

Г. А. Месяц

ЭКТОНЫ



часть 2

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ

Г. А. МЕСЯЦ

ЭКТОНЫ

ЧАСТЬ 2



УИФ «НАУКА»
ЕКАТЕРИНБУРГ
1994

УДК 621.384.6.01 : 537.533

Месяц Г. А. Эктоны. Часть 2. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994. ISBN 5-02-007416-0.

Вторая часть монографии посвящена роли эктонов в электрических разрядах: вакуумном и газовом разрядах, вакуумной дуге и униполярной дуге. Проанализирована роль поверхности катода в образовании эктонов. Концентрированию энергии в микрообъемах поверхности катода способствуют три фактора: микровыступы, диэлектрические пленки и загрязнения, адсорбированный газ. Показано, что при многих типах газового разряда в катодной области создается высокое электрическое поле (10^6 В/см) за счет интенсивного ионного потока на катод, что способствует образованию эктонов. Их появление возможно при разрядах в коротких промежутках, в псевдонкрах, при разряде по поверхности диэлектрика в газе и вакууме, при замыкании и размыкании контактов и т. д. Высказано предположение, что эктоны могут способствовать разрядам в жидких и твердых диэлектриках.

ISBN 5-02-007416-0

© Уральская издательская фирма «Наука», 1994

ЧАСТЬ 2

ЭКТОНЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ

Предлагаемая читателю вторая часть монографии посвящена роли эктонов в различных типах электрических разрядов и содержит девять глав, которые пронумерованы с учетом глав первой части. В главе 10 рассмотрена роль эктонов в вакуумном разряде. Еще в ранних исследованиях импульсных вакуумных разрядов нами была показана фундаментальная роль взрывной эмиссии электронов (ВЭЭ) в импульсном вакуумном разряде. Фактически эти исследования дали основополагающие результаты для открытия ВЭЭ. Эктоны возникают не только в импульсных, но и в статических, ВЧ- и СВЧ-разрядах, разрядах на поверхности диэлектрика в вакууме. Учет эктонных эффектов позволяет объяснить такие экспериментальные результаты, как зависимости тока от напряжения и времени запаздывания разряда от поля, наличие катодной и анодной плазмы в разряде, эффекты полного напряжения и искрения на электродах при переменном напряжении и т. д.

В главе 11 проанализирована роль эктонов в вакуумной дуге. Фактически мы будем говорить об их влиянии на катодное пятно вакуумной дуги, свойство которого является классическим примером самоподдерживающегося эктонного процесса. Методы возбуждения вакуумной дуги являются, по существу, методами возбуждения эктонов. Учет их позволяет объяснить плотность тока в катодном пятне (10^8 А/см²), скорость катодных плазменных струй (10^6 см/с), случайный характер времени погасания дуги, пороговый ток, движение катодных пятен и т. д. Учет эктона как фундаментального феномена в катодном процессе вакуумной дуги дает возможность провести математическое моделирование катодного пятна. Рассмотрена нестационарная гидродинамическая модель катодного пятна, позволяющая количественно объяснить унос массы с катода, свойства плазмы в катодном пятне, роль обратных электронов.

В главе 12 сделана попытка объяснить при помощи эктонов свойства униполярных дуг, возникающих на элементах стенок, которые контактируют с плазмой, т. е. предполагается, что униполярная дуга — это постоянно появляющиеся и исчезающие микровзрывы. Такая ситуация имеет место, например, при воздействии лазерного излучения на катод, когда энергия лазерного луча идет на образование плазмы на стенке за счет десорбции газа, испарения диэлектрических пленок и включе-

ний, а также самих металлических стенок и последующей ионизации образованных паров и газа. Особо обращено внимание на униполярные дуги, образующиеся на стенках токамаков. Это приводит не только к износу стенок, но и к охлаждению основной плазмы, что снижает эффективность работы токамаков.

В главе 13 показано, что поверхность электрода в газе имеет микронеровности, диэлектрические пленки и включения, а также адсорбированный газ, что при определенных условиях способствует концентрированию энергии в микрообъемах катода и образованию эктонов. Причем это может происходить или непосредственно, например, за счет разогрева и взрывов микровыступов под действием тока автоэлектронной эмиссии, или апосредованно за счет первоначального образования плазмы, а затем ее взаимодействия с поверхностью металла. Наиболее часто первопричина появления эктонов — высокое электрическое поле (10^6 В/см и более) в катодной области. Оно может быть образовано за счет или внешнего приложенного напряжения, или потока положительных ионов на катод, создающих необходимое электрическое поле за счет объемного заряда ионов или зарядки диэлектрических пленок и включений. Первая причина приводит к нарушению закона Пашена в различных его участках, а вторая — к образованию дуги в различных типах газовых разрядов.

Главы 14, 15 и 17 написаны совместно с Ю. Д. Королевым.

В главе 14 показано, что кривая Пашена, т. е. зависимость напряжения статического пробоя газа от произведения давления газа на длину промежутка, имеет три участка, в которых электрическое поле может достигать 10^6 В/см. Это — правая часть при высоком давлении газа, левая часть при низком давлении газа, когда мы приближаемся к вакуумной области, а также участок, близкий к минимуму кривой Пашена, в случае микронных промежутков. Нами показано, что во всех этих участках вследствие высокого электрического поля, которое еще более усиливается из-за наличия микровыступов на катоде, возникает ток автоэлектронной эмиссии, в конечном счете приводящий к нагреву и взрыву микроучастков поверхности катода и образованию эктонов. Этот эффект и может проявляться как отклонение от закона Пашена.

В главе 15 анализируется переход тлеющего разряда в дуговой с точки зрения возможности возникновения эктона как причины такого перехода. Анализ величины электрического поля и тока ионов в катодном слое показывает, что они могут достигать больших значений. Высокое электрическое поле создает большой ток автоэлектронной эмиссии, вызывающий катодную неустойчивость и возникновение эктона. Аналогичный механизм имеет место при контракции объемного разряда высокого давления. Такой разряд имеет место в двух случаях: при воздействии кратковременных импульсов напряжения и

многоэлектронном иницировании (глава 16) или при сравнительно низких напряжениях, но интенсивной ионизации газа от внешнего источника (глава 17). Эти два типа разряда представляют большой интерес с точки зрения технологии создания различных типов мощных газовых лазеров.

В главе 18 рассматривается роль эктонов в других типах электрических разрядов. Например, эктоны могут возникать на катоде в отрицательной короне, если ток с острейшего катода создает такую концентрацию энергии в микрообъеме поверхности катода, что возникает микровзрыв. Особенно эффективен этот процесс в импульсной короне при малой длительности импульса (10^{-8} с и менее). Образованием эктонов и сопутствующей взрывной эмиссией электронов можно объяснить так называемую суперэмиссию в псевдоискровых разрядах, когда длина свободного пробега электрона больше расстояния между катодом и анодом. Эктоны могут возникать в импульсном разряде по поверхности диэлектрика в газе. В этом случае на катоде имеется много «тройных точек» — мест контакта микровыступа металла с твердым диэлектриком и газом. Плазма, образующаяся при разряде на поверхности диэлектрика, создает ток большой плотности из микровыступа и взрывает его, образуя эктон. Высказывается предположение о том, что эктоны могут играть важную роль в электрических разрядах в жидких и твердых диэлектриках.

При рассмотрении вопроса о роли эктонов в электрических разрядах нужно иметь в виду следующее обстоятельство. Для получения и воспроизводства эктонов необходимо соблюдать два условия: 1) чтобы в микрообъеме электрода выделилась энергия, достаточная для микровзрыва; 2) ток, создаваемый эктонами, должен быть выше порогового. Поэтому роль эктонов в различных типах разрядов будет разной. Например, в вакуумном разряде при достаточно большом приложенном напряжении и малом зазоре ток будет больше и процесс становится самоподдерживающимся. В газовом разряде электроны от появившегося эктона будут рассеиваться на атомах и молекулах газа, поэтому сразу трудно получить необходимый для самоподдержания ток. В этом случае эктон инициирует образование канала разряда, способствующего росту разрядного тока. После этого процесс станет самоподдерживающимся. Повидимому, такая же ситуация имеет место при разрядах в жидких и твердых диэлектриках.

Таким образом, можно сказать, что эктон — это универсальный феномен, играющий фундаментальную роль во многих типах электрических разрядов.

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований и американский фонд Гриве за содействие в проведении ряда научных исследований, описанных в этой части монографии.

§ 10.1. ВВЕДЕНИЕ

Напомним, что именно исследования импульсного разряда в вакууме привели к открытию взрывной эмиссии электронов (ВЭЭ) и показали, что эктоны играют в этом разряде фундаментальную роль. В первой части нашей монографии [1] уже говорилось об этой проблеме. Причем речь шла о разряде как между острым катодом и плоским анодом, так и между плоскими электродами. Подробнее изложение проблем вакуумного разряда дано в монографии [2], а также в ряде обзоров, например [3—6].

Цель настоящей главы — дать краткое описание импульсного, статического и высокочастотного разрядов в вакууме, а также разрядов, инициированных внешними источниками (плазмой, лазером и микрочастицами). Это не будет обзором работ в области вакуумного разряда, как, например, [7, 8]. Мы покажем, как в условиях вакуумного разряда различные механизмы, инициирующие этот разряд, приводят в конечном счете к появлению эктона, ВЭЭ, а затем к большой проводимости вакуумного промежутка. Для краткости изложения и устранения повторов будем регулярно ссылаться на соответствующие места первой части монографии [1].

§ 10.2. ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД

Основные экспериментальные результаты исследования механизма импульсного пробоя вакуумных промежутков получены при использовании высоковольтной наносекундной техники, высокоскоростной осциллографии в сочетании с техникой регистрации быстротекущих процессов. При приложении к вакуумному промежутку импульса напряжения с фронтом примерно 10^{-9} с рост тока пробоя происходит не сразу, а через некоторое время запаздывания t_3 (рис. 10.1). Оно резко уменьшается с увеличением напряженности электрического поля в промежутке. Это время обусловлено взры-

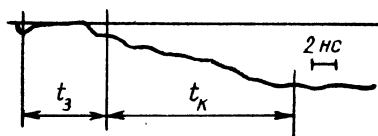


Рис. 10.1. Осциллограммы тока пробоя вакуумного промежутка. $d=0,5$ мм, $U_0=50$ кВ

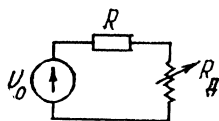


Рис. 10.2. Схема замещения разрядного контура с вакуумным диодом. U_0 — напряжение импульса, R — сопротивление контура, R_d — нелинейное сопротивление вакуумного диода

вом микроскопических выступов под действием тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) и определяется из соотношения

$$j^2 t_3 = \bar{h}, \quad (10.1)$$

где \bar{h} — удельное действие; j — плотность тока АЭЭ.

Так как последняя является функцией напряженности электрического поля на поверхности катодного микроострия, то время t_3 должно зависеть только от средней напряженности поля E_0 , а не от приложенного напряжения U_0 и длины промежутка d в отдельности. Из формулы (10.1) с учетом уравнения Фаулера — Нордгейма (Φ — Н) получим

$$t_3 = \frac{\bar{h}}{A^2 E_0^4 \beta_E^4} \exp \frac{2B}{\beta_E E_0}, \quad (10.2)$$

где A и B — коэффициенты в уравнении Φ — Н; β_E — коэффициент усиления электрического поля на поверхности катодного микровыступа. Формула (10.2) показывает очень сильную зависимость времени t_3 от E_0 . Например, если $E_0=10^6$ В/см $\beta_E=100$, работа выхода $\phi=4,5$ эВ, то увеличение поля E_0 на 10 % приводит к уменьшению времени t_3 более чем в 100 раз.

Фактически, хотя эксперимент и свидетельствует о зависимости $t_3(E_0)$, а не от U_0 и d в отдельности, она не такая сильная, как следует из (10.2) (см. [1, рис. 3.7]). Это обусловлено тем, что при плотности тока АЭЭ $j \geq 5 \cdot 10^7$ А/см² начинается ограничение его объемным зарядом электронов. Поэтому время $t_3 \sim E_0^3$, что подтверждается экспериментально [2]. При меньших полях E_0 (и плотностях тока j) справедлива формула (10.2).

Для расчета зависимости тока вакуумного разряда от времени напомним, что типичная электрическая схема разрядного контура приведена на рис. 10.2. Осциллограмма тока на рис. 10.1 получена в такой схеме. Как мы показали в [1, гл. 5], динамическая вольт-амперная характеристика вакуумного промежутка при развитии в нем разряда удовлетворительно описы-

вается в предположении ограничения тока объемным зарядом электронов в вакуумной части промежутка между катодной плазмой и анодом. При возникновении одного или нескольких катодных факелов (КФ) ток ВЭЭ определяется из соотношения

$$i(t) = A_0 U^{3/2}(t) F\left(\frac{v_k t}{d}\right), \quad (10.3)$$

где A_0 — постоянная величина; $U(t)$ — напряжение на промежутке; $F(v_k t/d)$ — функция, зависящая от геометрии электродов и числа функционирующих эктонов. С учетом того, что для контура на рис. 10.2

$$U(t) = U_0 - Ri(t), \quad (10.4)$$

где R — сопротивление контура; U_0 — начальное напряжение, из соотношения (10.3) и (10.4) можно рассчитать ток и напряжение разряда. В частности, для тока разряда

$$I = A_1 (1 - I)^{3/2} F(v_k t/d), \quad (10.5)$$

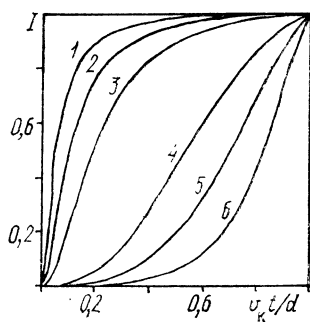
где $A_1 = A_0 R U_0^{1/2}$; $I = iR/U_0$.

Обычно экспериментально измеряемая величина — время коммутации t_k , как правило, отсчитываемое между уровнями 0,1—0,9 от амплитудного значения $i_a = U/R$. Экспериментально установлено, что время t_k очень слабо зависит от напряжения U_0 и линейно растет с длиной вакуумного промежутка [1, рис. 5.1]. Это следует непосредственно из предложенной нами теории. Действительно, время t_k из (10.5) можно определить, если известна функция F . Однако даже без ее конкретизации видно, что в соответствии с экспериментом $t_k \sim d/v_k$. Если на плоском катоде будет один эктон и соответственно один КФ, то $F(v_k t/d) = (v_k t/d - v_k t)^2$ и, следовательно, $t_k \sim A_1^{1/2}$; т. е. время t_k будет зависеть от напряжения U_0 , как $t_k \sim U_0^{1/4}$. Эта зависимость очень слабая, что согласуется с экспериментом [2]. Зависимость $I(v_k t/d)$ при различных A_1 представлена на рис. 10.3.

В типичных условиях импульсного вакуумного пробоя нагрев анода электронным потоком происходит довольно быстро. Образующаяся вблизи анода плазма является эффективным источником ионов, ускоряющих рост тока в промежутке за счет компенсации объемного заряда электронов и дополнительного сокращения вакуумной части промежутка из-за встречного движения анодной плазмы. Несмотря на то, что почти вся энергия при пробое выделяется на аноде, образование анодной плазмы представляет собой вторичный процесс, обусловленный существованием ВЭЭ. Поскольку анодная плазма возникает с запаздыванием относительно начала тока ВЭЭ и, как правило, $v_k > v_a$, роль анодной плазмы становится существенной лишь

Рис. 10.3. Зависимость $I(v_k t/d)$ для различных значений A_1 .

A_1 : 1 — 20; 2 — 10; 3 — 5; 4 — 1; 5 — 0,5; 6 — 0,25



на завершающей фазе заполнения промежутка проводящей средой.

Описанные представления о механизме развития пробоя позволили объяснить и рассчитать параметры рентгеновского импульса в трубках диодного типа. В частности, показано, что длительность рентгеновской вспышки и доза излучения пропорциональны длине промежутка. Остальные вопросы, касающиеся импульсного вакуумного разряда, такие, как унос массы катода, образование кратеров, свойства катодной и анодной плазмы и т. д., рассмотрены нами в первой части монографии [1] при анализе ВЭЭ.

§ 10.3. СТАТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ВАКУУМЕ

10.3.1. КИНЕТИКА РАЗРЯДА

Вопрос о механизме электрического пробоя в вакууме при медленно повышающемся или постоянном напряжении — один из наиболее спорных, что объясняется объективными причинами. Действительно, при длительном приложении напряжения на электродах и в промежутке одновременно протекает большое число различных процессов, среди которых трудно выделить непосредственно ответственные за инициирование и дальнейшее развитие пробоя. Преодолеть эти трудности можно, проводя исследования с использованием аппаратуры, обладающей высоким временным и пространственным разрешением, а также высокой чувствительностью.

Для выяснения механизма развития вакуумного пробоя на постоянном напряжении была проведена серия экспериментов [2], включавшая изучение осциллограмм тока пробоя, закономерностей генерации рентгеновского излучения, эрозии электродов и пространственно-временной картины развития свечения, сопровождающего пробой. Исследования проводились для различных материалов электродов при длине промежутка ≤ 1 мм. Анализ осциллограмм показал, что характер роста тока на постоянном и импульсном напряжениях практически одинаков, близки и абсолютные времена коммутации. Зависимости последних от длины промежутка $t_k(d)$ носят линейный характер. В табл. 10.1 приведены отношения d/t_k для различных материалов электродов при $d=0,1$ см между плоскими электродами и соответствующие пробивные напряжения [9].

Таблица 10.1

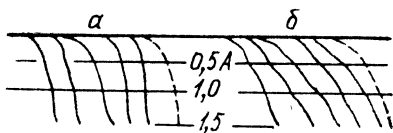
Материал	Cd	Pb	Sn	Zn	Ti	C	Cu	Al	W	Nb	Ta
$(d/t_k) 10^6$, см/с	1,3	1,35	1,5	1,6	1,9	2	2,5	2,6	2,7	3	3,5
$U_{пр}$, кВ	22	24	19	26	55	16	46	45	73	48	68

Значительный интерес для понимания механизма инициирования и развития пробоя представляет изучение характера нарастания тока на начальных фазах пробоя. Подсоединив вход высокоскоростного осциллографа к электроду, в [9] получили осциллограммы роста тока с высоким амплитудным разрешением. На рис. 10.4 штриховыми линиями показан ход зависимости тока ВЭЭ от времени согласно выражению (10.5). Нетрудно обнаружить удовлетворительное сходство экспериментальных и расчетных зависимостей $i(t)$.

Наблюдение за эрозией электродов методом оборванного разряда (электрическая длина накопительной линии была меньше времени t_k) показало, что, как и при импульсном пробое, происходит заметный перенос материала анода на катод. Это объясняется воздействием на анод мощного электронного потока. При $d=0,5-1,0$ мм начало интенсивной эрозии анода запаздывает относительно начала роста тока на 10—20 нс. Материал катода оказывает основное влияние на время t_k . Это было доказано экспериментами на электродах из разных материалов. При первых разрядах, когда на катоде мало перенесенного материала, время t_k определяется последним. С ростом числа пробоев катод все больше покрывается материалом анода и время t_k постепенно приближается к значению, характерному для этого материала. Экспериментами установлена также полная аналогия с импульсным пробоем и в характеристиках рентгеновского излучения, испускаемого анодом на стадии роста тока. Как и при импульсном пробое, длительность рентгеновской вспышки примерно равна времени t_k и пропорциональна длине промежутка.

Пространственно-временные исследования кинетики пробоя на постоянном напряжении проводились по фотоэлектрической и электронно-оптической методикам. Даже при регистрации интегрального излучения и максимальной чувствительности фотоэлектрической аппаратуры не удалось зарегистрировать свечения в промежутке за 100 нс до начала роста тока. С точностью около 10^{-9} с свечение первоначально возникало у катода одновременно с началом роста тока, а у анода запаздывало в среднем на 10 нс ($d=0,7$ мм, медные электроды). Если принять, что запаздывание свечения в центре промежутка связано с распространением светящейся среды от катода, то ско-

Рис. 10.4. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штриховые) осциллограммы начальной фазы тока пробоя между молибденовым (а) и индиевым (б) электродами



рость ее движения составит примерно $2 \cdot 10^6$ см/с. Фотографирование с помощью электронно-оптического преобразователя [1, рис. 4.2] подтвердило в целом картину развития свечения, полученную по фотографической методике. Отличие от импульсного пробоя состоит лишь в том, что при пробое на постоянном напряжении возникает всегда только один первичный эктон. Это понятно, поскольку при медленном повышении напряжения маловероятно возникновение нескольких микровзрывов одновременно.

Таким образом, необратимое нарушение вакуумной изоляции при постоянном напряжении, как и при импульсном, обусловлено возбуждением на катоде эктонов. Данный вывод делает более определенным и целенаправленным поиск причин появления вакуумной дуги при статическом пробое. На наш взгляд, их следует искать только в связи с процессами, приводящими к возникновению эктона и взрывной эмиссии электронов.

10.3.2. ПРОБОЙ В ЧИСТЫХ ВАКУУМНЫХ УСЛОВИЯХ

В условиях сверхвысокого вакуума, высокой чистоты электродов, в предположении отсутствия влияния микрочастиц и испарения анода возбуждение эктонов связано только с развитием тепловой неустойчивости на поверхности катода вследствие тока АЭЭ. Важным аргументом в пользу этого вывода является так называемый темновой ток, т. е. ток между катодом и анодом при напряжении ниже пробивного. Многочисленные исследования показали, что это в основном ток автоэлектронной эмиссии [2, 6, 8]. Например, И. Н. Сливков [10], ссылаясь на Херда, утверждает, что при межэлектродных расстояниях в доли миллиметра темновой ток определяется только напряженностью электрического поля на катоде. Причем ток электронный, а зависимость тока i от напряженности поля E аналогична зависимости для тока АЭЭ по теории Ф — Н:

$$i = AE^2 \exp(-B/E), \quad (10.6)$$

где A и B — константы, определяемые эмпирически для каждого случая. Они зависят от материала и степени обработки электродов и меняются для различных электродов в очень ши-

роких пределах [7]. Более подробные сведения о природе темновых токов даны в обзорах [2, 7, 8, 10].

Если за нарушение вакуумной изоляции ответственна АЭЭ, то критическая напряженность электрического поля, при которой начинается пробой $E_{пр} = \beta_E E_0$, не должна изменяться с промежутком. Независимость $E_{пр}$ от d экспериментально установлена Альпертом с сотрудниками [11], а затем подтверждена другими работами [12, 13]. Экспериментально найденные значения $E_{пр}$ для широкого круга материалов находятся в пределах $(5-10) \cdot 10^7$ В/см и совпадают с расчетными. Предельные плотности автоэмиссионного тока для большого числа металлов составляют $10^7 - 10^8$ А/см². Это означает, что критические пробивные напряженности электрического поля для электродов из различных металлов не должны существенно различаться, поскольку обладают близкими значениями работы выхода.

В [1, § 3.3] мы показали, что при разряде между плоскими электродами критерием его является достижение критической плотности тока АЭЭ с катодных микровыступов, т. е. $j = \text{const}$. В этом случае следует ожидать, что напряжение вакуумного пробоя будет пропорционально длине промежутка между катодом и анодом, т. е. $U_{пр} \sim d$ или напряженность электрического поля $E_{пр} \simeq \text{const}$. Одним из первых эффект вакуумного пробоя, обусловленный током автоэлектронной эмиссии, наблюдал Ахерн [14]. Он исследовал пробой при 10—20 кВ в цилиндрической электродной системе — тонкий нитевидный катод и цилиндрический анод. При электрическом поле на катоде примерно 10^6 В/см ток между электродами возрастал на много порядков, т. е. имел место вакуумный пробой. После пробоя, под микроскопом в [14] были обнаружены кратеры на катоде с выступающими остриями на обочине кратера. По-видимому, кратер был обусловлен микровзрывом на катоде под действием тока АЭЭ.

Стационарная задача о разогреве острейного катода автоэмиссионным током большой плотности впервые рассмотрена авторами [15] и получено следующее выражение для температуры вершины эмиттера:

$$T_{\infty} = T_0 + 2j^2 r_3^2 \kappa / \lambda \theta^2, \quad (10.7)$$

где θ — угол конуса; κ — удельное сопротивление; λ — теплопроводность; r_3 — радиус эмиттера. Для типичных размеров вольфрамового автоэмиттера плотность тока, необходимая для нагрева вершины до $T_{пл}$, составляет, по (10.7), 10^7 А/см². Впоследствии Вибранс [16] улучшил эти расчеты введением зависимости удельного сопротивления и плотности тока от температуры и распространил их на случай малых микроострий на плоских электродах. Согласно [16], из-за роста удельного

сопротивления с температурой эмиттер становится неустойчив в тепловом отношении при температурах, существенно меньших $T_{пл}$. В дальнейшем в работах [17, 18] было учтено также влияние эффекта Ноттингама на тепловой баланс микроострия. Стационарный энергетический баланс катодного микроострия в последствии был уточнен в [19]. Как и в [17, 18], расчеты [19] для большого числа металлов дают предельную плотность автоэмиссионного тока 10^7 — 10^8 А/см². Расчетные значения $E_{пр} \approx (5-10) 10^7$ В/см [19] хорошо согласуются с экспериментальными [11, 20, 21]. Таким образом, в рассматриваемом случае катодный механизм инициирования пробоя предполагает независимость $E_{пр}$ от длины вакуумного промежутка d , т. е. прямую пропорциональность между $U_{пр}$ и d .

10.3.3. ЭФФЕКТ ПОЛНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Обычно важным аргументом против указанного механизма приводится так называемый эффект полного напряжения (уменьшение пробивной напряженности электрического поля с ростом длины промежутка). Он может определяться многими причинами. Однако в настоящее время имеются экспериментальные данные, позволяющие качественно объяснить его в рамках эктонного механизма пробоя.

1. Эффект полного напряжения может быть обусловлен геометрией электродов. Следует учитывать, что коэффициент усиления поля β_E характеризуется не только микрогеометрией катода. Фактически величина $\beta_E = \beta_1 \beta_2$, где β_1 характеризует микро-, а β_2 — макрогеометрию. Коэффициент β_2 зависит от радиуса кривизны поверхности r , на которой находится микровыступ, и межэлектродного расстояния d . При изменении d/r от 1 до 10^3 β_2 меняется почти в 10 раз [22]. Величина β_2 определена для линии соединения закругления с плоскостью, на которой электрическое поле максимально. Только при $d/r \leq 1$ значение $\beta_2 \approx 1$, т. е. только в этом случае $E_{ср} \approx U/d$. При $d/r > 1$ макронапряженность поля $E_{ср} = U\beta_2/d$.

2. Эффект полного напряжения и уменьшение предпробойных токов с ростом длины промежутка могут быть вызваны присутствием на поверхности электродов адсорбированных газов и паров. Известно, что получить поверхность катода, свободную от адсорбата, можно лишь при ограниченной его площади (например, используя классический автоэмиттер). Однако даже в этом случае в условиях сверхвысокого вакуума поступление молекул газа с анода вызывает резкое повышение вероятности перехода автоэмиссии в вакуумную дугу [23]. Отвод автоэмиссионных предпробойных токов от анода наложением поперечного магнитного поля приводит к увеличению пробивного напряжения [24]. При наличии поверхностных загрязне-

ний значительно облегчается поверхностная миграция атомов материала катода и адсорбата в область сильного электрического поля. В результате за время порядка единиц и десятков секунд происходят перестройка автоэммиттера и его заострение, что в конечном счете приводит к пробоям. Значительная часть энергии, необходимой для активизации процесса миграции, поставляется за счет бомбардировки катода ионами, образующимися при ионизации остаточных и адсорбированных газов электронным пучком [6].

По мнению авторов [12, 25, 26], эффект полного напряжения может быть также связан с тем, что с ростом напряжения (длины промежутка) увеличиваются энергия и число ионов, образующихся из адсорбата, соответственно интенсифицируются процессы обострения микроэммиттеров и их очистки от адсорбата (обычно атомы адсорбата электроотрицательны), возрастают частота и амплитуда колебаний предпробойного тока, что повышает вероятность пробоя. В [26] приведены убедительные экспериментальные доказательства того, что эффект полного напряжения в значительной степени можно уменьшить за счет максимального чистых условий эксперимента. Обычно же получить поверхность электродов, абсолютно свободную от загрязнений, не удается. Более того, при пробое в равномерном электрическом поле рост межэлектродного промежутка сопровождается увеличением площади электродов, и в этом случае все труднее обеспечить их чистоту.

Как показано в [25, 27], в результате конкуренции динамических явлений адсорбции и десорбции в сверхвысоком вакууме и сильном электрическом поле на отдельных участках катода за время около 10^{-8} с могут создаваться условия для реализации эффекта резонансного туннелирования [28]. Возникновение резонансной эмиссии приводит к тому, что определяемое из уравнения $\Phi - N$ значение эмиттирующей площади может быть сильно завышено и, следовательно, занижена вычисляемая критическая плотность предпробойного тока [27].

