, связанные с созданием непроницаемого сопряжения между металлом, из которого изготавливаются вентили, и керамикой, применяемой в качестве изоляторов. После ряда поисковых работ проблема эта была решена в достаточно полной мере при применении вначале в качестве изолятора стекла и стекловидных эмалей, а затем и керамики. В отечественных типах безнасосных вентилях применяются пока вводы, где в качестве изоляторов используется стекло.

Один из вариантов исполнения такого ввода при изоляции двух и трех металлических деталей между собой приведен на фиг. 4-108,а и б. Здесь стеклянные толстые шайбы спаяны с металлом (углеродистые и хромистые стали) путем разогрева стекла и металлических деталей в печи до температуры полного расплавления стекла. Для прочного схватывания (смачивания) стекла с металлом поверхность металла вначале покрывается стекловидной эмалью, с тем чтобы слой эмали, растворяясь в стекле, создавал смачиваемость и тем самым непрерывный переход от стекла к металлу.

Выбор сорта металла и состава стекла диктуется необходимостью возможно большего сближения температурных коэффициентов расширения стекла и металла, с тем чтобы обес-

печить высокую прочность и газонепроницаемость шва при неизбежно имеющих место температурных изменениях у вводов. Особенностью конструкции стеклянно-металлических вводов, показанных на фиг. 4-108, *а* и *б*, является то, что здесь стекло работает на сжатие, так как при остывании металлических деталей наружный цилиндр сокращается на большую величину, чем внутренний. В этом случае не требуется иметь особенно большого сближения температурных коэффициентов линейного расширения стекла и металла.

Механическая прочность вводов с армированно сжатым стеклом достаточно высока, но электрическая прочность их ограничена (3—6 кВ максимального значения напряжения) в связи с относительно короткими поверхностными и объемными путями по стеклу при достаточно большом его сечении. Это делает заметной при переходе к более высоким напряжениям поверхностную и объемную проводимость (токи электролиза).



Фиг. 4-108. Одинарный (*а*) и двойной (*б*) стеклянно-металлический анодный ввод при армированно-сжатом стекле.

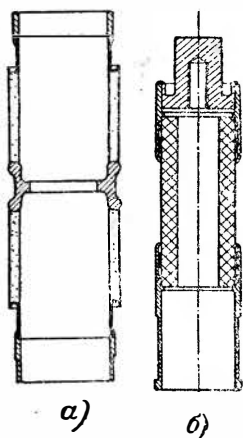
Токи электролиза возникают здесь в связи с тем, что при работе вентиля в соответствии с ходом кривой напряжения анод — катод  $u_{ак}$  (фиг. 4-100) превалирует напряжение одного знака, под действием которого ионы перемещаются в стекле как в твердом растворе. Заметными становятся эти токи, когда температура стекла начинает превышать 100—150° С и максимальное напряжение начинает превышать 3—5 кВ, что соответствует рабочим напряжениям, лежащим примерно в границах 1—3 кВ (в зависимости от электрической схемы питания вентиляей).

Кроме усиления объемной проводимости вводов рассмотренного типа при температурах, более высоких, чем 300° С, ослабляются силы поперечного сжатия и появляются тангенциальные усилия по оси ввода, что может привести к разрушению стекла.

Более высокой электрической прочностью и теплостойкостью до 500° С обладает стеклянно-металлический ввод, показанный на фиг. 4-109, *а*. Здесь стеклянный цилиндр спаян с металлическими деталями из ковара не по боковым, а по торцевым поверхно-

стям (торцевая пайка). Пути по стеклу здесь больше, а сечение стекла меньше. Такой ввод при достаточной длине стеклянных цилиндров выдерживает без заметной поверхностной и объемной проводимости 15—20 кВ и более, но механически он менее прочен, чем ввод с армированно сжатым стеклом.

Большой механической и электрической прочностью обладает металло-керамический ввод, разрез которого приведен на фиг. 4-109, б. Здесь изоляционная втулка из керамики (стеатита) охвачена стальными гильзами, и узкие каналы заполнены лентами из серебра прочно связывающейся при термической обработке как с поверхностью стеатита, так и со сталью. У нас такие вводы проходят стадию освоения.

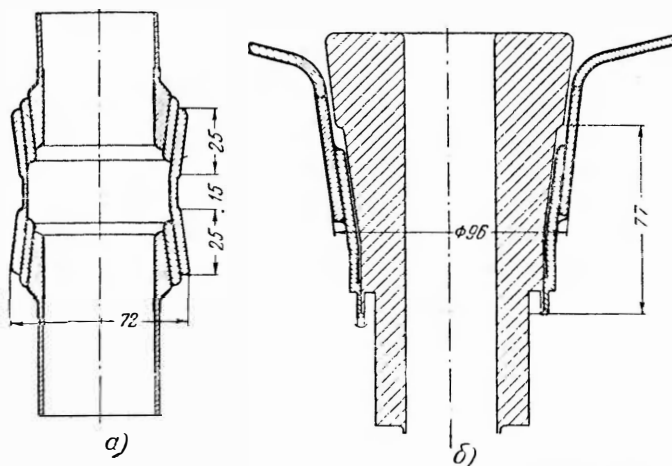


Фиг. 4-109. Двойной стеклянно-металлический ввод при торцевой пайке (а) и металло-керамический ввод (б).

Имея высокие электрические и термические качества (что позволяет вести обезгаживание вентиля при более высоких температурах), металло-керамические вводы обладают тем недостатком, что их осуществление возможно, пока, при относительно ограниченных диаметрах керамических втулок. Это создает затруднения при осуществлении изоляции катода относительно корпуса, где требуются значительные диаметры. Много проще решается эта задача при применении для создания вводов стекловидных эмалей. Вариант исполнения анодного и катодного вводов с эмалью приведен на фиг. 4-110, а и б. Слои эмали разделяют между собой все металлические детали. Увеличение числа таких деталей и слоев обеспечивает повышенные электрической прочности. У таких вводов вакуумопроницаемость достигается покрытием вначале грунтовой, а затем покровной эмалью связываемых между собой металлических деталей. Для повышения электрической прочности вводы, как это видно из фиг. 4-110, а (анодный ввод), делаются слоистыми. Катодный ввод имеет достаточно большой диаметр, как это показывают размеры его, приведенные на фиг. 4-110, б.

Отечественные типы безнасосных вентиляей построены со стеклянно-металлическими вводами. Разрез первого разработанного в ВЭИ типа безнасосного экзитрона (тип РМ-300) с вводами из армированно-сжатого стекла (разработка В. Л. Савицкого) приведен на фиг. 4-111. Номинальный ток вентиля  $I_{дк} = 300$  а, номинальное напряжение  $U_{дк}$  до 600 в. Вентиль выполнен треханодным. Аноды размещены симметрично под

крышкой корпуса. Для защиты главных анодов от прямых струй пара из катода с одной стороны и тепловой экранировки катода — с другой в центральной части корпуса установлен металлический экран (отражатель). Пары ртути, отражаясь от экрана, конденсируются на нижней части вакуумного корпуса, откуда конденсат стекает в катод. Изоляция ртути катода достигается покрытием внутренней поверхности донницы катода стекловидной эмалью.

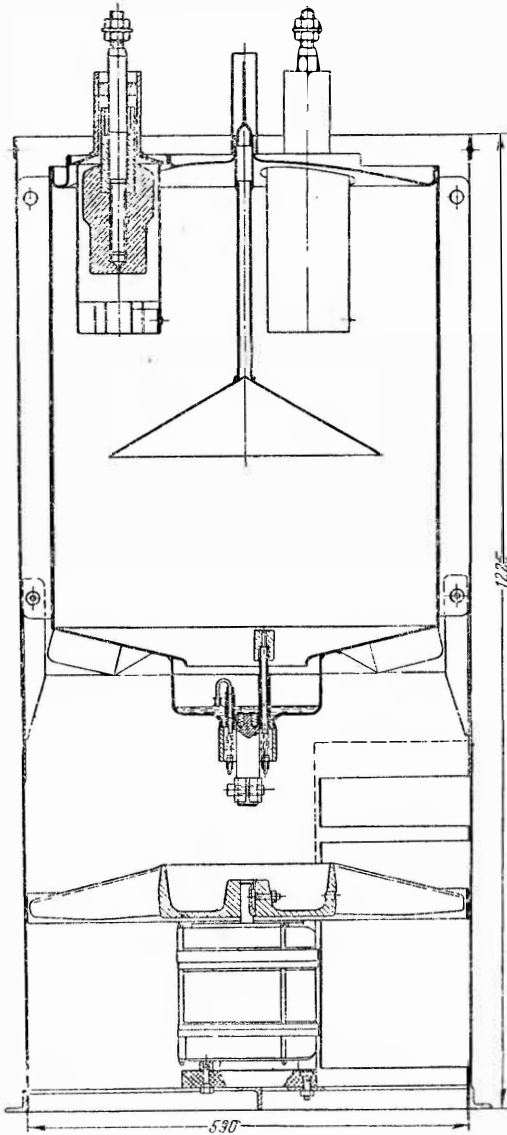


Фиг. 4-110. Эмалевые анодный (а) и катодный (б) вводы.

Устройство главного анода лишь в деталях отличается от рассмотренных уже нами конструкций главных анодов откачных вентилялей. Нижняя часть головки анода сужена с целью увеличения приемной поверхности анода за счет боковой части поверхности. Манжета не изолирована от корпуса с целью упрощения конструкции анодного узла. Каскады через металлическую манжету при этом не возникают в силу малого падения напряжения на участке дуги, окруженном манжетой, и во всей дуге.

Ввод вспомогательных анодов: анода возбуждения и анода зажигания произведен через катод при помощи таких же стеклянно-металлических вводов, как у главных анодов. Анод зажигания выполнен в виде погруженной в ртуть молибденовой проволоки. Действие этого зажигающего было описано в § 4-17. Анод возбуждения один, в связи с тем, что система возбуждения питается постоянным током. В серийно выпускаемых Запорожским электроаппаратным заводом вентилялях этого типа питание анодов возбуждения переведено на переменный ток и аноды возбуждения введены через боковые стенки корпуса, что упрощает конструкцию катода.

Охлаждается вентиль воздухом, продуваемым при помощи вентилятора, установленного под вентилем. Для увеличения поверхности охлаждения к корпусу вентиля с боков и снизу приварены ребра. Окружающий ребра кожух служит в качестве направляющей для струй воздуха. О внешнем виде вентиля (при снятой верхней части кожуха) вместе со шкафом управления можно судить по фотографии, приведенной на фиг. 4-112.

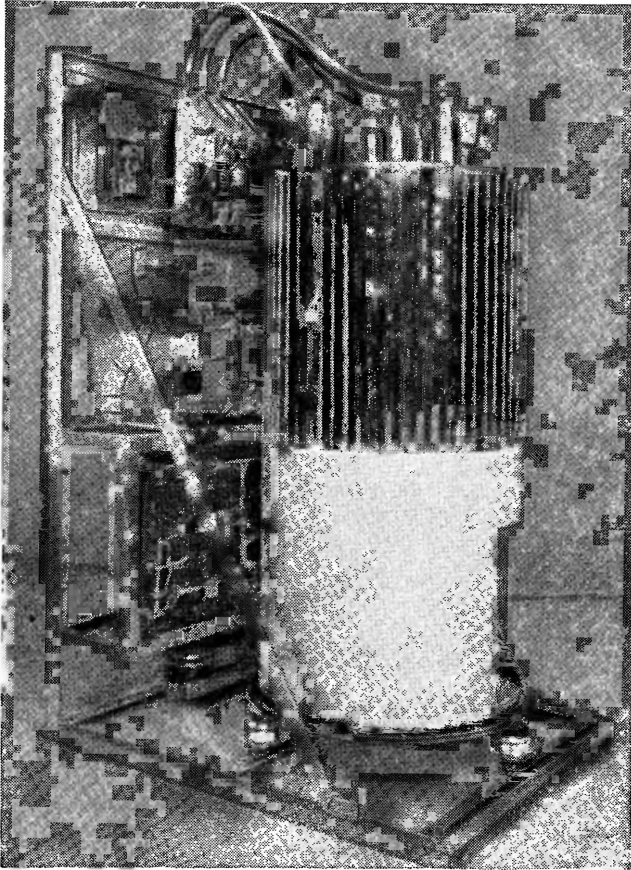


Фиг. 4-111. Разрез мисгоанодного безнасосного экзитрона типа РМ-300.

Другой более поздний вариант исполнения треханодного безнасосного вентиля с вводами того же типа (РМ-200 разработка С. Б. Юдицкого) приведен на фиг. 4-113. Вентиль рассчитан на ток  $I_{дн} = 200$  а при напряжении  $U_{дн} = 240 - 460$  в и имеет, как это видно из фигуры, относительно малые габариты, что достигнуто благодаря более близкому расположению главных анодов к днищу корпуса. Главных анодов здесь три. Снабжены они сетками управления. Ток подвод к главному аноду и сетке управления осуществлен через двойной стеклянно - металлический ввод, выполненный по типу фиг. 4-108,б.

Для того чтобы ослабить тепловую экранировку анода, манжета сеткодержателя выполнена с большим числом боковых отверстий.

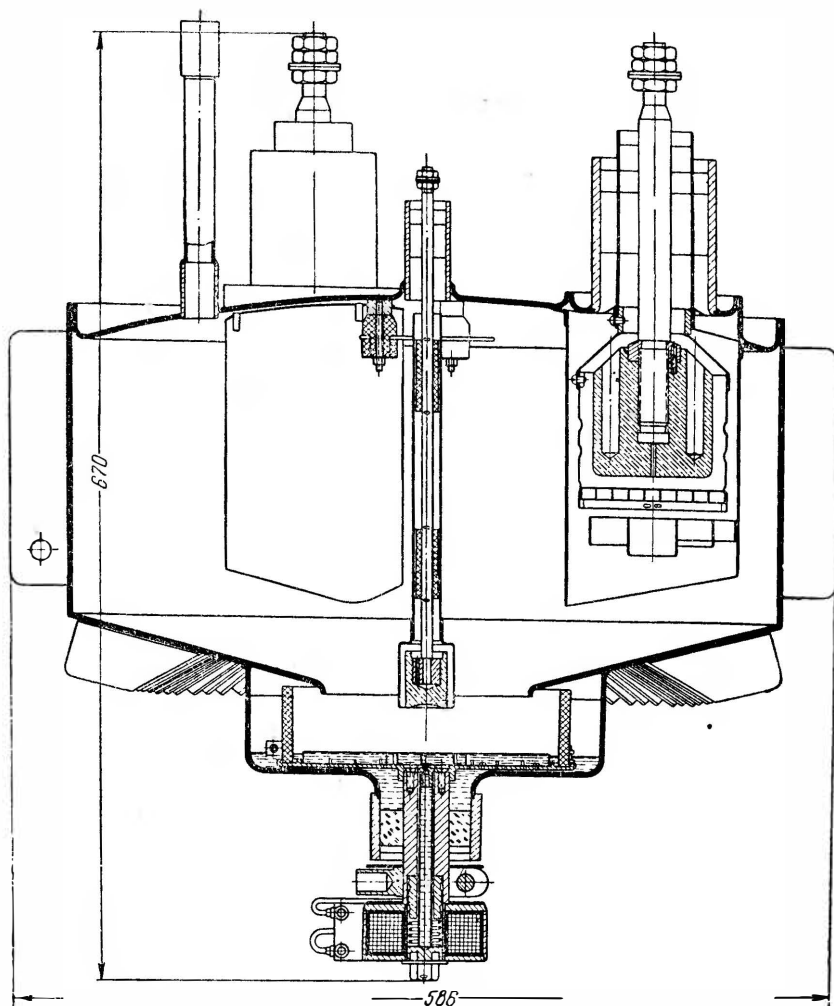
Для уменьшения количества испаряющейся ртути и числа ртутных брызг катод снабжен молибденовым фиксатором. Изоляция ртути катода от корпуса достигается, как и в ранее описанной конструкции, эмалировкой внутренней поверхности катода. Для защиты эмали от перегрева в катоде установлен кварцевый цилиндр (катодный щиток).



Фиг. 4-112. Фотография РМ-300.

В качестве конденсирующей поверхности здесь служит ртуть катода и нижняя конусная часть корпуса, снабженная значительным числом охлаждающих ребер. Охлаждение катода и корпуса воздушное. Боковая поверхность цилиндрической части корпуса, так же как и у РМ-300, снабжена ребрами.

Анод зажигания, к которому в момент зажигания подается струя ртути при помощи фонтанирующего устройства, расположен в центре катода. Этот анод выполняет одновременно и

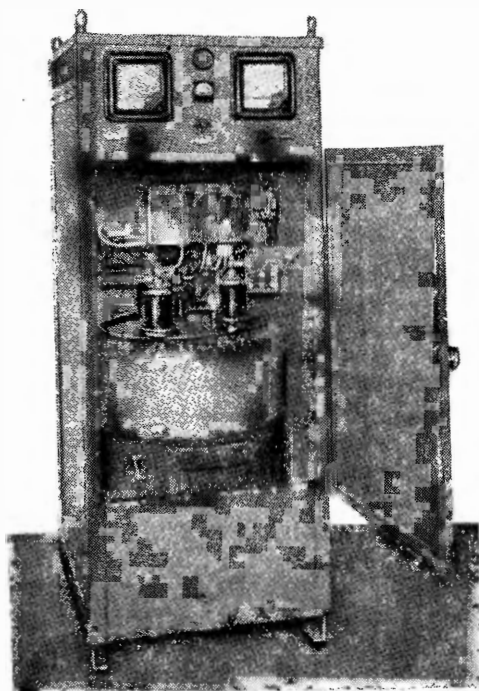


Фиг. 4-113. Разрез многоанодного безнасосного экзитрона типа PM-200.

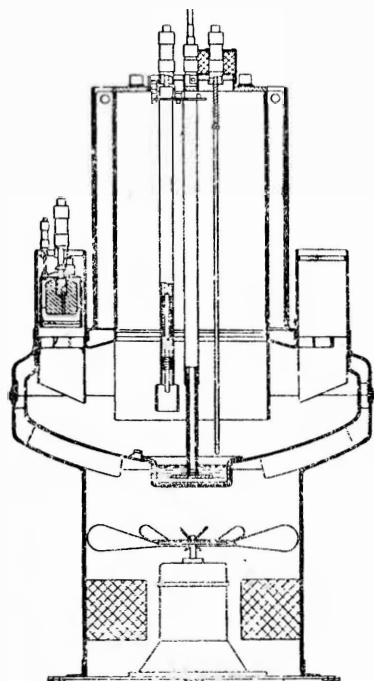
функции анода возбуждения, в связи с чем он питается постоянным напряжением. Ток подвод к аноду возбуждения осуществлен через стеклянный ввод такого же типа, какой приводился на фиг. 4-108,а. И в этом типе вентиля, серийно выпускаемом Запорожским электроаппаратным заводом, вместо одного анода возбуждения, питаемого постоянным током, сей-

час введено два анода возбуждения в связи с переходом на питание системы возбуждения от источника переменного напряжения.

Размещение вентиля в шкафу вместе с вспомогательными элементами устройства и коммутационной аппаратурой иллюстрирует фотография, приведенная на фиг. 4-114.



Фиг. 4-114. Фотография установки РМ-200 в шкафу.



Фиг. 4-115. Разрез шестианодного экзитрона на ток 600 а при выпрямленном напряжении 600 в.

Разрез многоанодного экзитрона, изготовляемого немецкой фирмой АЭГ, приведен на фиг. 4-115. Вентиль шестианодный и допускает номинальный ток  $I_{дн} = 500$  а при номинальном напряжении  $U_{дн} = 600$  в. Особенностью конструкции данного вентиля является наличие конденсационной камеры с приваренными к ней наружными ребрами для повышения поверхности ее охлаждения. Необходимость увеличения поверхности охлаждения конденсационной камеры обусловлена отводом в данном типе вентиля значительной части тепла от катода испарением в силу плохой теплопроводности катода, донницей которого является фарфоровая чаша. Токосвод к катоду осуществлен



здесь через верхнюю крышку конденсационной камеры. Через крышку осуществлены также вводы к вспомогательным анодам. Вводы анодов металло-керамические, разрез которых приводился на фиг. 4-109, б. Выносом анодных рукавов из каналов воздушного охлаждения обеспечивается более высокая температура анодного узла в затыльной части, чем предупреждается конденсация здесь ртути.

Весьма важным для безнасосных вентиляей показателем является срок их службы. Он определяет их жизнеспособность и конкурентоспособность по сравнению с вентилями разборными и вентилями откачными неразборными. Вопрос о сроке службы решается главным образом способностью вентиляей продолжительно сохранять хороший вакуум во внутреннем объеме (низкое давление посторонних газов, измеряемое долями микрона ртутного столба). Сохранность вакуума в свою очередь зависит:

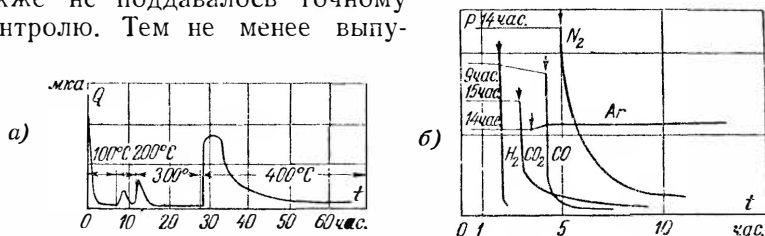
1) от того, в какой степени исключается дальнейшая возможность выделения газов (кислород, азот, водород, водяной пар и др.) внутренними деталями в процессе эксплуатации вентиля, после того как в процессе производства и формовки все детали и вентиль в целом подверглись тщательному обезгаживанию;

2) от того, в какой мере может проникнуть воздух извне в вентиль через микропоры (если они имеются) у вводов в сварных швах, а также при плохой прокатке металла и в толщинах его;

3) от того, в какой степени горение дуги внутри вентиля может способствовать уходу газов к стенкам и сохранению их там, чем может быть обеспечено поддержание вакуума и в том случае, если сохранились ограниченное газовыделение и микротечи в корпусе вентиля.

Степень обезгаживания зависит от температуры обезгаживаемых деталей. Чем она выше по абсолютной величине, тем обезгаживание полнее, и чем она выше по отношению к рабочей температуре детали, тем меньше газов выделяет соответствующая деталь в режиме эксплуатации вентиля. Максимум температуры лимитируется прежде всего теплостойкостью вводов. При стеклянно-металлических вводах максимум допустимой температуры лежит в зависимости от типа вводов в границах от 300 до 500°С. Как идет газовыделение во времени у запаянного вентиля при нагреве его до различных температур, показывает кривая на фиг. 4-116, а, построенная по результатам измерений, проведенным Дэком [Л. 71]. Повышение нагрева корпуса вентиля сверх 300°С приводит, как показывает кривая, к новой фазе интенсивной газоотдачи. Затем количество выделяющегося газа снижается до некоторого предела, но не до нуля.

Таким образом, при лимитированной температуре нагрева всегда надо считаться с возможностью выделения газов из стенок и электродов. Перед производством стоит задача свести это количество к предельному минимуму. Достигается ли абсолютная герметичность вводов и швов в запаянных вентилях до последнего времени (пока не начали применяться для обнаружения микропор гелиевые теченскатели) также не поддавалось точному контролю. Тем не менее выпу-



Фиг. 4-116. Кривые выделения газа при нагреве беззасосного выпрямителя (а) и поглощения газа под действием дуги (б).

щенные из производства запаянные типы вентиляей работают бесперебойно в эксплуатации в течение длительного срока<sup>1</sup>. Это, кроме крайне малых количеств выделяемого и натекающего газов, может быть объяснено, в первую очередь, геттерным действием дуги, заключающимся в уходе к стенкам ионов, нейтрализующихся в порах стенок. Геттерное действие зависит от тока, рода газа, степени обезгаживания материалов и прочих причин.

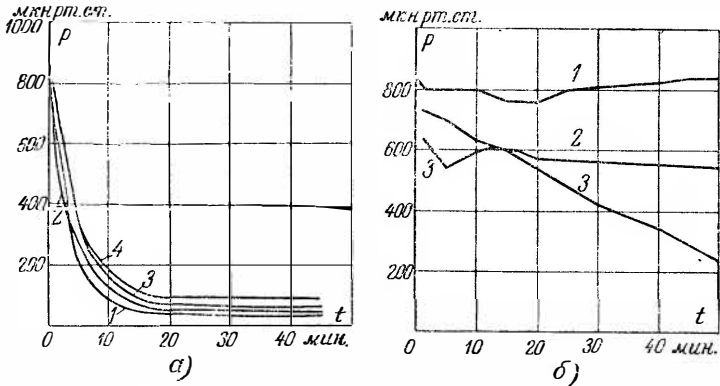
В какой мере геттерное действие дуги сказывается на скорости изменения давления во времени, показывают кривые, приведенные для различных газов на 4-116,б. Горизонтальные участки (до вертикальных стрелок) соответствуют почти неизменному во времени давлению газа в опытном макете вентиля до зажигания в нем электрической дуги. После зажигания дуги (моменты зажигания соответствуют нанесенным на фигуре стрелкам) давление молекулярных газов, как видно из хода кривых, быстро убывает, приближаясь к минимуму. Действие дуги на изменение давления инертного газа аргона (по крайней мере в период производимых наблюдений) почти не сказалось.

Количество поглощаемого стенками молекулярного газа является значительным, о чем свидетельствуют наблюдения за поглощением повторных порций газа в предварительно хорошо обезгаженном вентиеле. Степень поглощения газа стенками

<sup>1</sup> Первые несколько экземпляров запаянных вентиляей (типа РМ-300), изготовленные ВЗИ и установленные 8 лет назад на угольных шахтах Подмосквонного бассейна, продолжают работать бесперебойно.

либо специально вводимым для этого в вентиль электродом-поглотителем может быть значительно усилена, если поглощение газа вести при помощи тлеющего разряда, сообщая корпусу (либо электроду-поглотителю) отрицательный потенциал, а аноду прибора—достаточный для зажигания тлеющего разряда положительный потенциал.

Давление газа в этом случае может быть, как показывает семейство кривых на фиг. 4-117,а, быстро снижено, если даже начальное давление в приборе достаточно высоко.



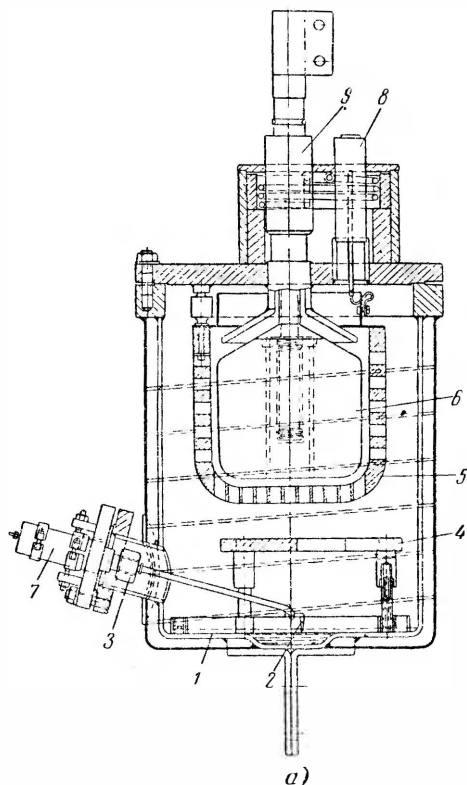
Фиг. 4-117. Изменение давления при поглощении водорода графитовым электродом при повторных впусках газа (а) и при разных продолжительностях предварительного обезгаживания (б). (1 час—кривая 1; 3 часа—2 и 4 часа—3).

Повышение интенсивности ухода газа к стенкам при тлеющем разряде резко повышается в силу того, что ионы получают в катодной части разряда значительно большую энергию, чем в ионной оболочке у стенки, когда горит дуговой разряд между главными электродами прибора. Повышенная поглощательная способность стенок в условиях тлеющего разряда может быть использована в тех случаях, когда безнасосный вентиль длительное время (измеряемое многими месяцами) находился в бездействии и в нем из-за просачивания воздуха и выделения газов давление повысилось до сотен микрон ртутного столба. Занумерованные на фиг. 4-117,а кривые относятся к катоду-поглотителю, выполненному из графита, и показывают поглощение газа после впуска в него (через затвор) новых порций газа. Каждое очередное поглощение приводит, как видно из хода кривых, только к относительно небольшому увеличению предельного минимума давления газа в приборе. Этот предельный минимум зависит в большой степени, как показывают кривые на фиг. 4-117,б, от длительности обезгаживания электрода, используемого в качестве поглотителя, а также от вида тлеющего разряда.

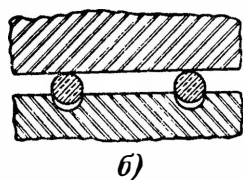
При аномальном тлеющем разряде интенсивность поглощения, а также общая поглощательная способность у электрода, используемого в качестве поглотителя газа, много выше.

#### д) Игнитроны

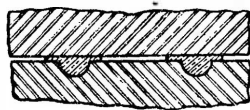
Игнитроны на малые и средние мощности строятся у нас и за границей запаянными. Более мощные типы игнитронов строятся в США откачными. Разрез одного из таких игнитронов, серийно выпускаемого фирмой Джeneral Электрик, приведен на фиг. 4-118,а.



Номинальный ток, допускаемый каждым игнитроном, входящим в состав вентиляного комплекта,  $I_{дн} = 500$  а при номинальном выпрямленном напряжении  $U_{дн} = 700$  в. В качестве уплотнений применены здесь алюминиевые кольца, покрытые защитным лаком, с целью предупреж-



б)



в)

Фиг. 4-118. Разрез игнитрона откачного типа на ток 500 а.

дения действия ртутных паров на свободные от окислов участки поверхности алюминия. Алюминиевые кольца закладываются в кольцевые выточки, создаваемые в нижнем фланце, как показано на фиг. 4-118,б, и затем кольцо сплющивается сжимными болтами до состояния, иллюстрируемого фиг. 4-118,в.

Катод 1, как и во всех других типах игнитронов, не изолирован от корпуса и составляет с ним одно целое. Зажига-

тель 2 и подхватывающий анод 3 введены сбоку, что облегчает замену зажигающего. Между катодом и анодом установлен отражательный экран 4 из графита.

Для повышения точности управления моментом зажигания дуги анод 6 окружен сеткой 5, которая сделана, так же как в одноанодных экзитронах, чашеобразной. Анодный ввод 9, сеточный ввод 8 и ввод к зажигающему 7 выполнены из микалекса, представляющего собой термически обработанную смесь измельченной слюды и борнокислого свинца. Будучи спрессован с металлом под большим давлением, микалекс вакуумонепроницаем, что значительно понижает натекание газов внутрь игнитрона.

Во избежание конденсации ртути на затылочной части анода и сетки в периоды отсутствия нагрузки прибора вводы снаружи снабжены электрической печью.

Охлаждается игнитрон водой. Водяная рубашка приварена к корпусу. Спираль, помещенная между корпусом и водяной рубашкой, обеспечивает последовательное охлаждение корпуса водяным потоком малого сечения.

Первые отечественные типы игнитронов, разработанные в ВЭИ и на заводе „Светлана“ [Л. 48], изготовлялись из стекла. После выпуска заводом „Светлана“ первых промышленных партий стеклянных игнитронов завод разработал (авторы разработки Ю. Д. Болдырь и А. М. Шерешевский) и организовал серийный выпуск стеклянно-металлических игнитронов.

Разрез одного из таких типов игнитронов (И-100/1) приведен на фиг. 4-119. Нижняя часть корпуса, содержащая ртуть катода, представляет собой коваровый стакан, а верхняя часть, окружающая анод, — стеклянная. Стекло сварено с коваром в торец. Охлаждается металлическая часть прибора проточной водой, проходящей через зазор между стаканом катода и съёмной водяной рубашкой (на фигуре не показанной). Верхняя стеклянная часть корпуса охлаждается воздухом при естественной его циркуляции. Более высокая температура стенок верхней части корпуса обуславливает меньшую плотность пара в прианодной области, что способствует снижению частоты появления обратных зажигания.

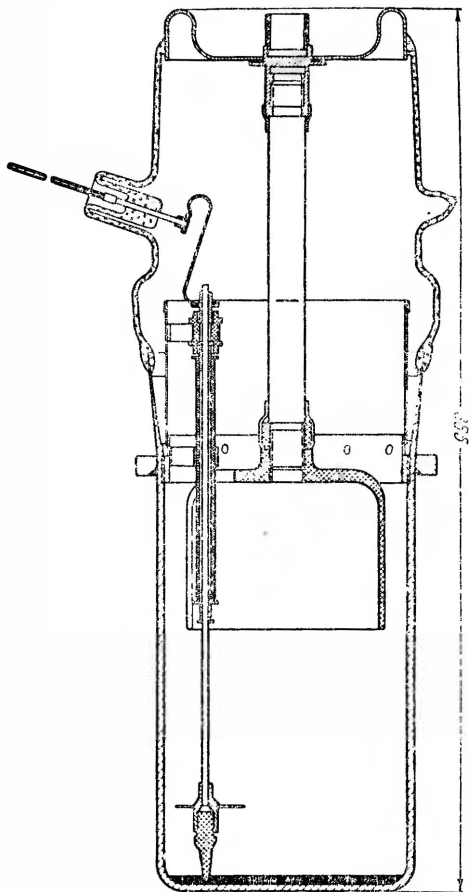
Полый анод повышает приемную поверхность и обеспечивает отрицательное анодное падение напряжения. Суммарное падение напряжения не превышает у данного игнитрона 12—15 в не только при нормальных, но и перегрузочных токах. Большое свободное сечение для дуги обеспечивает прохождение больших импульсов тока без разрывов дуги даже в том случае, если температура охлаждающей среды не превышает 15—20° С. Это особенно существенно для сварочных устройств, где требуются большие импульсы тока.

У игнитрона типа И-50/1,5, также применяемого в сварочных устройствах, количество стекла, как это можно видеть из разреза, приведенного на фиг. 4-120,а, доведено до минимума. Здесь два узких стеклянных пояса. Один связывает корпус с верхним фланцем, а другой—верхний фланец с анодным вводом. Благодаря малым обратным напряжениям, возникающим на вентилях при работе их в сварочных схемах, анод выполнен без обычной экранировки, что облегчает зажигание главной дуги в приборе и обеспечивает прохождение больших импульсов тока без разрыва дуги. Падение напряжения в дуге невелико. Охлаждается игнитрон проточной водой. Водяной рубашкой служит съемный бак. На фотографии внешнего вида игнитрона (фиг. 4-120,б) бак не показан.

Более мощные металлические запаянные игнитроны на разные токи и напряжения были разработаны в ВЭИ (автор разработки Т. А. Суевин) и выпущены из опытного производства малыми сериями.

Разрез одного из таких игнитронов приведен на фиг. 4-121,а, а фотография—на фиг. 4-121,б. Игнитрон рассчитан на средний ток 200 а в режиме длительной работы при рабочем напряжении 825 в. Особенностью конструкции данного игнитрона является наличие в нем сетки управления, фильтра и отражательного экрана. Это позволило повысить нагрузочную способность игнитрона по току и напряжению и обеспечить высокую точность управления углом запаздывания.

С целью уменьшения нагрузки на стекло вес анодной го-

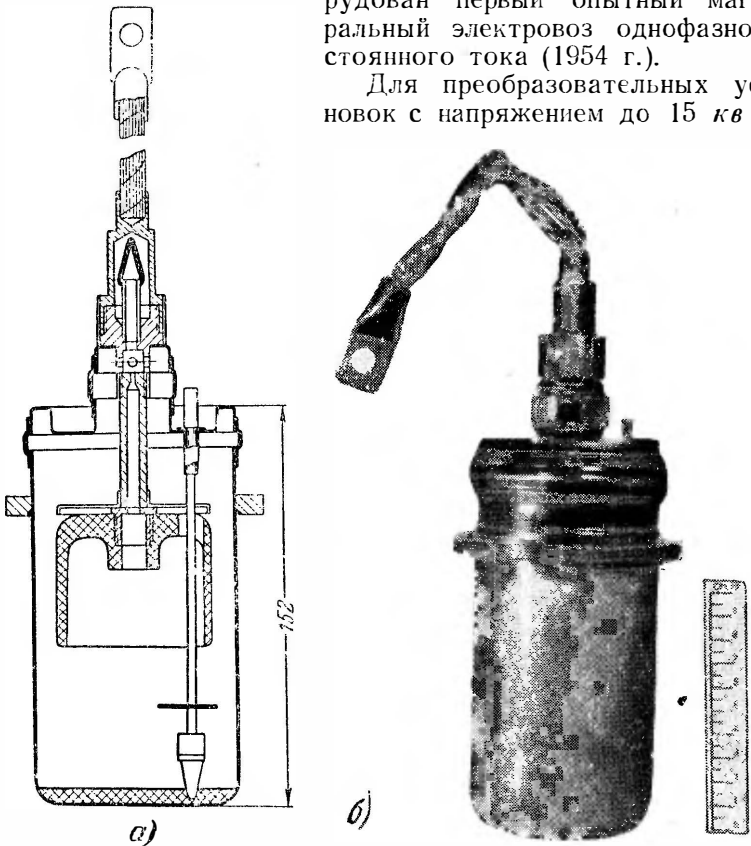


Фиг. 4-119. Разрез стекло-металлического игнитрона типа И-100/1.

ловки уменьшен сверлением в ней цилиндрических выточек. Выточки облегчают также обезгаживание анодов. Конусный экран из графита защищает анод от струй пара и ртутных капель. Подхватывающий анод, действие которого было описано в § 4-17, имеет самостоятельный ввод.

Охлаждается игнитрон водой. Водяная рубашка приварена к корпусу. Такими же по типу игнитронами, но выполненными на более высокое напряжение, оборудован первый опытный магистральный электровоз однофазно-постоянного тока (1954 г.).