3. Эффект полного напряжения может быть связан с присутствием на поверхности катода диэлектрических пленок и включений. Диэлектрические пленки в виде островков образуются на загрязненных (например органическими соединениями) поверхностях электродов под воздействием разрядных процессов; при этом предпробойный электронный ток заметен уже при среднем поле 10^4 В/см [29]. Появление такой проводимости связано с эмиссией электронов из диэлектрических островков вследствие их «самозарядки», приводящей к усилению электрического поля на катоде и в диэлектрике [29]. Самозарядка может происходить как за счет процессов в самом диэлектрике (ударной ионизации в толще и в порах диэлектрического островка, выхода электронов из диэлектрика в вакуум [30]), так и вследствие бомбардировки диэлектрических пленок иона-

ми, образующимися из остаточного и десорбированного с анода газа [29]. Поверхностная зарядка пленки до напряженности 10^6 В/см приводит к ее локальному пробое [31], что инициирует ВЭЭ. С повышением энергии ионов увеличивается коэффициент ионно-электронной эмиссии [30] и облегчаются условия самозарядки островков. Следовательно, увеличение длины промежутка не влечет за собой прямо пропорциональный рост пробивного напряжения. То же относится и к случаю неметаллических вкраплений, обычно присутствующих в материале электродов в качестве примесей.

4. При длительном приложении напряжения к промежутку анод становится также поставщиком макрочастиц [10]. Например, при достижении средней напряженности поля порядка 10^5 В/см обнаруживался отрыв макрочастиц с электрополированной поверхности анода, после чего на ней оставались впадины микронных размеров. Большинство таких впадин локализовалось на местах присутствия инородных включений, располагавшихся в основном вдоль границ зерен или вблизи них. Осевшие на катоде неметаллические частицы могут стать участками, на которых инициируется пробой.

Эксперименты с искусственно введенными в промежуток металлическими частицами убедительно доказали существование эффекта полярности: пробой имел место только тогда, когда частицы стартовали с анода и ударялись о катод [32, 33]. Авторы [33] заключили, что неупругий удар частиц о катод приводит к образованию под действием пондеромоторных сил эффективных микроострий из расплавленного металла. Хотя в работе [33] не анализируется дальнейшее развитие пробоя, полученные результаты, особенно наглядные в случае использования поперечного магнитного поля для отклонения электронного пучка, убедительно доказывают катодный механизм инициирования и развития пробоя.

Чтобы удар частицы об электрод был неупругим, ее скорость должна превышать некоторое значение $v_{\text{ч}} \approx (\sigma_{\text{пр}}/\rho)^{1/2}$, определяемое пределом прочности материала частицы и мишени $\sigma_{\text{пр}}$. Если частица радиусом r отрывается от анода, то ее скорость при ударе о катод будет [34, 35].

$$v_{\text{ч}} = (9,87 \varepsilon_0 U^2 \beta_a / r \rho d)^{1/2}, \quad (10.8)$$

где β_a — коэффициент усиления электрического поля на аноде в месте отрыва частицы. Минимальное пробивное напряжение, необходимое для неупругого удара с образованием микроострий,

$$U_{\text{пр}} = (\sigma_{\text{пр}} r d / 4,94 \varepsilon_0 \beta_a)^{1/2} \sim d^{1/2}. \quad (10.9)$$

Зависимость $U_{\text{пр}}(d)$ типа (10.9) впервые предложил Кранберг [36], обработав большое число экспериментальных данных. Он

нанес на построенный в логарифмическом масштабе график $\lg U_{\text{пр}} = f(\lg d)$ все данные о статистическом пробое вакуумных промежутков при $U_{\text{пр}} = 10 - 700$ кВ и $d = 0,01 - 70$ см. Анализ показывает [34, 35], что при $\beta_a = 1$ и $d \geq 0,1 - 1$ см (электроды из меди) известные экспериментальные результаты могут быть объяснены образованием микроострий при ударе о катод частиц с $r \leq 1$ мкм. Если учесть, что в реальной ситуации β_a может быть существенно больше единицы и частицы находятся в нагретом (расплавленном) состоянии, то рассматриваемый механизм окажется приемлем и для частиц большего размера.

У частиц размером в десятки микрон и более набираемая в промежутке скорость недостаточна для неупругого удара [10, 34, 35]. Однако при приближении частицы к катоду на расстояние меньше r напряженность электрического поля между ними возрастает на несколько порядков в сравнении со средним значением за счет исходного и наведенного зарядов [10, 34, 35]. Если напротив микрочастицы имеется микроострие ($r_s \approx 10^{-6}$ см, $\beta \approx 5$), то испускаемый им электрический ток может нагреть облучаемую часть поверхности частиц даже до температуры интенсивного испарения [34, 35]. Предполагается [34, 35], что в такой ситуации за счет ионизации пара возникает ступок микроплазмы, играющей роль поджигающего разряда. Таким образом, сама микрочастица не является непосредственным инициатором пробоя, но создает при неупругом ударе катодные микроострия или поджигающую искру. Кроме эффекта полного напряжения, рассматриваемый подход объясняет также преимущественное влияние материала анода на статическое пробивное напряжение [37], так как имеется корреляция между $\sigma_{\text{пр}}$ и $U_{\text{пр}}$ и снижение $U_{\text{пр}}$ с увеличением размера частиц [38]. Для реализации пробоя с участием микрочастицы совершенно не требуется длительного протекания тока, поскольку время от момента удара частицы до взрыва микроострия, или время образования поджигающей искры, может быть чрезвычайно мало.

5. Особо следует остановиться на возможности разряда в вакууме в условиях особо чистых электродов за счет разогрева анода микропучками автоэлектронного тока, как это предполагается в [10]. Обычно считается, что этот механизм становится более вероятным с ростом длины промежутка. Проанализируем это подробнее. Напряжение, необходимое для достижения определенного тока автоэлектронной эмиссии с катода, $U \sim d^{\alpha_1}$. Для однородного поля $\alpha_1 = 1$. Однако наиболее эффективны микроострия, расположенные в областях неоднородного поля, например на краю катода, так как макроскопическое усиление поля сказывается сильнее с увеличением расстояния d . Обычно $\alpha_1 = 0,6 - 0,8$ [39]. Радиус площадки, нагреваемой электронным микропучком, $r_s \sim d^n$, где $n = 0,5$ для однородного поля и $n > 0,5$ — для неоднородного, т. е. в неоднородном поле

расходимость пучка больше. В стационарном случае температура анода, согласно [17], $T_a - T_0 \sim iU/R_a \sim d^{\alpha_1 - n}$, т. е. для мест, где поле неоднородно, $\alpha_1 - n \ll 1$ или даже меньше нуля. Другими словами, в этих условиях ожидать увеличения вероятности проявления анодного механизма нет оснований. Поскольку ускоренные электроны выделяют энергию в основном на некоторой глубине $\bar{x} \sim U^k$, где $k \sim 1,5-2$, то сделанный вывод еще более оправдан, так как при увеличении напряжения глубина проникновения электронов больше и поверхность слабее нагревается.

Вероятнее всего, рост тока в электронных микропучках происходит не стационарно, а скачком [2]. Тогда

$$T_a - T_0 \sim iU/R_a^2 \bar{x} \sim d^{\alpha_1 - \alpha_1 k - 2n}. \quad (10.10)$$

Величина $\alpha_1 - \alpha_1 k - 2n < 0$, значит, температура анода с ростом длины промежутка d будет уменьшаться. Следовательно, анодный механизм вакуумного пробоя для больших промежутков маловероятен.

10.3.4. О КРИТЕРИЯХ РАЗРЯДА

Резюмируя сказанное, можно заключить, что усиление электрического поля на катоде при длительной выдержке электродов в сильном электрическом поле зависит от многих процессов. Все они создают благоприятные условия для возбуждения эктона и ВЭЭ. Таким образом, только при формировании эктона на катоде возможен вакуумный пробой, т. е. только в этом случае сопротивление разрядного промежутка стремится к малому значению. Другие часто обсуждаемые механизмы пробоя вакуумного промежутка не могут объяснить причину возникновения больших разрядных токов (в десятки ампер) за времена $10^{-9} - 10^{-8}$ с, а только указывают на возможную причину появления в промежутке паров материала электродов, органических загрязнений или десорбированных газов. По нашему мнению, в конечном счете эти процессы должны привести к появлению ВЭЭ, определяющей искровую стадию вакуумного пробоя.

В этой связи важен вопрос о критериях вакуумного пробоя и разряда. Если инициирование первого происходит за счет эктонов, то при статическом и импульсном пробоях их критериями соответственно будут

$$j = \text{const}_1, \quad j^2 t_3 = \text{const}_2, \quad (10.11)$$

где j — плотность тока, возбуждающего эктон; t_3 — время запаздывания взрыва. Если известна зависимость j от напряженности электрического поля, можно найти такое значение напряженности E_3 , при котором возникает ВЭЭ. Однако, как мы

показали выше, эта напряженность не всегда равна напряженности $E_{пр}$, при которой инициируется вакуумный пробой, вследствие протекания процессов, приводящих к тому, что $E_{пр} < E_э$. Поэтому мы считаем, что для характеристики вакуумного пробоя и разряда необходимо установить критерии инициирования вакуумного пробоя, появления эктона и вакуумной дуги. Свидетельством существования двух критериев и является «эффект полного напряжения». Часто инициирование пробоя и эктона происходит при одинаковых условиях. Такая ситуация имеет место, например, при наносекундном импульсном или при статическом пробое в условиях высокого вакуума и хорошо обработанных электродов. Условия (10.11), которые, по нашим представлениям, являются критериями образования эктона, будут тогда и критериями вакуумного пробоя и позволят рассчитать наивысшую возможную электрическую прочность вакуумных промежутков. При этом эффект полного напряжения будет отсутствовать.

§ 10.4. РАЗРЯД ПРИ ПЕРЕМЕННОМ НАПРЯЖЕНИИ

10.4.1. ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ РАЗРЯД

Особенность вакуумного заряда при переменном напряжении состоит в том, что каждый из электродов попеременно является то катодом, то анодом. При низкочастотном напряжении, например, обычном сетевом, нет сколько-нибудь значительной разницы между пробоем на переменном и постоянном напряжениях. Особенности начинают появляться, когда период колебаний меньше, чем характерное время пробоя, например, время пробега катодной плазмы между электродами, т.е. $fd/v_k > 1$, где v_k — скорость плазмы; f — частота; d — длина промежутка. В этом случае установление дугового разряда затруднено. Так, при частоте 10^7 Гц это имеет место уже при $d > 0,1$ см. Естественно, что при этом необходимо иметь и малую напряженность электрического поля $E < 10^6$ В/см, т.е. вторым условием для длины промежутка является $U_a/d < 10^6$ В/см (U_a — амплитуда напряжения); при $U_a = 10^6$ В нужно иметь $d > 1$ см. Часто высокочастотный и сверхвысокочастотный разряды происходят не в классической схеме двухэлектродного промежутка, а в резонаторе. Причем все основные процессы протекают на стенках резонаторов. Однако еще до того, как на них или на электродах достигаются высокие электрические поля, возникает электронный ток, обусловленный вторично-электронным резонансным разрядом (ВЭРР). Механизм его представляется следующим. Электроны, вышедшие из электрода, когда он служит катодом, ускоряются высокочастотным напряжением и,

попадая на противоположный электрод, вызывают вторичную электронную эмиссию. Если время пролета первичных электронов близко к полупериоду колебания напряжения, то вторичные электроны, вылетая из второго электрода, который к этому времени стал катодом, также ускоряются и вызывают вторичную эмиссию уже из первого электрода. Такой взаимный обмен электронами приводит к появлению заметного тока между электродами.

Простейшая теория ВЭРР [7] рассматривает движение в вакуумном зазоре длиной d между электродами бесконечных размеров, к которым приложено высокочастотное напряжение:

$$U(t) = E_a d \sin(\omega t + \psi_0), \quad (10.12)$$

где E_a — амплитуда поля; ψ_0 — фазовый угол при вылете электрона. Считаем, что коэффициент вторичной эмиссии $k_s > 1$ и не зависит от энергии электрона, время запаздывания вылета вторичных электронов равно нулю, а их начальная скорость v_0 одинакова в каждом цикле. Пространственным зарядом электронов пренебрегаем. Так как время пролета электрона между электродами составляет нечетное число полупериодов $(2n - 1)$ переменного напряжения, то напряженность электрического поля E_a и скорость электрона v_s при соударении с противоположным электродом определяются из выражений

$$E_a = \frac{m}{e} \frac{\omega^2 d - (2n - 1) \pi \omega v_s}{\pi (2n - 1) \cos \psi_0 + 2 \sin \psi_0}; \quad (10.13)$$

$$v_s = v_0 + 2 \frac{e E_a}{m \omega} \cos \psi_0. \quad (10.14)$$

Величины $n = 1, 2, 3 \dots$ называются модами ВЭРР.

Разряд может существовать, если скорость v_s находится внутри диапазона скоростей $v_{s1} - v_{s2}$. Энергию электрона, когда его скорость равна v_{s1} или v_{s2} , принято называть соответственно первым eU_1 и вторым eU_2 критическими потенциалами. Для большинства металлов, не подвергавшихся специальной обработке, $v_{s1} = 3 \cdot 10^{10}$ и $v_{s2} = 3 \cdot 10^{11}$ м/с и соответственно $eU_1 = 20 - 50$, $eU_2 = 1500 - 2000$ эВ. Знание величин v_{s1} , v_{s2} и v_0 , определяемых свойствами материала электродов, позволяет по (10.13), (10.14) найти E_a , при которых возможен ВЭРР при данной частоте ВЧ-напряжения, если задаться каким-то значением фазы ψ_0 . Однако не все фазы, удовлетворяющие (10.13) и (10.14), допускают возможность развития ВЭРР. Для этого важна еще устойчивость фазы ψ_0 .

В целях упрощения дальнейших расчетов принято постоянно отношения начальной скорости электрона к конечной

Таблица 10.2

k_v	0	0	0	0,1	0,3	0,3
n	1	2	3	1,0	1,0	2,0
$\min G$	0,27	0,10	0,06	0,23	0,1	0,06
ψ_{01}	32,5	12,0	7,3	28,0	21,0	7,3

($v_0/v_s = k_v = \text{const}$). При этом уравнения (10.13) и (10.14) можно переписать в следующем виде:

$$E_a = \frac{m}{e} \omega^2 d G, \quad v_k = \omega d \frac{2 \cos \psi_0}{1 - k_v} G, \quad (10.15)$$

где $G = \left[(2n - 1) \pi \frac{1 + k_v}{1 - k_v} \cos \psi_0 + 2 \sin \psi_0 \right]^{-1}$ — коэффициент, зависящий от ψ_0 . Эта зависимость немонотонна, и при некотором $\psi_0 = \psi_{01}$ коэффициент G минимален. Ему и соответствует минимальное E_a , при котором может возникнуть ВЭРР. Минимальные значения G и соответствующие им ψ_{01} в зависимости от k_v и n приведены в табл. 10.2.

Минимальное значение ψ_0 и, следовательно, максимальное напряжение, при котором может существовать разряд, определяются следующим условием: вылетевший электрон не возвращается на тот же электрод. При $k_v = 0$ минимальный угол $\psi_{02} = 0$, при $k_0 = 0,1$ и $0,25$ соответственно $\psi_{02} = -35$ и -53° , поэтому разряд может существовать только в ограниченной сверху и снизу области значений $\psi_{02} - \psi_{01}$.

На рис. 10.5 представлены рассчитанные на основе (10.13) и (10.14) области существования ВЭРР для $n = 1, 3, 5$, а также результаты экспериментов [10] по определению границ существования ВЭРР, проведенных на частоте 62—1143 МГц при регулируемом межэлектродном зазоре. На нижней экспериментальной кривой хорошо заметны характерные изгибы, очевидно, соответствующие возникновению ВЭРР с различными модами.

Важную роль в ВЭРР играет плотность тока электронов. Исследование его было проведено при длинах промежутков $d = 2,5 - 4,5$ мм и частоте 3 ГГц [40]. Установлено, что двухэлектродный ВЭРР возникает в том случае, когда напряженность СВЧ-поля превышает пороговые значения, находящиеся в хорошем соответствии с нижними границами областей существования первых трех мод ВЭРР, рассчитанных на основе элементарной теории. Измерена плотность тока в разряде и изучена ее зависимость от мощности падающей волны. Характерные экспериментальные кривые для электродов, выполненных из различных материалов, приведены на рис. 10.6. При прочих равных условиях ток разряда возрастал с увеличением коэффициента вторичной электронной эмиссии электродов.

Рис. 10.5. Области существования вторично-электронного разряда при различных n и $K_v=0,25$.

Сплошные кривые — расчет, точки — результаты измерений [7]

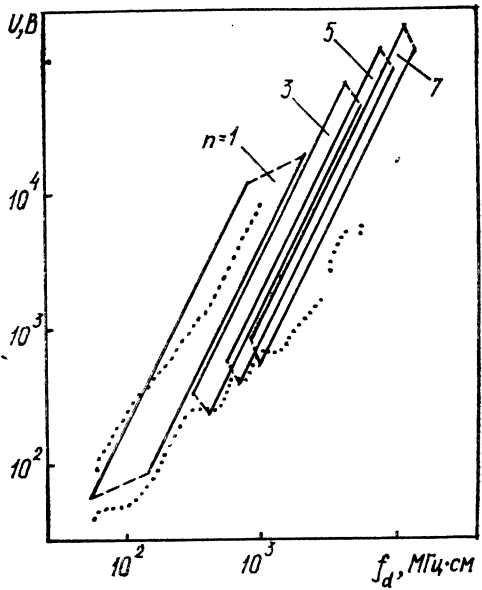
Кроме рассмотренного двухэлектродного ВЭРР, возможен разряд только у одной поверхности (одноэлектродный ВЭРР). Для развития такого ВЭРР необходимо, чтобы на вылетевшие из электрода вторичные электроны действовала сила, стремящаяся вернуть их. Такую силу, в частности, может обеспечить постоянное во времени электростатическое поле E_0 . Одноэлектродный ВЭРР происходит следующим образом: электрон, вылетевший с электрода, под действием электрического поля $E(t) = E_a \sin(\omega t + \psi_0) - E_0$ может ускориться в направлении противоположного электрода, а затем, не коснувшись его, возвратиться на исходный через время, кратное периоду ВЧ-поля, приобретая энергию, при которой $k_3 < 1$. Условие возврата электронов через четное число полупериодов ВЧ-напряжения имеет вид

$$E_0/E_a = \frac{\cos \psi_0}{\pi n}, \quad (10.16)$$

где $n=1, 2 \dots$. При этом должно также соблюдаться неравенство $E_a \sin \psi_0 - E_0 > 0$, обозначающее, что внешнее поле при $t=0$ не препятствует вылету электронов. Из приведенных соотношений, в частности, следует, что одноэлектродный ВЭРР невозможен, если $E_0/E_a > 0,303$. При $n=1$ максимальное удаление электрона от электрода составляет примерно $2,7 eE_{вч}/m\omega^2$, а скорость электронов при возврате на электрод

$$v_3 = - \frac{2eE_a}{m\omega} \cos \psi_0. \quad (10.17)$$

Скорость v_3 приобретает целиком за счет ВЧ-поля. Во время движения от электрода электрон часть энергии, получаемой от ВЧ-поля, как бы отдает постоянному полю, а при обратном движении снова возвращает ее. Отсюда ясно, что при максимальном удалении от электрода пройденная электроном раз-



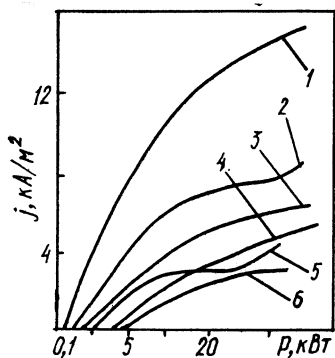


Рис. 10.6. Зависимость максимальной плотности разрядного тока от подаваемой СВЧ-мощности при зазоре $d=2,6$ мм между электродами из разных материалов:

1 — сплав серебра с магнием, 2 — серебро, 3 — медь, 4 — покрытие из аквадага, 5 — титан, 6 — цирконий

ность потенциалов постоянного поля не может быть больше значения, соответствующего максимальной энергии, которую может приобрести электрон в ВЧ-поле. Расчеты подтверждают это и показывают, что указанная разность потенциала эквивалентна от $1/4$ (при $n > 1$) до $1/2$ (при $n = 1$) максимальной энергии, которую приобретает электрон в ВЧ-поле (в отсутствие постоянного поля): $2e^2 E_a^2 / m\omega^2$. Последнее соотношение можно использовать для оценки поля E_0 , при котором в данном ВЧ-поле возникает одноэлектродный разряд при любом n .

Разность потенциалов U_0 , которую должно давать это поле, по оценкам [41], составляет около $2eE/m\omega^2$. В заключение заметим, что ВЭРР с возрастающим полем E_0 имеет место, например, в резонаторах импульсных релятивистских СВЧ-генераторов. Поле в них создается релятивистским электронным пучком. Подробнее об этом будет сказано в разделе 10.4.3.

С точки зрения инициирования эктонов, понимание этого разряда важно, поскольку электроны, бомбардирующие электрод, приводят к электронно-стимулированной десорбции газа, который затем ионизируется, создавая плазму в электродной области. Эта плазма может иницировать появление эктона [1, § 2.4].

10.4.2. ИСКРЕНИЕ НА ЭЛЕКТРОДАХ

Если электрическое поле на электродах, к которым приложено высокочастотное поле, достигает $10^5 - 10^6$ В/см, то на поверхности электродов под действием эффектов, обусловленных концентрированием энергии в микрообъемах катода, возникает искрение. В [10] описан эксперимент с использованием импульсного ВЧ-генератора мощного циклотрона при напряжении до 1,3 МВ, частоте 14 МГц, длительности импульса 176 мс и частоте повторения импульсов 90 и 180 Гц. Исследование проводилось на медных электродах в техническом вакууме (10^{-6} мм рт. ст), создаваемом масляным диффузионным насосом с использованием ловушек, охлаждаемых фреоном и жидким азотом. При подъеме напряжения вначале появлялись темные токи, как и в объемном вакуумном разряде, что приводило к

возникновению рентгеновского излучения. Его интенсивность росла экспоненциально с увеличением напряжения, что свидетельствовало об определяющей роли АЭЭ в этом процессе. Дальнейший подъем напряжения приводил к микровзрывам и искрению. Возникали интенсивные, но кратковременные рентгеновские вспышки. Около электрода, где напряженность была больше из-за сильной кривизны, появлялось свечение, простиравшееся от поверхности электрода в зазор на 2—3 см. Это вызывало падение входного импеданса резонатора, срыв ВЧ-колебаний, спад напряжения на зазоре и погасание искры. Последнее приводило к восстановлению напряжения на резонаторе.

Критерием пробивного напряжения служила частота возникновения искр. Пробивное напряжение определялось как напряжение, при котором она сильно возрастает. При подъеме напряжения до значения ниже пробивного частота искр в первое время обычно больше, чем впоследствии. После достижения пробивного напряжения она резко увеличивается, так что для получения прежней частоты необходимо снизить напряжение. Последующее пробивное напряжение оказывается ниже. Первоначальное значение может восстановиться много позднее. Длительное выдерживание электродов при напряжении ниже пробивного приводит к постоянному снижению частоты искр.

Для различных материалов электродов кривые зависимости частоты искр от приложенного напряжения сходны между собой. Как видно из рис. 10.7 и данных [10], среднее электрическое поле на стенке электродов не превышает 10^5 В/см. Продольное магнитное поле, напряженность которого в экспериментах достигла 15 кЭ, не влияло на напряжение возникновения искрения до появления самих искр. Однако их характер при наличии магнитного поля отличался от случая, когда это поле отсутствует. Искры без него не вызывали макроскопических изменений на поверхности электродов. Если же приложено магнитное поле, то начиная с некоторого значения его напряженности искры приводят к сильному разрушению поверхности электродов с меньшей кривизной, т. е. где E меньше. Напряженность магнитного поля, при которой искры становятся разрушающими, возрастает с увеличением зазора. При зазоре 35 мм она равна 2000 Э, при 135 мм — 4000 Э. В одном из опытов в магнитном поле 2500 искр, сконцентрированных приблизительно на 30 см^2 , разрушили насквозь пластину из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм. Получающийся металлический порошок частично переносится на противоположный электрод, значительная же часть оседает на дне вакуумного контейнера [10].

Микроскопический анализ показал, что в результате разрушающих искр на электроде образуются кратеры диаметром 0,7 мм. На глубине порядка 0,1 мм распространяется рекристаллизация, свидетельствующая об интенсивном локальном на-

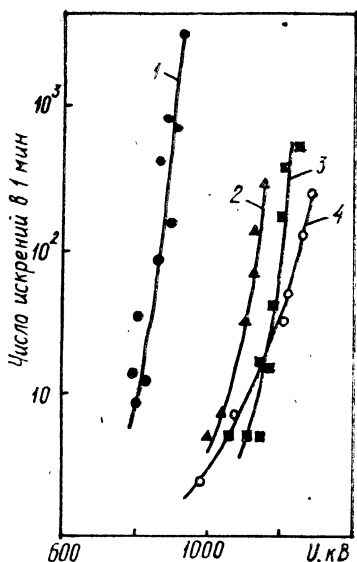


Рис. 10.7. Частота искрений в зависимости от амплитуды ВЧ-напряжения ($d=81$ мм, $H=8000$ Э):

1 — медь, раскисленная фосфором; 2 — инконель; 3 — нержавеющая сталь; 4 — инколой

греве. На противоположном электроде также видны последствия локального разогрева: порошка с основной массой электрода.

Значительная неровность поверхности электродов, возникающая под действием разрушающих искр, приводит к существенному снижению пробивного напряжения. Это же наблюдается при образовании мелких трещин на поверхности электродов, например, в результате механической обработки. Если после снижения

пробивного напряжения вследствие возникновения разрушающих искр убрать магнитное поле, то прежнее значение пробивного напряжения после искрения восстанавливается медленно.

В [42] исследовано поведение вакуумной изоляции при периодических импульсах длительностью 750 мкс и частотой 24 МГц. Напряжение до 450 кВ подавали на медные электроды (стержень диаметром 2,5—10 мм с полусферическим торцом против плоского диска диаметром 170 мм), помещенные в металлический бак с плексиглазовыми фланцами. Вакуум 10^{-5} мм рт. ст. создавали паромасляным насосом. При достижении напряженности $E_{пр} \approx 10^5$ В/см на поверхности стержневого электрода происходил срыв колебаний, а в межэлектродном зазоре возникало свечение. Напряженность $E_{пр}$, при которой наступает разряд, не зависела от величины межэлектродного зазора, однако в процессе тренировки разрядами изменялась в 1,5—2 раза. Значение $E_{пр}$ определялось качеством механической обработки поверхности электродов. Для электродов одинаковой формы, изготовленных из одного куска меди, $E_{пр}$ даже после длительной тренировки разрядами могло различаться в 3 раза.

Сравнение данных [42] с результатами [10] показывает близость полученных абсолютных значений пробивного напряжения. Дополнительно следует отметить и работу [43], где изучалась электропрочность при зазоре 40 мм между медными электродами, частоте 100 МГц и длительности импульсов 750 мкс. Искрение при подъеме напряжения начиналось при 500—600 кВ, а после 3 ч тренировки наблюдалась одна искра на 3000 подававшихся импульсов ВЧ-напряжения 1 МВ. Это

Таблица 103

Частота, МГц	2856	4998	9303
Длительность импульса, мВ/см	1,5—2,5	3,5	3,8
Электрическое поле, мВ/см	3,13	4,45	5,72
Коэффициент усиления поля β_E	60	38	—

существенно выше значения пробивного напряжения, приведенного в [10].

Интересные результаты по вакуумному СВЧ-разряду получены при исследовании электрон-позитронных коллайдеров современных ускорителей. Доказано, что в этих системах вакуумный разряд начинается при достижении предельного электрического поля $E_{пр}$ на стенке СВЧ-резонатора [44]. В сантиметровом диапазоне длин волн $E_{пр} \sim f^{1/2}$ [45] (f — частота колебаний). На частоте 3 ГГц получены поля $E_{пр} \sim 3,2$ [45] и 2,4 МВ/см, длительность импульса 4 мкс [4]. При частоте 34,6 ГГц и длительности импульса 10—15 нс $E_{пр} \approx 4$ МВ/см. Авторы [46, 47] пришли к выводу, что СВЧ-пробой происходит, «...когда локальная плотность тока автоэлектронной эмиссии с какого-то места достигает 10^8 — 10^9 А/см² и вызывает выделение теплоты, достаточной для того, чтобы расплавить и испарить небольшое количество материала с поверхности». По их мнению, это происходит там, где есть или неоднородность на поверхности (микровыступ, край кратера, трещина и т. д.), или диэлектрик (оксид, тонкая пленка, пыль и т. д.). Кроме того, для достижения предельного электрического поля требовался длительный прогрев СВЧ-системы при температуре до 250 °С. В целях очистки стенок от диэлектрических загрязнений производилась тренировка системы СВЧ-полем в течение 3—4 ч при давлении газа 10^{-8} мм рт. ст. При этом происходили СВЧ-пробой, сопровождаемые вспышками на стенках. Они удаляли микровыступы и загрязнения, о чем свидетельствовало высвобождение газов CH_2 , CO , CH_4 . В результате этих и других процедур предельное электрическое поле при длинах волн около 3—10 см для медного резонатора составляло 3—6 мВ/см. Некоторые результаты измерений из работы [46] даны в табл. 10.3. Из нее следует, что после тщательной тренировки и очистки резонатора рабочее поле превышает $5 \cdot 10^6$ В/см.