Для преобразовательных установок с напряжением до 15 кВ бы-

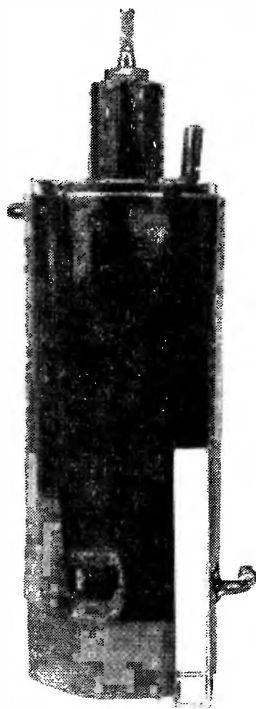
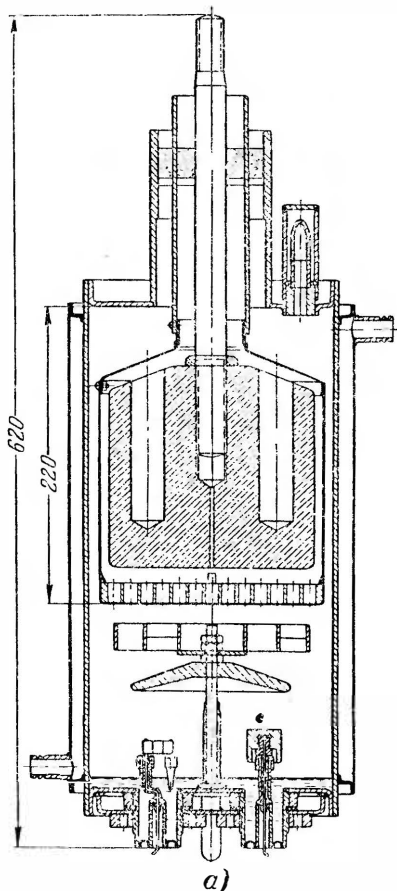


Фиг. 4-120. Металлический игнитрон типа И-50/1,5.

ла разработана и изготовлена промышленная партия высоковольтных безнасосных игнитронов на рабочее напряжение 15 кВ и средний ток 120 а [Л. 72]. Разрез игнитрона фирмы Дженерал Электрик дан на фиг. 4-122. Особенностью является наличие трех сеток (пяти электродов), что послужило поводом к названию прибора — игнитронный пентод. Управляю-

щей сеткой является средняя. Нижняя сетка ограничивает объем плазмы, из которой приходят к управляющей сетке ионы в период деионизации дуги. Это обеспечивает быстрое восстановление сеточного запирания после гашения дуги. Верх-

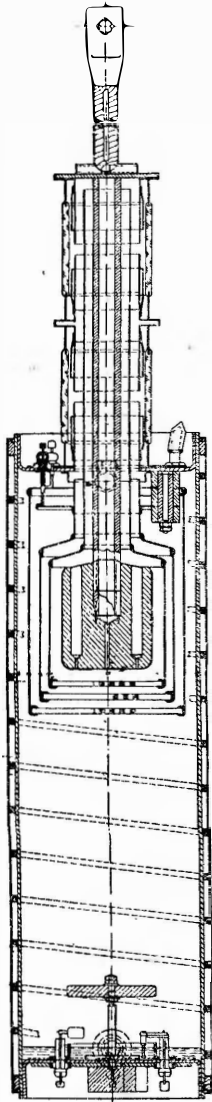
няя сетка служит делителем напряжения и экранирует одновременно управляющую сетку от проникновения к ней слишком сильного поля анода. Последнее повышает запирающие свой-



Фиг. 4-121. Металлический игнитрон типа РМ-200.

ства сетки в прямой полупериод и приближает вместе с тем характеристику зажигания к оси абсцисс, что позволяет уменьшить напряжение в цепи сетки. Каждая из сеток имеет свой вывод, что позволяет присоединить пентод к внешнему делителю напряжения, облегчая тем самым режим работы анода в непроводящую часть периода, и режим работы сетки в период запирания при наличии положительного напряжения на аноде.





Фиг. 4-122. Разрез  
игнитрона на 15 кВ  
обратного напря-  
жения.

Анод и сетка изолированы между собой и от корпуса кольцами из молибденового стекла, сваренного с коваровыми вставками. Для получения более равномерного распределения поля вдоль стеклянных колец края их закрыты с внутренней стороны металлическими манжетами. Зазоры между всеми разнопотенциальными металлическими деталями выбраны, исходя, с одной стороны, из необходимости сохранения минимума для повышения электрической прочности промежутков в вакууме, а с другой, — из необходимости ограничения напряженности электрического поля у металлических поверхностей, с тем чтобы предупредить возможность развития электростатической эмиссии с металла. Этим обеспечена надежная работа при напряжениях до 20 кВ. В остальных узлах: системе охлаждения и системе зажигания описываемый игнитрон в принципе не отличается от описанных уже нами узлов на малые и средние напряжения. Кроме зажигающего, игнитрон снабжен подхватывающим анодом. На него переходит вспомогательная дуга с зажигающего до появления главной дуги. Падение напряжения в игнитроне при полном анодном токе не превосходит 28 в.

#### 4-22. ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ ВЕНТИЛИ

Ртутные вентили, применяемые в преобразовательных установках для передачи энергии постоянным током, должны выдерживать рабочее напряжение порядка 100 кВ и более (не считая возможных перенапряжений) при максимальных токах, достигающих 900 а и более (не считая перегрузок).

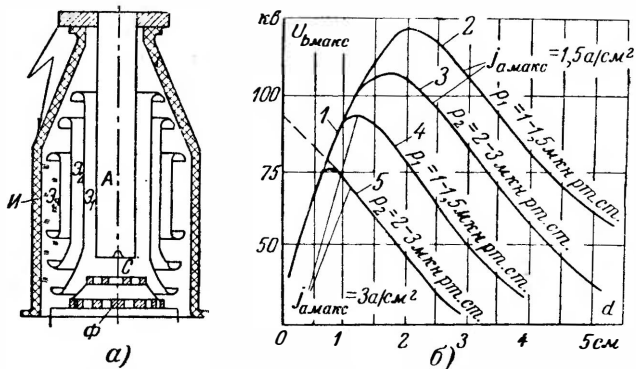
Задача по получению столь высоких напряжений при достаточно больших токах решается главным образом анодно-сеточным узлом прибора, поскольку на катоде, определяющем нагрузочную способность вентилей по току, очень мало сказывается высокое рабочее напряжение прибора.

Исходными требованиями, которые лежат в основе проектирования анодно-сеточного узла высоковольтных ртутных вентилей, являются не только обеспечение внутренней элек-

трической прочности этого узла, но и предупреждение внешних пробоев по изолятору.

В чем заключается связь между внутренней и внешней электрической прочностью, иллюстрирует конструктивная схема выполнения анодно-сеточного узла, приведенная на фиг. 4-123,а.

Длинный анод, размеры которого диктуются главным образом необходимой внешней протяженностью анодного изолятора, окружен рядом цилиндров (экранов) подобно тому, как это имеет место в конденсаторных вводах, применяемых в вы-



Фиг. 4-123. Конструктивная схема высоковольтного анода с одним разрядным промежутком (а) и кривые его пробивных напряжений.

соковольтной аппаратуре. Это обеспечивает более равномерную напряженность поля вдоль изолятора, а также допустимые поперечные градиенты поля по толщине его стенки. Внутренней конструкцией анодно-сеточного узла должна быть также предупреждена возможность проникновения плазмы к поверхности изолятора в силу диффузии ее из столба дуги, поскольку при наличии такой плазмы, показанной на фиг. 4-123 у левой внутренней поверхности изолятора, сокращается путь пробоя по воздуху через стенку изолятора, как это схематически показано стрелкой на той же фигуре.

Внутренняя электрическая прочность анодно-сеточного узла в непроводящую часть периода определяется, по существу, двумя требованиями:

1) необходимостью предупреждения появления обратных зажиганий в начале непроводящей части периода, когда на анод, принимающий на себя начальный скачок обратного напряжения  $U_{60}$  идет обратный ток;

2) необходимостью предупреждения развития самостоятельного разряда, начало которому кладут электростатическая эмиссия и последующие вызываемые ею процессы в объеме,

что может иметь место во время прохождения обратного напряжения через максимум.

В доразрядную часть периода электрическая прочность определяется требованием предупредить возможность преждевременного зажигания дуги при любых углах запаздывания и в том числе при  $\alpha = 90^\circ$ , когда положительное напряжение на аноде проходит через максимум.

Выясним вначале, какие могут быть достигнуты максимальные значения напряжения между анодом и сеткой прибора (потенциал которой мало отличается от потенциала катода), когда имеется лишь один разрядный промежуток между анодом и сеткой, как в конструкции, приведенной на фиг. 4-123,а, и какую требуется при этом выбрать длину разрядного промежутка при заданном давлении ртутного пара в анодно-сеточном узле. Чем меньше длина промежутка в вакууме, тем, как это следует из хода кривых пробивных напряжений (фиг. 1-20), выше значение пробивного напряжения, при котором развивается самостоятельный разряд из начальных либо остаточных зарядов в объеме. Предел уменьшению длины промежутка кладет, однако, возрастающая напряженность поля, приводящая к развитию электростатической эмиссии на поверхности катода (в роли которого в непроводящую часть периода выступает анод). Такая эмиссия кладет начало развитию самостоятельного разряда.

В какой мере можно повышать напряжение на один плоский промежуток при увеличении длины его и учете двух возможных форм развития разряда, можно заключить по кривым, построенным на фиг. 4-123,б. Восходящая кривая 1 соответствует границе возможного повышения напряжения на электродах до возникновения заметной электростатической эмиссии при увеличении длины промежутка. Ниспадающие кривые 2, 3, 4, и 5 соответствуют предельным напряжениям, при которых становится возможным возникновение из начальных зарядов в объеме самостоятельного тлеющего разряда, переходящего в дугу, либо прямое развитие дуги в результате воздействия на анод ионов обратного тока.

Кривая 1 относится к плоскому промежутку между электродами, что только до известной степени может быть отнесено к торцу анода и поверхности сетки.

Кривые 2 и 4, относящиеся к двум давлениям ртутного пара и двум разным концентрациям зарядов, построены по обобщенным (без дифференциации причин) статистическим данным возникновения обратных зажиганий в опытных и в опытно-промышленных экземплярах высоковольтных вентилях (при доведении до минимума числа разрядных промежутков между анодом и сеткой) и примерно соответствующих кривым, построенным Г. Бертеле [Л. 75], для ртутных вентилях при

разных концентрациях остаточных зарядов в первый момент после гашения дуги.

Для кривых на фиг. 4-123,б вместо начальной концентрации указаны для непосредственной ориентировки в нагрузочной способности вентилей максимальные значения плотности прямого тока  $j_{a \text{ макс}}$ , что может быть принято также только в том случае, если производные прямого тока  $\frac{di_a}{dt}$  в момент спада его к нулю пропорциональны самим токам. (Это имеет место тогда, когда угол коммутации  $\gamma$  остается неизменным.) Максимальные значения прямого тока в условиях работы вентилей в наиболее распространенной трехфазной мостовой схеме (рассмотренной в § 1-8 первой части книги) превышают средние значения тока в 3 раза. В том же соотношении находятся и плотности тока на аноде. Увеличение допускаемой плотности тока при переходе от кривых 2—3 к кривым 4—5 (ценой понижения допускаемого напряжения) соответствует повышению нагрузочной способности анода по току. Необходимо при этом отметить, что такое же повышение нагрузочного тока путем пропорционального увеличения приемной поверхности анода не всегда допустимо, поскольку с ростом этой поверхности погашается степень неравномерности распределения тока по приемной поверхности анода.

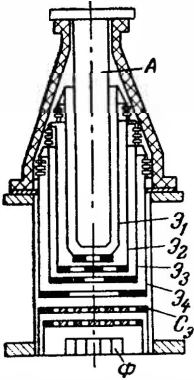
Переход от одного давления пара (при заданной плотности тока) к другому, повышенному давлению, т. е. от кривой 2 к кривой 3 при  $j_{a \text{ макс}} = 1,5 \text{ а/см}^2$  и от кривой 4 к кривой 5, при  $j_{a \text{ макс}} = 3 \text{ а.см}^2$  имеет существенное значение с точки зрения повышения перегрузочной способности вентилей по току, так как с повышением давления почти пропорционально (как известно из § 4-8) растет граничное значение тока, при котором становится возможным разрыв дуги.

Хотя кривые, приведенные на фиг. 4-123,б, являются, как выше уже указывалось, грубо ориентировочными, тем не менее они дают представление о достигаемой величине обратного напряжения на один разрядный промежуток и оптимальной длине промежутка, которая соответствует максимально достигаемому напряжению.

Зазор между цилиндрическими поверхностями экранов может быть также приближенно найден по кривой 1 на фиг. 4-123,б, исходя из максимально допустимой напряженности поля у поверхности малого цилиндра. Напряжения, соответствующие кривым на фиг. 4-123,б, нельзя рассматривать как предельные, так как несомненно, что с повышением качества материала анода и вставок и их технологической обработки, а также по мере конструктивного совершенствования анода с целью по-

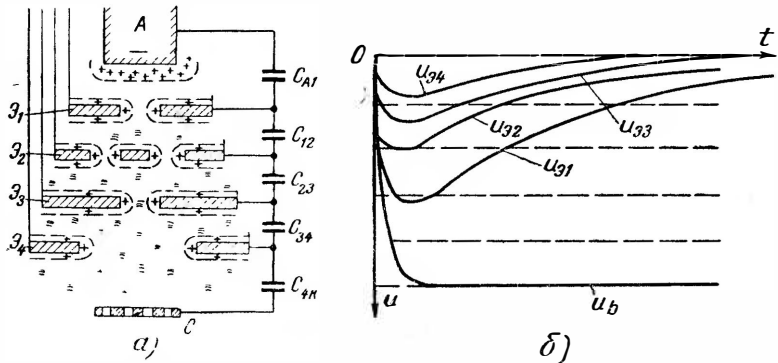
лучения более равномерного распределения поля допустимые значения обратного напряжения будут расти.

Перейдем к выяснению того, в какой мере увеличение числа промежутков путем введения в боковые экраны торцевых вставок, как это показано в конструктивной схеме анодно-сеточного узла на фиг. 4-124, может влиять на увеличение допускаемого этим узлом обратного напряжения. Для этого рассмотрим ход физических процессов в деионизационную долю непроводящей части периода при наличии перед анодом ряда вставок, как это иллюстрирует схема на фиг. 4-125,а. Между каждой парой соседних экранов и верхним экраном и анодом, с одной стороны, и нижним экраном и сеткой, — с другой, показаны здесь включенными емкости  $C_{A1}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{23}$  и т. д. Эти емкости могут быть и собственными емкостями системы и емкостями внешнего делителя напряжения, присоединенного к наружным выводам, проходящим через вакуумно уплотненные отверстия в боковых стенках анодного изолятора.



Фиг. 4-124. Конструктивная схема анода с несколькими разрядными промежутками.

Действие этих емкостей без учета влияния процессов, происходящих внутри вентилля, сводится к тому, что изменяющееся во времени обратное напряжение, приложенное между



Фиг. 4-125. Схема физических процессов в непроводящую часть периода в анодно-сеточном узле с несколькими вставками (а) и кривые изменения экранных потенциалов при емкостном делителе (б).

сеткой и анодом, делится между отдельными промежутками обратно пропорционально их емкостям. При равных емкостях (и полном отсутствии утечек по изоляции) это деление должно было бы соответствовать пунктирным прямым на фиг. 4-125,б,

если полагать напряжение  $U_b$  после установления режима неизменным во времени. Поскольку рассматриваемый промежуток времени крайне мал по сравнению с длительностью непродводящей части периода, такое допущение вполне приемлемо.

Действие процессов, происходящих внутри вентиля, не позволяет, однако, таким потенциалам на экранах ни установиться, ни сохраниться в течение времени деионизации. Процессы эти сводятся к тому, что по мере приобретения экранами вслед за анодом отрицательных потенциалов на границе их соприкосновения с плазмой возникают, как показано на фиг. 4-125,а, ионные оболочки. Ионы, уходящие из этих оболочек к поверхности экранов (замещааясь новыми ионами, приходящими из плазмы), ослабляют отрицательный заряд на междуэкранных емкостях, в связи с чем отрицательный потенциал на них падает, приближаясь к потенциалу сетки (потенциалу катода).

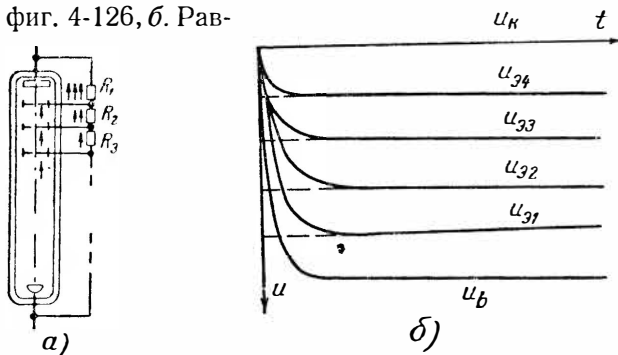
Спад потенциалов на экранах приводит к возрастанию разности потенциалов между анодом и ближайшим к нему экраном, что продолжается до тех пор, пока не заканчивается деионизация разрядного промежутка. По окончании деионизации начинает вновь нарастать отрицательный потенциал на экранах соответственно изменению кривой обратного напряжения. Этого кривые на фиг. 4-125,б, не отражают в силу того, что они относятся только к весьма малому промежутку времени—времени деионизации.

Скорость спада экранных потенциалов к минимуму зависит от концентрации и скорости приходящих к экранам зарядов и от величины междуэкранных емкостей. Когда эти емкости малы, что соответствует собственным емкостям системы (междуэкранные емкости не выходят обычно за границы 100—200 пф), за короткое время деионизации (лежащее у высоковольтных вентилях в границах 50—100 мксек) потенциалы почти у всех экранов, включая и ближайший к аноду, успевают, как это показывают кривые на фиг. 4-125,б, снизиться почти до потенциала катода (сетки). В этом случае почти все значение обратного напряжения еще до полного окончания деионизации ложится на промежуток между анодом и ближайшей к нему вставкой и наличие промежуточных вставок заметного облегчения в режиме работы анода не дает.

При увеличении междуэкранных емкостей путем включения внешнего емкостного делителя напряжения (что требует, как уже говорилось, выполнения промежуточных выводов через изолятор) спад потенциалов на экранах замедляется и они проходят через минимум к концу деионизации разрядного промежутка, после чего отрицательный потенциал на вставках вновь нарастает (по абсолютной величине). Разность потен-

циалов  $u_b - u_{з1}$  в этом случае не достигает полного значения обратного напряжения. Выбирать, однако, емкости у внешнего делителя много большими, чем междуэкранные емкости, также нельзя, так как нарастающие при этом ионные токи деионизации могут привести к развитию самостоятельного разряда на экран, переходящего затем в обратное зажигание на анод. Это ограничивает возможности применения чисто емкостного делителя.

Применение чисто активного делителя напряжения (фиг. 4-126,а) также не дает нужных результатов, как это показывают кривые потенциалов на экранах на фиг. 4-126,б. Рав-

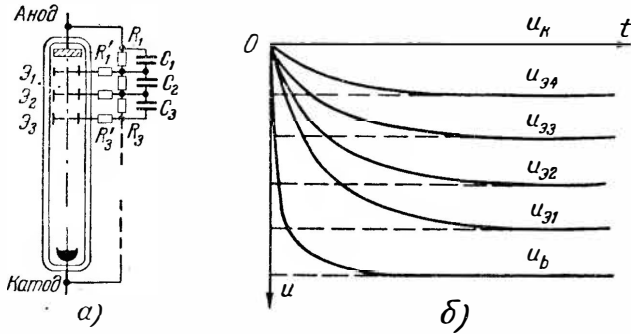


Фиг. 4-126. Схема включения активного делителя (а) и изменение экранных потенциалов при нем.