Приведенные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что вакуумный ВЧ-разряд, как и другие разряды, обусловлен появлением эктонов, вызванных микро-взрывами на поверхности электродов [47]. По-видимому, основную роль в концентрировании энергии играет ток АЭЭ. Об этом говорит наличие пороговой напряженности темнового тока и рентгеновского излучения в предпробойной стадии и т. д. После возникновения эктонов начинается ВЭЭ, о чем свидетельствует появление мощных рентгеновских импульсов, локальных вспышек света на электродах, наличие кратеров на стенках, образование металлического порошка (микрокапли), увеличение порогового поля с улучшением качества обработки электродов и стенок резонатора и т. д.

На первый взгляд может показаться необычным наличие кратеров с большим диаметром (0,7 мм) в эксперименте [10]. Однако следует иметь в виду, что при длительности импульса 176 нс и частоте ВЧ-напряжения 14 МГц на медном электроде будет примерно $2,5 \cdot 10^6$ импульсов отрицательной полярности. При указанном диаметре кратера его объем составит приблизительно $2,5 \cdot 10^{-6}$ см³, т. е. на каждый полупериод длительностью 35 нс будет приходиться объем 10^{-11} см³, что соответствует размеру микрократера от одиночного импульса примерно 10^{-4} см. Это согласуется с данными, полученными в [1, гл. 6] для эктонов.

Рассмотрим хорошо обработанную поверхность, вакуумный разряд с которой может начаться только за счет тока АЭЭ с отдельных микроострий. Поскольку ток АЭЭ j является очень нелинейной функцией электрического поля E , то, очевидно, длительность тока АЭЭ от каждой полуволны $t_j \ll (2f)^{-1}$, где f — частота СВЧ-излучения. Для оценки времени нагрева острия на стенке резонатора предположим, что острие имеет цилиндрическую форму с радиусом кончика много больше его высоты. В этом случае можно пренебречь теплопроводностью и, полагая, что нагрев происходит только за счет джоулева тепла, и пренебрегая зависимостью удельного сопротивления металла α от температуры, получаем простую зависимость между температурой T и временем нагрева острия t :

$$t = \frac{(T - T_0) \rho c}{j^2 \alpha t_j}, \quad (10.18)$$

где T_0 — начальная температура; ρ — плотность металла; f — частота СВЧ-излучения; t_j — длительность тока АЭЭ с острия за полупериод колебаний; c — удельная теплоемкость. Для медного острия при $j \approx 10^9$ А/см² время $t_j \approx 2 \cdot 10^{-11}$ с, если частота СВЧ-излучения 10 ГГц. Тогда для нагрева острия до температуры плавления необходимо время $t \approx 10^{-8}$ с.

Эта оценка показывает, что микровзрыв на стенке резонатора под действием тока АЭЭ весьма вероятен. Таких микровзрывов может быть много. Они будут там, где наибольшее электрическое поле, т. е. на вершинах микровыступов. Образующаяся при этом плазма будет двигаться со скоростью примерно 10^6 см/с. Она будет поглощать СВЧ-излучение и способствовать срыву работы генератора.

Исследование ВЭЭ при воздействии СВЧ-напряжения дано в работах Г. Н. Фурсея и его сотрудников [49].

§ 10.5. ВАКУУМНЫЙ РАЗРЯД, ИНИЦИИРУЕМЫЙ ВНЕШНИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

10.5.1. ИНИЦИИРОВАНИЕ ИСКРОЙ

Известно, что инициирование вакуумного пробоя поджигающей искрой широко используется в управляемых рентгеновских трубках и коммутаторах [50, 51]. Идея поджига состоит в том, что при помощи внешнего маломощного импульса образуется первичный эктон, а затем с использованием электрического поля между основными электродами создаются условия самоподдержания эктонного процесса. В работе [7] исследовалась минимальная энергия, которую необходимо затратить на вспомогательную искру, чтобы вызвать вакуумный разряд в основном промежутке (табл. 10.4).

Эксперимент проводился в следующих условиях. Импульс напряжения с амплитудой 90—120 кВ длительностью 60 мкс подавался на основные электроды на 1 мкс раньше, чем прямоугольный импульс длительностью 0,1 мкс на вспомогательный поджигающий электрод. Уменьшение длины основного промежутка от 0,1 до 0,4 см не влияло на минимальную энергию поджига. Данные табл. 10.4 получены тогда, когда область поджигающей искры находилась в поле основных электродов. Однако при заглублении поджигающего электрода в тело катода минимальная энергия увеличивается почти на четыре порядка. При поджиге в области анода она повышалась на четыре-пять порядков, причем сильнее с ростом промежутка катод—анод от 0,4 до 2 см. Эти результаты показывают, что пробой в вакууме инициируется очень малой энергией и развивается в микрообъеме около катода. Обращает на себя внимание практическая независимость минимальной энергии поджига от материала анода. Приведенные данные убедительно говорят о том, что инициирование вакуумного разряда обусловлено появлением первичного эктона на катоде. Эти энергии имеют такие же значения, которые необходимы для инициирования эктона (см. [1, гл. 2]). Однако следует иметь в виду, что, с одной стороны, не вся энергия импульса идет только на

Таблица 10.4

Материал катода	Al	Pb	Cu	Fe	Fe
Материал анода	Al	Pb	Cu	Fe	Al
Минимальная энергия, мкДж	0,04	0,04	0,24	0,51	0,61

образование эктона, часть ее расходуется на другие процессы (нагрев плазмы, излучение, бомбардировку катода и т. д.), а с другой стороны, конечно, при образовании первичного эктона затрачивается энергия внешнего поля, приложенного между катодом и анодом.

10.5.2. ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ

Ранее [1, гл. 2] мы говорили о том, что эктоны можно инициировать воздействием на катод излучением мощного лазерного импульса. Удельная энергия облучения на катоде составляет обычно $10^{-3} - 10^{-2}$ Дж/см² при длительности импульса $10^{-10} - 10^{-8}$ с [7, 52—56]. В зависимости от значения удельной энергии происходят десорбция газа, термоэлектронная эмиссия, испарение металла и т. д. Облучение десорбированного газа и паров металла лазерными лучами, а также прохождение термоэлектронов через газ и пар приводят к образованию плазмы, которая, взаимодействуя с катодом, ускоряет процесс образования эктона.

При анализе результатов ряда работ обращает на себя внимание низкий порог появления эктона (плотность мощности $< 10^7$ Вт/см²). Простые оценки показывают, что для нагрева поверхности мишени за время более 10^{-7} с нужно иметь плотность мощности $10^8 - 10^9$ Вт/см². Это объясняется тем, что при образовании плазмы нужно рассматривать нагрев не мишени, а отдельных теплоизолированных дефектов, диэлектрических пленок, частиц примеси, оксидных слоев, десорбции газа и т. д. Оценим интенсивность излучения, необходимую для испарения пленки за время t . Пусть ρ — плотность пленки, Δ — ее толщина, α — коэффициент поглощения, J — интенсивность лазерного излучения, тогда

$$J [1 - \exp(-\alpha \Delta)] t \geq \rho q \Delta, \quad (10.19)$$

где q — теплота испарения массы пленки. Это выражение верно, если нет отвода тепла в подложку за счет теплопроводности,

Таблица 10.5

Плотность энергии под- жига, 10^{-6} Дж/см ²	13	43	43	143
Время запаздывания, t_3 , нс	120	92	20	52
Время коммутации, t_k , нс	50	45	40	42
Отношение $d/t_k, 10^6$ см/с	2,4	2,6	3,0	2,8

т.е. при $(at)^{1/2} < \Delta$ (a — температуропроводность пленки). При $\alpha\Delta \ll 1$ выражение (10.19) примет вид

$$J \geq \rho q / at. \quad (10.20)$$

Для пленок оксидов или органических загрязнений $\rho q = 10^3 - 10^4$ Дж/см³, для CO₂-лазера $\alpha = 10^3 - 10^4$ см⁻¹. Поэтому при $t \approx 10^{-7}$ с интенсивность $J \approx 10^7$ Вт/см². В работе [55] низкий энергетический порог появления плазмы на подложке объясняется десорбцией газа с поверхности микровыступов. Он ионизируется и усиливает электрическое поле на поверхности микровыступа за счет потока ионов на его вершину.

Эксперименты по иницированию вакуумного разряда лучом лазера дали следующие результаты [56]. В процессе закорачивания промежутка плазма, возникшая на катоде, движется к аноду со скоростью $v_k \sim 10^6$ см/с, как для обычного эктона. При поджиге на катоде время запаздывания меньше, а время коммутации больше, чем при поджиге на аноде. Причем минимальная удельная энергия катодного поджига на один-два порядка ниже. В табл. 10.5 приведены результаты по катодному поджигу на поверхности сплава ВНП при зазоре 0,12 см, напряжении между электродами 8 кВ, лазером со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 0,69$ мкм, длительность импульса 30 нс, площадь облучения 10^{-3} см². При катодном поджиге минимальная энергия, при которой появился вакуумный разряд, составляла $1,4 \cdot 10^{-6}$ Дж/см².

Из табл. 10.5 следует, что отношение d/t_k близко к значениям, полученным при статическом вакуумном разряде (см. табл. 10.1). Это свидетельствует об идентичности процессов коммутации в том и другом случаях.

Интересны результаты поджига вакуумного разряда на аноде. Для эксперимента [56], параметры которого приведены в табл. 10.5, минимальная энергия поджига на аноде из сплава

ВНП составила $38 \cdot 10^{-6}$ Дж/см², т.е. почти в 30 раз больше катодного поджига, а время коммутации около 5 нс, т.е. почти в 10 раз ниже, чем при катодном поджиге. Это объясняется тем, что после образования анодной плазмы на катод идет ионный поток, инициирующий эктон и взрывную эмиссию. Однако ток электронов с катода будет нарастать быстрее, поскольку, во-первых, часть промежутка уже будет закорочена анодной плазмой, а во-вторых, объемный заряд электронного пучка будет компенсироваться встречным потоком ионов. Поэтому в ряде случаев время коммутации составляет порядка 1 нс [56].

10.5.3. ИНИЦИИРОВАНИЕ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА УДАРОМ МИКРОЧАСТИЦ ОБ ЭЛЕКТРОД

При обсуждении эффекта полного напряжения в разделе 10.3.3 мы говорили, что микрочастицы, оторвавшиеся от одного электрода и ускоренные разностью потенциалов между катодом и анодом, могут инициировать разряд в вакууме. Этот эффект используется для инициирования вакуумного разряда при инжекции ускоренных микрочастиц, получаемых в специальных установках [6, 7]. В [57] положительно заряженные железные микрочастицы ускоряются до скоростей 2—6 км/с и инжектируются в промежуток с плоскопараллельными электродами (рис. 10.8), к которым приложено напряжение 10—30 кВ. Electroды из нержавеющей стали расположены под углом 45° к направлению движения частиц. Разряды, вызываемые частицами, регистрировались с помощью осциллографа.

Результаты проведенных исследований показывают, что для заданного напряжения на промежутке существуют минимальные радиус частицы r_m и энергия столкновения, ниже которых пробой происходит очень редко. Например, при $U=15$ кВ величина r_m и энергия столкновения приблизительно равны соответственно 0,9 мкм и $8 \cdot 10^{-8}$ Дж. При увеличении U эти значения намного уменьшаются, особенно при изменении полярности электрода, который служит мишенью. Так, если частица попадает на катод при $U=15$ кВ, то энергия составляет половину указанного значения. Соотношение между кинетической энергией микрочастиц и скоростью представлено на рис. 10.9. Частицы, которые в данных координатах располагались правее и выше отмеченных точек, всегда вызывали пробой; частицы, лежащие левее и ниже,— не вызывали. Это может свидетельствовать о том, что условия возникновения пробоя сравнительно мало зависят от микронеровностей электродной поверхности в месте соударения, хотя, как будет видно из дальнейшего, напряженность у электрода, где происходит соударение, существенно влияет на указанные условия.

Аналогичные эксперименты при напряжении 3—9 кВ пока-

Рис. 10.8. Экспериментальная установка для изучения пробоя, обусловленного микрочастицами в плоскопараллельном электродном промежутке

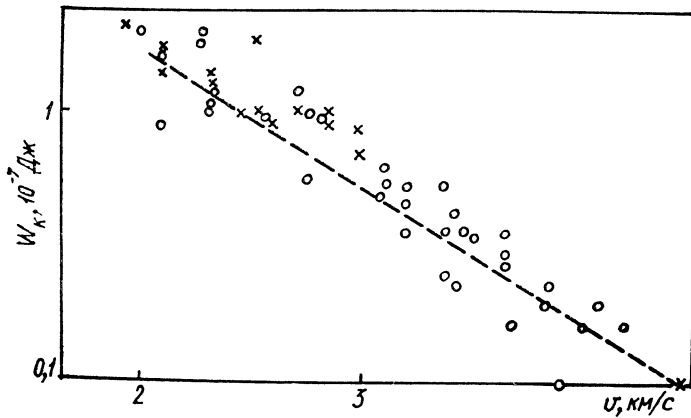
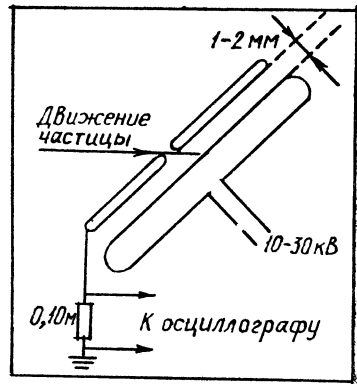


Рис. 10.9. Соотношение между кинетической энергией и скоростью железных микрочастиц, при которой удар частицы о катод (крестики) или анод (кружки) инициирует пробой при $U=15$ кВ и $d=0,5$ мм. Штриховая линия соответствует соотношению $W_k v^4 = \text{const}$

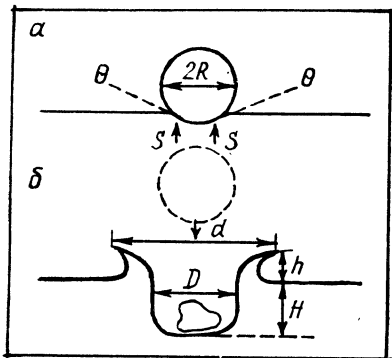


Рис. 10.10. Микрократеры, образованные при столкновении микрочастиц с электродами: а — скорость частицы, незначительно превышающая критическую ($v_{кр} \approx 30$ м/с); б — скорость частицы, значительно превышающая $v_{кр}$

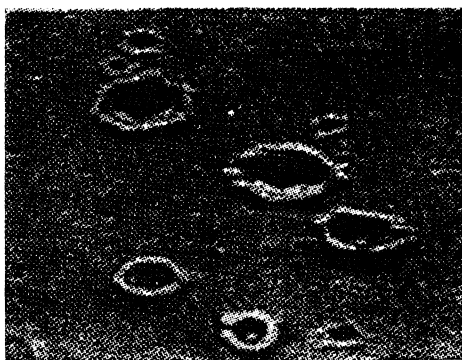
зали, что пробой возникает только при соударении с катодом [58]. В [8] приведены результаты более детального исследования, в котором определялась связь между разрушением поверхности, вызванным микроразрядом, размерами и скоростью падающей частицы, а также материалом мишени. При этом использовалась камера с цилиндрической конфигурацией электродов. Источник частиц при напряжении 50—60 кВ обеспечивал подачу положительно заряженных железных сферических микрочастиц диаметром 0,5—150 мкм с начальной скоростью от 10 до 600 м/с. Мишенью служил катод из золотой или вольфрамовой проволоки диаметром 0,05 мм, расположенный по оси цилиндрического анода диаметром 3 см из нержавеющей стали. Падение напряжения на промежутке составляло от 0 до 60 кВ. Для исследования излучения, возникающего на катоде, использовался фотоумножитель. В диапазоне напряженностей поля примерно $4 \cdot 10^5$ В/см микроразряды и пробои с сопутствующим им излучением наблюдаются только для медленных микрочастиц диаметром 10—25 мкм. Дополнительное исследование с помощью сканирующего электронного микроскопа области соударений на проволочном катоде также показало, что подобные разряды связаны с образованием микрократеров за счет оплавления поверхности.

На инициирование вакуумного пробоя могут влиять различные эффекты, появляющиеся в результате удара микрочастицы на электрод. Например, микровыступы, образующиеся при ударе частицы о катод, могут быть причиной возникновения эктона за счет тока АЭЭ. В зависимости от скорости микрочастицы она может приводить к разным деформациям электрода.

Микрократер с закругленными краями, схематически представленный на рис. 10.10, *а*, появляется в случаях, когда скорость частицы лишь немного превосходит критическую скорость $v_{кр}$ упругих столкновений. Из результатов экспериментальных исследований взаимодействия железных сферических микрочастиц с различными полированными электродами [8] можно сделать вывод, что она находится в диапазоне $150 \leq v_{кр} \leq 350$ м/с. При скоростях выше 500 м/с микрочастица полностью или частично внедряется в мишень и наряду с пластической деформацией происходит плавление соударяющихся тел, приводящее к дополнительному разрушению, так что профиль кратера принимает форму, как на рис. 10.10, *б*. На рис. 10.11 показан вид этих кратеров сверху, полученный с помощью электронного микроскопа. Видно, что они подобны семейству микроследов разбрызгивания, появляющихся на электродах после пробоя, причем электрическая прочность такого промежутка резко падает.

При исследовании инициирования вакуумного пробоя микрочастицами получены очень низкие кинетические энергии частиц,

Рис. 10.11. Кратеры, образованные при столкновении частиц, обладающих большими скоростями, с электродом



при которых возникал разряд. Например, в [59] показано, что минимальная энергия частицы, способной инициировать пробой, уменьшается с ростом напряженности электрического поля в месте соударения и при $E=12$ кВ/мм ($U=24$ кВ, $s=2$ мм) не превышает $1,6 \cdot 10^{-9}$ Дж. Это почти на порядок меньше значения, полученного в работе [57], данные из которой представлены на рис. 6.2. Такой же эффект зафиксирован в [60], где изучали корреляцию между временем соударения частицы с электродом и моментом возникновения пробоя. Среднеквадратичное значение скорости микрочастиц при ударе об электрод в случае корреляции с возникновением пробоя составляло 0,97 км/с. Минимальная скорость 0,3 км/с; в этом случае частицы были крупнее, диаметром несколько микрометров. Сравнивая эти скорости со значениями, при которых удар полностью неупругий (0,55 км/с) и должна быть полная возгонка материала (2,5 км/с), авторы считают, что к пробую ведут какие-то неясные пока изменения в поверхностном слое. Такой же вывод об очень низком энергетическом пороге инициирования вакуумного пробоя ударом микрочастиц о катод можно сделать из работы [36], согласно которой все известные значения $U_{пр}$ и d при статическом пробое описываются соотношением $U_{пр}^2/d = \text{const}$, где $\text{const} \approx 10^{11}$ В²/см. Используя это значение константы, можно показать, что если при ударе вся кинетическая энергия идет на нагрев электрода, то температура только 100 атомных слоев на площади, равной размерам частицы, достигает температуры плавления.

Сейчас трудно сказать, существует ли единый механизм инициирования эктонов ускоренными микрочастицами. Скорее всего, в зависимости от размеров и скорости микрочастиц эти механизмы меняются. Не вдаваясь в детали этих механизмов, укажем только на некоторые из них. Во-первых, различные методы образования плазмы на катоде. При сравнительно слабом нагреве катода возможно образование плазмы за счет десорбции газа и испарения диэлектрических включений. При большей энергии, переданной катоду, могут происходить плавление, а также испарение его микроучастка или самой частицы с последующим образованием плазмы. Некоторые детали ее обра-

зования и ионизации после соударения микрочастицы с катодом изложены в работе [7]. Взаимодействие плазмы с катодом приводит к появлению эктона. Во-вторых, после столкновения микрочастиц с катодом образуются кратер и микровыступ, ток АЭЭ с которых может инициировать эктон. В-третьих, при достаточно большой энергии микрочастица сама может инициировать первичный эктон за счет микровзрыва на катоде. Все известные эксперименты по возбуждению вакуумного разряда микрочастицами говорят о том, что катодное возбуждение происходит при значительно меньших энергиях, чем анодное. Мы это объясняем тем, что образуемая на аноде плазма эмиттирует поток ионов, которые, бомбардируя катод, возбуждают в конечном счете эктон. По-видимому, данный эффект подобен анодному инициированию вакуумного разряда лучом лазера и искрой.

§ 10.6. РАЗРЯД НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА В ВАКУУМЕ

10.6.1. ПРЕДРАЗРЯДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Исследованию пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме посвящено много работ, что объясняется широким использованием керамики, стекла и других диэлектриков в качестве изоляторов в высоковольтных вакуумных установках. Искра по диэлектрику в вакууме может служить источником ультрафиолета, использоваться в импульсной коммутационной аппаратуре, импульсных источниках рентгеновского излучения, катодах ускорителей электронов и т.д. Большинство известных публикаций содержит результаты исследований пробоя по поверхности диэлектриков в вакууме при воздействии постоянного напряжения. Нами рассматривается процесс инициирования и развития импульсного разряда по диэлектрику в вакууме.

Наличие диэлектрика в вакуумном промежутке существенно влияет на процесс разряда. При медленном подъеме напряженной предразрядный ток состоит из двух компонент: стационарной и импульсной, обусловленной развитием микроразрядов в межэлектродном промежутке. Иногда на поверхности изолятора появляются светящиеся области, из которых происходит интенсивное газоотделение. При последующем увеличении напряжения вдоль изолятора проскакивают искры, переходящие затем в дугу. В предразрядной фазе происходит зарядка диэлектрика положительным зарядом.

Сравнивая феноменологию скользящего разряда с пробоем между металлическими электродами в вакууме, можно видеть, что внесение диэлектрика в вакуумный зазор приводит к резкому снижению электрической прочности промежутка. Здесь

Таблица 10.6

Диэлектрик	ϵ	U , кВ	E , кВ/см	E_3 , кВ/см
Стеатит	6,6	22,5	20,0	125
Циркониевый фарфор	9,5	20,5	17,0	160
Рутил	80	8,0	6,8	470
Титанат бария	1800	6,0	5,2	2100

мы сталкиваемся с рядом явлений, отсутствующих в вакуумном промежутке. К их числу следует отнести усиление поля на катоде из-за наличия микрозазоров между металлом и диэлектриком, зарядку поверхности диэлектрика в результате бомбардировки электронами, а также появление газовой среды в разрядном промежутке вследствие десорбции газа с поверхности изолятора и его разрушения.

Наличие диэлектрика в вакуумном промежутке приводит к усилению электрического поля в области контакта катод—диэлектрик за счет микрозазоров в контакте. Кофойд [61] детально исследовал процессы, протекающие в контакте металл—диэлектрик при наложении электрического поля. Электроды и изолятор помещались в магнитное поле, перпендикулярное к электрическому, для отвода электронов из разрядного промежутка. Эти электроны «сбрасывались» на заземленные пластины, покрытые люминофором.

Величина напряжения между электродами, при которой возникает свечение люминофора, служит критерием для оценки интенсивности контактных явлений. Значения этого напряжения для различных диэлектриков приведены в табл. 10.6. Из результатов, полученных Кофойдом, взяты только данные для постоянного напряжения. С ростом диэлектрической проницаемости увеличивается выход электронов из контакта. Повышение напряженности электрического поля в области контакта за счет изменения формы катода от плоскости к острию также приводит к усилению электронного тока. Изменение материала катода не оказывает существенного влияния на выход электронов из контакта.

Повышенная напряженность поля в области соединения катода с диэлектриком объясняется тем, что как диэлектрик, так и катод могут быть идеально плоскими (см. [1, рис. 3.13]). Они соприкасаются друг с другом лишь выступами поверхности. В месте контакта присутствуют металл, диэлектрик и вакуум, поэтому его называют обычно тройной точкой (ТТ). Для приблизительной оценки напряженности поля в области контакта можно идеализировать его геометрию.

Обозначим через Δ_1 среднестатистическую ширину микрозора в области катод—диэлектрик, через Δ_2 —зазор в об-

ласти анода, а через δ — толщину диэлектрика. Если допустить, что высота зазора намного меньше, чем его ширина, то можно считать поле в нем однородным везде, кроме краев. Напряженность поля в зазоре может быть найдена как напряженность поля в промежутке, последовательно соединенном с диэлектриком, тогда

$$U = E_a \Delta_a + \varepsilon^{-1} E_k \delta + E_k \Delta_k, \quad (10.21)$$

где U — приложенное напряжение; E_k и E_a — напряженности поля в прикатодной и прианодной областях соответственно; ε — диэлектрическая проницаемость изолятора; Δ_a и Δ_k — ширина вакуумного зазора в анодной и катодной областях.

Напряженность поля в области катодного контакта

$$E_k = U / (\Delta_k + \Delta_a + \varepsilon^{-1} \delta). \quad (10.22)$$

Поскольку толщина диэлектрика δ практически равна величине межэлектродного зазора и $\Delta_k = \Delta_a \ll \delta / \varepsilon$,

$$E_k = U \varepsilon / \delta. \quad (10.23)$$

Расчетные значения напряженности электрического поля в области контакта металл — диэлектрик, которые имели место в экспериментах Кофойда [61], приведены в табл. 10.6. Однако следует учитывать, что на поверхности катода всегда имеются микроострия [11, 62] высотой $h < \Delta_k$. Напряженность поля на их вершине

$$E = E_k \beta_k,$$

где β_k — коэффициент усиления поля.

Полагая среднюю величину микрозазоров Δ_k равной $10^{-2} - 10^{-3}$ см, согласно [63], находим, что коэффициент усиления поля $\beta_E \approx (0,8 - 1) 10^2$. Следовательно, реальная напряженность поля на вершинах микроострий примерно в 10^2 раз выше значений, приведенных в табл. 10.6, и составляет $(1 - 6) \cdot 10^7$ В/см, что достаточно для появления АЭЭ с катода [64].

В работе [61] однозначно показано, что ток с катода в предпробойной стадии зависит от приложенного напряжения, состояния катодного контакта и диэлектрической проницаемости материала диэлектрика. Эти же факторы определяют величину электрической прочности промежутка, заполненного диэлектриком. Уменьшение тока с катода вследствие подбора соответствующей геометрии катодного контакта или уменьшения диэлектрической проницаемости изолятора ведет к увеличению его электрической прочности. Указанные факты свидетельствуют о ведущей роли ТТ на катоде в иницировании электрического разряда по поверхности твердого диэлектрика в вакууме.

В работах [65—67] показано, что предразрядный ток складывается из двух компонент: микроразрядов и стационарного тока. Микроразряды появляются при напряжениях, значительно меньших пробивных, и приводят к кратковременным самогасящимся броскам тока. Стационарная компонента обусловлена зарядкой поверхности диэлектрика.

С подачей напряжения на промежутке электроны частично попадают на изолятор. Если коэффициент вторичной эмиссии диэлектриков больше единицы, то место бомбардировки заряжается положительно. При этом усиливается компонента поля, притягивающая электроны к поверхности изолятора. Таким образом, положительный заряд может распространяться до анода. После этого условия на диэлектрике становятся стабильными, если выход вторичных электронов на всех его участках имеет значение порядка единицы. Авторы работы [67] считают, что стабильность разрядного механизма в этой фазе регулируется автоматически.

Появление положительного заряда на поверхности диэлектрика приводит к перераспределению потенциала по его длине. В результате напряженность поля перед анодом снижается, а у катода возрастает. В общем случае вместо линейного имеем распределение с подъемом потенциала у катода.

Явление разрядки поверхности диэлектрика в предразрядной стадии изучалось в работе [68], где плотность заряда измерялась с помощью электронного пучка. Для всех исследованных диэлектриков плотность заряда возрастает от $1 \cdot 10^{-5}$ до $(4-5) \cdot 10^{-5}$ Кл/см² при изменении напряжения от 20 до 79 кВ. Авторы [68] рассчитали процесс зарядки поверхности диэлектрика на ЭВМ, используя метод Монте-Карло. Динамика этого процесса при подаче импульсного напряжения на диэлектрик изучалась с помощью электронно-оптического преобразователя [69]. При напряжениях ниже, чем пробивное, авторы обнаружили свечение поверхности диэлектрика в предпробойной фазе, самопроизвольно прекращающееся еще до окончания импульса напряжения. Свечение распространялось от катода со скоростью около $4 \cdot 10^7$ см/с и могло исчезать через 600 нс после возникновения. Явление зарядки диэлектрика наблюдалось и в процессе обезгаживания диэлектрика в условиях сверхвысокого вакуума [70] при воздействии микросекундными импульсами напряжения. Обнаружено, что при каждом подъеме напряжения интегральный ток зарядки и величина заряда на диэлектрике имеют тенденцию к насыщению.