номерность деления напряжения достигается здесь только после окончания деионизации. В начальный же период это распределение неравномерно, в силу того, что к току, возникающему в делителе под действием внешнего напряжения, добавляются еще токи деионизации, идущие к экранам из плазмы и суммирующиеся затем в секциях делителя, как это показывают стрелки на фиг. 4-126,б. Наибольшее падение напряжения получается при этом в секции делителя, связывающей анод с первым экраном, поскольку здесь проходит наибольший ток. Это затрудняет работу анода в наиболее трудную для него часть периода, когда на него идет наибольший обратный ток.

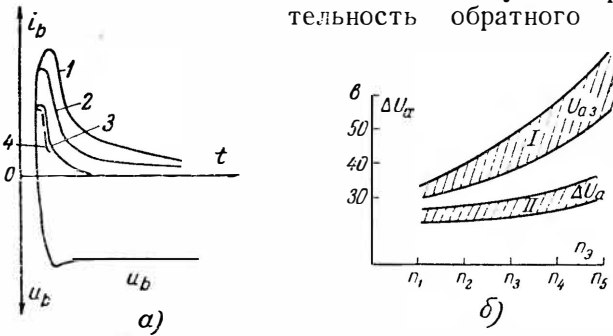
Лучшее распределение напряжений обеспечивает активное емкостный делитель напряжения, схема которого приведена на фиг. 4-127,а. Последовательно включенные емкости  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  и сопротивления обеспечивают здесь более или менее равномерное распределение тока вдоль делителя, а параллельно включенные сопротивления  $R'_1$ ,  $R'_2$  и  $R'_3$  ограничивают величину токов деионизации, принимаемых экранами, чем предупреждается возникновение обратных зажиганий на самих экранах.

Изменение экранных потенциалов при таком делителе получается, как это видно из хода кривых на фиг. 4-127, б, более благоприятным, хотя и здесь разность потенциалов между



Фиг. 4-127. Схема включения смешанного делителя (а) и изменение экранных потенциалов при нем (б).

анодом и ближайшей к нему вставкой,  $(u_b - u_{\varepsilon_1})$  выходит за границы пропорционального деления напряжения. Для того чтобы судить о целесообразности введения промежуточных вставок и числе их, рассмотрим еще влияние числа вставок на величину и продолжительность обратного анодного



Фиг. 4-128. Кривые обратных токов (а), потенциалов зажигания и напряжения горения дуги (б) при разном числе вставок.

тока, а также на проводящую и предразрядную части периода. Влияние числа вставок на ход кривой обратного тока иллюстрируют осциллограммы, приведенные на фиг. 4-128, а. Эти осциллограммы сняты при одном и том же обратном напряжении на анодно-сеточном узле, снабженном четырьмя вставками, из которых путем закорачивания отдельных вставок между собой и с катодом вводилось в режим самостоятельного действия то или иное число вставок.



Осциллограмма 1 относится к режиму, когда все экраны и вставки к ним были электрически связаны между собой и с катодом. Вставки работали в этом случае только как деионизирующие поверхности. Осциллограмма 2 относится к режиму, когда из четырех имеющихся вставок три нижние были электрически связаны между собой и с катодом, а осциллограммы 3 и 4 относятся к режиму, когда действовали три, а также все четыре вставки.

Уменьшение по величине и продолжительности обратного тока при введении вставок объясняется тем, что после закрытия сеточных отверстий непрерывно расширяющимися в них ионными оболочками в данном экране ионы, поступающие из лежащих ниже участков плазмы целиком воспринимаются этим экраном, что прекращает дальнейшее прохождение их к расположенным выше участкам разрядного промежутка и в том числе к аноду. Это и ведет к сокращению длительности обратного тока. Уменьшение максимума тока объясняется возрастанием доли ионов, отсасываемых отрицательным полем экранов на себя, что уменьшает их количество, приходящее к аноду.

Заметное влияние на уменьшение обратного тока вставками, сказывается, как видно из сопоставления осциллограмм 2, 3 и 4, до тех пор пока число вводимых в действие вставок не превышает двух — трех, в силу того, что малый по абсолютной величине отрицательный потенциал на более низко расположенных вставках быстро исчезает, будучи скомпенсированным в начальную долю деионизационной части периода ионами, приходящими из плазмы. Поэтому ионные оболочки у таких вставок очень тонкие и не закрывают собой сеточных отверстий. Названное число вставок нельзя рассматривать как абсолютное, так как оно зависит от конфигурации вставок и от эффективности действия внешнего делителя напряжения, если таковой используется.

Вопрос о целесообразном числе вставок необходимо решать, не только исходя из требований непроводящей части периода, но и с учетом обеспечения нужного режима работы вентиля в проводящую часть периода и надежного запираения вентиля до истечения угла запаздывания  $\alpha$  при надежном зажигании дуги в момент, соответствующий углу  $\alpha$ .

Влияние числа вставок на предразрядную часть периода, когда анодно-сеточный узел должен запирается при больших углах запаздывания прямыми напряжения вплоть до максимальных (соответствующих  $\alpha = 90^\circ$ ), сводится к тому, что при большем числе вставок ослабляется действие положительного поля анода у сетки, чем облегчается экранирующее действие сетки, расположенной над управляющей (экранирующая сетка). Степень экранировки вставками прямого поля должна быть,

однако, ограничена, так как с возрастанием числа экранов растет потенциал зажигания на аноде, как показывает область зажигания *I* на фиг. 4-128, б, и, что особенно существенно, повышается вероятность появления отдельных пропусков зажигания. При выпрямительном режиме редкие пропуски не сказываются на режиме работы установки. При инверторном режиме пропуски зажигания (если не предусмотрены специальные защитные средства) приводят к выпадению инвертора из режима нормальной его работы.

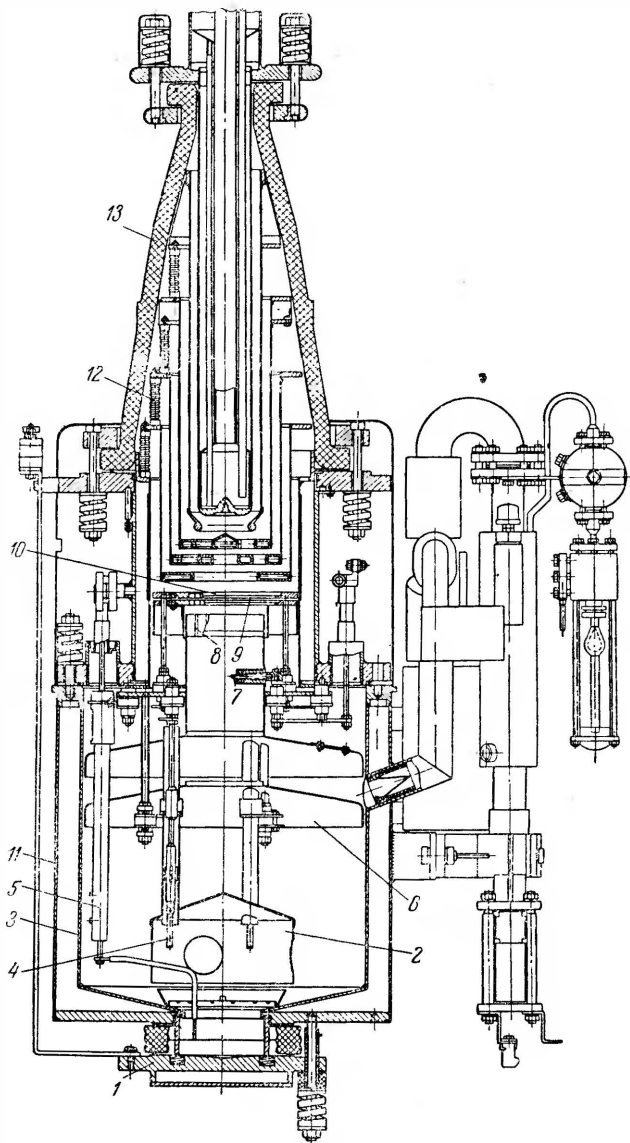
Влияние числа вставок на падение напряжения в вентиле показывает область *II* на фиг. 4-128, б. С ростом числа вставок падение напряжения так же растет, хотя и не так быстро, как  $U_{a.з}$ .

Целесообразность ограничения числа вставок минимально необходимым диктуется также необходимостью получения более высокой перегрузочной способности вентиля по току. На перегрузочную способность влияет не только число вставок, но и их конфигурация.

В поисках оптимального решения иностранные фирмы в изготовленных ими опытно-промышленных образцах высоковольтных вентилях применили разное число вставок различной конструкции. Так, в вентилях фирмы Сименс и приближающихся к ним по конструкции высоковольтных вентилях, изготовлявшихся шведской фирмой АСЭА, конструктивная схема которых приводилась на фиг. 4-45, число вставок достаточно велико (достигая 10--12). Для облегчения зажигания при таком большом числе вставок и получения принудительно-равномерного распределения напряжения между ними они присоединены к внешнему активно-емкостному делителю напряжения. Анодный изолятор выполнен в этом случае секционированным.

Вентили опытно-промышленной серии, выпущенной немецкой фирмой АЭГ, на номинальное напряжение 120 кВ и максимальный ток 150 а снабжены, как это видно из конструктивного разреза их на фиг. 4-129, четырьмя вставками. Экраны и вставки к ним не присоединены к внешнему делителю, что позволило сделать изолятор без боковых отверстий. Этот вентиль (разработанный Е. Добке), так же как и вентили, изготовленные другими фирмами, представляет собой одноанодный откачной экзитрон, в котором анодно-сеточный и катодные узлы конструктивно как бы обособлены друг от друга.

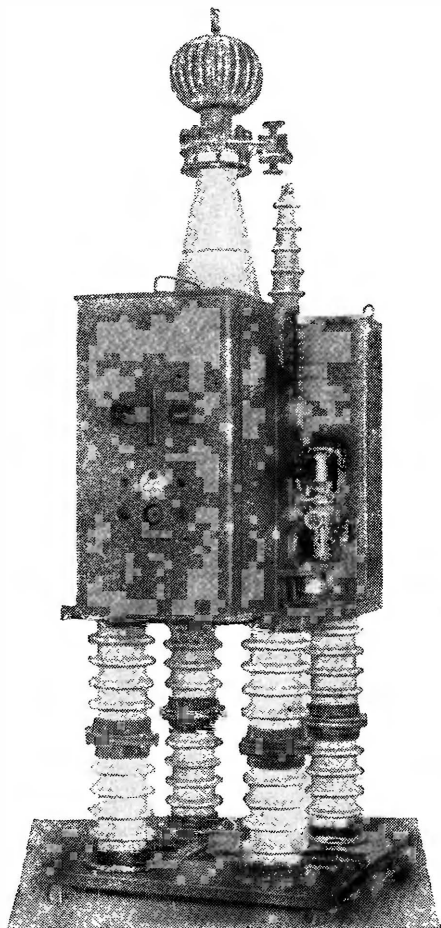
Анодно-сеточный узел, выполненный по конструктивной схеме, ранее приведенной на фиг. 4-124, установлен на конденсационной части корпуса *11*. Анодные экраны изолированы между собой и от корпуса стеатитовыми изоляторами *12*. Анодный изолятор *13* выполнен без промежуточных выводов. Катодный узел, кроме катода *1*, изолированного от корпуса, содержит систему вспомогательных электродов: анод зажига-



Фиг. 4-129. Разрез опытного высоковольтного выпрямителя АЭГ.

ния 5, аноды нижнего возбуждения 4, анод верхнего возбуждения 7, деионизирующие экраны 6 и деионизационный фильтр 8. Выполнение конденсационной части корпуса с большим диаметром имеет целью увеличить поверхность конденсации,

а также объем (массу) пара, влияющего на давление в анодно-сеточном узле вентиля. Это особенно важно для промежуточного объема, где расположены сетки 9 и 10, отверстия в которых создают наибольшие места сужения для горячей дуги. Для того чтобы сделать менее зависимым давление пара в конденсационной части корпуса от переменной температуры катода (меняющейся с током нагрузки) и предупредить вместе с тем появление в конденсационном объеме струй ртутного пара, несущих с собой ртутные капли из катода, катод прикрыт колпаком 2, с боковыми отверстиями, через которые пар проходит в рабочий объем. Изменение давления пара под колпаком вызывает только изменение перепада давления пара в отверстиях колпака. При таком разделении объемов давление пара в рабочем объеме определяется в основном температурой среды, охлаждающей боковые стенки нижней части корпуса. В качестве среды для охлаждения взято масло, обладающее значительно более высокими электроизоляционными свойствами, чем вода. Отвод тепла от анода в связи с сильной тепловой боковой экранировкой анода цилиндрическими экранами производится через испарение ртути, заполняющей пустотелый анод. Пары, поднимаясь в верхнюю часть анода, конденсируются на поверхности трубчатого радиатора, который виден на фотографии вентиля, приведенной на фиг. 4-130. Температура анода при такой системе охлаждения ограничивается температурой испарения ртути, которая не превосходит  $180 - 200^{\circ}\text{C}$ , в связи с наличием вакуума. После конденсации ртуть вновь

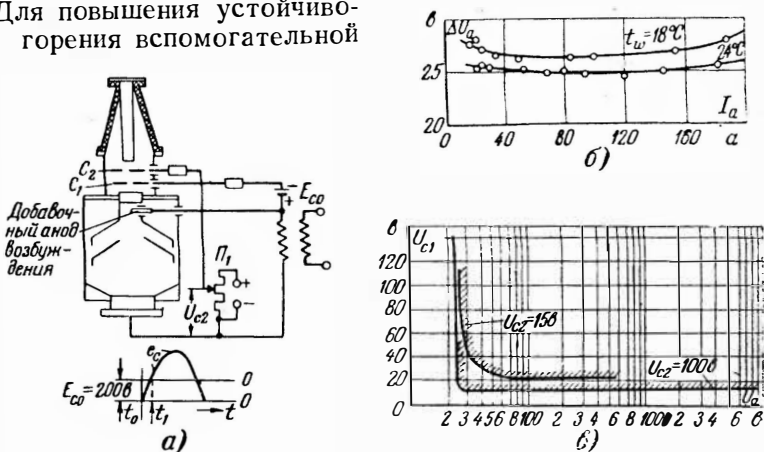


Фиг. 4-130. Фотография внешнего вида высоковольтного выпрямителя АЭГ.

стекает к торцу анодной головки через трубку, расположенную внутри анода. При увеличении анодного тока растет количество испаряющейся ртути, но температура анода при этом мало изменяется. Это обеспечивает постоянство плотности пара в анодно-сеточном узле.

Зажигание вспомогательной дуги производится при помощи подвешенного анода зажигания 5. Непрерывное поддержание вспомогательной дуги осуществляется при помощи трех анодов (нижнего) возбуждения 4, питаемых от сети трехфазного тока.

Для повышения устойчивости горения вспомогательной



Фиг. 4-131. Электрическая схема собственных нужд высоковольтного выпрямителя (а), его сеточные характеристики (б) и кривые падения в дуге (в).

дуги аноды возбуждения расположены под колпаком 2, где давление паров выше. В силу заметного ослабления концентрации зарядов, уходящих от дуги возбуждения, стенками колпака 2 и деионизирующими экранами 6, кроме нижних анодов возбуждения, в вентиль введен еще один так называемый верхний анод возбуждения 7. Этот анод зажигается от того же положительного импульса, что и сетка управления  $C_1$ , как это видно из принципиальной схемы и поясняющей ее работу диаграммы, приведенных на фиг. 4-131, а. На верхнем аноде возбуждения дуга зажигается в момент  $t_0$ , когда мгновенное значение положительного импульса напряжения  $e_c$  достигает значения потенциала зажигания этого анода. Зажигание дуги на управляющей сетке происходит несколько позже (в момент  $t_1$ ) благодаря введенному в цепь сетки управления  $C_1$  напряжению запирающего  $E_{co}$ .

Кроме сетки управления  $C_1$  на фиг. 4-129, вентиль имеет еще экранирующую сетку 10. При достаточно малой ее про-

ницаемости характеристика зажигания, как это видно из фиг. 4-131, *в*, почти не зависит от напряжения на аноде. Изменением потенциала на экранирующей сетке можно изменять характеристику зажигания управляющей сетки.

Величина проницаемости сеток (имеющих одностипное исполнение) выбирается, не только исходя из условий получения приемлемых сеточных характеристик, но и из соображений повышения токов перегрузки у вентиля, так как отверстия в сетках являются местами наибольшего сужения дуги. Падение напряжения в рассматриваемом вентиле характеризуется кривыми для двух температур охлаждающей среды (фиг. 4-131, *б*).

В связи с малыми объемами разрядных промежутков в анодном узле, сильно развитыми поверхностями экранов и вставок и хорошей защитой анодного узла от диффузии к нему зарядов из конденсационного пространства (когда не горит верхний анод возбуждения) время деионизации в рассматриваемом вентиле не превосходит 1—2 эл. градуса, что создает достаточно благоприятные условия для быстрого восстановления запираания сеткой анода после гашения дуги. Это особенно существенно для инверторного режима.

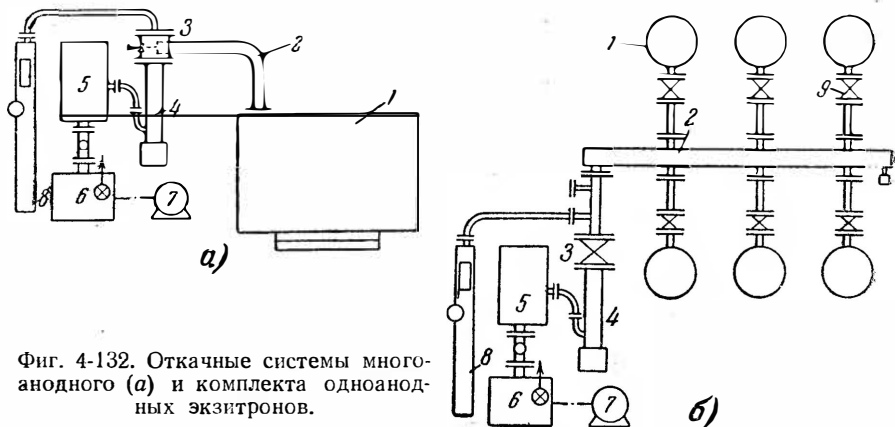
#### 4-23. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА ОТКАЧНЫХ ВЕНТИЛЕЙ РАЗБОРНОГО ТИПА

Существующие типы уплотнений у металлических откачных вентиляей разборного типа, как выше уже говорилось, не обеспечивают полной герметичности вентиля: газ извне может проникнуть внутрь вентиля через микropоры в керамических и металлических деталях, наличие которых в таких вентиляях трудно контролировать. Помимо того, в вентиляях с водяным охлаждением ионы водорода могут проникнуть внутрь вакуумного корпуса через кристаллическую решетку металла. Для поддержания в таких вентиляях газа в разреженном состоянии (вакуума) они снабжаются вакуумной системой.

Основные узлы, входящие в такую систему многоанодного вентиля, показаны на фиг. 4-132, *а*. К вентилю *1* через трубу *2* и вакуумный кран *3* присоединен здесь пароструйный вакуумный насос *4*. Другим своим концом этот насос присоединен к баку предварительного разрежения *5*, из которого периодически откачивается воздух вращательным насосом *6* предварительного разрежения. Насос *6* вращается двигателем *7*. Измерение степени разреженности газа производится при помощи компрессионного манометра *8*.

Необходимость применения двух насосов обусловлена тем, что вращательные насосы, работающие против атмосферного давления, не в состоянии (с достаточной производительностью) поддерживать столь высокую разреженность газа (высокий

вакуум), которая требуется для ртутных вентиляей, в то время как пароструйный вакуумный насос, создающий такие разрежения, не может работать против атмосферного давления. Введение бака предварительного разрежения в систему откачки позволяет включать вращательный насос только периодически на короткие промежутки времени (при нормальных условиях работы вентиля на 15—20 мин. и меньше в сутки). В откачных



Фиг. 4-132. Откачные системы многоанодного (а) и комплекта одноанодных экзитронов.

неразборных вентилях вращательный насос, по фирменным данным АСЭА и Вестингауз, присоединяется к системе для откачки газа из бака предварительного разрежения не чаще, чем раз в год.

Вакуумная система у комплекта из одноанодных вентиляей, как видно из фиг. 4-132, б, состоит из тех же узлов. Все вентили присоединены через индивидуальные вакуумные краны 9 к общей трубе 2 (вакуумному коллектору), к которой присоединен вакуумный насос 4. Индивидуальный вакуумный кран позволяет отсоединить вентиль от комплекта в случае его порчи и замснить его другим без нарушения вакуума в системе.

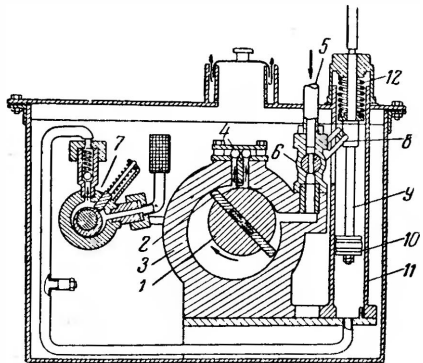
О принципе действия и устройстве вращательного насоса можно судить по конструктивному разрезу его, приведенному на фиг. 4-133, а и б. Насос состоит из чугунного цилиндрического корпуса 3, в котором вращается расположенный эксцентрично цилиндрический барабан 1. В последнем имеется щель, в которую вставлены две закаленные и отшлифованные стальные лопасти 2, разжимаемые пружинами. Когда барабан вращается, воздух засасывается в область, связанную с входным отверстием, объем которой увеличивается, и выталкивается из области, связанной с выходным отверстием. В средней области, изолированной и от входного и от выходного

отверстий, находится воздух, поступивший в период увеличения объема этой области, когда она была соединена с входным отверстием. При дальнейшем вращении барабана эта область оказывается соединенной с выходным отверстием, ее объем уменьшается, и воздух, находящийся в ней, выталкивается наружу. Клапан 4 с шаровым запором прижимается вниз атмосферным давлением через слой масла, в которое погружен весь насос. Часть масла, проникающая внутрь через подшипник и клапан насоса, создает уплотнение между областями насоса, имеющими различное давление.

Так как при остановке насоса либо при уменьшении его скорости вращения ослабляется нажатие лопаток на барабан (в связи с прекращением действия центробежных сил) и исчезает также уплотняющее действие масла, то в целях предупреждения засасывания масла и воздуха через неплотности швов в вакуумную трубу 5 при остановке насоса должен быть заблаговременно закрыт пробковый кран 6. Такое закрытие должно происходить автоматически, поскольку за непроизвольными остановками насоса обслуживающему персоналу проследить трудно.

В конструкции насосов (типа ФН-11), изготовляемых заводом „Уралэлектроаппарат“, для этой цели служит вспомогательный вращательный масляный насос 7, сидящий на одном валу с рабочим вращательным насосом. Пробковый кран 6 у вращательного насоса связан через подвижную вилку 8 со штоком 9, перемещающимся в вертикальном направлении в цилиндре 11. Подъем штока с насаженным на нижнем конце его поршнем 10 производится маслом, нагнетаемым в нижнюю часть цилиндра при помощи насоса 7. Давление масла противостоит силам пружины 12. При уменьшении скорости вращения насосов ослабляется давление масла на поршень, и под действием пружины шток 9 опускается и закрывает собой пробковый кран 6 насоса.

Вращательный насос приводится в движение электродвигателем мощностью 0,5 квт с  $n=450$  об/мин, соединенным с валом насоса через изолированную муфту, поскольку насос, электрически связанный с вентилем, может иметь высокий потенциал. Двигатель изолирован также от рамы, на которой он установлен.



Фиг. 4-133. Схематический разрез вращательного вакуумного насоса.



Основными показателями в работе насоса являются: 1) быстрота действия насоса; 2) создаваемая им предельная разреженность газа (предельный вакуум).

Предельным вакуумом называют ту предельную разреженность газа, которая может быть достигнута в резервуаре данного объема при помощи насоса.

Быстроту действия насоса определяют по объему газа, удаляемого насосом в единицу времени из сосуда, при заданном давлении  $p_n$  у выпускного патрубка:

$$S_n = \left( \frac{dV}{dt} \right)_{p_n} \quad (4-63)$$

Поскольку удаление газа вакуумными насосами производится из резервуаров постоянного объема, то давление газа в них постепенно убывает, и поэтому более удобно измерять быстроту действия насоса по изменению давления газа. Для того чтобы получить связь между  $S_n$  и изменением давления, воспользуемся законом Бойля-Мариотта, связывающим дифференциалы объема и давления:

$$dV = - \frac{dp}{p} V. \quad (4-64)$$

Подставляя  $dV$  в уравнение (4-63), мы находим, что:

$$S_n = - \frac{dp}{dt} \cdot \frac{V}{p} \text{ [см}^3\text{/сек]}. \quad (4-65)$$

В найденном выражении быстрота действия насоса определяется, как произведение объема  $V$  на относительное изменение давления  $\frac{dp}{dt} : p$  в рассматриваемом объеме  $V$ .

Разделив переменные в (4-65), имеем:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{S_n}{V} dt. \quad (4-66)$$

Интегрируя правую часть (4-66) в интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$ , а левую — в интервале изменения давления от  $p_1$  до  $p_2$ , находим:

$$\ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{S_n}{V} (t_2 - t_1), \quad (4-67)$$

откуда

$$S_n = \frac{V}{t_2 - t_1} \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4-68)$$

Это уравнение Геде. Обычно  $S_n$  в нем выражено в  $\text{дм}^3\text{/сек}$ , т. е.  $\text{л/сек}$ . Это уравнение позволяет дать несколько иное

истолкование понятию быстроты действия насоса. Действительно, если взять  $t_2 - t_1 = 1$  сек., а  $\frac{p_1}{p_2} = e$ , то мы получаем, что  $S_n = V$ , т. е. что *быстрота действия насоса может быть определена по объему сосуда, в котором данный насос в состоянии уменьшить давление за 1 секунду в  $e = 2,7$  раза.*

Уравнением Геде удобно пользоваться и при опытным определении быстроты действия насоса. Измеряя в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  давления  $p_1$  и  $p_2$  и зная объем сосуда  $V$ , легко определить быстроту действия данного насоса  $S_n$ .

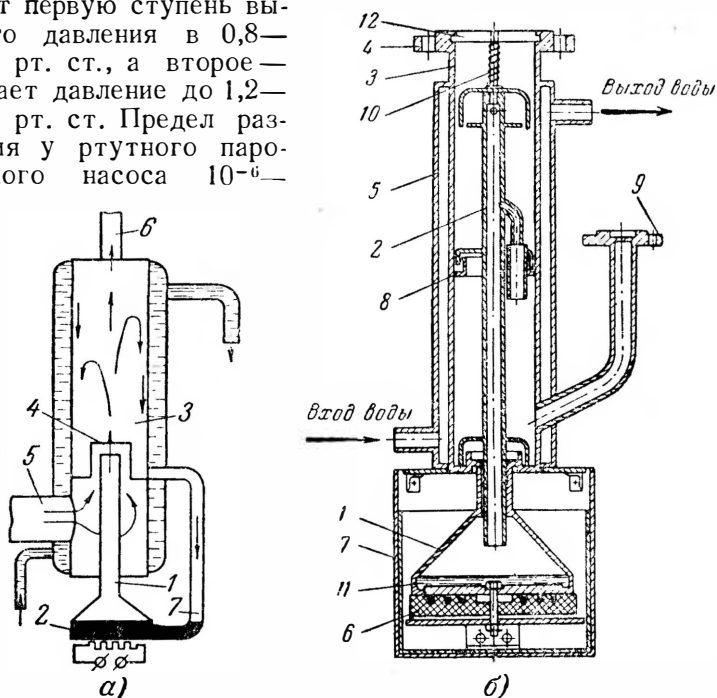
Быстрота действия вращательного насоса типа ФН-11 лежит в границах от 1,0 до 1,1 л/сек при постоянной скорости вращения насоса. Предельный вакуум, достигаемый при данном насосе, лежит в границах от 40 до 50 *мкн* рт. ст.

Конструктивная схема ртутного пароструйного насоса, приведена на фиг. 4-134, а. Насос состоит из: а) сосуда 1 с конусно расширяющимся книзу дном (ртутница), в который налито некоторое количество ртути б; б) конденсационного цилиндра 3, охлаждаемого водой. В цилиндр вварен патрубок 4, образующий вместе с трубкой 1 сопло. Ртуть, находящаяся в ртутнице, подогревается электрической печью и кипит благодаря разреженной над ней средой при температуре  $\sim 200^\circ\text{C}$ . Быстрый поток паров, выходя из конца трубки 1, захватывает с собой молекулы газа, диффундирующие из трубки 5, связанной с откачиваемым резервуаром. Попавшие в струю пара молекулы газа проталкиваются далее молекулами ртутного пара в направлении к трубке 6, соединенной с баком предварительного разрежения. Расходящаяся струя пара, заполняя объем конденсационной камеры 3 вплоть до стенок ее, препятствует обратному проникновению газов, если противодавление газа не очень велико. Достигая холодных стенок камеры, ртутные пары конденсируются, и ртуть через трубку 7 стекает обратно в ртутницу. Для того чтобы через возвратную трубу 7 не уходили пары ртути, труба имеет петлю, на фиг. 4-134, а не показанную.

Быстрота действия пароструйного насоса зависит от сечения зазора в сопле и разности высот патрубка 4 и трубки 1. Максимальное выходное давление, при котором сопло насоса сохраняет еще быстроту действия, зависит от скорости струи ртутного пара и ее плотности. В ртутном пароструйном насосе с одним соплом выходное давление не превышает обычно 1 *мм* рт. ст. Для повышения допустимого выходного давления (что позволяет применять вращательные насосы с большим значением предельного разрежения, более редко включать их в действие и, наконец, использовать автоматические затворы между баком предварительного разрежения и

пароструйным насосом), ртутные пароструйные насосы выполняют с несколькими соплами.

Так, ртутно-диффузионный насос типа РН-31 (изготавливаемый заводом „Уралэлектроаппарат“), разрез которого приведен на фиг. 4-134, б, выполняется с двумя соплами. Верхнее сопло создает первую ступень выходного давления в 0,8—0,9 мм рт. ст., а второе — повышает давление до 1,2—1,6 мм рт. ст. Предел разрежения у ртутного пароструйного насоса  $10^{-6}$ —



Фиг. 4-134. Конструктивная схема (а) и разрез (б) пароструйного насоса.

$10^{-5}$  мм рт. ст. Названные величины выходного давления и пределы разрежения насос типа РН-31 развивает при мощности нагревательного элемента 0,8 квт. При меньшем нагреве выходное давление резко понижается, а также понижается предел разрежения. При избыточном нагреве ртути выходное давление и предел разрежения также падают, так как молекулы теряют направленность своего движения в силу появления завихрений (движение из ламинарного переходит в турбулентное).

Производительность ртутного пароструйного насоса (меняющаяся в некотором диапазоне значений с изменением давления в резервуаре с разрежаемым газом) зависит в большей степени от температуры охлаждающей воды. Чем ниже температура воды, тем выше быстрота действия насоса. При тем-

пературе охлаждающей воды, не превышающей 20—25°С, быстрота действия насоса типа РН-31 лежит в границах от 15 до 20 л/сек.

Быстрота действия насоса  $S_n$  (учитываемая по относительному изменению давления газа у места присоединения вакуумной трубы к насосу) численно отличается от быстроты удаления газа из резервуара (учитываемой по относительному изменению давления у места присоединения вакуумной трубы к откачиваемому резервуару), поскольку давления газа у начала и конца вакуумной трубы различны. Эта разность давлений может быть определена по формуле

$$Q = F(p_1 - p_2), \quad (4-69)$$

где  $Q$  — поток воздуха, определяемый количеством его, протекающим через сечение трубы в 1 сек. (количество газа выражается либо в единицах массы, либо в единицах  $pV$ , где  $p$  — давление газа, а  $V$  — объем газа);  $F$  — величина, характеризующая пропускную способность трубы, определяемая по количеству газа, проходящего через сечение трубы в единицу времени при единичной разности давления на концах канала.

Пропускная способность, как показал Кнудсен, может быть вычислена в высокоразреженном газе по следующей формуле:

$$F = \frac{D^3}{2,394lV\rho_1}, \quad (4-70)$$

где  $D$  — внутренний диаметр трубы, см;  
 $l$  — длина трубы, м;  
 $\rho_1$  — плотность газа, в г/см<sup>3</sup>.

У воздуха  $\rho_1 = 1,19 \cdot 10^{-9}$ , при давлении  $p = 1$  бар (1 бар = 0,75 мкн рт. ст.) и температуре  $t = 20^\circ\text{C}$ . Учитывая его в (4-70), мы можем перейти к следующей упрощенной формуле:

$$F = \frac{r^3}{l}, \quad (4-71)$$

где  $r$  — радиус трубы, мм;  
 $l$  — длина трубы, м (коэффициент, равный единице, в правой части — число именованное).

Обозначая быстроту действия насоса через  $S_1$ , а быстроту удаления газа из резервуара через  $S_2$ , мы можем записать двойное равенство:

$$Q = S_1 p_1 = S_2 p_2, \quad (4-72)$$

откуда

$$\frac{Q}{S_2} - \frac{Q}{S_1} = p_2 - p_1. \quad (4-73)$$

Подставляя  $p_2 - p_1$  из уравнения (4-69), получаем:

$$\frac{Q}{S_2} - \frac{Q}{S_1} = \frac{Q}{F}, \quad (4-74)$$

откуда

$$S_2 = \frac{S_1 F}{S_1 + F}. \quad (4-75)$$

Эта формула показывает, какое большое значение для быстроты удаления газа имеет пропускная способность трубы.

**Пример.** Насос РН-31 с быстротой откачки  $S_1 = 20$  л/сек присоединен к вентилю один раз через трубу  $l = 30$  см и  $d = 2,5$  см и другой раз через трубу с размерами  $l = 30$  см и  $d = 5$  см. Определить быстроту удаления газа из вентиля в том и другом случаях.

В первом случае

$$F = \frac{r^3}{l} = 15\,625 \frac{\text{см}^3}{\text{сек}} \quad \text{и} \quad S_2 = \frac{20\,000 \cdot 15\,625}{20\,000 + 15\,625} = 8\,750 \text{ см}^3/\text{сек}.$$

Во втором случае

$$F = 125\,000 \text{ см}^3/\text{сек} \quad \text{и} \quad S_2 = \frac{20\,000 \cdot 125\,000}{20\,000 + 125\,000} = 17\,000 \text{ см}^3/\text{сек},$$

т. е. быстрота удаления газа почти в 2 раза больше, чем в первом случае.

Для того чтобы уменьшить влияние соединительной трубы, ее стремятся сделать возможно короче и возможно большего диаметра.

По скорости удаления газа  $S_2$  и известному объему откачиваемого вентиля  $V$  можно, руководствуясь (4-65), установить ход изменения давления во времени (быстроту разрежения):

$$\frac{dp}{dt} = \frac{S_2 p}{V}, \quad (4-76)$$

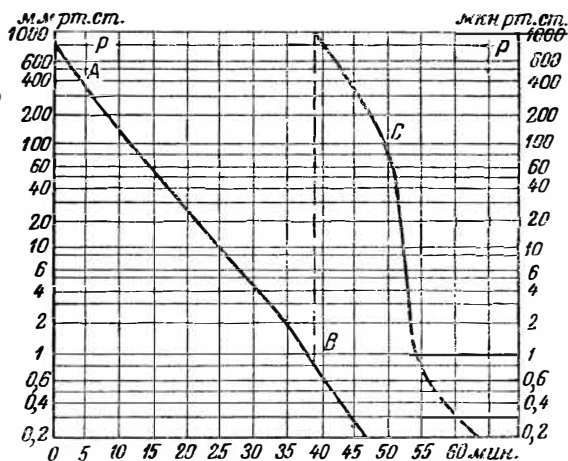
При постоянной скорости удаления газа  $S_2$  и отсутствии натекания и газовой выделения внутри вентиля относительная быстрота разрежения  $\frac{dp}{dt} : p$  должна была бы оставаться ве-

личиною постоянной, т. е. изменение давления во времени (кривая разрежения) на фиг. 4-135 должно было бы при построении в полулогарифмическом масштабе определяться прямой линией. Фактический ход кривой  $p = f(t)$  при удалении воздуха из вентиля типа РМНВ-500  $\times$  6, от атмосферного давления до предельного разрежения иллюстрируют для двух диапазонов давлений кривые, построенные на фиг. 4-135.

Для расположенного слева участка кривой разрежения (кривая АВ) значения давления нанесены в миллиметрах ртутного столба слева на оси ординат, а для кривой С значения давления нанесены в микронах ртутного столба справа на оси ординат. На участке АВ, соответствующем уменьшению давления от 760 до 2 мм рт. ст., удаление газов производилось в течение 35 мин. только вращательным насосом (типа ФН-11). Быстрота удаления газа равна на этом участке

примерно 1 л/сек. В точке В вступило в действие нижнее сопло пароструйного насоса. Быстрота удаления газа на участке ВС при этом повысилась до 1,8 л/сек. После точки С с вступлением в действие верхнего сопла быстрота удаления газа еще более повысилась, достигнув 11 л/сек.

Предел разрежения газа в вентиле с натеканием газа зависит от скорости натекания и интенсивности выделения газа



Фиг. 4-135. Кривые ● откачки.

стенками и электродами вентилей. Интенсивность натекания может быть охарактеризована коэффициентом натекания  $k_n$ , определяющим скорость повышения давления газа в разрежаемом объеме в единицу времени:

$$k_n = \frac{dp}{dt}. \tag{4-77}$$

Численное значение  $k_n$  зависит от качества уплотнений, от разности внешнего и внутреннего давлений и, наконец, от объема откачиваемого резервуара. Так, например, у нормально работающих откачиваемых вентиляей разборного типа  $k_n$  не превосходит обычно мкн рт. ст. л/час.