Смит [71] и Ватсон [72] исследовали зависимость разрядной напряженности поля от угла наклона поверхности диэлектрика при приложении коротких импульсов напряжения, используя изоляторы в виде усеченных конусов с разными

полууглами раствора конуса для различных материалов изоляторов. Плоские электроды из нержавеющей стали были несколько большего диаметра, чем основание изолятора. При угле 45° напряжение перекрытия максимально и в несколько раз выше, чем для цилиндрического изолятора. Эта зависимость сохраняется и в условиях приложения магнитного поля, ортогонального к поверхности диэлектрика [73].

Как упоминалось выше, ток, возникающий в предпробойной фазе, содержит две компоненты. Одна из них медленно меняется во времени, и амплитуда ее не превышает $10^{-11} - 10^{-7}$ А, другая представляет собой кратковременные броски тока с амплитудой $10^{-3} - 10^{-2}$ А. Можно считать установленным, что медленная компонента тока обусловлена процессом зарядки поверхности диэлектрика. Однако остаются неясны причины появления микрозарядов, самогасящихся бросков тока, не приводящих к пробое. Зависимость тока и временные характеристики микрозарядов от вида диэлектрика и параметров электрической цепи исследованы в [74] на импульсной установке, в которой вакуумный промежуток с диэлектриком включался последовательно с коаксиальным кабелем. Для регистрации тока микрозаряда использовался усилитель, сигнал с которого поступал на осциллограф. Система имела временное разрешение 10^{-9} с. Последовательно разрядной цепи включалось ограничительное сопротивление, регулируемое в пределах $10^2 - 10^5$ Ом. В качестве диэлектриков применялись цилиндрические образцы титаната бария, фторопласта и двуокиси титана. Как следует из полученных осциллограмм, микрозаряд является быстрым процессом с характерным временем примерно 10^{-8} с. Частота следования импульсов и их параметры существенно изменяются со временем в процессе тренировки образца. Выдержка образца под напряжением, меньшим, чем пробивное, в течение нескольких минут приводит к прекращению микрозарядов. Дальнейший подъем напряжения ведет к резкому увеличению частоты следования, так что в течение 0,5 мкс удавалось зарегистрировать два-три микрозаряда. При этом иногда происходило и перекрытие образца.

Приведенные данные позволяют обсудить механизм появления микрозарядов на поверхности диэлектриков в вакууме. Очевидно, что в этом случае оно не может быть связано с величиной полного приложенного напряжения, а определяется локальными напряженностями поля в промежутке. Об этом свидетельствуют сравнительно низкое напряжение появления микрозарядов и слабое влияние напряжения на диэлектрике на их параметры. Зависимость порогового напряжения микрозарядов от диэлектрической проницаемости указывает на решающую роль фактора напряженности поля на катоде. Для диска из BaTiO_3 толщиной 4 мм при напряжении 3,5 кВ напряженность поля в зазоре может достигать $1,3 \cdot 10^7$ В/см, что до-

статочно для возникновения автоэмиссии из области контакта.

Причиной образования микроразрядов в этих условиях служит резкое увеличение электронного тока с катода в результате взрывообразного разрушения под действием разогрева автоэмиссионным током. Об этом свидетельствуют большая скорость нарастания тока микроразряда ($10^5 - 10^6$ А/с) и его кратковременность ($t_n \sim 10^{-8}$ с). Наличие большого ограничительного сопротивления в электрических цепях с постоянным напряжением препятствует отбору значительного электронного тока и продолжению процесса взрывной эмиссии. Поэтому микроразряд гаснет.

Таким образом, микроразряды на поверхности диэлектрика в вакууме — типичное проявление несамоподдерживающегося эктона (н-эктон) [1, гл. 9]. По мере увеличения напряжения будет расти ток разряда, который уже соответствует взрывной эмиссии электронов. Возникающие при этом эктоны будут самоподдерживающиеся (с-эктоны).

10.6.3. ИНИЦИИРОВАНИЕ РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

Весьма важная информация о механизме скользящего разряда в вакууме получена при исследовании временных характеристик этого явления. При воздействии на диэлектрик импульсным напряжением перекрытие наступает не сразу, а по прошествии некоторого времени запаздывания t_z . Изучение зависимости последнего от различных факторов наряду с регистрацией пространственных картин развития дает необходимые сведения о процессах, происходящих на электродах и диэлектрике в период инициирования и развития скользящего разряда. Наиболее достоверные сведения о временных характеристиках перекрытия можно получить, если подавать на разрядный промежуток прямоугольный импульс напряжения с длительностью фронта, намного меньшей длительности исследуемого явления.

На рис. 10.12 приведены зависимости времени запаздывания перекрытия в однородном электрическом поле от амплитуды прикладываемой напряженности диэлектрика из различных материалов [75]. Видно, что время запаздывания сильно зависит от среднего электрического поля. Например, увеличение поля приблизительно на 50 % ведет к снижению запаздывания разряда на два порядка. Оценки, приведенные в [75], показали, что, если зазор в контакте катод — диэлектрик $\Delta_k \leq 10^{-2}$ мм, то среднее электрическое поле на катоде при $\varepsilon = 5 - 10$ превышает 10^6 В/см. С учетом микроострий на катоде это поле может приближаться к 10^8 В/см. При таком поле могут возникать эктон и ВЭЭ непосредственно в тройной точке. Однако наиболее вероятен микровзрыв металла в тройной

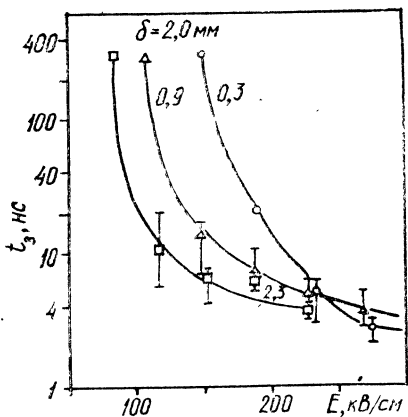


Рис. 10.12. Зависимость времени развития разряда по поверхности форстеритовой керамики от средней импульсной напряженности электрического поля.

Цифры у кривых — высота керамического цилиндра

точке под действием тока, обусловленного движением разрядной плазмы по поверхности диэлектрика [1, г. 2].

Существенная информация об иницировании скользящего разряда в вакууме получена при анализе спектров свечения начальных стадий скользящего разряда [76]. Исследования производились на образцах из титаната бария ($\epsilon=1800$) и двуокиси титана ($\epsilon=80$). При использовании изоляторов с малой величиной ϵ из-за слабой интенсивности свечения в области контакта катод — диэлектрик невозможно зарегистрировать спектр разряда в самых начальных стадиях, когда свечение локализовано вблизи катода. В случае титаната бария интенсивность свечения в области катодного контакта увеличивается настолько, что возможно излучение спектра этого свечения.

Авторы [76] ставили перед собой следующую задачу: с помощью наблюдения последовательности появления линий материалов электрода и диэлектрика в спектре свечения разряда установить причинно-следственную связь между взрывом микровыступов на катоде и испарением материала диэлектрика.

Разряд на диэлектрике возникает начиная с некоторого порогового напряжения. Его значение растет с уменьшением диэлектрической проницаемости, увеличением толщины диэлектрика и укорочением длительности импульса. При амплитуде импульсов, близкой к пороговой, наблюдается запаздывание разряда. В спектре свечения разряда при напряжениях, близких к пороговым, регистрируются линии материала острия (W I, W II), а также линии нейтрального (Ba I), однократно ионизованного бария (Ba II) и титана (Ti I), входящих в состав диэлектрика. С увеличением напряжения разряда интенсивность этих линий растет и появляются новые линии, принадлежащие керамике. С сокращением длительности импульса до 2 нс острие диэлектрика разрушается при более высоких напряжениях. Однако качественный состав свечения и последовательность появления линий при этом остаются прежними. В табл. 10.7 приведены данные об относительной интенсивности J (в числителе) наиболее ярких спектральных линий, наблюдаемых в разряде, а также указаны вероятности появления α

Таблица 10.7

Элемент	Длина волны λ , Å	$t_{и} = 8$ нс		$t_{и} = 2$ нс	
		$U = 0,8$ кВ	$U = 0,7$ кВ	$U = 1,63$ кВ	$U = 1,5$ кВ
BaI	5535	31,7/0,75	14/0,75	52,6/0,57	3,7/0,5
BaII	4934	22,4/0,75	9,2/0,375	15,4/0,75	4,34/0,5
TlI	4981	19,6/0,3	1,97/0,5	18,4/0,63	4,56/0,5
WI	4302	9,6/0,8	5,5/0,8	7,3/0,25	3,5/0,3

(в знаменателе) каждой линии в серии из десяти разрядов. Из этих данных следует, что линии материала острия и диэлектрика появляются в спектре свечения разряда практически одновременно. Следует учесть, что спектральная чувствительность установки в области линии WI (4302 Å) приблизительно в 2 раза ниже, чем для остальных зарегистрированных линий. Вследствие этого частота появления линии WI в каждой из приведенных серий оказывается занижена.

Поскольку нам известны качественный состав разрядной плазмы на диэлектрике и моменты появления в спектре свечения разряда линий материала и диэлектрика, можно определить характерные времена процессов, вызывающих взрывообразное разрушение острия и диэлектрика. Имея эту информацию, можно обсудить вопрос о природе явлений, приводящих к возникновению разряда на поверхности диэлектрика в вакууме. При напряжении, соответствующем пороговому напряжению появления разряда ($U \approx 500$ В), средняя напряженность поля в области контакта $E_{ср} \approx 9 \cdot 10^6$ В/см. Согласно рис. 10.12, время запаздывания до взрыва микроострий на катоде при этой напряженности поля составляет приблизительно 10^{-9} с.

Близкое значение времени запаздывания катодных микроострий в области контакта можно получить, если принять, что размеры этих острий $r_s \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ см. Тогда локальная напряженность поля на кончике острий $E \approx (1-9) \cdot 10^8$ В/см. При такой напряженности плотность тока автоэмиссии с микроострия $j \approx 10^9$ А/см². Согласно [4, 76, 77], взрыв и появление плазмы на катоде при этой плотности тока произойдут через 10^{-9} с.

Время, необходимое для разрушения диэлектрика, можно грубо оценить, положив, что для его испарения необходима энергия, совпадающая с энергией сублимации. Эта энергия переносится потоком электронов с плотностью 10^9 А/см², имеющих энергии $10^1 - 10^2$ эВ. В данном случае время запаздывания разрушения диэлектрика не превышает примерно 10^{-10} с [78, 79], т.е. взрыв эмиттирующего острия и разрушение диэлек-

трика происходят практически одновременно, что и подтверждается экспериментальными данными о времени запаздывания разряда, динамике появления свечения на диэлектрике и его спектральном составе.

Отметим, что появление ВЭЭ на катоде и развитие вторичного процесса — разрушения диэлектрика, еще не означают, что пробой возникает со 100 %-й вероятностью. Подтверждением служит самогашение микроарзрядов. Наступление перекрытия определяется, во-первых, энергией самого акта иницирования (амплитудой тока и длительностью процесса) и, во-вторых, условиями «подхвата» этого процесса на диэлектрике (интенсивностью выделения десорбируемого газа и продуктов разложения диэлектрика). Поэтому процесс тренировки изолятора приложенным напряжением следует рассматривать как совокупность ряда явлений: уничтожения микроострий на катоде, на которых напряженность поля наиболее высока, частичного обезгаживания диэлектрика и т. д.

В [80] исследован спектр скользящего разряда в вакууме в дуговой стадии. Установлено, что спектр разряда по диэлектрику из стекла, фторопласта, органического стекла содержит линии материалов электродов и диэлектрика. При перекрытии прочных диэлектриков (алунд) спектр состоит в основном из линий материала электродов, линии компонентов диэлектрика очень слабы. Для стекла вследствие его меньшей механической прочности наблюдались интенсивные линии кремния, бора и кислорода. В спектрах, полученных при перекрытии органических диэлектриков, очень много линий углерода, а линии материалов электродов менее интенсивны, чем в случае алунда. Они наиболее интенсивны в приэлектродных областях.

10.6.4. КИНЕТИКА РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА

Существенную информацию можно получить, если сопоставить данные о временных характеристиках поверхностного пробоя в вакууме с наблюдением световых явлений, сопутствующих перекрытию диэлектрика. В этих целях были приняты оптические исследования процесса перекрытия диэлектрика в вакууме [81]. Использовался электронно-оптический преобразователь для проведения покадровой съемки при импульсном разряде. Каждая фотография, снятая с экспозицией примерно 2,5 нс, была «привязана» к конкретному отрезку времени на осциллограмме роста тока разряда. Вначале эксперименты проводились до однородного поля для форстеритовой керамики высотой около 2 мм. Для получения средней напряженности (примерно 140 кВ/см) использовались импульсы напряжения с длительностью фронта приблизительно 10^{-9} с. Установлено, что свечение на поверхности диэлектрика возникает у катода, но не сразу после прихода импульса. Время от

момента его подачи на диэлектрик до появления свечения меняется от разряда к разряду, однако интервал между возникновением свечения и началом роста тока τ всегда практически одинаков. Это время является временем формирования разряда. Существенно, что при запаздывании ($t_3 = \tau$) свечение возникает сразу (в пределах 10^{-10} с) после прихода импульса. Примечательно, что время τ в точности равно минимальному времени запаздывания t_3 , которое получается при статистическом анализе времен запаздывания перекрытия этого образца керамики.

В начальных стадиях свечение имеет дискретный характер. Оно состоит из нескольких светящихся пятен диаметром менее 0,1 мм. В дальнейшем область свечения продвигается к аноду со скоростью $2,7 \times 10^7$ см/с. При этом ширина области свечения возрастает и увеличивается яркость. Так, за время $\tau/2$ ширина свечения увеличивается до 1 мм, а яркость возрастает в 5—7 раз. В момент, когда свечение приближается к аноду или касается его, возникает сильная вспышка. За время менее 10^{-9} с яркость свечения возрастает на несколько порядков. На осциллограмме этот момент соответствует скачку тока. В процессе повышения тока на поверхности диэлектрика вместо диффузного свечения образуется яркий светящийся канал. После появления катодного свечения ток в промежутке растет, достигая через 3 нс порядка 1 А, а к моменту начала своего резкого увеличения $I \approx 10$ А. Скорость развития разряда v повышается линейно с ростом напряженности поля и при $E_{cp} = 220$ кВ/см достигает примерно $7 \cdot 10^7$ см/с.

Кросс [82] и Томпсон [83] исследовали световые картины развития разряда по диэлектрику в однородном поле с помощью непрерывной развертки. Они получили принципиально те же результаты, однако установили, что существует фаза разряда, в которой скорость распространения свечения с катода существенно выше, чем определенная в [81] (около 10^9 см/с). По-видимому, эта скорость соответствует стадии коммутации тока, которая, как будет показано ниже, длится несколько наносекунд и менее.

Интересные результаты получены при исследовании разряда по поверхности диэлектрика в неоднородном поле [84]. Расположение электродов и диэлектрика показано в [1, рис. 3.9]. Один из электродов имеет форму цилиндра с острыми краями, а его диаметр d_1 меньше диаметра диэлектрика D . Керамический диэлектрик (форстерит и стеатит) имеет форму цилиндра высотой δ . Другой электрод диаметром d_2 плоский, с закругленными краями. Грань диэлектрика, прилегающую к катоду, по которой идет разряд, будем называть катодной, а к аноду — анодной. Импульс напряжения прямоугольной формы длительностью 0,5 мкс и фронтом 1 нс получался от генератора с искровым коммутатором.

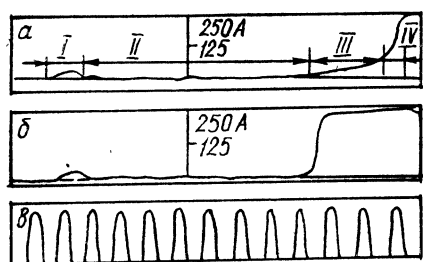


Рис. 10.13. Осциллограммы тока перекрытия в вакууме по поверхности стеатитовой керамики при различных параметрах керамических образцов при диаметре керамического цилиндра $D=11$ мм, его высоте $\delta=2$ мм, диаметре катода $d_1=5$ мм, $U=35$ кВ для диаметров анода $d_2=22$ (а) и $d_2=11$ мм (б).

Остальные пояснения в тексте

Эффект сильного ослабления электрической прочности при импульсном перекрытии поверхности диэлектрика в вакууме в условиях неравномерного поля на катоде [84] иллюстрируется кривыми на рис. 3.9 [1], где приведены зависимости пробивного напряжения от диаметра электрода с неравномерным полем. Пробой осуществлялся в статическом режиме (кривая 1) и прямоугольными импульсами напряжения при неравномерном поле на катоде (3) и на аноде (2). На рис. 10.13 показаны осциллограммы тока разряда при неоднородном поле на катоде. Можно указать четыре характерных участка (I—IV). На первом пик тока обусловлен током смещения через диэлектрик из-за быстрого роста напряженности электрического поля на фронте импульса. Второй участок характеризуется относительно слабым током — менее 1 А. На третьем участке наблюдается существенное повышение тока до 10 А, а иногда и до 100 А. На четвертом участке рост тока происходит за время примерно 10^{-9} с до значения, ограничиваемого только волновым сопротивлением линии. Ток на третьем участке возрастает с увеличением отношения диаметра анода к диаметру диэлектрика (см. рис. 10, 13, а, б). При равенстве этих диаметров ток на участке III становится меньше 1 А и сливается с током на участке II (см. рис. 10.13, б). Когда данное отношение больше единицы, наблюдается резкое повышение тока на участке III при увеличении толщины диэлектрика, а также при наличии под диэлектриком углубления в аноде. В фазе IV, которая является фазой коммутации тока, время роста тока составляет несколько наносекунд, а при средних полях (>500 кВ·см) оно меньше 10^{-9} с.

Электронно-оптическое исследование процесса пробоя по поверхности диэлектрика осуществлялось на образцах из форстеритовой керамики при $\delta=1,9$ мм, длине катодной грани $l=2$ мм с молибденовыми электродами. Диэлектрик имел форму полукруга диаметром 3,2 и высотой 0,19 см. Электрод с острыми краями помещался на одной из граней диэлектрика на расстоянии 2 мм от линии диаметра, как показано в верхней части рис. 10.14. Второй электрод с закругленными краями диаметром 2,4 см устанавливался соосно с верхним. Свечение,

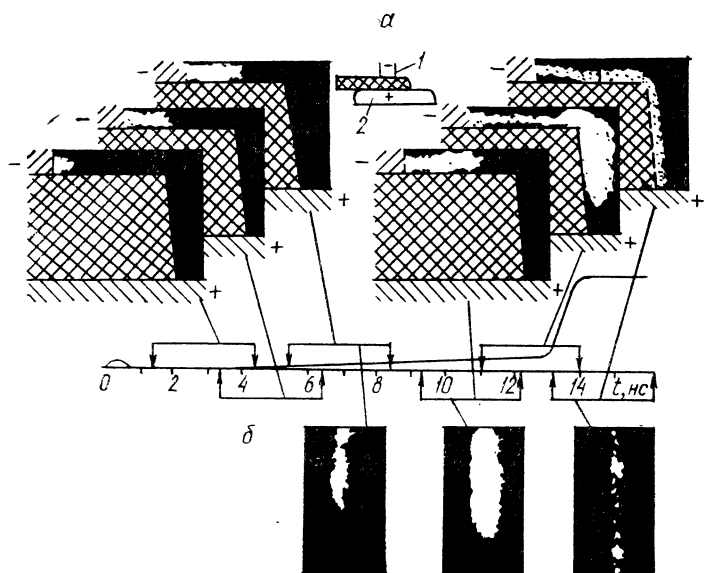


Рис. 10.14. Свечение на поверхности диэлектрика в различных фазах процесса, полученных при съемке сбоку (а) и со стороны опорной грани (б).
1 — катод, 2 — анод

возникающее перед пробоем, наблюдалось сбоку (см. рис. 10.14, а) и со стороны анодной грани (б). Амплитуда импульса напряжения составляла 50 кВ, длительность экспозиции 3 нс. Когда электрод диаметром d был катодом, то свечение первоначально возникло у его контакта и наблюдалось в течение первых четырех наносекунд от момента прихода импульса. При этом яркость его флукутировала от разряда к разряду. Свечение от катодной грани распространяется к аноду со средней скоростью $2 \cdot 10^7$ см/с, увеличивая яркость. После достижения свечением края керамики происходит сильная вспышка света, сопровождаемая возрастанием тока до предельного значения за время примерно 10^{-9} с. Скорость движения свечения по анодной грани не менее 10^8 см/с. После резкого увеличения тока яркость свечения анодной грани возрастает на два порядка, а на аноде и катоде появляются яркие пятна.

Когда электрод диаметром d_1 служит анодом, свечение вначале возникает в прианодной области на расстоянии 0,2—0,3 мм от анода. Разбросы во времени запаздывания в этом случае значительно больше. На некоторых снимках свечение отсутствует даже через 5 нс после прихода импульса. С течением времени светящаяся область продвигается от анода к катоду. Одновременно на катодной грани возникает слабое свечение, распространяющееся к катоду. В момент резкого скачка тока на обеих гранях наблюдается вспышка света.

Прежде чем перейти к обсуждению механизма разряда по поверхности диэлектрика в вакууме, обратим внимание на следующий факт. Значительный рост тока разряда (фаза III) (см. рис. 10.13) еще до того, как разрядная плазма с катода достигает анода, свидетельствует о том, что этот ток обусловлен появлением эктона и ВЭЭ. В [84] показано экспериментально, что ток в этой фазе чисто электронный. Эктон возникает на катоде в области тройной точки в результате разряда по поверхности диэлектрика (см. 3.4 [1]). Наличие большого тока электронов и сильного рентгеновского излучения из контакта металл — диэлектрик при разряде в вакууме доказано также в недавней работе группы Хатфилда [85].

10.6.5. О МЕХАНИЗМЕ РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА В ВАКУУМЕ

Итак, приведенные экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что эктоны играют фундаментальную роль в процессе развития разряда по диэлектрику в вакууме. Можно указать на несколько механизмов их появления. Во-первых, из-за высокого электрического поля в микрозазоре металл — диэлектрик, обусловленного высокой величиной ϵ , а также наличием микровыступов на катоде, эктон может появиться за счет микровзрывов на катоде под действием тока АЭЭ. Во-вторых, эктон может возникать за счет взрыва микроучастков катода в области тройной точки. Такой взрыв происходит за счет тока поверхностного разряда или вследствие взаимодействия плазмы с катодом, как экспериментально показано в [1, § 3.4]. Наконец, в-третьих, эктоны образуются после переключения плазмой промежутка катод — анод уже в катодном пятне вакуумной дуги. Однако не во всех случаях эктон является самоподдерживающимся. Если в последнем случае при токе дуги выше, чем пороговый, возникают с-эктоны, то в первых двух случаях величина тока эктона определяется условиями, которые создаются на поверхности диэлектрика и в контакте металл — диэлектрик в результате разряда. Они создаются благодаря таким эффектам, как зарядка поверхности диэлектрика, испарение поверхности, десорбция газа и т. д.

Зарядка диэлектрика существенно снижает поверхностную электрическую прочность, поскольку приводит к искажению распределения потенциала на изоляторе, в результате чего сильно увеличивается напряженность поля вблизи катода. Хотя эффект зарядки обнаружен как при статическом [66], так и при импульсном воздействии [65], существенная зависимость электрической прочности от угла наклона изолятора к линиям поля наблюдается лишь при импульсном напряжении [71, 72]. Повидимому, это связано со значительным увеличением плотности заряда на поверхности [68] в импульсном режиме, поэтому

рабочие напряженности поля значительно ниже статических (см. [1, рис. 3.9]).

Свечение на поверхности диэлектрика является плазмой, которая после переключения промежутка анод — катод приводит к коммутации тока. Плазма на диэлектрике может появиться в результате ионизации десорбированного газа и атомов материала электродов, а также при испарении материала диэлектрика. В пользу первого предположения свидетельствует то, что время запаздывания разряда t_3 уменьшается на 40 % с ростом давления остаточного газа от $2 \cdot 10^{-3}$ до 4 Па. Зная предразрядный ток, скорость распределения свечения и его геометрические размеры, можно решить вопрос о соотношении между числом электронов, обеспечивающих предзарядный ток, и числом молекул, адсорбированных на поверхности диэлектрика, которые могут участвовать в разряде. Скорость увеличения числа электронов

$$dn/dt = i(t)/e, \quad (10.24)$$

а скорость увеличения числа молекул в области, охваченной свечением,

$$dN/dt = N_0 v l m, \quad (10.25)$$

где N_0 — число молекул в мономолекулярном слое на 1 см^2 поверхности диэлектрика; v — скорость распространения свечения; l — его ширина; m — число мономолекулярных слоев. При $t \approx \tau$ ток $i \approx 10 \text{ А}$, поэтому с учетом формы импульса $dn/dt \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Для N_2 , O_2 , CO_2 и других молекул, находящихся на поверхности, $N_0 \approx 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. С учетом шероховатости поверхности диэлектрика это число увеличивается примерно на порядок. Так как $v = 2,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $l = 0,1 \text{ см}$, то $dN/dt \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$, т. е. на каждый образованный в единицу времени электрон приходится $3 \cdot 10^3$ молекул даже при мономолекулярном слое газа. Поскольку число слоев, адсорбированных на поверхности диэлектрика, может достигать десяти, представляется весьма вероятным участие газа в размножении носителей тока на диэлектрике. По-видимому, этот процесс протекает параллельно с разрушением диэлектрика, что подтверждается спектральными исследованиями.

Гипотеза о развитии разряда в слое десорбированного газа, впервые предложенная в [81], получила дальнейшее развитие в работах [86, 87]. Авторы [86] обратили внимание на то, что непосредственно в слое адсорбированного газа пробой развиваться не может. Формированию разряда должны предшествовать стадии десорбции и расширения газа. В соответствии с их моделью пробой развивается по стримерному механизму в облаке десорбированного газа, разлетающегося от поверхности изолятора со сверхзвуковой скоростью. Ионизационное размножение электронов в тонком газовом слое существенно зависит от направления электрического поля и диффузии элект-

ронов в газе. Оценки, сделанные авторами [86], показывают, что требуемое для такого механизма количество газа составляет 0,5—1 монослой и может быть обеспечено десорбцией его электронами, движущимися параллельно поверхности диэлектрика. Однако предполагается, что предзарядный ток локализуется в очень узком канале. Чтобы локальная плотность десорбированного газа была достаточно высокой и могла развиваться лавина ионизации, необходима эффективность десорбции 200—300 молекул/электрон. Кроме того, предполагается, что поверхностный заряд на изоляторе пренебрежимо мал и не влияет на процесс размножения электронов.

Авторы [88], критикуя два последних положения работы [90], предложили модификацию десорбционной модели пробоя, основанную на возникновении лавины вторичной эмиссии электронов. Появившись у катода, электроны лавины дрейфуют по поверхности диэлектрика, постоянно сталкиваясь с ней и вызывая выход новых вторичных электронов. Предпробойный ток носит диффузный характер, а не концентрируется в узком канале. Электроны постоянно поступают с катода также быстро, как уходят по направлению к аноду. Вследствие электронно-стимулированной десорбции появляются нейтральные атомы и молекулы. Некоторые из них ионизируются и движутся к катоду, приводя к увеличению положительного заряда на катодном конце изолятора. Однако эксперименты Оки [90] показывают, что лавина вторичных электронов не в состоянии пропустить ток, приводящий к полному спаду импеданса разрядного промежутка. Например, для диэлектрика длиной 100 мм необходимо время порядка 3,5 мкс, чтобы ток после переключения зазора свечением вырос до амплитудного значения. Поэтому логично предположить, что после прохождения лавины электронов вторичной эмиссии требуется включение других процессов, приводящих к дальнейшему увеличению носителей тока на диэлектрике. Если принять во внимание, что в этой фазе на катоде уже имеются эктоны [81], то следующий этап — испарение диэлектрика и возникновение новых эктонов — становится вполне понятным. В зависимости от приложенного напряжения, геометрии и материала диэлектрика и электродов одни из перечисленных процессов могут доминировать над другими.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. Эктоны. Ч. 1. Взрывная эмиссия электронов. Екатеринбург: Наука, 1993.
2. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
3. Mesyats G. A. The role of fast processes in vacuum breakdown // Proceeding X International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Oxford, 1971. P. 333—363.

4. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115, вып. 1. С. 101—120.
5. Mesyats G. A. Explosive Processes on the Cathode in a Vacuum Discharge // IEEE Trans. Electr. Insul. 1983. V. EI-18, N 3. P. 218—225.
6. Fursey G. N. Field Emission and Vacuum Breakdown // Ibid. 1985. V. EI-20, N 4. P. 659—670.
7. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1986.
8. Латам Р. Вакуумная изоляция установок высокого напряжения. М.: Энергоатомиздат, 1985.
9. Юрике Я. Я. Время роста тока искры при вакуумном пробое для электродов из различных материалов // Изв. вузов. Физика. 1974. № 11. С. 140—141.
10. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
11. Alpert D., Lee D. A., Lyman E. U. et al Initiation of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum // J. Vacuum Sci. Technol. 1967. V. 1, N 2. P. 35—50.
12. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. Качественная модель инициирования вакуумной дуги // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1870—1888.
13. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
14. Ahern A. I. Effect of Temperatures, Degree of Thoriation and Breakdown on Field Current from Tungsten // Phys. Rev. 1936. V. 50, N 3. P. 238—243.
15. Dolan W. W., Dyke W. P., Trolan I. K. The Field Emission Initiated Vacuum Arc. II. The Resistivity Heated Emitter // Ibid. 1953. V. 91, N 5. P. 1054—1057.
16. Vibrans G. E. Vacuum Voltage Breakdown as a Thermal Instability of the Emitting Protrusion // J. Appl. Phys. 1964. V. 35, N 10. P. 2855—2857.
17. Chatterton P. A. Theoretical Study of the Vacuum Breakdown Initiated by Field Emission // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 88, P. 231—243.
18. Charbonnier F. M., Bennete C. J., Sveanson L. W. Electrical breakdown between metal electrodes in high vacuum. I. Theory // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, N 2. P. 627—633.
19. Литвинов Е. А., Шубин А. Ф. Катодное инициирование вакуумного пробоя при постоянном напряжении // Изв. вузов. Физика. 1974. № 11. С. 90—93.
20. Kranjec P., Ruby L. Test of the Critical Theory of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum // J. Vacuum Sci. Technol. 1967. V. 4, N 2. P. 94—96.
21. Brodie J. Prediction of the Voltage for Electrical Breakdown in Ultrahigh vacuum // Ibid. 1966. V. 3, N 4. P. 222—223.
22. Лафферти Дж. Вакуумные дуги. М.: Мир, 1982.
23. Martin E. E., Trolan J. K., Dyke W. P. Stable, High Density Field Emission Cold Cathode // J. Appl. Phys. 1960. V. 31, N 5. P. 50—57.
24. Пивоваров Л. И., Тубаев В. М., Гордиенко В. И. Влияние электронной токовой компоненты на развитие электрического пробоя в высоко вакууме // ЖТФ. 1957. Т. 27, № 5. С. 997—1000.
25. Juttner B., Rohrbeck W., Wolff H. Pressure dependence of prebreakdown current due to sorption processes // Proc. V ISDEIV. Poznan, 1972. P. 65—69.
26. Wolff H., Juttner B., Rohrbeck W. Steady High Current Field Emission from Extended Metal Surfaces // Ibid. P. 165—169.
27. Juttner B., Puchkarov V. F., Rohrbeck W. Behaviour of micropoints during high voltage vacuum discharges // Proc. VII ISDEIV. Novosibirsk, 1976. P. 189—192.

28. Ermrich W., Van Ostrom A. Experimental Evidence for Tunnelresonance Effects in Field Electron Emission // *Solid State Comm.* 1967. V. 5, N 6. P. 471—474.
29. Железников Ф. Г. О механизме эмиссионных процессов, вызывающих проводимость вакуумной изоляции // *ЖТФ*. 1978. Т. 48, № 6. С. 1224—1227.
30. Добрецов Л. И., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1968.
31. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических пленок. М.: Сов. радио, 1977.
32. Розанова Н. Б. Пробой вакуума, инициируемый микрочастицей // *Изв. АН СССР. Физика*. 1962. Т. 26, № 7. С. 1438—1440.
33. Little R. P., Smith S. T. Investigations into the source of sharp protrusions which appear on flat cathode surfaces as a result of the application of high electric fields // *Proc. II ISDEIV*. Boston, 1966. P. 41—49.
34. Chatterton P. A., Menon M. M., Srivastava K. D. Processes Involved in the Triggering of Vacuum Breakdown by Low Velocity Microparticles // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43, N 11. P. 4536—4542.
35. Chakrabarti A. K., Chatterton P. A. Microparticle Trigger Discharges and Impact Damage in a High-Voltage Vacuum Insulated Gap // *Ibid.* 1976. V. 47, N 12. P. 5320—5328.
36. Granberg L. About Electrical Breakdown in Vacuum // *Ibid.* 1952. V. 23, N 5. P. 518—525.
37. Розанова Н. Б., Грановский В. Л. О возникновении электрического пробоя высоковакуумного промежутка // *ЖТФ*. 1956. Т. 26, № 3. С. 489—496.
38. Пошехонов П. В., Погорельский М. М. Иницирование вакуумного пробоя металлическими частицами // Там же. 1969. Т. 39, № 6. С. 1080—1085.
39. Maitland A. Now Derivation of the Vacuum Breakdown Equation Breakdown Voltage and Electrode Separation // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32, N 11. P. 2399—2407.
40. Ганичев Д. А., Степский В. А., Фридрихов А. С. Экспериментальное исследование эмиссии вторичных электронов на сверхвысоких частотах // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1971. Т. 35, № 2. С. 268—269.
41. Гришин Л. В., Дорофенюк А. А., Косый И. А. и др. Исследование вторично-эмиссионного СВЧ-разряда при больших углах пролета электронов // *Тр. ФИАН СССР*. 1977. Т. 92. С. 82—121.
42. Николаев Ю. Н. Исследование высоковольтного разряда в вакууме на частоте 25 Мгц // *ЖТФ*. 1963. Т. 33, № 4. С. 479.
43. Поляков Б. И. и др. // *Тр. Радиотех. ин-та АН СССР*. 1959. № 1. С. 93.
44. Wilson P. B. Linear Accelerators for TeV Colliders (Malibu, 1985) // *AIP Conf. Proc.* N 130. N. Y., 1985. P. 560.
45. Wang I. W., Loew G. A. Measurements of Uetimate Accelerating Gradients in the SLAC Disk-Loaded Structure // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1985. V. NS-32. P. 2915.
46. Loew G. A., Wang I. W. Progress report on High-Gradient RF studies in copper accelerator structures // *Report in XIV-th International symposium of discharges and electrical insults in Vacuum*. Santa Fe, 1990.
47. Tanabe E. Breakdown in High Gradient Accelerator Cavities // *Proceeding*. 1984, Linear Accelerator Conference Seheim-Darmstadt, 1984. P. 403.
48. Mesyats G. A. The problem of pulse shortering in relativistic microwave generators // *High power microwave Generation and application International School of Plasma Physics Piero Caldirola*. Varenna, 1991. P. 345—365.
49. Баскин Л. М., Каптомистов А. А., Фурсей Г. Н., Широкин Л. А. Особенности взрывной эмиссии жидких металлов в СВЧ-поле // *ДАН СССР*. 1987. Т. 296, № 6. С. 1352—1356.

50. Бриш А. А., Дмитриев А. Б., Космарский Л. Н. и др. Вакуумные искровые реле // ПТЭ. 1958. № 5. С. 53—58.

51. Неонакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М.: Сов. радио. 1974.

52. Рэди Д. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.

53. Булыгин В. С., Лебедев В. Б., Пряникова Г. А. и др. Исследование вакуумного коммутатора с лазерным поджигом // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 4. Т. 892—895.

54. Котюг А. Ф., Лебедев В. Б., Яковлев В. А. и др. О рассеянии лазерного излучения на эрозийной плазме с изменением спектра // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, № 20. С. 951—953.

55. Schwirzke F. R. Vacuum Breakdown on Metal Surfaces // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19, N 5. P. 691—696.

56. Лебедев В. Б., Пряникова Г. А. Вакуумный коммутатор для лазерной техники, управляемый электрическим и лазерным импульсами // Электрон. техника. 1979. Т. 4, вып. 6. С. 76—81.

57. Slattery J. C., Friichtenicht J. E., Hansen D. O. High-Voltage Breakdown Initiated by Particle Impact // Appl. Phys. Lett. 1965. V. 7, N 1. P. 23—24.

58. Slattery J. C., Frichtenicht J. E., Hansen D. O. Ion Engine Arcing Induced by Micrometeoroids // J. Spacecraft. 1966. V. 3, N 11. P. 1665—1668.

59. Акишин А. И., Кирюхин В. П., Новиков Л. С., Сливков И. Н. К вопросу об иницировании пробоя в вакууме ударами быстролетающих микрочастиц // ЖТФ. 1984. Т. 54, № 1. С. 179—181.

60. Fastham D. A., Chatterton P. A. Afer Light Scattering for the Detection of Microparticles in High-Voltage Vacuum Cap // Vacuum. 1982. V. 8, N 3. P. 151—155.

61. Kofoid M. J. Effect of Metal-Dielectric Function Phenomena on High Voltage Breakdown over Insulators in Vacuum // AIEE Trans. 1960. V. 6. P. 991—998.

62. Little R. P., Whitney W. F. Electron Emission Proceeding Electrical Breakdown in Vacuum // J. Appl. Phys. 1963. V. 34, N 8. P. 2430—2436.

63. Miller H. Flashover of insulators in vacuum: Techniques to improve the Holdoff voltage // Proceeding XV International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Darmstadt, Sept. 1992. P. 165—173.

64. Елинсон М. Н., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: ГИФМЛ, 1958.

65. Боровик Е. С., Батраков Б. П. Исследование пробоя в вакууме // ЖТФ. 1958. Т. 28, № 9. С. 1621—1624.

66. Gleichauf P. H. Electrical Breakdown over Insulators in High Vacuum // J. Appl. Phys. 1955. V. 22, N 5, 6. P. 394—398.

67. Boersch H., Hamisch H., Ehrlich W. Oberflachene Hadungen uber Isolatoren in Vacuum // Zs. Ang. Phys. 1963. Bd 15, N 6. S. 518.

68. Tourreil C., Srivastava K. A study of the Electrical charding of the surface of insulators in vacuum // Proceeding V International Symposium on Dischargens and Electrical Insulation in Vacuum. 1972. P. 295—299.

69. Cross J., Srivastava K. High speed photography of surface flashover of solid insulators under impulse voltages in vacuum // Ibid. P. 307—313.

70. Broinorol J. B., Iensen D. Electron Avalanche and Surface Charging on Alumina Insulators During Pulsed High-Voltage Stress // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 8. P. 3260—3265.

71. Smith I. Insulation of high voltage across solid insulators in vacuum // Proceeding I International Symposium on Insulation of High Voltages in Vacuum. 1964. P. 261.

72. Watson A. Pulsed Flashover in Vacuum // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 2019.

73. Авдненко А. А. Поверхностный пробой твердых диэлектриков в вакууме // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 8. С. 1697—1701.

74. Абдуллин Э. Н., Бугаев С. П. Исследование микроразрядов на поверхности диэлектрика в вакууме // Изв. вузов. Физика, 1975. № 2. С. 132—134.
75. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Исследование пробоя по границе раздела диэлектрик—вакуум в наносекундном диапазоне времени // ЖТФ. 1965. Т. 35, № 7. С. 1202—1204.
76. Месяц Г. А., Бугаев С. П., Баженов Г. П. и др. Эмиссия электронов с катода в начальной фазе наносекундного вакуумного разряда // Изв. вузов. Физика. 1969. № 5. С. 153—154.
77. Бугаев С. П., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. и др. Исследование развития импульсного пробоя коротких вакуумных промежутков в наносекундном диапазоне времени // РЭ. 1969. Т. 14, вып. 12. С. 2222—2230.
78. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, вып. 2. С. 265—302.
79. Бугаев С. П., Кремнев В. В., Терентьев Ю. И. и др. Исследование незавершенного импульсного разряда по поверхности титаната бария // ЖТФ. 1971. Т. 41, № 9. С. 1958—1962.
80. Astian H., Vodar L. Methode de Spectrophotometrie Photographie Dans l'Ultraviolet Lointain // J. Phys. Rad. 1953. V. 14. P. 494.
81. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А. Исследование механизма импульсного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме. I. Однородное поле // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1855—1860.
82. Cross J. D. High Speed Photography of Surface Flashover Involving Electron Simulation // J. Appl. Phys. 1980. V. 51, N 14. P. 1413—1421.
83. Thompson J. E., Liu J., Kristiansen M. Investigation of Fast Insulator Surface Flashover in Vacuum // IEEE Trans. Plasma Sci. 1980. V. PS-8. P. 191—197.
84. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Исследование механизма импульсного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме. II. Неоднородное поле // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1861—1867.
85. Hegeler F., Masten G., Krompholz, Hatfield L. Current, Luminosity, and x-Ray Emission in the Early Phase of Dielectric Surface Flashover in Vacuum // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. V. 21, N 2. P. 223—227.
86. Авдиенко А. А., Малев М. Д. Поверхностный пробой твердых диэлектриков в вакууме. II. Механизм поверхностного пробоя // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 8. С. 1703—1711.
87. Anderson R. A. Mechanism of Fast Surface Flashover in Vacuum // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24, N 2. P. 54—56.
88. Anderson R. A., Brainard J. P. Surface flashover model based on electron-stimulated desorption // Proceeding XIII International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Albuquerque, USA, 1978. P. D4—15.
89. Jackson G. L., Hatfield L. L., Kristiansen M. et al. Pulse Flashover of Solid Dielectrics in Vacuum // Ibid. P. 276—280.
90. Ohki J. Surface flashover along a polycarbonate plate in vacuum under a non-uniform electric field // Proceeding X International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Columbia, USA, 1982. P. 322—326.

§ 11.1. ВВЕДЕНИЕ

Вакуумная дуга представляет исключительный интерес с точки зрения объекта как научного исследования, так и практического приложения. В отличие от других типов разряда она может пропускать практически неограниченные токи. С физической точки зрения вакуумная дуга обладает рядом очень важных свойств: 1. Она характеризуется очень низкой разностью потенциалов, при которой горит дуга (эта разность приближается к величине ионизационного потенциала атомов материала катода). 2. Имеет пороговый ток, ниже которого она гаснет. 3. Обладает очень высокой плотностью тока на катоде — не ниже 10^8 А/см². Распределение разности потенциалов в дуге очень неоднородно. В катодной области отмечается наибольшая доля разности потенциалов, называемая катодным падением U_k . Низкое падение напряжения и высокая плотность тока в катодной области говорят об очень высокой концентрации плазмы на катоде.

Вакуумная дуга состоит из трех участков. Один из них находится на катоде и имеет вид ярко светящегося пятна, беспорядочно быстро перемещающегося по поверхности катода. Эта область называется катодным пятном. Другой участок занимает большую часть между катодом и анодом и имеет вид яркого диффузного свечения — так называемый положительный столб, играющий роль плазменного проводника между катодом и анодом. Для него характерно однородное распределение электрического поля и сравнительно низкий градиент потенциала. На аноде имеется область, получившая название анодной.

Положительный столб играет вспомогательную роль, о чем и говорит такой факт. При уменьшении расстояния между электродами положительный столб может исчезнуть, а катодное пятно и катодная область существуют при любых условиях, пока существует дуга. Поэтому практически все своеобразие явления вакуумной дуги связано с катодным пятном. Проблема изучения дуги сводится к изучению ее катодного пятна, для которого, как мы говорили выше, характерны высокие плотность тока и концентрация энергии в единице объема.

§ 11.2. МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

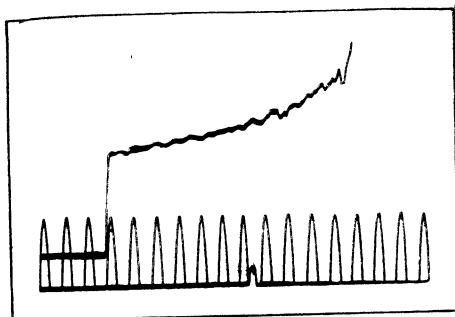
Рассмотрим методы возбуждения дуги. При этом будем говорить только о вакуумной дуге, хотя дуга горит в различных средах: в газе, жидкости, на границе раздела сред и т. д. При изучении дуги в вакууме роль катода и катодного пятна может быть понятна лучше всего, так как внешние условия на развитие процесса не влияют. Для того чтобы возбудить дугу в вакууме между металлическими электродами, необходимо выполнить ряд условий. Во-первых, должна поддерживаться некоторая минимальная разность потенциалов, величина которой в коротких дугах приближается к U_k . Дуговой разряд, кроме того, будет гореть тогда, когда разрядный ток превосходит некоторое пороговое значение i_p , зависящее от материала электродов. Осуществлению дуги с испаряющимся катодом [1] способствуют: пробой вакуумного или газового промежутка при заданном расстоянии между электродами; возбуждение дуги сближением металлических электродов; возбуждение дуги разрывом цепи; переход тлеющего разряда в дугу; возбуждение дуги пропуском тока через полупроводник, опущенный в ртуть, либо иной расплавленный металл; возникновение катодного пятна на металлах, соприкасающихся с плазмой.

Рассмотрим эти методы подробнее, так как понимание истинного механизма возбуждения дуги — первый шаг к пониманию всего процесса. Способы возбуждения дуги путем пробоя вакуумного промежутка мы рассмотрели в предыдущей главе, в которой показали, что несмотря на их многообразие в катодной области в конечном счете возникает эктон, обусловленный большой концентрацией энергии в микрообъеме катода. Одна из простейших причин этого явления — ток АЭЭ с микроучастков катода.

Явления, происходящие при сближении металлических контактов, подробно описаны в [2—4]. Снимая осциллограммы напряжения на контактах при их сближении, авторы установили, что еще до соприкосновения электродов между ними возникает разряд, напряжение которого составляло в случае серебряных электродов около 15 В. Из этого можно было заключить, что в данном случае имел место обычный дуговой разряд. Указанное напряжение на электродах устанавливалось не сразу. Время становления дуги было не выше 10^{-8} с.

Зная скорость сближения контактов и время от момента возникновения дуги до смыкания контактов, можно оценить расстояние между электродами при возникновении разряда, а следовательно, и напряженность поля в промежутке. Для чистых серебряных электродов напряженность поля равна $2,2 \cdot 10^6$ В/см; для электродов, обработанных посредством разряда в органических соединениях, т. е. активированных, — $0,6 \cdot 10^6$ В/см. Учитыв-

Рис. 11.1. Осциллограмма изменения напряжения на размыкающихся контактах с образованием дуги [1]



вая увеличение поля за счет мелких выступов на поверхности металла, можно констатировать, что при возникновении дуги между сближающимися контактами существенную роль, как и в вакуумном разряде, играет автоэлектронная эмиссия. Минимальный ток, при котором в опытах [3] еще наблюдалось возникновение дуги, в случае чистых серебряных контактов составлял около 0,6 А и уменьшался до 0,03 А при активации серебра. Из этого следует, что появление на катоде органических соединений приводит к резкому уменьшению порогового тока дуги.

Если через цепь проходит ток, превышающий пороговое значение i_n , то при размыкании контактов на них скачкообразно возникает разность потенциалов, близкая к величине U_k . Это начальное напряжение дуги соответствует расстоянию между контактами около $2 \cdot 10^{-3}$ см или меньше [1]. Дальнейшее увеличение расстояния сопровождается менее крутым подъемом напряжения, связанным с образованием положительного столба дуги и увеличением его длины (рис. 11.1). Подобные осциллограммы соответствуют так называемым вытянутым дугам [5]. Их существование оканчивается обычно внезапным обрывом тока, когда ЭДС источника уже недостаточна для поддержания разряда. Если снимать такие осциллограммы, все более и более ограничивая разрядный ток путем увеличения сопротивления цепи, то средняя продолжительность разряда будет сокращаться, пока на осциллограммах не останется один лишь начальный участок. Ниже мы покажем, что в этом случае дуга возбуждается при разогреве участков электродов, обусловленных взрывом жидких металлических мостиков, которые образуются при разрыве цепи. Кроме того, Л. А. Сена [6] показал, что в последнем случае на катоде появляются электрические поля до 10^7 В/см, которые могут приводить к автоэлектронной эмиссии и, как мы теперь знаем, взрыву микроучастков катода и возбуждению эктонов.

Широко известен такой способ возбуждения дуги, как переход от тлеющего разряда к дуге. В [7] показано, что важную роль в этом процессе играет АЭЭ с катода за счет большого электрического поля в катодной области. Отдельные участки поверхности катода, имеющие микровыступы или пониженную работу выхода под действием сильного поля, эмиттируют элект-

роны АЭЭ и ионизируют газ. Электроны из-за большой подвижности будут уходить быстрее, чем ионы. Поэтому будет создаваться объемный разряд, еще более усиливающий ток АЭЭ. Этот процесс в конечном счете приведет к взрыву микровыступов и появлению эктонов. Для возникновения дуги здесь также необходимо, чтобы ток превосходил пороговое значение $i_{п}$. Оказывается, что величина $i_{п}$ сильно зависит от чистоты поверхности металла, наличие загрязнений на катоде и адсорбированного газа приводит к ее снижению. Этим объясняется различие в значениях пороговых токов, полученных разными авторами.

Хорошо установлен факт возбуждения дуги при контакте катода с плазмой, причем последняя может быть получена как от постороннего источника, так и непосредственно на электроде за счет различных процессов. Например, известно, что попадание на анод выпрямителя ртутных капель может приводить к обратным зажиганиям [8]. Причиной возникновения катодного пятна на аноде служит появление у поверхности металла пара с высокой плотностью. О роли испарения ртутных капель в возбуждении дуги свидетельствует, в частности, температурный максимум вероятности обратных зажиганий [8] в области температур от 350 до 500 °С. Этот пар ионизируется и образует плазму, возбуждающую дугу. Если при этом разрядный ток превышает пороговое значение для материала анода, то, начавшись в парах ртути, дуга может затем поддерживаться после испарения ртутной капли за счет испарения металла самого анода. Исследуя осциллограммы обратных зажиганий на различных металлах, авторы [9] пришли к выводу, что пороговые токи дуги увеличиваются с ростом температуры кипения металла. Такая зависимость должна означать, что в возникновении дуги большую роль играет испарение катода. Детально процесс возникновения катодного пятна под влиянием ртутных капель был прослежен с помощью электронно-оптического преобразователя Я. Я. Удрисом [10], объяснившим ряд особенностей температурной зависимости обратных зажиганий на горячем металле при попадании на него капель ртути.

Интерес представляет также возникновение катодного пятна под действием заряженных частиц или плазмы в присутствии частиц диэлектрика на поверхности металла. Все опыты такого рода свидетельствуют о существенном облегчении условий возбуждения дуги при наличии макро- или микрочастиц диэлектрика, соприкасающихся с металлом. Ханкок [11] установил, что время запаздывания возникновения катодного пятна после наложения напряжения изменяется обратно пропорционально величине ионного тока на исследуемый образец и практически не зависит от вида газа и приложенного напряжения, если только последнее превосходит 300 В. Такая закономерность, по мнению автора, доказывает, что катодное пятно возникает в результате зарядки частиц диэлектрика и последующего его пробоя.

Большое практическое значение приобрел метод возбуждения дуги посредством пропускания тока через полупроводник, частично погруженный в ртуть. За образование пятна ответственно сильное электрическое поле, возникающее у мениска ртути вблизи полупроводника [1].

Рассмотренные методы возбуждения дуги сводятся в конечном счете к концентрированию энергии в микрообъемах катода. Как заметил И. Г. Кесаев [1], «...большинство известных методов возбуждения дуги находит удовлетворительное качественное, а в ряде случаев и количественное объяснение, если исходить из представления об автоэлектронной эмиссии катода. При таком объяснении намечается некоторая общность всех наблюдаемых случаев возбуждения дуги, позволяющая рассматривать их в сущности как один и тот же процесс образования катодного пятна под действием сильного электрического поля, развивающийся лишь при различных начальных условиях опыта».

Второй важный вывод состоит в том, что для функционирования дуги необходимо, чтобы ее ток был выше, чем пороговый. Причем для металлов с высокой температурой кипения ток больше, чем для металлов с низкой температурой. Рассмотренные методы зажигания дуги — это, по сути, методы возбуждения взрывной эмиссии и эктонов, о которых мы писали в главе 2. Для обоих случаев необходимо иметь два условия: возбуждение первичного эктона на катоде и достаточно большой ток, который бы генерировал новые эктоны.

§ 11.3. СВОЙСТВА КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Остановимся кратко на феноменологическом описании свойств катодных пятен вакуумной дуги и на теоретических представлениях о процессах в катодном пятне, опираясь на данные [1, 12—15]. Катодное пятно представляет собой небольшую ярко светящуюся область над поверхностью катода, через которую происходит перенос тока между катодом и столбом дуги. В области пятна поверхность катода нагрета до высокой температуры, превышающей температуру кипения металла. Над поверхностью катода в пятне существует прикатодная плазма. Основные методические трудности при экспериментальном исследовании катодных пятен связаны с их быстрым (со скоростью до $\sim 10^4$ см/с) перемещением при чрезвычайно малых поперечных размерах пятна (менее 10^{-3} см). В начальной стадии на всех металлах возникают быстроперемещающиеся катодные пятна (пятна первого типа), существующие независимо друг от друга и вызывающие незначительную эрозию поверхности (по оценкам [14], удельная эрозия для меди составляет около $4,5 \cdot 10^{-7}$ г/Кл). Авторы [14] считают, что, по-видимому, именно

к этому типу пятен относится основной объем экспериментальной информации, накопленной за последние годы. Спустя некоторое время после зажигания разряда (50—500 мкс при $i \approx \approx 70\text{—}100$ А) наряду с пятнами первого типа появляются отдельные пятна больших размеров, обладающие существенно меньшей скоростью перемещения, — пятна второго типа. Со временем их число растёт, и, наконец, на поверхности катода остаются только пятна второго типа. Они производят существенно большую эрозию (10^{-5} г/Кл и более). По мнению авторов [13, 14], пятна первого и второго типов по своей природе различны. Однако, на наш взгляд, вопрос об их различии требует дальнейшего исследования.

Катодное пятно состоит из нескольких активно эмиттирующих участков с размерами много меньше, чем размеры самого пятна. И. Г. Кесаев [1] вводит понятие об ячейках катодного пятна или отдельных микропятнах, эмиттирующих ток и воспроизводящих пароплазменную среду. Г. А. Любимов и В. И. Раховский [14] назвали эти ячейки фрагментами катодного пятна. При токе выше порогового наблюдается самопроизвольное отмирание одних ячеек, образование новых за счет деления оставшихся, в результате чего катодное пятно в целом хаотически перемещается. Известен целый ряд попыток объяснения причин деления и хаотического движения катодных пятен [1, 14].

Экспериментально установлено [1, 13], что дуговой разряд в вакууме внутренне неустойчив, вследствие чего вероятность самопроизвольного его погасания всегда отлична от нуля. Свойство дуги самопроизвольно гаснуть подтверждается наличием на осциллограммах напряжения всплесков, представляющих собой импульсы восстанавливающего напряжения и последующие пробои разрядного промежутка, облегченные распадающейся плазмой и нагретыми микрочастками катода. Среднее время горения дуги обычно намного превышает время жизни отдельной ячейки катодного пятна.

Эксперименты [1] показали, что длительность горения носит случайный характер и описывается законом

$$N_t = N_{\text{exp}}(-t/\tau), \quad (11.1)$$

где N_t — число разрядов с продолжительностью горения больше, чем t ; τ — средняя продолжительность горения. Это выражение означает, что в течение любого малого интервала времени dt существует конечная вероятность погасания дуги dt/τ , причем τ учитывает свойства катода.

Таким образом, дуга гаснет или продолжает существовать в зависимости от случайного стечения обстоятельств. Это явление И. Г. Кесаев назвал внутренней неустойчивостью дуги. Возникновение такого состояния в первую очередь должно быть связано с недостатком пара и плазмы в катодной области,

поступление которых определяется разогревом катода. Недостаток пара может возникнуть вследствие ряда случайных причин при перемещении ячейки по поверхности катода. Однако, очевидно, при увеличении тока, благодаря возникновению большого количества ячеек, существующих одновременно, должна возрасти и устойчивость дуги, поскольку критическое состояние в одной из ячеек в этом случае приведет только к перераспределению тока. Эксперименты [1] показали, что с увеличением тока средняя продолжительность существования дуги резко возрастает и в случае ртутной дуги уже при токах 10 А достигает нескольких суток, так как среднее время горения τ экспоненциально зависит от тока. Окружающая среда способствует повышению устойчивости дуги низкого давления, даже если и не принимает участия в поддержании горения дуги. Наложение внешнего магнитного поля также стабилизирует дугу.

Итак, согласно представлениям И. Г. Кесаева, вакуумная дуга, даже существующая сколь угодно долго, в каждый момент обладает конечной вероятностью погаснуть вследствие существования внутренней неустойчивости, связанной с постоянной гибелью и рождением ячеек.

При исследовании дугового разряда один из наиболее дискуссионных — вопрос о значении плотности тока в катодном пятне. Причина такой дискуссии вполне понятна, поскольку плотность тока в пятне определяет основной механизм эмиссии и выделения энергии на катоде, а также характер прикатодных процессов. Непосредственно измерить плотность тока в пятне невозможно. Поэтому о ней судят по вторичным эффектам, сопровождающим существование катодного пятна: свечению плазмы или оставленному пятном эрозионному следу на поверхности катода. И. Г. Кесаев [1] справедливо отмечал, что все эти методы «по самому их принципу способны дать лишь преувеличенные значения искомой величины эмиттирующей площади». Согласно большинству экспериментаторов, плотность тока непосредственно в ячейке составляет около 10^8 А/см².

Вследствие функционирования катодного пятна происходит эрозия катода. Основываясь на экспериментах с пленочными катодами, И. Г. Кесаев показал [1], что все процессы, обуславливающие эрозию, происходят в поверхностном слое металла толщиной 1—2 мкм. Очаговый характер поражения катода с появлением оплавленных кратеров размером порядка 1 мкм окончательно установлен в [16, 17]. Эти результаты относились в основном к импульсным разрядам с искусственным смещением канала дуги под действием внешнего магнитного поля (рис. 11.2).

Исследованиям закономерностей эрозии катодов при дуговом разряде в вакууме посвящено большое число работ. Проводились измерения скорости эрозии катода, удельной эрозии, фазового состава продуктов эрозии для большого числа металлов. Обзор работ по исследованию эрозии катода дан в [18]. Удель-

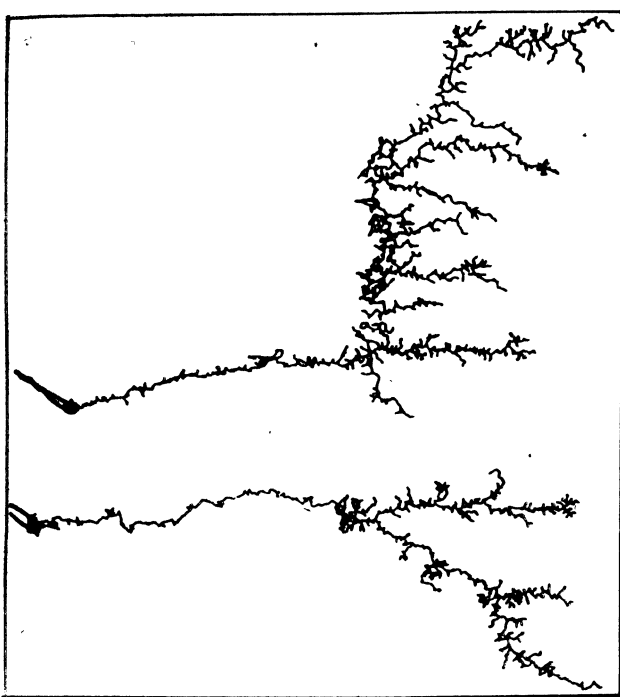


Рис. 11.2. Следы катодного пятна («автографы»), демонстрирующие дробление катодного пятна на пленке висмута со ступенчато изменяющейся толщиной (от 1,13 мкм слева до 0,13 — справа).

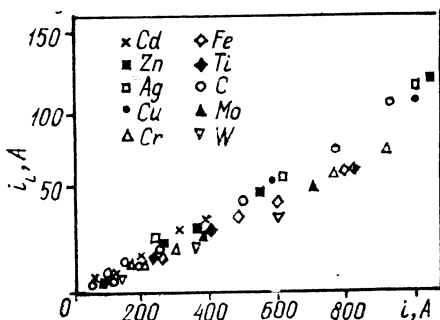
Нижний «автограф» получен при токе 0,5 А, верхний — при токе 1 А [1]

ная эрозия зачастую рассматривалась, как функция разрядного тока. Однако измерения, охватывающие значительный диапазон токов, дают противоречивые результаты. Это указывает на то, что удельная эрозия зависит не только от значения тока дуги, но, по-видимому, и от других параметров.

Долгое время считалось, что основная часть продуктов эрозии представляет собой паровую фазу [1, 13]. Как показали исследования [18, 19], речь должна идти, скорее, не о паровой, а о плазменной фазе, так как катодное пятно в конечном счете генерирует не пар, а плазму, массовой основой которой являются ионы. Кимблин [19] ввел понятие «ионной эрозии» катода. Более того, совсем недавние исследования показали, что истинно паровая фаза в случае медной дуги не превышает 1%, остальная часть продуктов эрозии состоит из ионов и капель [20].

В 1929 г. Танберг впервые пришел к выводу, что при горении вакуумной дуги на медном катоде из области катодного пятна истекает струя со скоростью порядка 10^6 см/с. По измерениям Танберга, удельная сила, действующая на медный ка-

Рис. 11.3. Зависимость амплитуды ионного тока от тока дуги для разных материалов катода



тод, составляет примерно 17 дин/А. С тех пор было проведено множество измерений скорости плазменных струй при горении дуги на различных катодах с использованием нескольких методов

(см., например, [1, 13]). Эти измерения подтвердили оценки Танберга: действительно, катодное пятно всегда испускает струю плазмы со скоростью около $1 \cdot 10^6$ см/с. Удивительно, что энергия ионов, соответствующая такой скорости, в несколько раз превосходит катодное падение напряжения и напряжение на всем дуговом промежутке.

Представляет интерес и другой любопытный факт — наличие многозарядных ионов материала катода в катодных струях. Так, авторы [21] установили, что в случае легкоплавких металлов с высокой упругостью пара (Cd, Zn, Pb) преобладают однозарядные ионы и степень ионизации катодной струи равна примерно 25%. В случае металлов с низкой упругостью пара (Cu, Ag, Ni) степень ионизации составляет уже 50—100%, причем в плазме содержатся двух-, трех- и даже четырехзарядные ионы. Однако в [19] установлено, что ионный ток плазменной струи не зависит от материала катода (рис. 11.3) и составляет 8—10% от тока дуги. Даалдер [18] показал, что для каждого материала катода «ионная эрозия» есть величина постоянная, не зависящая от тока, в то время как общая удельная эрозия катода растет с током благодаря увеличению доли нейтральных частиц (в основном капельной фракции). По данным [22], капельная фракция в эрозии из катодного пятна может достигать 50% и более. Для многих металлов количество капель равно 10^7 — 10^8 Кл⁻¹.

Весьма важными параметрами, характеризующими катодное пятно, являются концентрация и температура частиц в пятне. Поскольку катодное пятно имеет чрезвычайно малые размеры, то получение информации об этих параметрах ограничено в основном спектральными методами [1, 13]. Результаты измерений на меди [14] показали, что в пятнах первого типа концентрация заряженных частиц составляет около $6 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Однако в этом случае такая плотность плазмы измерялась, по-видимому, на расстоянии не менее 100 мкм от катода. Температура электронов $T_e \approx 2$ эВ, измеренная по отношению интенсивностей ионных линий.

Прикатодное падение потенциала — один из основных фак-

торов, обеспечивающих существование катодного пятна. Обычно полагается, что высокая температура катода поддерживается за счет энергии ионов, поступающих из прикатодной плазмы, хотя при плотности тока 10^8 А/см² и выше существенный вклад может давать джоулев разогрев области стягивания тока на катоде [23—27]. Выделяющаяся на катоде энергия расходуется на компенсацию потерь тепла на теплопроводность, на испарение атомов и электронов (электронная эмиссия), на излучение. Предполагается, что над поверхностью металла имеется слой положительного объемного заряда толщиной 10^{-5} см, на котором происходит катодное падение потенциала (10—20 В). Попытки объяснения физики катодного пятна на основе стационарных моделей, развитых в [28—30], не дали удовлетворительных результатов с точки зрения объяснения факта существования ячеек катодного пятна и основных его параметров. Успех был достигнут только в рамках нестационарных моделей, которые привели в конечном счете к представлениям об эктонах.

В основе нестационарных моделей пятна, как правило, предполагается осуществление на катоде взрывных процессов. Неоднократно высказывалось мнение о том, что катодное пятно можно рассматривать как элемент взрывающейся проволоочки [23—26]. Г. Н. Фурсей и П. Н. Воронцов-Вельяминов [31] предложили качественную модель инициирования вакуумной дуги, в основе которой лежал взрыв микроострий на катоде под действием тока АЭЭ. В последующие годы взрывная модель катодного пятна обсуждалась в работах [18, 32—34]. Однако существенное продвижение в понимании нестационарных процессов в пятне стало возможно лишь благодаря успехам в исследовании ВЭЭ и вызываемых ею явлений на катоде и в прикатодной плазме [35—37].

§ 11.4. РОЛЬ ЭКТОНОВ В КАТОДНЫХ ПЯТНАХ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

11.4.1. ДВИЖЕНИЕ КАТОДНЫХ ПЯТЕН

Мы считаем, что описанные свойства катодного пятна могут найти удовлетворительное объяснение в рамках наших представлений об эктонах [12]. По существу, наблюдаемые И. Г. Кесаевым [1] ячейки катодного пятна и есть эктоны. С этих позиций можно объяснить движение катодного пятна вакуумной дуги. Например, перемещение пятна первого типа объясняется возникновением эктонов (т. е. ячеек) в результате пробоя неметаллических включений и пленок. Действительно, как показано в [12, 37] (см. также [1, § 2.4]), новые эктоны при дуговом разряде возникают на расстоянии порядка микрометра и более от первичного центра эмиссии только по этому



Рис. 11.4. Пятна первого типа на катоде из молибдена, покрытого оксидной пленкой [12]

механизму. На рис. 11.4 показаны кратеры на оксидированном молибденовом катоде для катодных пятен первого типа [12]. Микрофотография получена при наложении тангенциального к поверхности катода магнитного поля.

Из полученных нами результатов следует, что время запаздывания возникновения новых эктонов на расстоянии 1 мкм меньше 10^{-9} с, и это, на первый взгляд, дает основание полагать, что скорость расширения области, занятой эктоном, определяется скоростью расширения плазмы (10^6 см/с). Однако скорость перемещения пятен первого типа намного меньше (10^3 — 10^4 см/с). Кажущееся противоречие легко объяснить. Дело в том, что расширение границы области, занятой эктоном со скоростью 10^6 см/с, происходит только до тех пор, пока число эктонов на катоде не достигает значения, определяемого общим и минимальным током, приходящимся на один эктон. Затем на время порядка 10^{-9} с происходит отмирание некоторых эктонов и перераспределение тока по нескольким более эффективным центрам. При этом концентрация плазмы в их окрестности будет увеличиваться и, следовательно, повысится вероятность возникновения новых эктонов. Возникновение новых эктонов будет происходить преимущественно вблизи эффективных центров на неочищенных участках катода, поскольку для реализации механизма пробоя включений и пленок требуются менее жесткие условия в прикатодном слое. Таким образом, с момента установления динамического равновесия между числом возникающих и погибающих эктонов скорость движения пятна будет определяться уже не временем запаздывания образования новых эктонов, включающим вре-

мя пробега плазмы и время пробоя пленки или включения, а временем их жизни τ_3 . Поскольку экспериментально доказан хаотический характер движения пятен первого типа по катодной поверхности [1], радиальная скорость расширения области, контролируемой пятном, может быть найдена из выражения [38]

$$v_3 = \frac{\sqrt{\pi l_0}}{4 \sqrt{\tau_3 t}} = K_3 t^{-1/2}, \quad (11.2)$$

где l_0 — среднее расстояние между соседними эктонами. Чем лучше условия для возникновения новых эктонов, тем большее их число может существовать одновременно. Значит, для загрязненной или окисленной поверхности катода ток на один эктон, пороговый ток i_n , а следовательно, и время его жизни τ_3 могут оказаться существенно меньше, чем для чистой поверхности. Согласно (11.2), с учетом того, что в таких условиях расстояние l_0 между эктонами может достигать 10 мкм, это должно привести к росту скорости v_3 . Действительно, как показано в [14], окисление поверхности катода приводит к увеличению коэффициента K_3 из (11.2) в 3—5 раз.

По мере удаления загрязнений с поверхности катода все большую роль в возникновении новых эктонов играют термоавтоэмиссионный механизм и механизм взрыва жидкой перетяжки при отрыве микрокапли, т. е. образование новых эктонов происходит в окрестности существующих ($l_0 \approx 10^{-4}$ см) — пятна второго типа. Это должно привести к тому, что они сгруппируются в небольшой области, а скорость движения пятна резко уменьшится. На рис. 11.5 показан фрагмент трека из катодных пятен второго типа на чистом молибденовом катоде с током 20 А и магнитным полем 0,3 Тл [37].

Убедительные доказательства влияния поверхностных загрязнений на скорость движения катодного пятна даны в [39]. Анализируя состав поверхности катода с помощью оже- и вторичной ионной масс-спектрометрии, авторы показали, что пятна первого типа возникают только на неочищенной поверхности катода. Используя специально нанесенную на поверхность молибденового катода диэлектрическую пленку из AlN толщиной 0,2 мкм, они убедились, что в этих условиях катодное пятно быстро движется по поверхности, «съедая» пленку и практически не разрушая молибденовую основу. После очистки катода дуговыми разрядами в сверхвысоком вакууме катодные пятна становились малоподвижны, несмотря на наличие на катоде огромного набора микроострий разных размеров, сформировавшихся при разрядах.

В работах [37, 40] проведены наблюдения следов эрозии, оставляемых единичным искровым или дуговым разрядом длительностью 10^{-7} — 10^{-6} с на чистой и гладкой исходной поверхности катодов из тугоплавких материалов, полученной оплавлением кон-



1 мкм

Рис. 11.5. Трек катодного пятна на чистом молибденовом катоде. Время горения дуги 1 мкс. Магнитное поле 7 кЭ

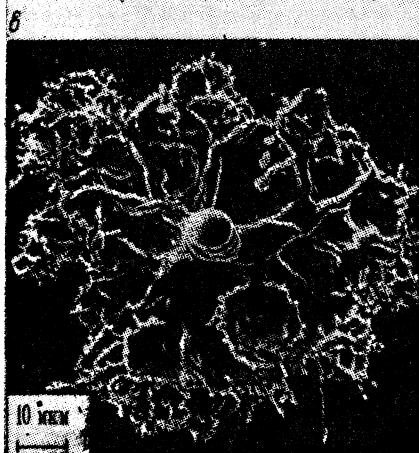
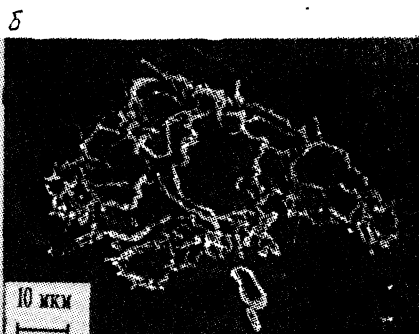
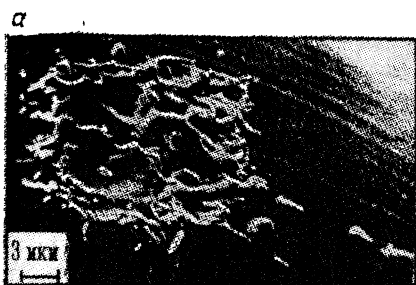


Рис. 11.6. «Автograf» катодного пятна на вольфрамовом (а) и молибденовом (б, в) катодах.

Длительность импульсов 100 нс (а) и 500 (б, в); i, A : а — 30, б — 80, в — 200

чика проволочки в сверхвысоком вакууме. На рис. 11.6, а, видно более десятка явно выраженных отдельных кратеров. Можно полагать, что эмиссионная зона находилась на одном месте менее 10 нс. Приведенные снимки подтверждают нестационарный характер процессов в катодном пятне. Если на поверхности катода отсутствуют загрязнения, эмиссионные центры никогда не уходят далее области расплава и, как правило, образуются на краю кратеров. Как видно из рис. 11.6, б, в, катодное пятно не привязывается к границам зерен микрокристаллов молибдена. Это свидетельствует о том, что на процессы перескока пятна основное влияние оказывает регенерация микровыступов на краях кратеров. Следовательно, катодное пятно создает кратеры и микроострия, которые являются не только следствием его функционирования, но также необходимым условием для дальнейшего существования [37].

Данные, приведенные на рис. 11.6, еще раз указывают, с какой осторожностью необходимо подходить к определению плотности тока в катодном пятне. Если ток поделить на площадь всего следа эрозии, то плотность тока оказывается равна примерно $2 \cdot 10^7$ А/см² при $t_{\text{и}} = 100$ нс и спадает примерно до $2 \cdot 10^6$ А/см² при $t_{\text{и}} = 500$ нс, хотя очевидно, что истинная плотность тока существенно выше. В [12] кроме пятен первого и второго типов, которые однозначно зависели от чистоты поверхности катода, наблюдались смешанные пятна, т. е. на фоне пятен первого типа встречались сгруппировавшиеся пятна второго типа в тех местах, где катод был уже очищен.

Подводя итоги сказанному, можно предположить, что на определенном этапе горения дуги пятна второго типа, по существу, являются эктонами, функционирующими в узкой катодной области. Не исключено, однако, что функционирование нестационарных катодных пятен с плотностью тока более 10^8 А/см² в случае легкоплавких катодов приводит со временем (при больших токах дуги) к квазистационарному пятну с плотностью тока 10^5 А/см².

11.4.2. АНОМАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЯТЕН

При наложении тангенциального к катоду магнитного поля пятно начинает двигаться в направлении, противоположном движению, согласно правилу Ампера. Считается, что понимание этого эффекта может дать разгадку феномена катодного пятна [1].

Эффекту аномального движения катодного пятна во внешнем тангенциальном магнитном поле посвящено большое число работ. И. Г. Кесаев [1] экспериментально доказал, что пятно вакуумной дуги смещается в область максимума суммарного магнитного поля (внешнее плюс собственное поле дуги). По мнению автора [1], максимуму магнитного поля в пятне соответ-

ствуется максимум концентрации плазмы вследствие уменьшения диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля. Поскольку новые пятна должны возникать в месте наибольшей концентрации плазмы, такое объяснение следует признать логичным.

В работах [41—43] предполагается механизм обратного движения пятна, основанный на влиянии эффекта Холла в плазме, но сам процесс движения пятна, состоящий из элементарных актов возникновения и гибели эктонов, не рассматривается. Обратим внимание на следующие наиболее важные экспериментально установленные факты: из катодного пятна вакуумной дуги, как и из центра ВЭЭ, электроны и ионы движутся изотропно [19, 37], скорость движения ионов (плазменных струй) составляет примерно 10^6 см/с; движение пятна есть возникновение новых центров эмиссии и отмирание старых [1]; новые центры эмиссии возникают в радиусе не более 10^{-2} см от центра пятна [40], т. е. там, где плотность плазмы выше, причем эффективность их образования увеличивается с повышением потенциала плазмы.

При наличии магнитного поля на расстоянии $r > 10^{-2}$ см от эктона (в предположении, что плотность плазмы $\tilde{n} \sim 1/r^2$) холловский параметр $\omega_e \tau_e$, где ω_e — плазменная электронная частота, τ_e — время между электронными столкновениями, становится больше единицы. Под действием холловского поля траектории ионов изгибаются и плазма как целое начинает расширяться в «амперовском» направлении. Наличие холловского поля приводит к тому, что катодное падение, концентрация плазмы, а следовательно, и плотность ионного тока на катод оказываются максимальными в «обратном» направлении от эктона, т. е. в магнитном поле на «обратном» краю пятна создаются условия для более эффективного образования новых эктонов. Возникнув здесь, эктоны находятся энергетически в более выгодных условиях, чем старые, которые затем отмирают. В [41] показано в динамике, что после быстрого наложения магнитного поля ячейки катодного пятна, первоначально разбросанные по поверхности катода случайным образом, группируются вдоль силовой линии магнитного поля. На «обратной» стороне пятна, судя по свечению, была и максимальная плотность плазмы. Напряженность холловского поля, оцененная авторами, составила 70 В/см. В [14] при $di/dt \approx 5 \cdot 10^7$ А/с и наличии магнитного поля наблюдалось возникновение ячеек катодного пятна в амперовском направлении, но эти ячейки быстро погибали и пятно двигалось в обратном направлении.

Необходимо заметить, что непосредственная причина влияния эффекта Холла на «обратное» движение пятна еще не ясна. Действительно, если учесть, что новый эктон образуется на расстоянии $r < 10^{-2}$ см, то даже при напряженности холловского поля порядка 100 В/см разность в значениях катодного падения

на этом расстоянии меньше 1 В и трудно предположить сильное влияние дополнительного поля на образование новых эктонов. Однако этой разницы, по-видимому, достаточно для более устойчивого возникновения здесь нового эктона. Пожалуй, большее влияние на эффективность образования новых эктонов в «обратном» направлении оказывает создаваемая холловским полем повышенная концентрация плазмы на «обратном» краю пятна и, следовательно, более высокая плотность ионного тока на катод.

Нами было высказано предположение [37], что скорость «обратного» движения пятна в магнитном поле на катоде, лишенном неметаллических включений и пленок и помещенном в сверхвысокий вакуум, меньше, так как новые эктоны смогут возникать только в непосредственной близости от действующего эктона ($l_0 \approx 10^{-4}$ см), а след, оставляемый пятном на катоде, представляет собой непрерывную дорожку из взаимно перекрывающихся кратеров. Это предположение было подтверждено экспериментами Ютнера [44] (см. рис. 11.5).

Эффект аномального движения катодного пятна можно объяснить также наличием значительной компоненты тока электронов, которые возвращаются из плазмы в область эктона. Это так называемые униполярные электроны. Поскольку они движутся в «противоположном» направлении к катоду, это и может обуславливать аномальное движение катодного пятна. Подробнее об униполярных эффектах мы будем говорить ниже (см. § 11.6 и главу 12).

В импульсных дуговых разрядах в вакууме, когда скорость роста тока составляет 10^8 А/с и более, наблюдается спонтанное образование пятен впереди существующих [1, 45—47]. Наиболее подробно этот процесс исследовался с использованием высоковольтного поджигающего разрядника с ртутным катодом [46]. Показано, что радиальное расширение фронта пятен происходит только на стадии роста тока, причем максимальная скорость расширения составляет примерно $2 \cdot 10^6$ см/с. Рост тока в разряднике сопровождался появлением всплесков тока и формированием в межэлектродном промежутке светящихся страт. Автор [46] предполагал, что за спонтанное возникновение катодных пятен ответственны окисные пленки на ртути, однако из-за отсутствия достаточно надежных данных о процессах на катоде и в плазме сильноточных разрядов он не предложил убедительной модели обнаруженного явления. Нам представляется, что образование страт в [46] можно отождествить с движением от места поджига на катоде сгустков более плотной плазмы, образующихся вследствие неравномерного во времени поступления материала катода в плазму. Результатом этого является образование двойных электрических слоев в плазме с большим падением потенциала. Сопоставляя данные [47, 48] с результатами наших исследований, можно с большой

достоверностью предположить, что спонтанное возникновение катодных пятен при искровом разряде происходит по механизму, связанному с пробоем неметаллических включений и пленок, и обусловлено зарядкой периферийных участков плазмы до высокого потенциала. При этом максимальная скорость расширения фронта пятен должна определяться скоростью расширения катодной плазмы, т. е. быть не более $2 \cdot 10^6$ см/с. Как показано в [37], наложение поперечного магнитного поля не меняет сущность процесса спонтанного образования катодных пятен, но оно происходит только в направлении дрейфа плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

11.4.3. ПАРАМЕТРЫ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ОБЛАСТИ ПОРОГОВЫХ ТОКОВ

Достижения в исследованиях взрывоэмиссионных явлений привели к необходимости уточнения ряда параметров вакуумной дуги, известных из литературы. Особый интерес представляют время существования пятна и характеристики катодного падения напряжения в области пороговых токов вакуумной дуги. Как известно [1], пороговый ток дуги представляет собой минимальный ток, при котором еще заметны признаки горения дуги. И. Г. Кесаев [1] показал, что пороговые токи i_p катодов зависят от состояния их поверхности. При наличии диэлектрических пленок и загрязнений величина i_p становится ниже, чем для чистых катодов. В табл. 11.1 представлены значения пороговых токов и катодных падений для различных материалов катода. Это только часть более обширных данных [1]. Пороговые токи и катодное падение приведены для условий горения дуги в вакууме. Необходимо иметь в виду, что эти данные получены при временном разрешении 10^{-5} с. При более коротких временах ток i_p несколько ниже [48]. В таблице представлены также данные по потенциалу ионизации металлов катода U_i и катодному падению U_k .

В [37] исследованы параметры коротких вакуумных дуг с высоким временным разрешением. В условиях сверхвысокого вакуума дуга возбуждается между близко расположенными проволочными электродами с помощью короткого (10^{-8} с) поджигающего импульса. Высокоскоростной осциллограф подклю-

Таблица 11.1

Металл	Cu	Ag	Au	Al	Mo	W	Fe	Ni
U_i , эВ	7,68	7,53	9,18	5,9	7,35	8,1	7,83	7,61
U_k , В	16,0	13,0	15,0	15,5	16,0	16,1	17,0	18,0
i_p , А	1,6	1,2	1,4	1,0	1,5	1,6	1,5	6,0

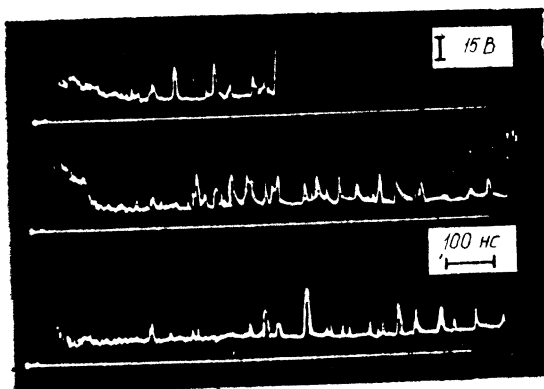


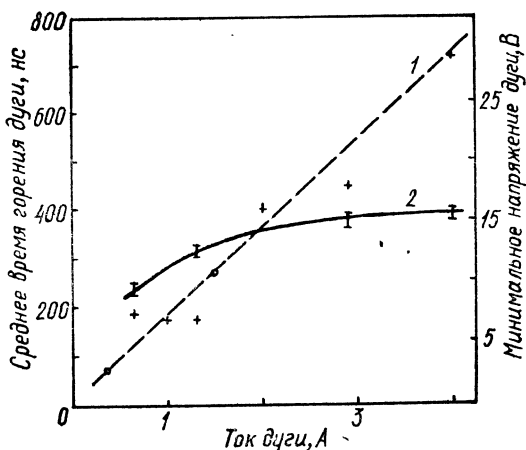
Рис. 11.7. Характерные осциллограммы падения напряжения на короткой вакуумной дуге ($i=4$ А; медные электроды)

грамм напряжения на дуге при последовательных реализациях разряда. На основе обработки таких осциллограмм построена зависимость среднего времени горения дуги t_g от тока дуги (рис. 11.8). Отметим, что наши данные хорошо согласуются с измерениями [48] и указывают на примерно пропорциональный рост времени t_g с увеличением тока дуги. Таким образом, уменьшение шунтирования дуги поджигающим разрядом за счет использования более кратковременного поджига привело к другой зависимости t_g (i_{\min}) по сравнению с полученной в [1]. При этом время t_g при токах, сравнимых с $i_{\text{п}}$, сократилось до нескольких сотен наносекунд, а i_{\min} стал меньше $i_{\text{п}}$.

Обратим внимание еще на один важный факт. Хотя, как и в [1], падение напряжения на дуге U_k испытывает резкие колебания и имеется четко выраженный минимум U_{\min} , временной

чен к вакуумному промежутку, что позволяет измерять падение напряжения непосредственно на электродах. На рис. 11.7 приведено несколько осцилло-

Рис. 11.8. Зависимости среднего времени горения вакуумного разряда (1) и минимального напряжения на дуге (2) от тока для медных электродов (кружки — данные [48])



масштаб колебаний оказался на два-три порядка меньше, чем в [1]. Малая длительность всплесков связана с использованием более короткой, чем в [1], дуги ($d \leq 0,1$ мм). Интервал между всплесками указывает на то, что время жизни пятна составляет не более десятка наносекунд и намного меньше времени t_r .

На рис. 11.8 показана полученная из осциллограмм зависимость минимального напряжения на дуге $U_{\text{мин}}$ от тока дуги (электроды медные). При малых токах дуги $U_{\text{мин}}$ меньше определенного в [1] и всего лишь примерно на 2 В превышает значение потенциала ионизации меди. Для вольфрама значение $U_{\text{мин}}$ близко к найденному в [1].

§ 11.5. ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ, ЭКТОН И КАТОДНОЕ ПЯТНО ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Как указывалось выше, в литературе большое внимание уделялось разработке стационарных моделей катодного пятна. Однако они не объясняли таких экспериментальных фактов, как быстрое перемещение пятен, флуктуации напряжения дуги, дискретный характер эрозионных следов, наличие в катодной плазме многозарядных ионов. Не учитывались микрошероховатость поверхности катода и неоднородность ее химического состава. Анализ стационарного энергетического баланса в катодном пятне на тугоплавких металлах показал [33, 49], что во всем реально возможном диапазоне температур катодной поверхности энергия, уносимая эмиттированными электронами, намного больше энергии, которую могут принести к катоду ионы. В связи с этим в [33, 49] был сделан вывод о существовании в катодном пятне более мощного источника энергии — объемного. Объемный источник тепла более интенсивен в сравнении с поверхностным при плотности тока $j \geq 10^8$ А/см² [1], когда можно ожидать, что явления типа взрывных, обнаруженные при исследовании перехода АЭЭ в вакуумную дугу и вакуумного пробоя, будут иметь нестационарный характер. Кроме того, многочисленные оценки напряженности электрического поля на катоде под пятном дают значение, близкое к тому, при котором иницируется вакуумный пробой. Именно по этим причинам результаты исследований быстропротекающих процессов при вакуумном пробое, а затем и взрывной эмиссии привлекли к себе большое внимание физиков, занимающихся изучением катодного пятна [31, 33, 34, 36, 37, 39, 44, 49]. Несколько ранее на основе накопленных результатов исследования вакуумного пробоя и ВЭЭ и в результате феноменологического сопоставления с процессами в катодном пятне нами было высказано мнение о том, что катодный факел (КФ) представляет собой начальную фазу формирующегося катодного пятна вакуумной

дуги [35]. Дальнейшие исследования, описанные выше, позволили провести более обстоятельное сопоставление свойств ВЭЭ и катодного пятна. В предыдущем параграфе мы уже говорили о роли эктонов в функционировании катодного пятна и, в частности, о том, что ячейка катодного пятна — это эктон. В настоящем разделе дано краткое обобщение этого вопроса.