Предел откачки устанавливается в системе тогда, когда скорость откачки становится равной натеканию газа, т. е. когда

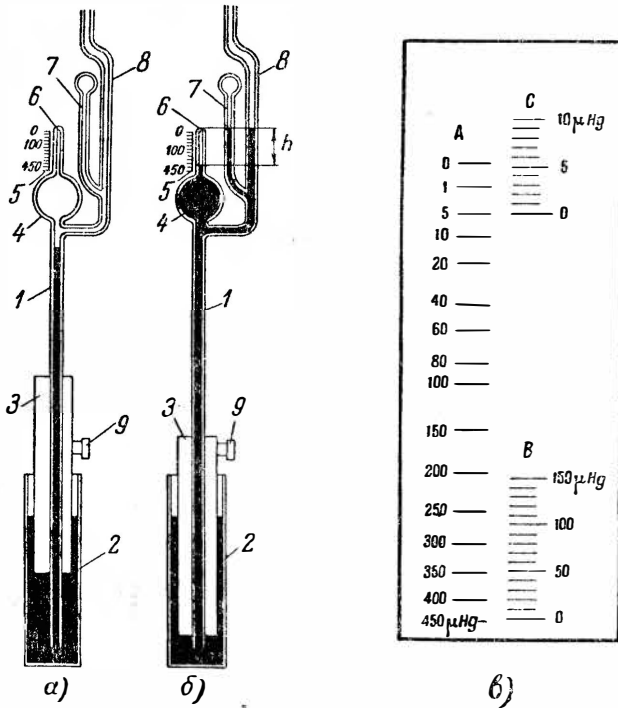
$$\frac{dp}{dt} = \frac{S_2 p_0}{V} = k_n, \tag{4-78}$$

откуда

$$p_0 = \frac{V k_n}{S_2}. \tag{4-79}$$

## 4-24. ИЗМЕРЕНИЕ ВАКУУМА И АВТОМАТИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ОТКАЧКИ

Вентили разборного типа нуждаются в периодическом контроле состояния вакуума, поскольку превышение давления воздуха и других посторонних газов сверх некоторого минимума (0,1—0,2 *мм* рт. ст.) может привести к нарушениям



Фиг. 4-136. Схемы действия (а и б) и шкала (в) компрессионного манометра.

режима работы вентиля (возникновение каскадов, появление затрудненного зажигания, периодическое гашение дуги возбуждения, повышение частоты обратных зажигания и т. д.).

Для периодической проверки состояния вакуума наиболее часто применяется компрессионный манометр. Устройство и принцип действия его иллюстрируют схемы, приведенные на фиг. 4-136, а и б. Манометр состоит из стеклянной трубки 1, нижний конец которой погружен в открытый сверху цилиндрический сосуд 2, заполненный до некоторого уровня ртутью. Верхний конец трубки 1 заканчивается шариком 4 с запаянным сверху капилляром 6. С сосудом, в котором контролируется вакуум, трубка 1 соединена при помощи припаянной

боковой трубки 8. Для повышения точности отсчета величины давления по шкале 5 трубка 8 снабжена капилляром 7, заканчивающимся небольшим шариком.

В цилиндрический сосуд с ртутью 2 входит поршень 3, глубина погружения которого регулируется при помощи зубчатой рейки и рукоятки 9. При верхнем положении поршня (фиг. 4-136, а) верхний уровень ртути в трубке 1 расположен ниже входа в трубку 8, в связи с чем давление газа в шарике 4 и в капилляре 6 то же, что и в ртутном вентиле.

При производстве замера поршень 3 при помощи рукоятки 9 погружается в цилиндр 2 настолько, насколько это необходимо для того, чтобы уровень ртути в капилляре 7 совпал с нулевой отметкой на шкале 5, расположенной на одном уровне с верхней границей канала в капилляре 6.

При подъеме ртути весь объем газа, заполнявший шарик 4 и капилляр 6, сжимается в верхней части капилляра. Устанавливающееся при этом давление газа в капилляре 6 измеряется разностью высот  $h$  столбов ртути в капиллярах 6 и 7 и отсчитывается непосредственно по шкале давлений, расположенной рядом с капилляром. Градуировка шкалы давлений производится по предварительно находимому коэффициенту связи между давлением газа  $p$  и высотой ртутного столба  $h$ . Этот коэффициент, называемый постоянной шкалы, может быть найден, исходя из закона Бойля-Мариотта:

$$V_0 p_0 = V_1 p_1, \quad (4-80)$$

где  $V_0$  — первоначальный объем сжимаемого газа, определяемый по емкости шара 4 и капилляра 6;

$V_1$  — конечный объем газа, определяемый по сечению левого капилляра и высоте столба дуги.

Определяя из (4-80)  $p_0$  после подстановки в него значения:

$$V_1 = Sh, \quad (4-81)$$

находим:

$$p_0 = \frac{Sh}{V_0} = ch^2. \quad (4-82)$$

Величина  $c$  определяет собой постоянную шкалы манометра. При измерении  $S$  в  $мм^2$ ,  $h$  в  $мм$ ,  $V_0$  в  $мм^3$ , а  $p_0$  в  $мкн.$  рт. ст. постоянная шкалы

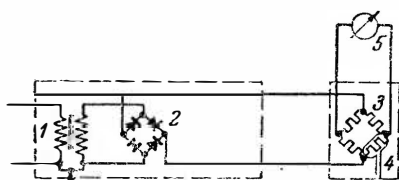
$$c = 1000 \frac{S}{V_0}. \quad (4-83)$$

Входящие в правую часть величины  $S$  и  $V_0$  определяются обычно по весу и объему ртути, который вмещает в себя шарик и капилляр. Так как объем шарика и диаметр капилляра не могут быть изготовлены с высокой степенью точности, то постоянная шкалы определяется экспериментально для каждого



манометра. При такой градуировке мы получаем левую квадратичную шкалу *A* (фиг. 4-136,в). Вследствие неравномерности данной шкалы отсчеты при очень малых и очень больших давлениях газа являются недостаточно точными. Для повышения точности отсчета на крайних диапазонах давлений справа нанесены еще две шкалы *B* и *C*. Эти шкалы построены на использовании линейной шкалы компрессионного манометра. Эти шкалы являются поэтому равномерными. В этом случае уровень ртути в капилляре *b* совмещается с нулем шкалы *B* или соответственно *C*.

Шкалы *A* и *B* позволяют также установить, имеются ли внутри вентилля легко конденсирующиеся пары жидкости (воды,



Фиг. 4-137. Схема теплоэлектрического манометра.

бензина, спирта). При наличии таких паров показания по шкале *B* будут больше, чем по шкале *A*, так как при измерениях по шкале *B* пары конденсируются в меньшей степени, создавая тем самым дополнительное парциальное давление.

Описанный компрессионный манометр обладает тем недо-

статком, что не позволяет вести непрерывных наблюдений за состоянием вакуума, требуя производства ряда операций при каждом измерении. Для непрерывного контроля за состоянием вакуума в вентилля применяется теплоэлектрический манометр. Электрическая схема такого манометра (тип АВ-1), изготовляемого заводом «Уралэлектроаппарат», приведена на фиг. 4-137. Схема состоит из узла питания, содержащего трансформатор *1* и выпрямляющий ток вентильный мост *2*, измерительного моста *3* и измерительного прибора *5*. Мост содержит три линейных сопротивления, находящихся вне вакуума, и одно сопротивление *4*, размещенное в патрубке. Патрубок связан с внутренним объемом вентилля, в котором измеряется давление. Сопротивление в измерительном мосту *4* представляет собой вольфрамовую нить. Сопротивление нити зависит от давления в силу того, что при изменении давления меняется температура нити из-за изменения отдачи тепла через конвекцию. Нагревается нить постоянным током, проходящим по измерительному мосту, причем ток через нить выбирается таким, чтобы температура нагрева нити лежала в границах 200—300°С. Это повышает чувствительность измерительной схемы, так как главная часть тепла при этой температуре уносится от нити конвекцией.

Сопротивления в измерительном мосту (датчике) подбираются так, чтобы при минимуме давления и определенном токе питания моста мост находился в равновесии. Состоянию рав-

на стеклянной стойке с температурным коэффициентом линейного расширения, соответствующим температурному коэффициенту линейного расширения никелевой нити. Поэтому изменение температуры внешней среды не влияет на режим работы реле. Контакт 7 закреплен на подвижной каретке, что позволяет регулировать величину того предельного вакуума, при котором реле должно сработать.

Для полной автоматизации системы откачки последняя снабжается двумя вакуумными реле: одно устанавливается на баке предварительного разрежения, а другое — на вакуумной трубе, соединяющей ртутный насос с вентилем. Реле на баке предварительного разрежения контролирует состояние давления газа в этом баке, включая и выключая при помощи релейной системы вращательный насос откачной системы. Второе реле контролирует величину давления газа в вентиле.

#### 4-25. СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

Отвод тепла от ртутных вентилях производится, как выше уже указывалось, при помощи воздуха либо жидкости (воды — в вентилях на низкие и средние напряжения и масла — в высоковольтных вентилях). Преимущества жидкостного, в частности водяного, охлаждения заключаются: 1) в возможности ограничиться меньшими поверхностями охлаждения, так как коэффициент теплоотдачи здесь больше; 2) в возможности получить температуру охлаждающей среды, почти независимой от температуры окружающего воздуха; 3) в повышении при применении масла электрической прочности наружной изоляции и, наконец, 4) в бесшумности жидкостного охлаждения.

Относительными недостатками водяного охлаждения являются:

1) необходимость иметь на месте установки достаточное количество воды нужного качества и резервные устройства на случай временного ее прекращения;

2) необходимость принятия мер по предупреждению электролиза воды, приводящего к коррозии вакуумного корпуса;

3) необходимость принятия мер по предупреждению диффузии ионов водорода через кристаллическую решетку металла корпуса в запаянных вентилях.

Воздушное охлаждение свободно от этих недостатков, но требует искусственного увеличения поверхности охлаждения катода и корпуса (путем приварки к ним ребер) для отвода выделяющегося на них тепла и приводит к более высоким температурам ртути катода и поверхности конденсации в связи с большим температурным перепадом между охлаждающей средой и корпусом.

Устройство воздушного охлаждения многоанодного вентиля иллюстрирует фиг. 4-48. Ребра, покрывающие нижнюю расши-

ренную часть корпуса и конденсационный цилиндр, окружены кожухом, являющимся направляющим для воздушного потока. Поток создается вентилятором, расположенным под катодом вентиля.

Для охлаждения комплекта из одноанодных вентиляей от общего вентилятора все вентили устанавливаются на общем постаменте, и каждый из них окружается своим кожухом, служащим в качестве направляющей для воздуха.

Для создания требующейся скорости воздуха (от которой зависит интенсивность охлаждения, вентилятор должен развивать давление, превышающее сопротивление воздушному потоку на пути его перемещения в каналах воздушного охлаждения).

В круглом канале длиной  $l$  и диаметром  $d$  [м] потеря напора при скорости воздуха  $v$  [м/сек] может быть найдена по следующему уравнению [Л. 61]:

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2} \cdot \frac{\gamma}{g} \text{ [мм вод. ст.],} \quad (4-84)$$

где  $\gamma$  — удельный вес воздуха, кг/м<sup>3</sup>;

$g$  — ускорение силы тяжести, равно 9,81 м/сек<sup>2</sup>;

$\lambda$  — удельное сопротивление воздушному потоку при данной скорости.

Когда канал имеет прямоугольное сечение с размерами сторон  $a$  и  $b$ , то вместо  $d$  вводится эквивалентный диаметр  $d_{эkv}$ , величина которого определяется из равенства:

$$d_{эkv} = \frac{2ab}{a+b}. \quad (4-85)$$

Удельное сопротивление  $\lambda$  вычисляется по следующей формуле:

$$\lambda = 0,0072 + \frac{0,61}{\left(\frac{v d_{эkv}}{\nu}\right)^{0,35}}, \quad (4-86)$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха, при 20° С равная  $1,49 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/сек.

В связи с имеющим место изменением сечения каналов по пути прохождения воздушного потока весь путь разбивается на участки и для каждого из них находится перепад давления.

В связи с дополнительной потерей напора у входа и выхода воздушного потока в систему охлаждения и в местах завихрения потока суммарные потери напора повышаются против расчетных на 30 — 50 %.

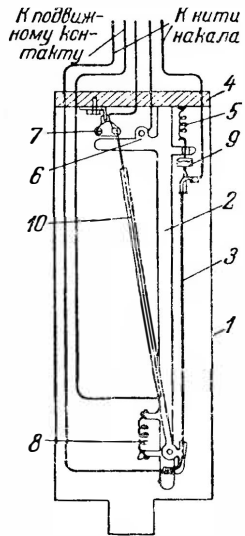
новесия. отвечает нулевое положение стрелки на шкале измерительного прибора 5. Градуировка шкалы прибора производится при помощи компрессионного манометра.

В последнее время широкое применение получили терморпарные и ионизационные манометры для измерения вакуума.

Теплоэлектрический манометр измеряет суммарное давление газов в вентиле, включая и давление паров воды. В необходимых случаях гальванометр теплоэлектрического манометра снабжается контактом для подачи сигнала при повышенном давлении остаточных газов (низкий вакуум).

Для автоматического управления системой откачки (включением и выключением вращательного насоса) применяется вакуумное реле, разработанное сотрудником ЦНИИ МПС А. Ф. Протарским [Л. 73] на основе исходных положений, предложенных Б. П. Козыревым. Конструктивная схема такого реле, поясняющая принцип его работы, приведена на фиг. 4-138. В герметически закрытом патрубке 1, сообщающемся с резервуаром, в котором контролируется степень разрежения газа, натянута нагреваемая током никелевая нить 3, один конец которой через пружину 5 прикреплен к фланцу 4, а другой связан с одним из плеч поворотного рычага 10. Верхний подвижной конец рычага может перемещаться между контактами 6 и 7. С изменением давления газа в контролируемом объеме меняется длина нити (в силу изменения ее температуры) и конец рычага 10 перемещается от одного контакта к другому.

При сообщении нити начального нагрева верхний конец ее под действием пружины 5 доходит до фиксируемого контрагайками упора 9. Действие пружины 5 при последующих изменениях длины нити поэтому исключается, и на контактный рычаг 10 продолжают действовать: 1) сила пружины 8 и 2) сила натяжения нити 3, меняющаяся с изменением вакуума в контролируемом объеме. При плохом вакууме (повышенном давлении) температура нити меньше, и она укорачивается, в связи с чем конец подвижного рычага 10 приближается к левому неподвижному контакту 7. При высоком вакууме температура нити выше, длина ее больше, и поэтому под действием пружины 8 подвижной рычаг с контактом 10 переходит вправо вплоть до соприкосновения с контактом 6. Рычаг 10 укреплен

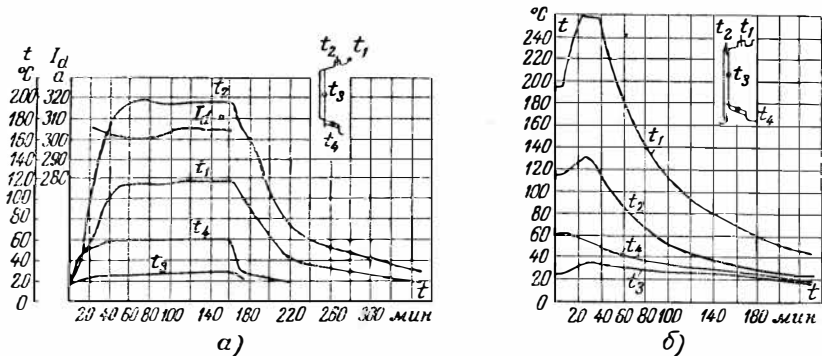


Фиг. 4-138. Вакуумное реле системы А. Ф. Протарского.

Второй показатель, определяющий выбор типа вентилятора, это количество воздуха  $Q$  [ $\text{м}^3/\text{сек}$ ]. Оно может быть найдено по равенству, аналогичному (4-38), что дает:

$$Q = \frac{0,24 \cdot 10^{-3} \eta_{\text{в}} \Delta U_a \cdot I_d}{\gamma c (t_2 - t_1)}. \quad (4-87)$$

По величинам  $Q$  количества продуваемого воздуха,  $\text{м}^3/\text{сек}$ ., и  $p$  давлению,  $\text{мм вод. ст.}$ , выбираются тип вентилятора, мощность двигателя и скорость его вращения.



Фиг. 4-139. Изменение температур безнасосного экзитрона типа РМ-300 при включенном после снятия нагрузки вентиляторе (а) и выключенном вентиляторе (б).

Мощность двигателя рассчитывается по следующей формуле [Л.61]:

$$P = Q(p + 0,66v^2) \cdot 9,81 \cdot 10^{-3} \text{ [квт]}. \quad (4-88)$$

При периодическом включении вентилятора (отключении его при низких температурах корпуса) и если корпус двигателя расположен на пути воздушного потока, то мощность двигателя может быть снижена пропорционально уменьшению действующего значения тока, отнесенного к среднему периоду повторяемости цикла включения.

На фиг. 4-139, а и б приведены температурные кривые, измеренные на вентиле с воздушным охлаждением (тип РМ-300), разрез которого приводился на фиг. 4-111, а общий вид — на фиг. 4-112. Кривые на фиг. 4-139, а определяют ход температур в различных точках вентиля с момента включения полного тока нагрузки ( $I_d = 300 a$ ) и после его выключения при работающем вентиляторе. Кривые на фиг. 4-139, б определяют ход температур в тех же точках с момента снятия нагрузки при одновременном выключении вентилятора (с целью экономии энергии). Из первой серии кривых мы видим, что наиболее высокие тем-

пературы  $t_2$  возникают у металлического стержня анодного ввода. Температурный перепад в стекле  $t_2 - t_1$  достигает при таком нагреве около  $100^\circ\text{C}$ .

Температура катода  $t_K$  при температуре воздуха  $t_{1w} = 19^\circ\text{C}$  и скорости воздуха  $\sim 10$  м/сек достигает снаружи  $35^\circ\text{C}$ . Температура узлов после выключения нагрузки при неотключенном вентиляторе постепенно снижается, причем в первую очередь уменьшаются температуры нижней конденсирующей части корпуса и катода. Это предупреждает конденсацию ртутного пара на анодах и в верхних частях корпуса.

При остановке вентилятора одновременно с выключением нагрузки имеет место, как показывает ход кривых на фиг. 4-139, б, заметное повышение температуры у анодных вводов и катода. Это обусловлено продолжающейся отдачей тепла, накопившегося в анодах, корпусе и катоде в условиях заметно ухудшившейся теплоотдачи. Так как температура анодных вводов повышается при этом примерно одинаково как с внешней, так и с внутренней стороны стекла, то больших дополнительных термических напряжений в стекле при этом не возникает. Поэтому в целях экономии энергии вентилятор может выключаться в данном типе вентиля одновременно с нагрузкой. Количество воздуха, требующегося для охлаждения вентиля, составляет примерно  $0,82$  м<sup>3</sup>/сек, а мощность двигателя — около  $0,5$  квт.

Разборные типы металлических вентиляей охлаждаются обычно водой. Там, где качество воды удовлетворяет требованиям: 1) минимальной величины нерастворимых осадков, величина которых не должна превышать  $0,05$  мг/л; 2) минимальной щелочности, с тем чтобы электрическое сопротивление воды было не меньше  $2000$  ом·см, применяется проточная система охлаждения, схема которого применительно к многоанодному вентилю показана на фиг. 4-140.

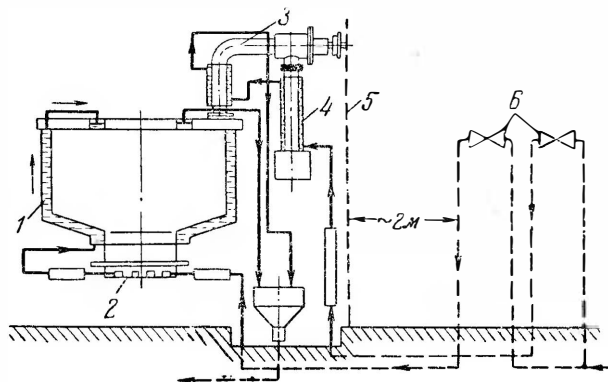
Здесь два водяных потока: а) один, охлаждающий ртутный вентиль, и б) второй, охлаждающий ртутный пароструйный насос. Последний нуждается в более холодной воде, как об этом упоминалось в § 4-23, и проходящем потоке воды, поскольку он работает непрерывно. Подводится вода к насосу через водяной вентиль, позволяющий регулировать ее количество. В тех случаях когда ртутный вентиль и насос находятся под высоким потенциалом (по отношению к земле), они связываются с водопроводной системой через резиновые шланги достаточной длины. Изоляция возвратного потока воды, стекающей через приемную воронку, связанную с системой канализации, производится в установках с напряжением до  $1000$  в через свободно стекающую струю воды.

Водяной поток, охлаждающий узлы ртутного вентиля, проходит вначале через катод как нуждающийся в более интен-

сивном охлаждении, затем вода проходит через корпус вентиля и крышку его и свободным стоком уходит в канализационную систему.

С целью повышения скорости воды при охлаждении катода в днище катода имеется ряд каналов с меньшим сечением, которые вода проходит последовательно.

Для того чтобы обеспечить требующуюся скорость воды, давление у входного водяного вентиля должно быть не менее



Фиг. 4-140. Схема проточного охлаждения малоанодного вентиля.

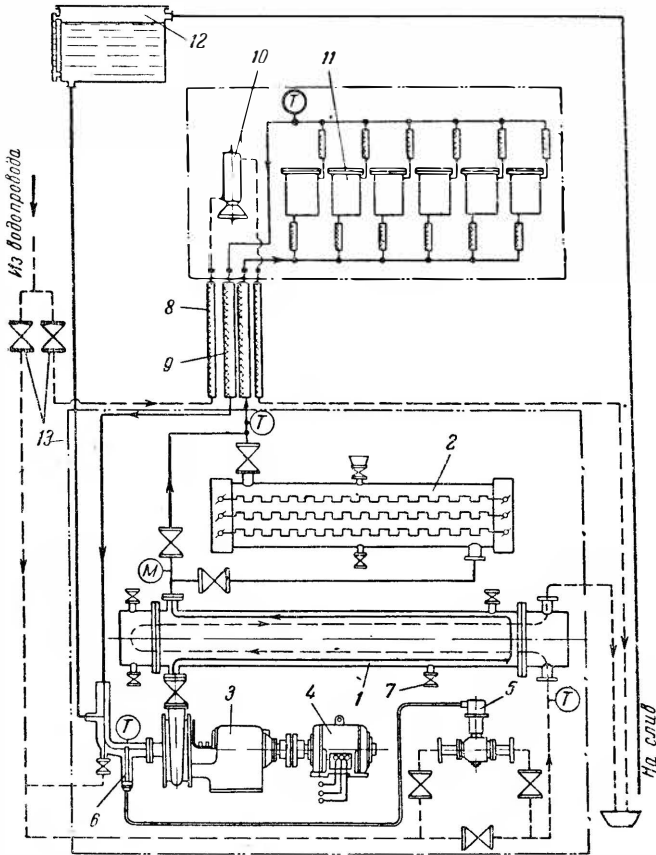
4 м вод. ст. Когда водопровод не обеспечивает такого давления в месте установки ртутных вентиляей, здесь предусматривается напорный бак с достаточным запасом воды на случай перебоя в водоснабжении. Во избежание недопустимо низкого давления пара в ртутном вентиле температура входящей воды не должна быть ниже определенного минимума. Этот минимум в зависимости от типа вентиля и режима его работы устанавливается в границах 15—30°С. При меньших температурах входящей воды ее пропускают через подогреватель.

При качестве воды, не удовлетворяющем указанным выше требованиям, а также там, где требуется более стабильная температура, обычно пользуются циркуляционной системой охлаждения. У одноанодных вентиляей применяется, как правило, циркуляционная система охлаждения. Полная схема такой системы приведена на фиг. 4-141.

Вода, охлаждающая вентиль (циркуляционная вода), проходит здесь по замкнутой системе, в которую входят: центробежный водяной насос 3, теплообменник 1, электроподогреватель 2 и параллельно включенные водяные системы вентиляей.

Насос создает требующееся давление, обеспечивающее нужную скорость обращения циркуляционной воды. Тепло принятое циркуляционной водой, передается проточной воде, прохо-

дящей в теплообменнике по трубкам, в то время как циркуляционная вода проходит в междурубном пространстве. Проточная вода из водопровода либо другого источника проходит через терморегулятор 5, теплообменник 1, и свободным стоком уходит в воронку.



Фиг. 4-141. Схема циркуляционного охлаждения комплекта одноанодных экзитронов.

Функции терморегулятора сводятся к тому, чтобы автоматически поддерживать температуру входящей в вентиль циркуляционной воды на постоянном уровне независимо от изменения тока в вентиле. Это достигается размещением термометрического элемента регулятора 6 на входе в центробежный насос.

Жидкость, заполняющая термометрический элемент (очищенный керосин в конструкции терморегулятора А. Ф. Прон-



тарского), управляет степенью открытия клапана в водорегулирующем вентиле, регулируя, тем самым, количество проточной воды в теплообменнике. Вода в такой бачке, так же как и в самой циркуляционной системе, должна быть свободна от всяких примесей и кислот. Во избежание коррозии к воде добавляются антикоррозийные добавки (бихромат натрия и др.) с заполнением циркуляционной системы и расширительного бачка дистиллированной водой.

Ртутный насос при циркуляционной системе охлаждения имеет систему, питаемую непосредственно проточной водой.

Подвод и отвод воды от вентиля и ртутного насоса производятся здесь также через резиновые шланги, изолирующие проточную систему водоснабжения и теплообменник от высоких потенциалов вентиля и ртутного насоса.

Для установки на передвижных установках нередко применяется система воздушно-водяного охлаждения, в которой вода либо масло проходит по циркуляционной системе, а воздух охлаждает жидкость через радиаторный теплообменник.

#### 4-26. ФОРМОВКА РТУТНЫХ ВЕНТИЛЕЙ И ТРЕНИРОВКА АНОДОВ

До включения вентиля в нормальную эксплуатацию из стенок вакуумного корпуса, из электродов вентиля и других внутренних деталей его должны быть удалены до предельно возможной степени адсорбированные в них газы.

Первая стадия обезгаживания таких деталей, как: головки анодов, сетки, манжеты, щитки и т. д., допускающие высокую температуру нагрева, желательно проводить в вакуумных печах. Другие материалы, как ртуть, резина, очищаются и обезгаживаются в специально оборудованных установках.

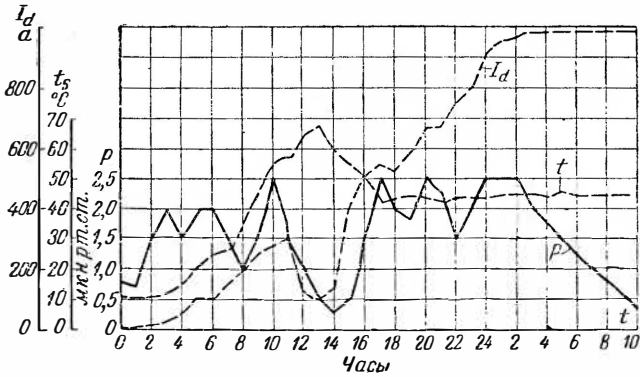
В окончательной стадии процесс обезгаживания проводится в готовом вентиле после откачки из внутреннего объема его воздуха и других газов. Вторичный процесс обезгаживания деталей носит название формовки.

Формовка проводится при постепенном нагреве внутренних деталей вентиля током, пропускаемым через вентиль при низком напряжении (не превышающем обычно 60—100 в).

В процессе проведения формовки вентиль питается от низковольтного (формовочного) трансформатора. Формовка проводится при постепенном подъеме нагрузки (начиная от малых токов) и ведется при непрерывном контроле давления газов, уровень которого не должен превышать 0,1—1 *мм* рт. ст., с тем чтобы предупредить возможность образования окислов и других соединений газов с нагретыми деталями вентиля. Для постепенного подъема нагрузки пользуются секционированным либо (чаще) водяным реостатом.

Формовка вентиляей, снабженных сетками управления, ведется при включенном в нагрузочную цепь реостате только до небольших токов. При переходе на большие токи ограничение их достигается при помощи сеток, и реостат из нагрузочной цепи вовсе исключается. Это экономит энергию на формовку.

Время, требующееся для проведения полной формовки, зависит от типа вентиля и степени предварительного обезгаживания его деталей. Это время может колебаться в границах от нескольких десятков часов до нескольких суток. Примерный



Фиг. 4-142. Кривые формовки.

график проведения формовки у одного из разборных типов вентиляей приведен на фиг. 4-142. На оси абсцисс отложено здесь время формовки, а на оси ординат — токи нагрузки, температура корпуса и давление остаточных газов.

Особенно тщательно проводится формовка безнасосных вентиляей.

После проведения формовки требуется очистить поверхность анодов от пленок и загрязнений. Очистка поверхности анодов (их тренировка) производится при помощи ионной бомбардировки, возникающей при сообщении анодам больших отрицательных потенциалов. Тренировка производится вначале без дуги возбуждения, а затем при включенной дуге при помощи кенотронной установки, ограничивающей ток обратного зажигания до нескольких миллиампер. Напряжение тренировки зависит от рабочего напряжения вентиля. У вентиляей до  $U_d = 825$  в тренировка производится при напряжениях до 6—10 кв. Число пробоев (обратных зажигания с ограниченным по величине током) в процессе тренировки быстро падает.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Капцов, Электроника, Гостехиздат, 1953.
2. В. Л. Грановский, Электрический ток в газе, Гостехиздат, 1952.
3. А. А. Шапошников, Электронные и ионные приборы (под редакцией и с дополнениями Г. А. Тягунова), Госэнергоиздат, 1952.
4. Л. А. Сена, Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Гостехиздат, 1948.
5. И. Л. Каганов, Электронные и ионные преобразователи, ч. 1, Госэнергоиздат, 1950.
6. В. К. Крапивин, И. Н. Фалеев и Е. М. Глух, Металлические ртутные выпрямители (Технический справочник), Госэнергоиздат, 1951.
7. Б. М. Шляпошников, Игнитронные выпрямители для тяговых подстанций, Трансжелдориздат, 1947.
8. А. Энгель и М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, т. I и III, ОНТИ, 1935 и 1936.
9. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, 1950.
10. Г. Герман и С. Вагенер, Оксидный катод, Гостехиздат, 1949.
11. С. Дешман, Научные основы вакуумной техники, Издат. иностранной литературы, 1950.
12. I. Dosse u. G. Mierdel, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Leipzig, 1943.
13. I. Langmuir and Mott-Smith, Теория зондов, Phys. Rev., v. 26, 1926, стр. 727.
14. M. I. Druvesteyn and F. M. Penning, Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure, Rev. of Modern Physics, т. 12, 1940, стр. 2.
15. Shottky, Диффузионная теория положительного столба, Phys. Zeits., т. XXV, 1924, стр. 635.
16. И. Ленгмю, Электрические разряды в газах при низких давлениях (перевод С. Гвоздовера), Успехи физических наук, т. XIII, 1933, вып. 2, 291.
17. Б. Н. Клярфельд, Положительный столб газового разряда, т. VIII, 1933, вып. 22—23, стр. 20 2.
18. В. Klarfeld, Characteristics of the Positive Column of Gaseous Discharge, J. of Phys., т. V, 1941, вып. 2—3.
19. Б. М. Палюх и Л. А. Сена, Перезарядка ионов и атомов ртути, Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ), т. 20, 1950, вып. 6, стр. 481.
20. В. Л. Грановский, О применимости законов подобия к положительному столбу ртутного разряда, Доклады Академии наук (ДАН), т. XXVIII, 1940, вып. 1.
21. В. А. Фабрикант, К количественной теории возбуждения атомов в газовом разряде, ЖЭТФ, т. 8, 1938, вып. 3, стр. 549.
22. В. Л. Грановский, Распад плазмы электрического разряда низкого давления, Журнал технической физики, т. XIII, 1943, вып. 1, стр. 123.
23. A. Hull, Gas-Filled Thermionic Tubes, Trans. AIEE, т. 47, 1928, вып. 3.
24. C. Found, New Method of Investigating Thermionic Cathodes, Phys. Rev., т. 45, 1934, стр. 519.
25. Б. Клярфельд и Л. Перлова, Отрицательные и положительные анодные падения в разряде низкого давления, ЖЭТФ, т. XV, 1945, вып. 9, стр. 640.
26. Н. А. Карелина и Б. Н. Клярфельд, Падение напряжения

- на электродах разряда в инертных газах, ЖТФ, т. XVIII, 1948, вып. 10, стр. 1235.
27. Л. Д. Габович, Обратные зажигания при газотронном разряде в ртутных парах и инертном газе, Сборник статей, ЖТФ, 1948.
28. И. Гуртовой и Г. Коваленко, Эмиссия с вольфрама и никеля, покрытых пленками цезия, Известия Физич. института, АН УССР, т. 9, 1941, стр. 242.
29. Н. Д. Моргулис и П. Марчук, Письмо в редакцию журнала Техническая физика, ЖТФ, 1949.
30. A. Hull, Bourger and Tourantat, Цезиевый газотрон, Phys. Rev., т. 7, 1948, стр. 1228.
31. А. М. Шемаев, И. Паленова и И. С. Ройзман, Поглощение инертного газа и оплавление поверхности катода в тлеющем разряде, ЖТФ, т. XXII, 1952, вып. 2, стр. 20.
32. Н. Д. Моргулис и Я. Л. Любарский, Распыление оксидного катода при разряде в ртутных парах, ЖТФ, Сборник, 1948.
33. A. Hull, Hot-Cathode Thyratrons, Gen. El. Rev., т. 43, 1929, стр. 379.
34. В. Л. Грановский, О времени восстановления управляемости в газовом разряде, ДАН АН СССР, т. XXII, 1939, вып. 1.
35. L. Malter and E. O. Johnson, Studies of Thyatron Behavior, RCA Rev., т. XI, 1950, вып. 2, стр. 165.
36. В. И. Дроздов, Влияние давления газа на ток, ограниченный пространственным зарядом для ионов, ЖТФ, т. XVI, 1946, вып. 4, стр. 407.
37. В. И. Дроздов и А. Ф. Смирнов, О восстановлении управляемости ионных приборов, ЖТФ, т. XXV, 1955, вып. 1, стр. 85.
38. A. W. Coullidge, A High Current Thyatron, Electrical Eng., 1951, № 8, стр. 698.
39. W. P. Overbeck, The Permatron-Magnetically Controlled Industrial Tube, Electrical Eng., т. 58, 1939, вып. 5.
40. В. И. Раков и К. И. Фетисов, Высоковольтные секционированные газотроны, „Вестник электропромышленности слабого тока“, 1939, № 7—8, стр. 194.
41. K. H. Kingdon and E. J. Lawton, Velocity of Mercury Ions in Mercury Vapor, Phys. Rev., 1939, т. 56, стр. 215.
42. Т. П. Козляковская, Термоэлектронная эмиссия сложных поверхностей, Электронные и ионные приборы, Труды ВЭИ, вып. 41, Госэнергоиздат, 1941.
43. С. В. Птицын, Оксидный катод, ЖТФ, т. XVII, 1947, стр. 965.
44. В. Д. Соболев, Диссертация, МЭИ, 1954.
45. В. Л. Грановский и Л. М. Ревердатто, Обратные токи многофазного ртутного выпрямителя, ЖТФ, т. XIV, 1944, стр. 314.
46. H. Klemperer, К вопросу об обратных зажиганиях в высоковольтных ионных приборах, т. 9, 1938, стр. 326.
47. Т. Н. Голубчин и Л. А. Сена, Влияние ртутных капель на обратные зажигания в ртутных вентилях, „Электричество“ (статья в печати).
48. И. Л. Каганов, Очерки по истории энергетической техники СССР, вып. 27, „Промышленная электроника“, Госэнергоиздат, 1954.
49. K. D. Froome, The Behaviour of the Cathode Spout on Undisturbed Mercury Surface, Proceedings of the Physical Society, т. 62, 1949, стр. 802.
50. E. Schmidt, Untersuchungen über die Bewegung des Brennflecks auf der Kathode einer Quecksilberdampf Bogens, Annalen der Physik, 1949, № 4, стр. 246.
51. H. Bertele, Steady Vapour Mercury Arc Rectifier Valves Direct Current, 1952, № 1, № 2.
52. R. Tucker, A Review of the Development of Methods of Anchoring the Cathode Spot in Mercury Arc Rectifiers, Direct Current, 1951, № 2.
53. K. T. Compton, On the Theory of the Mercury Arc, Phys. Rev., т. 37, 1931, стр. 1077.

54. E. S. Lamar and K. Compton, Potential Drop and Ionisation at Mercury Arc Cathode, *Phys. Rev.*, т. 37, 1931, стр. 1077.

55. L. Tonks, Испарение от фиксированного катодного пятна, *Phys. Rev.*, т. 54, 1938, стр. 634.

56. И. А. Полетаев, Исследование самопроизвольного потухания газового разряда, Диссертация, ВЭИ, 1948.

57. А. Е. Аскинази, М. А. Гуревич и Л. А. Сена, „Электричество“, 1947, № 9, стр. 37.

58. Б. Н. Клярфельд и И. А. Полетаев, О разрежении газа в местах сужения положительного столба, ДАН, т. XXIII, 1939, стр. 460 и 466.

59. H. Hull and Brown, Solving the Mystery of Mercury Arc Rectifiers, *Electr. Eng.*, т. 50, 1931, стр. 744.

60. Т. А. Суетин, Стенотрон, „Электричество“, 1946, № 5, стр. 44.

61. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1947.

62. C. Kenty, Геттерные явления и давление в разрядах низких плотностей ртутных паров, *J. Applied Physics*, 1938, вып. 9, стр. 735.

63. W. Shottky und J. Issendorf, Квазинейтральная электрическая диффузия в спокойном и перемещающемся газе, *Zets. für Physik*, т. 31, 1925, вып. 1—4, стр. 63.

64. Б. Н. Клярфельд и В. Д. Соболев, Катодная область ртутной дуги, ЖТФ, т. XVII, 1947, вып. 3, стр. 319.

65. M. Maxfield and Fredendall, Особенности перехода тлеющего разряда в дугу в ртутных парах, *J. Applied Physics*, 1938, вып. 9, стр. 600.