1. Как известно [1], зажигание дугового разряда производится рядом методов, но нетрудно показать, что все они сводятся к созданию высокой концентрации энергии в микрообъеме катода, т. е. появлению эктона. При ВЭЭ такая концентрация энергии достигается при протекании термоавтоэмиссионного тока через микроострие, а также при протекании тока в процессе отрыва жидкой капли от микроострия под плазмой или пробое диэлектрической пленки на катоде.

2. Оба процесса характеризуются расходом металла катода на поддержание высокой плотности плазмы у эмиссионной поверхности. По данным [37], удельная эрозия медных проволочных катодов при длительности импульсов тока 10—300 нс взрывной эмиссии составляет примерно $2 \cdot 10^{-5}$ г/Кл, что близко к «ионной» эрозии медного катода при горении вакуумной дуги ($\sim 4 \cdot 10^{-5}$ г/Кл [18, 19]). В [34] также показано, что удельная эрозия проволочных катодов из Cu, Al и W при $t_{\text{и}} = 10^{-8} - 10^{-6}$ с сравнима по значению с удельной эрозией квазистационарных вакуумных дуг.

3. Плазма КФ по своим параметрам сравнима с плазмой катодных пятен дуги. Полагается, что в непосредственной близости от эмиссионной зоны на катоде концентрация плазмы может достигать 10^{20} см⁻³ и более (средняя по плазме пятна концентрация составляет 10^{18} см⁻³). Температура электронов в плазме по разным оценкам колеблется в пределах 1—5 эВ. В составе катодной плазмы присутствуют многозарядные ионы материала катода.

4. При умеренных значениях тока ($\leq 10^3$ А) плазма КФ и катодная плазма вакуумной дуги расширяются от зоны эмиссии изотропно, причем скорость разлета плазмы обычно составляет порядка 10^6 см/с при дуговом разряде и $(1-2) \cdot 10^6$ см/с при ВЭЭ. Полагается, что энергия, необходимая для разлета плазмы с такой скоростью, запасается в небольшой области, охватывающей эмиссионную зону на катоде и прилегающую к ней плазму, причем наибольшее энерговыделение происходит уже в плазме.

5. При взрывной эмиссии и большой скорости нарастания тока прикатодное падение потенциала не превышает нескольких десятков вольт, т. е. сравнимо по величине с прикатодным падением в вакуумных дугах.

6. Процессу ВЭЭ присуще самопроизвольное прекращение эмиссии при $di/dt \rightarrow 0$ и малых значениях тока, соизмеримых с пороговым током дуги.

7. Для обоих явлений характерна высокая плотность тока в области катодной «привязки». При ВЭЭ плотность тока превышает 10^8 А/см². Нами показано, что и при дуговом разряде при $t_{и} = 10^{-7}$ с плотность тока на вольфрамовом катоде имеет тот же порядок. Плотность тока в пятне, равная 10^8 А/см², наблюдалась в ряде экспериментов с импульсными и квазистационарными дугами. В процессе функционирования эктона она меняется от $j \sim 10^9$ А/см² в начальной фазе пятна до $j < 10^8$ А/см² в конце, когда эктон гибнет. Это же происходит в катодном пятне.

8. Эрозионные следы на катоде при ВЭЭ имеют вид кратеров микронных размеров с застывшими на брустверах микроостриями и характерной субструктурой. Аналогичный вид имеют кратеры, оставляемые катодным пятном, что указывает на одинаковую природу их образования.

9. В процессе функционирования катодного пятна и центров взрывной эмиссии катод покидают жидкие микрокапли со скоростью до $5 \cdot 10^4$ см/с, что указывает на существование высокого давления на катод в области эмиссионной зоны. Полагая, что скорость капель обусловлена большим давлением на жидкую ванну катодного пятна, это давление можно оценить по формуле

$$p = \rho v^2 / 2, \quad (11.3)$$

где v — скорость жидкой капли; ρ — ее плотность. Для меди при указанной скорости капли $p = 10^9$ Па, что соответствует данным, полученным при ВЭЭ (см. [1, § 7.5]).

10. Как при взрывной эмиссии, так и при горении дуги установлено стимулирующее действие плазмы на образование новых эмиссионных центров, приводящее к перемещению катодной «привязки» по поверхности катода.

Таким образом, сравнение внешних характеристик двух рассматриваемых явлений указывает на их внутреннее единство. В связи с этим нами высказано мнение, что микровзрывы и появление эктонов, сопровождающиеся генерацией катодной плазмы и протеканием тока с катода, представляют собой элементарный акт при функционировании катодного пятна [37, 50].

§ 11.6. ДВУЖИДКОСТНАЯ НЕСТАЦИОНАРНАЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОГО ПЯТНА

11.6.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предыдущие подходы к моделированию микровзрывов (см. главу 8) позволили достаточно хорошо разобраться в процессах, происходящих на кончиках острия. Процесс взрыва

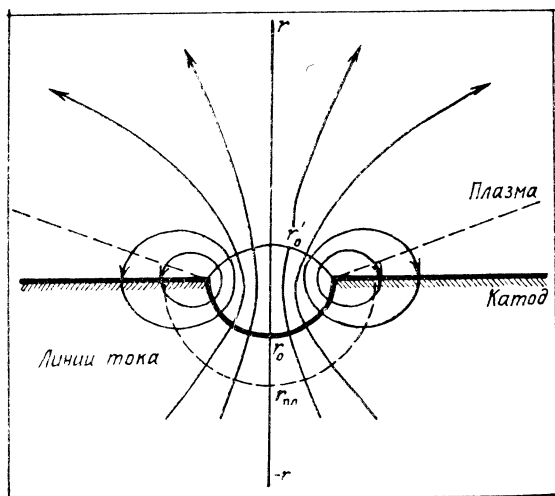


Рис. 11.9. Геометрия эмиссионного центра на плоском катоде

на плоской поверхности в вакуумной дуге длительное время не моделировался из-за сложности задачи. Экспериментальные условия в зоне эктона, обусловленные выделением большой энергии в микрообъеме плоского катода, требуют более корректного описания процессов на поверхности металла, чем это было, например, сделано в § 8.2. При быстром вводе энергии в металл достигается концентрация вводимой энергии на уровне 10^4 Дж/г. Однако, как мы показали в § 8.3, максимальный удельный энерговыход достигается не в металлической фазе, а в плотной неидеальной плазме, образующейся в результате взрыва металла.

В настоящем разделе рассмотрим процессы на поверхности плоского катода и в прикатодной области, происходящие при возникновении и функционировании эктона. Разогрев, разрушение и разлет вещества катода моделируются нестационарными гидродинамическими уравнениями. Проводящая среда от металла катода до идеальной плазмы в промежутке описывается полуэмпирическими уравнениями состояния вещества.

Геометрия эмиссионного центра приведена на рис. 11.9. Он представляет собой лунку на плоскости. Разлет продуктов эрозии предполагается сферически симметричным, плазменная струя с катода разлетается изотропно в пределах телесного угла, соответствующего углу раствора шарового конуса. Линии тока расположены сферически симметрично и являются сходящимися к поверхности катода и расходящимися в области плазменной струи. Сферические поверхности с радиусом r_0' и r_0 имеют равную площадь, и все параметры вещества на этих

поверхностях характеризуются одинаковыми значениями. Из-за разрушения катода радиус эрозионной лунки увеличивается. Также увеличивается и радиус основания струи r'_0 .

Постановка задачи в такой геометрии одномерна. Это существенно упрощает расчеты, но и накладывает ряд ограничений на применимость модели. Использовалась система уравнений двухжидкостной (электроны и ионы с зарядом \bar{z}) двухтемпературной гидродинамики, которая записывается на основе восьмомоментного приближения [51]. Учитывалось, что между боковой поверхностью плазменной струи и катодом существуют потоки частиц и связанные с ними потоки энергии: эмиссия электронов с горячего катода; эмиссия из плазмы в катод за счет высокой температуры электронов в струе и сравнительно невысокого потенциального барьера между боковой поверхностью струи и катодом, которые будем называть обратными электронами; эмиссия электронов из плазмы в катод. Эти потоки учитывались в виде источников частиц и энергии отдельно в катодной и плазменной областях. Принимались во внимание также потери на ионизацию в плазме.

Для описания вещества в переходной области от металла до идеальной плазмы в [52] применялись интерполяционные уравнения состояния вещества [53]. Использование модели вещества, предложенной в [53], обусловлено, с одной стороны, тем, что эта модель претендует на описание вещества в области параметров, ненамного превышающей наши потребности, т. е. не является слишком избыточной и переусложненной. Далее, полная определенность и замкнутость модели и весь набор необходимых констант позволяют использовать ее в численных расчетах. И, наконец, апробация этой модели показала хорошее совпадение с другими существующими моделями, например [54], в интересующей области параметров вещества и ее относительную простоту.

Для практического применения модели вещества [53] в расчетах [52] использованы соотношения между тепловой энергией и температурой электронов и ионов, выражения для электронного, ионного и полного (включая упругое) давления, степени ионизации вещества. Модель [53] позволяет описывать как однофазную, так и двухфазную (жидкость + пар) области состояния вещества; однако, как показали расчеты, достаточно использовать ее только в однофазной области.

Для описания переходной области металл — плазма необходимо также иметь выражение для удельного электросопротивления κ и коэффициента теплопроводности λ . Для этого привлечены данные [55]. Напомним, что все расчеты в [52] проводились для меди, причем не ставился вопрос, почему является ток из эктона. Он просто задавался, и рассчитывалась его роль в развитии эмиссионного центра. Вещество во всей исследуемой области предполагалось квазинейтральным, при

этом из уравнения движения в электронной подсистеме вычислялись электрическое поле и потенциал вещества относительно глубины катода.

11.6.2. ПРОЦЕССЫ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ — ПЛАЗМА

Задача ставилась следующим образом. В момент $t = 0$ через кратер с начальным радиусом $r_0 = 10^{-5}$ см начинал идти ток заданной величины. Поверхность катода при этом разогревалась до высоких температур, давление в поверхностной области возрастало до 10^5 атм, формировалась волна сжатия, идущая в катод со скоростью, близкой в начале процесса к звуковой $(1-2) \cdot 10^5$ см/с, в другую сторону начинался разлет продуктов эрозии. Точка привязывалась к сечению, в котором гидродинамическая скорость тяжелых частиц равна нулю, т. е. располагалась на фронте, отделяющем волну от идущей за ней волны разряжения. Некоторые параметры вещества в переходной области металл — плазма при $t = 1$ нс представлены на рис. 11.10—11.12. К этому времени $r_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ см, плотность тока (при токе 50 А) составляла $\approx 3,5 \cdot 10^8$ А/см². Расчеты проводились для медного катода. Важным результатом (см. рис. 11.9) является довольно низкое ($\approx 10^5$ В/см) среднее электрическое поле в переходной области металл — плазма. Поэтому можно говорить о ВЭЭ только как о термоэмиссионном процессе, усиленном электрическим полем.

Другой важный результат состоит в том, что в рамках рассматриваемой модели переход металл — плазма лежит в закритической области, т. е. там, где отсутствует граница между жидкостью и паром (рис. 11.13). При таком переходе параметры вещества меняются монотонно, отсутствует скачок концентрации. В реальной ситуации жидкому металлу легче выплеснуться из кратера в стороны (что в одномерной модели учесть затруднительно), чем сжиматься в глубь катода. Поэтому следует определить, в какой степени модель применима к описываемому ею процессу: Жидкий металл обладает инерцией; максимальная измеренная скорость капель, вылетающих из пятна, составляет $5 \cdot 10^4$ см/с, тогда как dr_0/dt в начале процесса почти на порядок выше. Оценки показывают, что в течение $t \approx 1$ нс сдвигом жидкости в сторону можно пренебречь. Таким образом, рассматриваемая модель описывает начальный этап функционирования эктона.

В этой модели в течение времени, существенно большем, чем время цикла эктона, кривая перехода металл — плазма располагается в закритической области и граница между катодом и плазмой не появляется. Жидкий металл, сжимаясь в направлении r , аккумулирует тем самым выделяющуюся энергию и существенно замедляет процесс ее диссипации. Однако искусственное уменьшение давления в 2—3 раза в численном

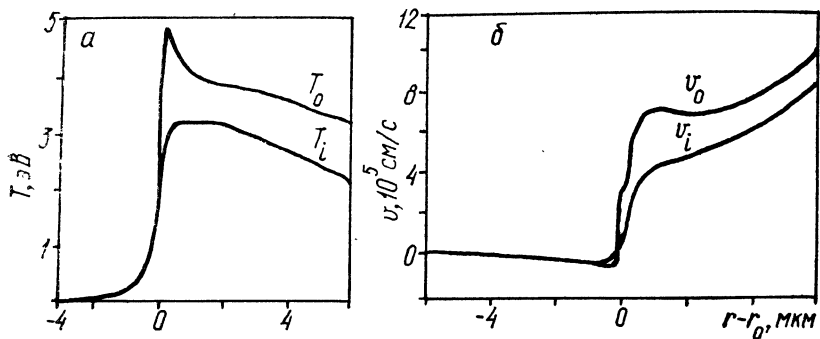


Рис. 11.10. Параметры меди в переходной области металл — плазма при $t=1$ нс:

a — распределение в пространстве электронной и ионной температуры; *b* — распределение электронной и ионной скорости

Рис. 11.11. Распределение потенциала в переходной области металл — плазма в момент $t=1$ нс

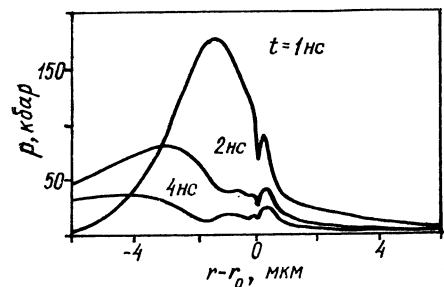
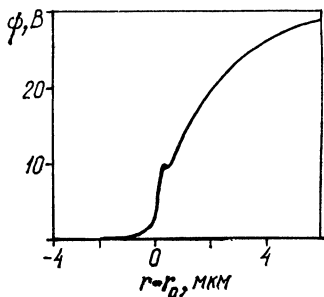
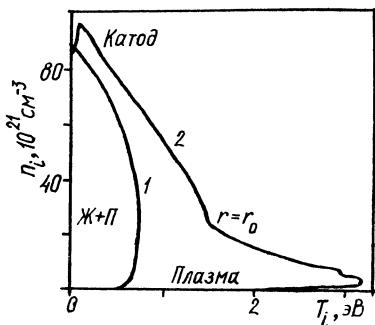


Рис. 11.13. Положение кривых перехода металл — плазма (2) на фазовой диаграмме. Cu , $t=1$ нс, $I=50$ А.

1 — фазовая кривая, разделяющая однофазную и двухфазную (жидкость+пар) области состояния вещества

Рис. 11.12. Распределение давления в переходной области металл — плазма в разные моменты



эксперименте (моделирующем движение жидкости в сторону) очень быстро приводит к устойчивому заходу кривой перехода металл—плазма (см. рис. 11.13) в двухфазовую область при $r \approx r_0$. При этом формируется скачок концентрации вещества, а с ним и эмиссионная граница. Далее непрерывная модель металл—плазма уже не работает, процессы в катоде и в плазменной струе следует рассматривать отдельно, «сшивая» их с помощью граничных условий при $r = r_0$.

Таким образом, представляется, что цикл функционирования эктона состоит из двух качественно различных стадий: с омической проводимостью между металлом и плазмой и эмиссионной, причем, если в короткоживущих центрах на легкоплавких металлах эти стадии могут быть сравнимы по времени, то на тугоплавких металлах большую часть цикла эктоны функционируют в эмиссионном режиме.

Скорость эрозии в начале цикла высока, отношение электронного потока в струе к потоку тяжелых частиц ≥ 1 , тогда как в среднем за время цикла эта величина составляет 10—20. В начале цикла зависимость $r_0(t)$ хорошо совпадает с аналогичной в классической тепловой модели. При малом потоке тяжелых частиц прикатодная плазма греется относительно плохо, при этом степень ионизации ≤ 1 , скорость ионов $\approx (8-10) 10^5$ см/с. С увеличением потока тяжелых частиц температура плазмы, степень ее ионизации и скорость разлета возрастают.

Между боковой поверхностью струи и катодом при $r > r_0$ могут существовать потоки заряженных частиц: электроны эмиссии с катода, тепловые ионы и электроны из плазмы. Преобладает поток тепловых электронов из плазмы в окрестности зоны эктона, показанный кольцевыми линиями на рис. 11.9 (этот ток может замкнуться только через зону токопрохождения r_0). Однако при относительно невысокой электронной температуре в струе в начале цикла относительно небольшое количество электронов плазмы способно преодолеть потенциальный барьер и попасть на катод; кольцевой униполярный ток здесь составляет менее 10 % тока эктона.

Падение потенциала во всей области катод—плазменная струя не превышает примерно 30 В, несмотря на высокую ($\sim 10^8-10^9$ А/см²) плотность тока. Основной вклад в это падение потенциала дает градиент давления.

11.6.3. ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ

Анализ этих процессов проведен в [52]. Плазменная струя рассматривалась отдельно от катода, а затем стыковалась с ним через граничные условия в основании струи. В модели предполагалось, что струя истекает изотропно в пределах усеченного шарового конуса (см. рис. 11.9). Процессы в струе

описывались системой уравнений нестационарной многожидко-
стной гидродинамики (электроны, нейтралы, 1, 2, 3, 4-кратные
ионы) на основе восьмимоментного приближения. Процессы
ионизации и рекомбинации записывались в борновском прибли-
жении, учитывались ионизация электронным ударом и тройная
рекомбинация. Плазма считалась квазинейтральной, электри-
ческое поле и потенциал находились из уравнения движения
электронов (обобщенный закон Ома).

Одним из наиболее интересных результатов работы [52] яви-
лось существование сильного обратного тока тепловых электро-
нов на периферии зоны эктона. Основное падение напряжения
сосредоточено в прикатодной плазме. Ее потенциал, определяе-
мый из обобщенного закона Ома, не может возрасти скачко-
образно; имеется достаточно протяженный (несколько микро-
метров) участок роста, в пределах которого относительно боль-
шое количество электронов с высокими тепловыми скоростями
преодолевают потенциальный барьер и попадает из боковой
поверхности струи на катод. Этот обратный ток может замкну-
ться лишь через основную эмиссионную зону на катоде, обра-
зуя в окрестности эктона кольцевые (точнее, тороидальные)
токовые структуры. Иными словами, лишь часть эмиссионного
тока доходит до анода, остальная часть циркулирует на пери-
ферии зоны эктона, как схематично показано на рис. 11.9. Доля
закольцованного тока в общем эмиссионном токе зависит от
размера основания струи; при уменьшении r_0 возрастает элек-
тродвижущая сила, связанная с градиентом давления, что ведет
к увеличению кольцевого тока. Поведение потенциала вблизи
катада при этом существенно не меняется, рост кольцевого тока
обеспечивается в основном возрастанием электронной темпера-
туры в прикатодной области за счет увеличения здесь плотно-
сти тока.

Ток эктона состоит из двух взаимосвязанных частей: «уни-
полярной» и «обычной». В зависимости от условий токоотбора
сложным образом меняется соотношение между этими двумя
частями, причем, если обычный ток в случае униполярной дуги
может отсутствовать, то кольцевой присутствует всегда.

Другие выводы из работы [52] состоят в следующем. Ос-
новное падение напряжения в прикатодной области приходится
на плазму. В слое объемного заряда между катодом и плазмой
оно невелико и помимо ускорения электронов играет регулирую-
щую роль в согласовании эмиссионной способности катода и
токоотбора в плазму. Величина катодного падения потенциала
 U_k определяется необходимостью создания в окрестности эмис-
сионного центра потенциального барьера для тепловых электро-
нов из плазмы, препятствующей попаданию их на катод. Иони-
зационный состав в прикатодной плазме соответствует равно-
весному. На расстоянии $\sim 10^{-3}$ см от катода реакции в плазме
прекращаются и состав плазмы не меняется.

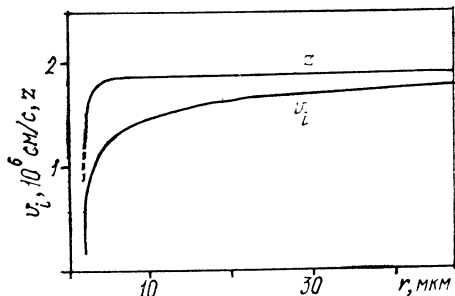


Рис. 11.14. Поведение ионной скорости и степени ионизации в струе

Ускорение ионов в плазменной струе обусловлено действием градиента давления в плазме, которое определяется в основном электронной компонентой. Основное ускорение ионов происходит на расстоянии 10^{-3} см от катода. Наблюдаемая зависимость скорости ионов в струе от их заряда связана с изменением ионного состава и скорости ионов в течение цикла функционирования эктона. В начале цикла струя в основном состоит из однократно заряженных ионов. К концу цикла увеличиваются скорость струи и доля в ней многозарядных ионов (рис. 11.14). Как видно, на расстоянии $\sim 10^{-3}$ см скорость струи составляет примерно $2 \cdot 10^6$ см/с, а средняя степень ионизации приближается к $\bar{z} \sim 2$. В работе [52] показано также, что температура ионов в струе существенно меньше, чем температура электронов. Электронная температура медленно спадает с расстоянием от катода за счет работы сил давления и уменьшения джоулева энерговыделения. Вблизи катода температура электронов плазмы равна примерно 5 эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
2. Germer L. H., Haworth. Erosion of Electrical Contacts on Make // J. Appl. Phys. 1949. V. 20, N 20. P. 1085.
3. Germer L. H. Arcing at Electrical Contacts on Closure. Pt. I. Dependence upon surface conditions and circuit parameters // Ibid. 1951. V. 22, N 4. P. 955.
4. Germer L. H., Smith J. L. Arcing at Electrical Contacts on Closure. Pt. III. Development of an Arc // Ibid. 1952. V. 23, N 5. P. 553.
5. Хольм Р. Электрические контакты. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
6. Сена Л. А. О механизме возникновения дуги при разрыве цепи // ЖЭТФ. 1945. Т. 15, № 8. С. 427—430.
7. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
8. Аскинази А. З., Гуревич М. А., Сена Л. А. Исследование обратных зажигания в приборе с ртутным катодом // Электричество. 1947. № 9. С. 37.
9. Сена Л. А., Фридланд Р. М. К вопросу о развитии зажигания в ртутных вентиллях с анодами из различных металлов // Изв. НИИ постоянного тока. [Сборник № 2]. М., 1957. С. 22—31.
10. Удрис Я. Я. Исследования области электрических разрядов в газах // Труды ВЭИ. 1958. Вып. 63.
11. Хансох R. Importance of insulating inclusions in arc initiation // Brit. J. Appl. Phys. 1960. V. 11, N 10. P. 468.

12. Juttner V. Katodenprozesse elektrischer Entladungen im Vakuum: Diss. Berlin, 1982.
13. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
14. Любимов Г. А., Раховский В. И. Катодное пятно вакуумной дуги // УФН. 1978. Т. 125, вып. 4. С. 665—706.
15. Лафферти Дж. Вакуумные дуги. М.: Мир, 1982.
16. Рылов Ю. П., Пигулевская З. А. Экспериментальное определение плотности тока на электродах при вакуумном разряде // ЖТФ, 1971. Т. 41, № 11. С. 2466—2469.
17. Sanger C. C., Secker P. E. Arc Cathode Current Density Measurements // J. Appl. Phys. 1971. V. 42, N 11. P. 1939—1945.
18. Daalder J. E. Erosion and the Origin of Charged and Neutral Species in Vacuum Arcs // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1975. V. 8, N 14. P. 1647—1659.
19. Kimblin C. W. Erosion and Ionization in the Cathode Spot Regions of Vacuum Arcs // J. Appl. Phys. 1973. V. 44, N 7. P. 3074—3081.
20. Tuma D. T., Chen C. L., Davies D. K. Erosion Products the Cathode Spot Region of a Copper Vacuum Arc // Ibid. 1978. V. 49, N 7. P. 3821—3831.
21. Плютто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Г. Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг // ЖЭТФ. 1964. Т. 47, № 8. С. 494—507.
22. Daalder J. E. Components of Cathode Erosion in Vacuum Arcs // J. Appl. D.: Appl. Phys. 1976. V. 9, N 16. P. 2379—2395.
23. Некрашевич И. Г.; Бакуто Н. А. О механизме эмиссии вещества из электродов при электрическом импульсном разряде // ИФЖ. 1959. Т. 11, № 8. С. 59—65.
24. Ильин В. Е., Лебедев С. О. О разрушении электродов при электрических разрядах с большой плотностью тока // ЖТФ. 1962. Т. 32, № 8. С. 986—992.
25. Цинман И. М. О механизме возбуждения катодного пятна на ртутном катоде // РЭ. 1963. Т. 8, № 5. С. 834—844.
26. Rotshtein J. The arc spot as a steady-state exploding wire phenomena // Exploding wires. N. Y., 1964. V. 3. P. 115—124.
27. McClure G. W. Plasma Expansion as a Cause of Metal Displacement in Vacuum-Arc Cathode Spots // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 5. P. 2078—2084.
28. Lee T. H., Greenwood A. Theory for the Cathode Mechanism in Metal Vapor Arcs // Ibid. 1961. V. 32, N 5. P. 916—920.
29. Головейко А. Г. Элементарные и теплофизические процессы на катоде при мощном импульсном разряде // ИФЖ. 1968. Т. 14, № 3. С. 478—487.
30. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И. Электрическое поле на поверхности электрода в катодном пятне дугового разряда // ДАН СССР. 1969. Т. 188, № 3. С. 202—205.
31. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. Качественная модель иницирования вакуумной дуги // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1870—1880.
32. Mitterauer J. Dynamische feldemission. Eine modelvorstellung des katodenfleches an kalten katoden // Acta Phys. Austr. 1973. Bd 37. S. 175—192.
33. Hantsche E. On the Inevitability of Nonstationary Vacuum Arc Spot Models // Phys. Lett. 1974. V. 50. P. 119—120.
34. Juttner V. Erosion Craters and Arc Cathode Spots in Vacuum // Beitr. Plasmaphys. 1979. Bd 19. H. 1. S. 25—48.
35. Mesyats G. A. The role of fast processes in vacuum breakdown // Proceeding X International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Oxford, 1971. P. 333—363.
36. Mesyats G. A. A Cyclical Explosive Model of the Cathode Spot // IEEE Trans. Electr. Insul. 1985. V. EI-20, N 4. P. 729—734.

37. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
38. Hantsche E. A New Model of Crater Formation by Arc Spots // Beitr. Plasmaphys. 1977. Bd 17, H. 1. S. 65—74.
39. Achtert J., Altrichter B., Juttner B. et al. Influence of Surface Contamination on Cathode Processes of Vacuum Discharges // Ibid. 1977. Bd 17, H. 6. S. 419—431.
40. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 12. С. 2611—2618.
41. Emtage P. R., Gorman J. G., Heberlein J. R. et al. The interaction of vacuum with tranverse magnetic fields // Proc. XIII IGPIG. Berlin, 1977. P. 673—674.
42. Мойжес В. Я., Немчинский В. А. Об аномальном направлении движения вакуумной дуги в магнитном поле // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 4. С. 197—200.
43. Алферов В. И., Витковская О. Н., Щербаков Г. И. Некоторые особенности перехода к возвратному движению токопроводящей зоны разряда в поперечном магнитном поле // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 1. С. 102—111.
44. Juttner B. Formation Time and Heating Mechanism of Arc Cathode Craters in Vacuum // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1981. V. 14, N 7. P. 1265—1275.
45. Froom K. D. The Rate of Growth of Current and the Behaviour of the Cathode Spots in Transient Arc Discharges // Proc. Phys. Soc. 1948. V. 60. P. 424—435.
46. Summigs D. B. Ignitron Discharge Growth During High-Current Pulses // IEEE Trans. Comm. Electr. 1963. V. 68. P. 514.
47. Арш А. М., Андронов В. Н., Хромой Ю. Д. Распространение катодных пятен на ртути при различных скоростях нарастания тока // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, № 2. С. 86—88.
48. Баженов Г. П., Чесноков Г. М. О минимальном токе взрывной эмиссии электронов // Изв. вузов. Физика. 1976. № 4. С. 133.
49. Бек-Булатов И. Х., Борухов М. Ю., Нагайбеков Р. Б. Об условиях существования катодного пятна вакуумной дуги на тугоплавких металлах // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 10. С. 1111—1113.
50. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115, вып. 1. С. 101—120.
51. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
52. Парфенов А. Г. Нестационарная модель катодных и прикатодных процессов вакуумной дуги: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Екатеринбург, 1992.
53. Колгатин С. Н., Хачатурьянц А. В. Интерполяционные уравнения состояния металлов // ТВТ. 1982. Т. 20, № 3. С. 447—451.
54. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников. М.: Энергоатомиздат, 1990.
55. Беспалов И. М., Полищук А. Я. Методика расчета треморных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров. М.: ИВТАН, 1988. [Препринт № 1].