66. J. Slepián and L. Ludwig, New Method of Starting an Arc, *Trans AIEE*, т. 62, 1933, стр. 693.

67. R. Schnier, Деионизация разрядного промежутка в ртутных парах низкого давления, *Electrotechnicky Obzor*, т. 37, 1948, № 19—20; т. 38, 1949, № 4—5.

68. В. Д. Андреев, Исследование механизма возникновения катодного пятна нетермической дуги низкого давления, Диссертация, ВЭИ, 1949.

69. А. А. Сакович, Исследование анодных материалов для ртутных вентилей, Диссертация, ВЭИ, 1948.

70. Д. К. Уайт, Обратные зажигания в высоковольтных ртутных приборах низкого давления, „Электричество“, 1939, № 6, стр. 29.

71. Дек, Поглощение газов стенками вакуумно разрядных приборов и его значение для продолжительности работы безнасосных выпрямителей, „VBS Mitteilungen“ т. 29, 1942, стр. 232.

72. И. Л. Каганов, Система передачи энергии на далекие расстояния постоянным током, „Электричество“, 1946, № 1, стр. 20.

73. А. Ф. Пронтарский, Устройство для автоматического регулирования вакуума и температуры ртутного выпрямителя на тяговых подстанциях электрифицированных железных дорог, Диссертация, ЦНИИ МПС, 1951.

74. А. В. Коновалов, Совместное сеточное и магнитное управление тиратроном, Изановский энергетический институт, Сборник научных трудов института, вып. V, Госэнергоиздат, 1953.

75. H. Bertele, The Continental Development of Single Anode Mercury Arc Rectifier Valve of High Power, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, т. 97, 1950, вып. 59, стр. 663.

76. H. Bertele, Die Hochspannungz Quecksilberdampfgleichrichter, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, т. 99, 1952, вып. 72.

77. А. С. Драбкин и Е. Х. Слуцкин, Разработка методики определения деионизационных параметров и предельной частоты работы тиратронов в импульсном режиме, Сборник материалов по вакуумной технике, вып. V, стр. 57, Госэнергоиздат, 1954.

78. В. Л. Грановский и И. Л. Лукацкая, Природа обратного тока в ионном вентиле при высоком обратном напряжении, „Электричество“, № 8, стр. 49, 1953.

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоматная откачка прибора 149  
 Адсорбция пара стенками 78  
 Активировка катода 100, 148  
 Активный слой катода 90  
 Алундовая изоляция 146  
 Амальгамирование зажигаемых 351  
 Анод возбуждения 240  
   — зажигания 240  
 Анодная манжета 246  
   — часть разряда 48  
 Анодно-сеточная характеристика 154  
 Анодно-сеточный узел двухсеточного вен-  
   тиля 337, 383  
 Анодный делитель 277  
   — потенциал зажигания 170  
   — рукав 240  
 Аномальное горение дуги 277  
 Аномальный тлеющий разряд 37  
 Антикоррозийная добавка 448
- Бак предварительного разрежения 429  
 Безнасосные вентили 376, 385  
   — беспорядочное движение 23  
 Беспорядочно-направленное движение 23  
 Быстрота действия насоса 432  
   — удаления газа 435  
 Быстрые электроны 94
- Вакуумная система 429  
 Вакуумное реле 441  
 Вакуумный корпус 241  
 Ввод с армированно-сжатым стеклом 401  
   — со стекловидными эмалями 402  
 Вентиль откачного типа 243  
 Вентильная прочность 380  
 Вероятность возбуждения и ионизации 18  
 Вкрапление в материал анода 354  
 Внешний ионизатор 36  
 Водородный тиратрон 211  
 Водяное охлаждение 241  
 Воздушно-водяное охлаждение 376  
 Воздушное охлаждение 241  
 Возникновение (зажигание) разряда 38  
   — каскадов 277  
   — обратных зажигания 363  
 Вольтамперная характеристика зажигае-  
   мых 349  
   — — разряда 35  
   — — сетки 174  
 Восстановление сеточного запираения 162,  
   176, 337  
 Вращательный насос 429  
 Время восстановления сеточного запира-  
   ния 160  
   — деионизации 71  
   — зажигания разряда 119  
   — нагрева пара 312  
   — начала запираения 180  
   — предварительного разогрева 141  
   — развития дуги на сетку 215  
   — — разряда 208  
   — ухода пятна 252
- Выпрямление трехфазного тока 242  
 Высоковольтный вентиль 416
- Газовое включение в материале анода 364  
 Газонаполненный прибор 9  
 Газопоглотитель 149  
 Газотрон 76  
 Гашение разряда 70  
 Генератор релаксационных колебаний 161  
 Геттерное действие дуги 409  
 Гидрид титана 213  
 Главная дуга 239  
 Градиент концентрации 72  
   — потенциала в плазме дуги 219  
   — температур 116  
 Гранично-допустимая плотность тока 290  
 Групповое катодное пятно 237  
 Губчатый катод 234
- Двустороннее экранирование сетки 227  
 Двухсеточный тиратрон 206  
 Деионизационная решетка 240  
   — составляющая обратного тока 358  
 Деионизация 22  
 Диаграмма анодного напряжения 327  
   — баланса мощности 109  
   — распределения мощности 68  
   — сеточного напряжения 327  
   — типовых испытаний 380  
 Динамическая составляющая обратного  
   тока 361  
 Диффузионная составляющая обратного  
   тока 359  
   — теория Шоттки 257  
 Диффузионное движение 32  
 Диффузия зарядов 100, 332  
   — ионов водорода 442  
 Диэлектрическая микропленка 250  
 Диэлектрический зажигатель 355  
 Допустимая плотность тока 298  
 Дуга возбуждения 239, 318  
   — обратного зажигания 201  
   — прямого зажигания 201  
 Дуговой разряд 10
- Единичная мощность 295  
 Емкостный ток сетки 189  
 Естественный угол запаздывания 322
- Зависимая схема питания 344  
 Загрязнение на аноде 361  
 Зажигание дуги 104  
 Зажигатель 317, 342  
 Зажигающий импульс 327  
 Запирающее напряжение 162  
 Змеёвик 400  
 Зондовая характеристика 61  
 Зондовое измерение 94
- Игнитрон 239, 342  
   — откачного типа 411

- Игнитронный пентод 414  
 Излучаемая удельная мощность 301  
 Излучение 21  
 Измеритель вакуума 243  
 Импульсное модуляторное устройство 161  
 Импульсный разряд 107  
 — режим 88  
 — тиратрон 220  
 Инвертирование тока 161  
 Интенсивность ионизации 286  
 Ионизационная составляющая обратного тока 362  
 Ионная оболочка 51  
 — составляющая сеточного тока 189  
 Ионный вентиль 76  
 — генератор частоты 291  
 — сеточный ток 175  
  
**Карборундовые зажигатели** 343  
 Каскадное горение дуги 278, 282  
 Катод косвенного накала 145  
 Катодная горловина 79  
 — часть разряда 48  
 Катодное падение потенциала 85  
 — пятно 135, 237  
 Катодный щиток 252  
 Кинетическая энергия электрона 112  
 Колебания зондового тока 287  
 Компрессионный манометр 429, 438  
 Конденсационная камера 389  
 Конденсационный пояс 303  
 Контактная разность потенциалов 168  
 Контактный метод зажигания вспомога-  
 тельной дуги 239  
**Контрольная точка характеристики зажига-**  
**ния** 223  
 Концентрация зарядов на оси столба 257  
**Коэффициент дуговой диффузии** 34  
 — диффузии 32, 33  
 — излучения абсолютно черного тела 300  
 — ионизация 122  
 — ионизационного нарастания 44  
 — коммутационного воздействия 133  
 — конденсация 294  
 — относительного увеличения напряженно-  
 сти поля 261  
 — теплоотдачи 114  
 — теплопроводности газа 116  
 — хаотичности 58  
**Кривая Пашена** 46  
 — пробивных напряжений 46  
 — распределения потенциалов в дуге 249  
 — термоэлектронного тока 191  
 — типовой мощности 379  
**Критический потенциал** 90  
**Крутизна нарастания сеточного тока** 334  
 — спада прямого тока 381  
  
**Линия нагрузки** 136  
  
**Максимальное значение обратного напря-**  
**жения** 141  
 — — тока 141  
**Максимум обратного тока** 131  
 — частоты обратных зажигания 306  
**Масляное охлаждение** 241  
**Металлический безнасосный экзитрон** 400  
 — вентиль 240  
 — игнитрон 415  
 — многоанодный вентиль 240  
 — откачной многоанодный экзитрон 392  
 — — одноанодный вентиль 396  
**Металло-керамический ввод** 402  
**Метастабильный уровень** 13  
**Микропятно** 237  
**Минимум тока возбуждения** 314  
**Многоанодный экзитрон** 239  
  
**Многощелевая сетка** 152  
**Молибденовый ввод** 146  
 — стержень 317  
**Момент зажигания** 171  
 — перехода дуги 322  
**мощность, передаваемая аноду** 200  
 — теплового рассеяния 110  
 — тераемая в зажигателе 353  
 — — — предзарядный период 226  
  
**Нагрев пара дугой** 311  
**Нагреватель катода** 146  
**Нагрузочная диаграмма** 381  
**Накопитель водорода** 154  
**Напорный бак** 446  
**Направленное движение** 23  
**Направленный электронный ток** 29  
**Напряжение горения** 104  
 — зажигания 45  
 — загорания 171  
 — отсечки 158  
**Нарушение вентильных свойств** 46  
**Начало восстановления сеточного зажига-**  
**ния** 157  
 — искрения катода 89  
**Начальное значение обратного тока** 129  
 — — постоянной времени 74  
 — — сеточного тока 178  
**Начальный скачок обратного напряжения**  
 130  
**Недокал** 91  
**Независимая схема управления** 353  
**Непрерывная эмиссия** 88  
**Несамостоятельный разряд** 10, 36  
**Неупругое соударение** 13  
**Низковольтные приборы** 140  
**Никелевый анод** 145  
**Номинальный ток** 376  
**Нормальное состояние атома** 13, 20  
**Нормальный тлеющий разряд** 37  
  
**Обезгаживание в вакуумной печи** 368  
 — стекла 148  
**Область высоких давлений** 69  
 — зажигания в многоанодном экзитроне  
 332  
 — низких давлений 69  
 — средних давлений 69  
**Обратное зажигание** 38, 46, 47, 133  
 — напряжение 125  
**Обратный пробой** 202  
 — ток 125, 357  
**Одноанодный вентиль** 238  
 — экзитрон 239  
**Однодычатая сетка** 151  
**Однонаправленный ток** 88  
**Однородный столб** 93  
**Оксидный катод** 11  
**Оптимальный режим охлаждения** 381  
**Осаждение пленок** 371  
**Откачная установка** 396, 430  
**Откачные неразборные вентили** 376  
**Отражательный экран** 255  
**Отрицательная характеристика зажигания**  
 164  
**Отрицательное анодное падение потенци-**  
**ала** 265  
**Отрицательный ион** 22  
  
**Падение напряжения в газотроне** 142  
 — — — ионной оболочке 279  
 — потенциала у анода 97, 298  
**Параллельная работа анодов** 277  
**Пароструйный вакуумный насос** 429  
**Перезарядка** 22  
**Перенапряженный режим** 288  
**Переход пятна на корпус** 282  
**Переходное падение напряжения** 197

- Переходный участок 94  
 Период замедленного нарастания тока 121  
 — формирования вспомогательной дуги на зажигателе 346  
 Перматрон 207  
 Пик-генератор 340  
 Пик-дроссель 172  
 Пик-трансформатор 171  
 «Пинч-эффект» 291  
 Плазма разряда 97  
 Плотность беспорядочного ионного тока 59  
 — — электронного тока 58  
 — газа 79  
 — тока в микропятне 249  
 — — у анода 264  
 Поверхность конденсации 244, 302  
 Повторяемость обратных зажигания 137, 364  
 Подвижность ионов 32  
 — электронов 25  
 Подогреватель катода 230  
 Подхватывающий анод 355  
 Полное время восстановления сеточного запирания 183  
 — — деионизации разрядного промежутка 183  
 — — развития разряда 121, 209  
 — — эффективное сечение 18  
 Положительная характеристика зажигания 164  
 Положительный ион 9, 13  
 — подъем потенциала 267  
 Полупроводниковый зажигатель 239  
 Полюс анод 99  
 Поперечно-ребристый катод 110  
 Поперечный перепад температуры 305  
 Послесеточная плотность тока 271  
 Постоянная времени деионизации 73, 129  
 — шкалы манометра 439  
 — эмиссия 87  
 Потенциал зажигания 38, 104, 223, 322  
 — изоляционной стенки 279  
 — ионизации 15  
 — корпуса 396  
 — плазмы 63  
 Потеря вентильности 134  
 — мощности в дуге 113  
 — — на сетке 199  
 — напора 443  
 Преданодное пространство 252  
 Предел откатки 437  
 Предельная плотность тока 289  
 — разреженности газа 432  
 — ширины ребра 310  
 Предельно допустимая нагрузка 375  
 — достижимая частота 187  
 Предельное значение прямого напряжения 201  
 Предразрядное время у сетки 215  
 Предразрядный период 215  
 Предупреждение гашения дуги 319  
 Приемная поверхность анода 97  
 — — сетки 180  
 Принцип подобия 46, 66  
 Пробой 201  
 Прогрессивное понижение плотности пара 286, 289  
 Продольная напряженность поля 255  
 Продольно ребристый катод 146  
 Продольный перепад температуры 307  
 Проницаемость деионизационной решетки 327  
 — сетки 156, 166  
 Пропуск зажигания 348  
 Пропускная способность трубы 435  
 Процесс деионизации 70  
 — ступенчатой ионизации 57  
 — тренировки анода 309  
 Прямой пробой 202  
 — ток 221  
 Прямокальный газотрон 144  
 Пульсации напряжения 271  
 Пусковая характеристика 170, 208  
 Работа выхода 87  
 Разбежка 190  
 Разложение карбонатов 148  
 Разрыв дуги 284  
 Распределение тока по сечению столба 255  
 Распыление геттера 235  
 — катода 90  
 Регулируемый режим 375  
 Резиновое уплотнение 393  
 Резонансный уровень 69  
 Рекомбинация (нейтрализация) 21  
 Ртутный вентиль 237  
 — газотрон 143  
 — катод 11  
 — мениск 344  
 Самокалящийся катод 111  
 Самостоятельный разряд 10, 37, 38  
 Свободно бегающее пятно 251  
 Свободный пробег 17  
 Секционированный газотрон 147  
 — тиратрон 236  
 Сеткодержатель 152  
 Сеточная характеристика восстановления запирания 185  
 Сеточное сопротивление 156  
 Сеточный ток 174, 218  
 Сечение плазмы 97  
 Синхронное зажигание 239  
 Система зажигания Школина 317  
 — независимого питания 344  
 — откатки 243  
 — поддержания вакуума 376  
 — принудительного воздушного охлаждения 307  
 Скважность импульсов 89  
 Скорость нарастания анодного тока 216, 289  
 — натекания 437  
 — спадания напряжения на аноде 216  
 — струй пара 251  
 Смещение характеристики зажигания 189, 190  
 Собственная термоэлектронная эмиссия 87  
 Сопротивление зажигателя 350  
 — оксидного слоя 92, 107  
 Составляющая беспорядочного движения 50  
 — направленного движения 50  
 Среднеарифметическая скорость ионов 131  
 Среднее значение сеточного тока 334  
 Средний свободный пробег ионов 131  
 — срок жизни иона 129  
 — ток 140  
 Средняя во времени плотность тока 88  
 — плотность направленного тока 259  
 — — тока на катоде 296  
 — по месту плотности тока 88  
 — температура анода 299  
 Срок службы газотронов 142  
 — — зажигателей 348  
 — — тиратронов 222  
 Старение зажигателей 351  
 Статический фазосмещатель 171  
 Стеклоянно-металлический ионитрон 241, 386, 413  
 Стеклоянный ввод 401  
 — вентиль 240  
 — экзитрон 389  
 Стенотрон 291  
 Столб разряда 48  
 Схема зависимого управления 352  
 — сеточного управления 327



- Гемный разряд 37  
 Температура катода 247  
 — колбы тиратрона 200  
 — росы 245  
 — стенок 247  
 — фиксатора 253  
 — электронного газа 26, 30  
 Температурный градиент 310  
 — перепад в слое ртути 296  
 — — — среде 305  
 — — — стенке 305  
 Тепловое сопротивление катода 296  
 Тепловой режим анода 298  
 — — катода 292  
 — экран 110  
 Теплоемкость воздуха 311  
 — катода 111  
 Теплоотвод от фиксатора 254  
 Теплопроводность через ребро 310  
 Теплоэлектрический манометр 440  
 Тормозная активировка 148  
 — ионизация 21  
 Терморегулятор 447  
 Термоэлектронная составляющая сеточного тока 189  
 Тиратрон с инертным газом 220  
 — — положительной характеристикой 211  
 — — ртутными парами 220  
 Тиратронно-конденсаторная схема 354  
 Тихий разряд 37  
 Тлеющий разряд 10, 12  
 Ток накала 141  
 — стенки 280  
 — утечки 189  
 Токи электролиза в стекле 401  
 Толщина оболочки 60  
 Торированный катод 11, 100  
 — молибден 88, 143  
 Точка естественного зажигания анода 327  
 — — вентилей 242  
 Трансформатор возбуждения 315  
 Тренировка анода 149  
 Тунгар 85, 99  
  
 Угол запаздывания 160  
 Удельная мощность на испарение 295  
 — норма конденсации 302  
 Униполярная диффузия 34  
 Управление моментом зажигания 326  
 Управляющая сетка 151  
 Упругое соударение 13, 19, 27  
 Уравнение двуполярной диффузии 72  
 — диффузии 33  
 — Клапейрона 79  
  
 Уравнение степени  $3/2$  87  
 — Таунсенда 41  
 Уровень возбуждения 13  
 Участок катодного падения потенциала 120  
 — ионизации 120  
  
 Фазировка 322  
 Фактическое время восстановления 161  
 Фасонный анодный изолятор 395  
 Фиксатор 253  
 Фиксированное пятно 303  
 Фильтр 243  
 Фонтанирующее устройство 315  
 Формирование дуги 121  
 Формовка вентилей 368, 448  
 Фотоионизация 21  
  
 Характеристика анодного напряжения 177  
 — зажигания 163  
  
 Цезиевый газотрон 102  
 Циркуляционная система охлаждения 446  
  
 Частичное эффективное сечение 18  
 Частота обратных зажигания 366  
  
 Шкаф управления 341  
  
 Щелевой зажигатель 318  
  
 Экзитрон 239  
 Экономичность катода 111  
 Экранированный газотрон 145  
 Экранировка анода 202  
 Экранирующая сетка 428  
 Электрическая прочность анодно-сеточного узла 417  
 — система зажигания 342  
 Электролитическая активировка 149  
 Электронное облако у катода 89  
 Электронно-ионная плазма 50  
 Электронный сеточный ток 175  
 Электростатическая эмиссия 47, 250  
 — — на поверхности анода 133  
 Энергетический спектр 12  
 Энергия возврата 112  
 Эффект Пеннинга 20  
 «Эффективное сечение» 17  
 — — перезарядки 22, 31  
 Эффективность действия фильтра 335  
 Эффективный потенциал ионизации 85