§ 12.1. ВВЕДЕНИЕ

Униполярные дуги — это дуги на элементах стенок, контактирующих с плазмой. Источником их потенциала является контактная разность потенциалов между стенкой и плазмой, обусловленной тепловым движением электронов в плазме. Особый интерес к таким дугам возник, когда было обнаружено, что они имеют место в установках для термоядерных исследований, в частности в токамах. Тонеман и Робсон [1] показали теоретически, что между плазмой и стенкой возможно поддержание дуговых разрядов за счет разности потенциалов, которая определяется тепловой энергией плазмы. В таких дугах ток замыкается на тот же электрод, где образовалось катодное пятно, поэтому авторы [1] назвали дуги униполярными. Они служат источником примесей в плазме термоядерных установок, а кроме того, охлаждают основную плазму. Поэтому в последние 20 лет появилось много оригинальных работ на тему об униполярных дугах, а также проведен ряд международных конференций по взаимодействию плазмы с поверхностью в термоядерных установках. В частности, обнаружено, что униполярные дуги имеют место на стенках практически всех термоядерных установок.

Униполярные дуги наблюдаются также при взаимодействии обычной плазмы с поверхностью металла. Такая плазма получалась от ее внешних источников, а также в результате воздействия на металлическую подложку лазерного и СВЧ-излучения. Интерес к униполярным дугам будет возрастать и далее в связи со все расширяющимся применением плазмы в различных исследованиях и технологических установках.

Из-за большого количества публикаций по униполярным дугам мы будем пользоваться информацией из обзоров [2—4], а также тех статей, которые, по нашему мнению, принципиальны с точки зрения как новых идей, так и новых фактов.

§ 12.2. УНИПОЛЯРНЫЕ ДУГИ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

12.2.1. ЯВЛЕНИЯ В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ — ПЛАЗМА

Электрически изолированная металлическая пластина, соприкасающаяся с плазмой, находится под отрицательным относительно нее потенциалом. Последний ускоряет ионы и отталкивает все электроны, кроме самых быстрых. Плотность тока ионов на пластину составляет [4]

$$j_i = z e n_i \sqrt{\alpha z k T_e / m_i}, \quad (12.1)$$

где e — заряд электрона; z — кратность ионизации; n_i — концентрация ионов; m_i — их масса; T_e — температура электронов; α — множитель порядка единицы. Плотность электронного тока на отрицательно заряженную пластину, находящуюся под потенциалом U , определяется из соотношения

$$j_e = -\frac{1}{4} e n_e v_e \exp(-eU/kT_e), \quad (12.2)$$

где $n_e = z n_i$ — концентрация электронов; $v_e = \sqrt{8kT_e/\pi m_e}$ — хаотическая скорость электронов в плазме; m_e — масса электрона.

При $j_i + j_e = 0$ потенциал пластины

$$U_f = \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi \alpha z m_e}\right). \quad (12.3)$$

Величина U_f получила название плавающего потенциала. Расстояние на поверхности плазмы, где он имеет место, определяется дебаевским радиусом

$$\lambda_D = (\epsilon_0 k T_e / e^2 n_e)^{1/2}, \quad (12.4)$$

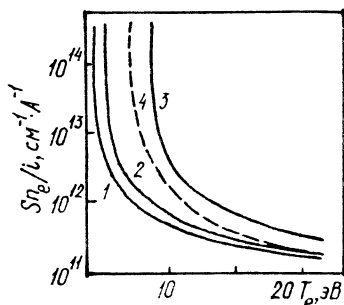
где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Если температура электронов в плазме высока, то, согласно (12.3), величина U_f будет достаточной для поддержания дуги. Если на пластине появляется катодное пятно, эмитирующее электроны, то эмиссия электронов из него уменьшит разность потенциалов между плазмой и пластиной до значения катодного падения потенциала U_k . Ток на пластину против тормозящего потенциала за счет их тепловой скорости увеличивается. При этом появляется циркулирующий ток:

$$i = e n_e S \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \left[\exp\left(-\frac{eU_k}{kT_e}\right) - \exp\left(-\frac{eU_f}{kT_e}\right) \right], \quad (12.5)$$

где S — площадь металлической пластины. Условие равенства нулю полного тока на пластину при этом сохраняется.

Рис. 12.1. Зависимость Sn_e/i от T_e для различных металлов по формуле (12.5):
 1 — Fe, 2 — Al, 3 — Mo, 4 — Fe при $n=10^{17}$ см³,
 $i=100$ А [с учетом поправок к (12.5)]



Естественно предположить, что униполярная дуга на пластине из определенного материала имеет параметры, близкие к обычной вакуумной дуге с таким же материалом катода. В частности, для отдельной униполярной дуги имеется пороговый ток $i_{п}$ и она не может реализоваться, если $i < i_{п}$. На рис. 12.1 приведена зависимость Sn_e/i от температуры для различных металлов [4], построенная по формуле (12.5). При этом использованы экспериментальные данные о катодных падениях $U_k=17$ В для Fe; 19,8 В — для Al и 26,5 В — для Mo. Эта формула предполагает, что потенциал плазмы относительно пластины всюду равен $-U_k$. Теоретическая модель [1] была развита Викертом [5], который учел конечную проводимость плазмы и падение потенциала при растекании тока электронов катодного пятна. При этом температура плазмы полагалась постоянной.

Наряду с влиянием, которое выходящие из пятна электроны оказывают на потенциал плазмы, необходимо также учитывать их воздействие на электронную температуру. Вместе с электронами в плазму поступают пары материала пластины. Электроны в пятне тратят на их ионизацию и возбуждение почти всю энергию, приобретенную в катодном падении, и выходят в плазму с низкой температурой порядка несколько электронвольт. В то же время на пластину через потенциальный барьер из плазмы уходит такое же количество наиболее быстрых электронов, каждый из которых уносит энергию. Поэтому униполярная дуга увеличивает тепловой поток на пластину и уменьшает температуру плазмы вблизи пятна.

Совместное решение уравнения непрерывности тока и баланса тепла с учетом теплопроводности позволяет получить более точное распределение параметров плазмы вдоль пластины. Оказывается, что возможно такое уменьшение температуры плазмы вблизи пятна, при котором плавающий потенциал становится меньше катодного падения. В этом случае электронный ток на пластину заперт. Его замыкание происходит вне этой зоны, а его плотность на пластину увеличивается с удалением от пятна к краю пластины. Для горения стационарной дуги необходимо, чтобы плавающий потенциал, создаваемый на границе невозмущенной плазмы, превышал катодное падение на некоторую величину, необходимую для образования электрического поля в плазме и вытягивания электронов из холодной зоны вблизи пят-

на. Указанные эффекты ограничивают справедливость формулы (12.5) вблизи границы существования униполярной дуги. На рис. 12.1 штриховой линией показана зависимость Sn_e/i от T_e для железа при $n_e=10^{17}$ см⁻³ и $i=100$ А. Как показывает численный анализ, поправки к формуле (12.5) незначительны при $n_e < 10^{14}$ см⁻³.

12.2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УНИПОЛЯРНЫХ ДУГ

Одно из первых наблюдений униполярных дуг было проведено в [1]. В парах ртути на поверхности ртутной подложки высокочастотным разрядом создавалась плазма. Иницирование униполярной дуги в [1] производилось от внешнего источника, когда на вспомогательный электрод подавалось кратковременно напряжение. В [6] плазма создавалась в водороде также ВЧ-разрядом. Само ВЧ-поле в месте расположения пластины было мало и не могло вызывать или поддерживать дугу. Концентрация электронов n_e составляла около $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, а температура 10 эВ. При этом на пластинах наблюдались следы катодных пятен в виде треков, как и в вакуумных дугах. В этих экспериментах менялась металлическая пластина и тем самым — величина катодного падения потенциала. Было показано, что действительно униполярная дуга горит только в том случае, если плавающий потенциал U_f превышает катодное падение U_k . Кроме того, установлено, что, если площадь пластины S менее определенной величины, необходимой для обеспечения порогового тока, то дуговых треков на поверхности подложки не наблюдается.

Первые эксперименты по исследованию эрозии различных материалов под действием униполярных дуг описаны в [7]. Параметры дейтериевой плазмы, получаемой с помощью импульсного источника, были следующие: $T_i \approx 600$ эВ, $T_e \approx 30$ эВ, плотность потока ионов $\approx 10^{23}$ см⁻² с⁻¹, время импульса $\approx 10^{-6}$ с. Для анализа изменений поверхности использовались оптический и сканирующий электронный микроскопы, рентгеновский анализатор структуры. Полная площадь дуговых треков определялась по микрофотографиям. Оказалось, что униполярные дуги иницировались преимущественно на неоднородностях микроструктуры и приводили к значительной эрозии всех исследованных образцов, включающих сплавы на основе железа, ниобия, тантала и молибдена, а также чистые вещества: вольфрам, ниобий и графит. Вольфрам, приготовленный методом порошковой металлургии, магнитная сталь и графит более других подвергались дугообразованию: после 1000 импульсов доля поверхности, покрытая дуговыми треками, составляла 100 % для магнитной стали, 63 — для вольфрама и менее 10 % для других сплавов.

Имела место эрозия графита, соответствующая коэффициенту распыления примерно 10^2 в пересчете на один падающий ион.

В работе [8] униполярные дуги наблюдались на поверхности, на которую воздействовала плотная лазерная плазма с температурой электронов до 100 эВ. Плазма со скоростью 10^7 см/с расширялась из фокусного пятна на поверхности стальной мишени. Зафиксировано около 20 000 дуговых кратеров, образовавшихся за время разлета плазмы (несколько сотен наносекунд). Размеры их уменьшались с увеличением расстояния до фокусного пятна, минимальные размеры составляли 0,5—2 мкм в диаметре и 3—6 мкм в глубину. Кратеры от дуг, горящих вблизи фокусного пятна в течение большей части времени существования лазерной плазмы, имели диаметр 30—40 мкм. В них наблюдались кратеры меньшего размера, появившиеся, вероятно, к концу взаимодействия плазма — поверхность. Дуги приводили к сильной эрозии поверхности, при этом часть эродированного материала снова осаждалась на поверхности в слабо-связанной форме.

В работах [8, 9] использовались импульсный неодимовый и CO_2 -лазеры с энергией 0,0075 и 10 Дж и длительностью 25 нс. Пучок фокусировался. На рис. 12.2 показана эрозия стенки из нержавеющей стали под действием луча лазера с интенсивностью излучения $5,4$ мВт/см². На стенке видны кратеры, образованные униполярной дугой. Отверстие в центре является испускающим электроны «катодом» дуги, а кольцо на краю кратера — «анод», т. е. область, принимающая электроны. Кратеры имеют различные размеры. У дуг, горящих дольше, кратер с большим внешним диаметром. Кратковременно горящие дуги имеют отверстия в центре кратера с диаметром 0,5—1 мкм. Глубина отверстия 3—6 мкм. При использовании CO_2 -лазера (длина волны 10,6 мкм) наблюдается тот же эффект. Это говорит о том, что униполярная дуга — это не эффект самофокусировки, а взаимодействие плазмы со стенкой. Кратер, увеличенный в размере, показан на рис. 12.3.

При анализе результатов работы [9] обращает на себя внимание низкий порог появления эрозии $<10^7$ Вт/см². Простые оценки показывают, что для нагрева поверхности полубесконечной мишени за время $<10^{-7}$ с необходимо 10^8 — 10^9 Вт/см², если принять, что коэффициент поглощения энергии 10—15 %. Поэтому во многих моделях образования плазмы необходимо рассматривать нагрев не мишени, а отдельных теплоизолированных дефектов, диэлектрических пленок, частиц примеси, оксидных слоев, десорбции газа и т. д.

Оценим интенсивность излучения, необходимую для испарения пленки за время t . Пусть ρ — плотность пленки, Δ — ее толщина, α — коэффициент поглощения, J — интенсивность лазерного излучения. Тогда для $\alpha\Delta \ll 1$ получим $J \geq \rho q / \alpha t$, где q — теплота испарения массы пленки. Это выражение верно, если

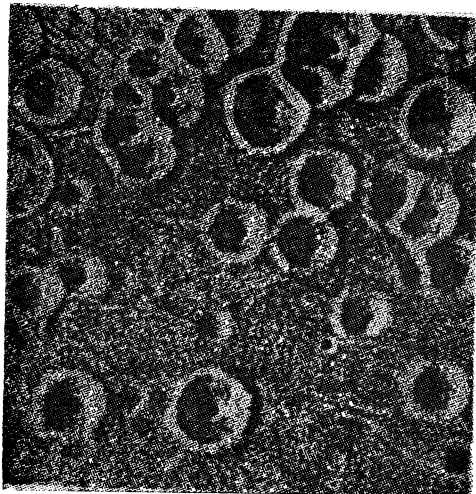


Рис. 12.2. Микрократеры униполярной дуги на стальной подложке, инициируемые лазерным импульсом с плотностью мощности $5,4 \text{ МВт/см}^2$

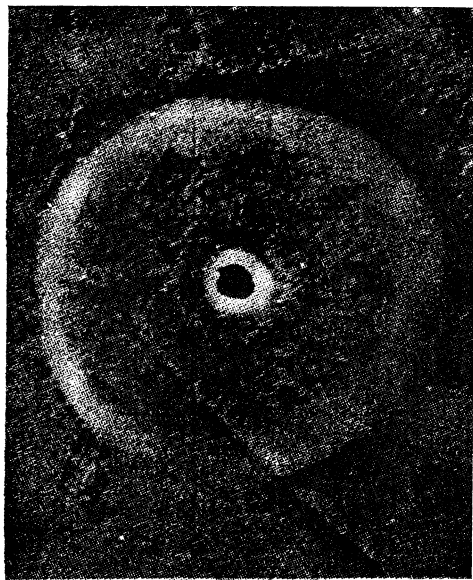


Рис. 12.3. Кратер униполярной дуги на поверхности катода

нет отвода тепла в подложку за счет теплопроводности, т. е. при $(at)^{1/2} < \Delta$, где a — температуропроводность пленки. Для пленок оксидов или органических загрязнений $\rho q = 10^3 - 10^4$ Дж/см³, для CO₂-лазера $\alpha = 10^3 - 10^4$ см⁻¹. Поэтому для $t \approx 10^{-7}$ с интенсивность $J \approx 10^7$ Вт/см². В работе [8, 9] низкий энергетический порог появления плазмы на подложке объясняется десорбцией газа с поверхности микровыступов. Этот газ ионизируется и усиливает электрическое поле на поверхности микровыступа за счет потока ионов на его вершину.

§ 12.3. УНИПОЛЯРНЫЕ ДУГИ В ТОКАМАКАХ

К настоящему времени следы униполярных дуг найдены в большинстве функционирующих токамаков. Обзоры исследований в этой области даны в [2—4]. Схемы типичных токамаков приведены на рис. 12.4 [2]. С нашей точки зрения, наибольший интерес представляет взаимодействие плазмы со стенкой тора и диафрагмой, которые обычно изготавливаются из немагнитной нержавеющей стали. Камера токамака откачивается безмасляным насосом до 10^{-7} мм рт. ст.

Обычно характерные следы от униполярных дуг остаются на всех контактирующих с плазмой поверхностях: диафрагмах, элементах конструкции, датчиках, зондах и т. д. Такие следы наблюдались на поверхности нержавеющей стали, графите, молибдене, алюминии, вольфраме, серебре, золоте. Типичный трек униполярной дуги показан на рис. 12.5 [3, 10]. Он очень напоминает трек обычной вакуумной дуги для пятен второго типа.

Катодные следы на поверхностях, параллельных тороидальному магнитному полю, представляют собой разветвленные линии, а на поверхностях, перпендикулярных тороидальному магнитному полю, — неразветвленные. Как и в вакуумной дуге, катодные пятна движутся в направлении, противоположном амперовской силе. Под микроскопом видно, что встречаются следы двух видов [4]: неглубокие, отличающиеся от остальной поверхности только окраской, и представляющие собой оплавленные кратеры, более или менее часто расположенные вдоль следа. Длина следа обоих видов колеблется от 1 мм до 1 см. Ширина следов второго вида 10—100, глубина 1—10 мкм.

Вероятность образования дуг зависит от наличия на поверхности диэлектрических загрязнений (масла или оксидов). Наиболее часто дуги образуются на вновь введенных поверхностях, но после некоторого периода работы в плазме поверхность очищается и дуги возникают реже. Эффект постепенной очистки, состоящий в уменьшении количества дуг, продемонстрирован на ряде токамаков, а также в модельных экспериментах в ВЧ-разряде [4]. В этих экспериментах для последовательного зажигания дуг требовалось возрастающее напряжение между об-

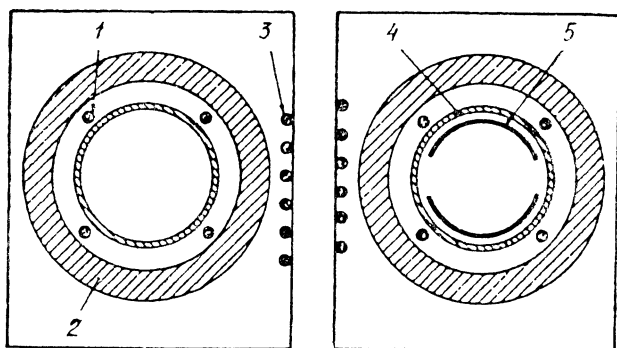


Рис. 12.4. Типичная схема токамака:

1 — катушка вертикального поля, 2 — катушка тороидального поля, 3 — первичная обмотка, 4 — тор, 5 — ограничитель

разцом и вакуумной камерой. Количество дуг при этом резко падало. О быстрой очистке поверхности в разрядах токамака свидетельствуют результаты, полученные для 12 последовательных разрядов: количество дуг на алюминиевом образце к концу эксперимента сократилось, особенно в тени диафрагмы. В последнем случае по мере очистки поверхности их меньше, но на границе с плазмой даже после сотен разрядов их число заметно не сокращается. Результаты изучения зависимости дугообразования от частоты поверхности молибденового зонда, проведенного на малом токамаке, показали, что интенсивность очистки путем прогрева при температуре, близкой к температуре плавления, подавляет дугообразование даже при глубоком введении зонда в плазму. Нанесение загрязнений на предварительно очищенную поверхность провоцирует зажигание дуг не только в неустойчивой (оксидная пленка), но и в устойчивых стадиях разряда (угольная пыль).

Следы механической обработки, царапины, раковины на поверхности служат местами привязки униполярных дуг. Но эффект неровности поверхности двойственный: с одной стороны, усиливается дугообразование, а с другой — может уменьшиться скорость эрозии, поскольку на неровной поверхности чаще наблюдаются пятна с меньшей эрозией и с большей скоростью движения. Таким образом, это аналогично пятнам первого и второго типа обычных вакуумных дуг.

Для изучения униполярных дуг в токамаках использовалось несколько методов наблюдений: обследование поверхности движущихся около окна или щели образцов, регистрация спектральных линий материала образца, измерение токов между специальными дуговыми зондами или диафрагмами и вакуумной камерой. Применение одновременно нескольких методов наблюдений позволило установить, что существует корреляция между

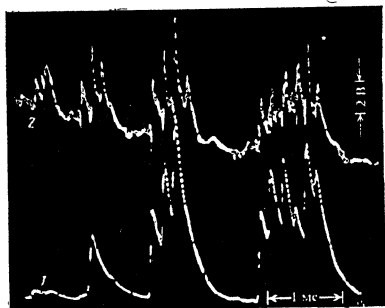
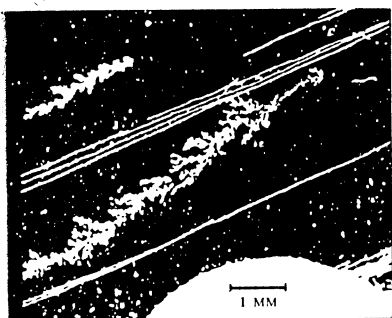


Рис. 12.5. Трек катодного пятна униполярной дуги на датчике в установке DITE [3]

Рис. 12.6. Корреляция оптического сигнала (линия TiI) (1) и всплесков на линии обхода (2)

протеканием импульсов тока между зондом и камерой и появлением дуг.

В устойчивых разрядах сигналы от дуг (ток или соответствующий оптический сигнал) наблюдаются только в начальной стадии нарастания тока. В неустойчивых разрядах дуги существуют в течение всего разряда, причем дуговые токи хорошо коррелируют с возникновением МГД-неустойчивостей. Дуги появляются также при инъекции нейтрального газа. В «спокойных» разрядах появление МГД-активности плазмы тоже сопровождается возникновением дуг. Появление тока дуг сопутствует движению плазмы в направлении зонда [4].

В начальной стадии разряда возникают неустойчивости, когда коэффициент запаса устойчивости на диаграмме принимает целочисленные значения. При этом на напряжении обхода появляются положительные всплески. В обзоре [4] приводятся результаты, полученные Годалом, показывающие, что возникновение дуг коррелирует с этими всплесками (рис. 12.6). Варьированием тороидального магнитного поля при различных плотностях плазмы в этих экспериментах удалось воздействовать на интенсивность и время появления дуг.

Вероятность их образования падает по мере удаления от границы плазмы (рис. 12.7). Введение в тень диафрагмы еще одной диафрагмы заметно уменьшило формирование дуг на дуговом зонде при сохранении вида зависимости количества заряда, протекающего в электрических дугах, от положения зонда по малому радиусу. На некотором радиусе следы резко обрываются, что свидетельствует о критических условиях для образования дуг. В результате электрических измерений, проведенных на токамаках, установлены длительность дугового импульса, достигающая 100 мкс, и амплитуда — 100 А. Наиболее сильные

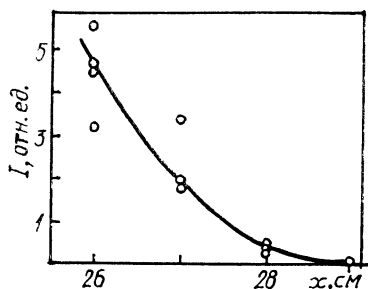


Рис. 12.7. Вероятность появления дуг в зависимости от расстояния от границы плазмы

токи зарегистрированы в том случае, когда положение дугового зонда по малому радиусу такое же, как у края диафрагмы.

Авторами [4] проведены оценки токов и длительностей электрических дуг по следам на молибденовом зонде токамака DITE. На поверхностях зонда, параллельных тороидальному магнитному полю, наблюдались следы двух видов. На внутренней стороне, обращенной к центру тора, остались линейные поверхностные следы с единичными оплавленными кратерами со средним диаметром 2 мкм и средней энергией около $1 \cdot 10^{13}$ атомов на 1 см следа. На внешней стороне линейные следы представляли собой цепочку кратеров диаметром 2—9 мкм глубиной до 2 мкм со средней эрозией примерно $1 \cdot 10^{14}$ атомов на 1 см трека. Для оценки тока на одно пятно и средней скорости движения пятен диаметр и глубина кратеров сравнивались с координатами изотерм плавления при различных плотности теплового потока и времени воздействия теплового источника. В случае плоских кратеров использовалось решение уравнения теплопроводности для стержня. Дополнительно привлекались литературные данные о значениях параметров катодного пятна: катодного падения, порогового тока, максимальной средней скорости движения. Нижний предел последней оценивался по длине следов и длительности разряда DITE. В результате сравнения расчета с экспериментальными данными определен диапазон токов и скоростей движения пятен для следов на внешней стороне зонда: 5—10 А и $(0,3—1) 10^4$ см/с.

Наиболее общий вывод из результатов исследования дуг в токамаках заключается в том, что самые интенсивные дуги возникают при нарушении устойчивости разряда. По мнению Мак-Кракена [11], одной из причин этого является увеличение плотности плазмы около стенок, сопровождающее неустойчивость. В то время, как в устойчивой стадии разряда при плотности плазмы $1 \cdot 10^{12}$ см⁻³ дуг не возникает, в неустойчивой стадии плотность может возрасти на порядок величины, что повышает вероятность дугообразования.

Присутствие загрязнения на катодной поверхности влияет на тип катодного пятна и, следовательно, на его эрозионный след. В зависимости от толщины оксидной пленки на поверхно-

сти нержавеющей стали получены три вида следов со средними диаметрами оплавленных кратеров 0,3; 2 и 20 мкм. Авторами [4] оценен коэффициент электропереноса для катодных пятен на зонде DITE. Для следов, состоящих из оплавленных кратеров, коэффициент по порядку величины совпадает с измеренным в вакуумной дуге, но для поверхностных следов — меньше на порядок.

Ток дуг может в несколько раз превосходить суммарный поток ионов на стенки. При этом эффективная эрозия составляет 0,2—0,3 атома на ион, т. е. много больше распыления этими ионами. За один разряд на 1 см² поверхности стенки токамака осаждается в среднем 10¹³—10¹⁴ атомов. Это количество может быть объяснено дуговой эрозией, если дуги существуют менее 10 % времени разряда. Оценка общего количества примеси, поступающей в плазму из катодных пятен в одном разряде, дает для DITE величину 10¹⁹ атомов Mo или Ti и для токамака PLT — 3·10¹⁹ атомов C. Дуговая эрозия может дополняться самораспылением, производимым ионами материала диафрагмы, которые поступают из пятна в плазму, нагреваются в ней и бомбардируют стенки и диафрагму. Причем ионы набирают добавочную энергию, проходя ленгмюровский скачок потенциала.

В реакторе-токамаке потери тепла и частиц из плазмы на стенку должны быть на один-два порядка больше, чем в существующих крупных установках. Не исключено, что униполярные дуги окажутся в этих условиях серьезным отрицательным фактором. В качестве примера приведем оценку дуговой эрозии диверторных пластин для реактора масштаба ИНТОРа [4]. Можно ожидать, что плотность движущихся катодных пятен на пластине будет так велика, что опирающиеся на них трубки пониженного потенциала соприкоснутся друг с другом и потенциал всей плазмы диверторного слоя будет близок к напряжению катодного падения. Условия существования униполярных дуг в этом случае соответствуют указанным в [1].

Излучение примесей приводит к охлаждению электронов и уменьшает величину возможного дугового тока. Однако, если даже излучение будет уносить 80 % энергии, поступающей в диверторный объем, то и тогда ток дуг может достигать сотен килоампер. Если бы на диверторных пластинах загорелось максимально возможное число дуг, эрозия достигла бы 10²³ атомов в секунду для пластин из нержавеющей стали или несколько единиц на 10²² атомов в секунду для пластин из вольфрама. Величина, на один-два порядка меньшая, т. е. на уровне эрозии диафрагмы в современных крупных токамаках, будет все же слишком большой для реактора, если учесть его длительную работу. При высокой эффективности дивертора основная часть этих атомов может не выйти за пределы диверторной камеры, однако эрозия пластин окажется значительной. В связи с этим актуален поиск путей к уменьшению образования дуг. В лите-

ратуре указываются такие способы, как очистка поверхности, выбор подходящих материалов, уменьшение температуры и плотности плазмы вблизи стенок, а также поверхности боковых стенок трубок, питающих одну дугу [4].

§ 12.4. О МЕХАНИЗМЕ УНИПОЛЯРНЫХ ДУГ

Приведенные факты указывают на то, что функционирование униполярных дуг во многом аналогично таковому обычных вакуумных дуг. Об этом говорит равенство токов и катодных падений потенциала, влияние диэлектрических загрязнений на стенке на тип пятен, а также царапин на место привязки пятна, аномальное движение пятна и т. д. Поэтому есть все основания утверждать, что фундаментальную роль в униполярной дуге играют эктоны.

В [12] на основе анализов результатов по инициированию взрывной эмиссии на катоде высказано предположение, что униполярная дуга — это постоянно появляющиеся и исчезающие микровзрывы. Причем инициирование микровзрывов обусловлено ионной зарядкой и пробоем диэлектрических пленок и включений на стенке. Швирцке [8] при анализе инициирования униполярных дуг под действием лазерной плазмы показал, что в пристеночном слое электрическое поле $E > 10^7$ В/см, что может вызвать инициирование эктона током АЭЭ. В [9] для объяснения инициирования катодного пятна униполярной дуги использована идея [13] об усилении электрического поля на поверхности эмиттера за счет ионизации десорбированного газа с поверхности микровыступа.

По нашему мнению, униполярный механизм — одно из свойств функционирования эктонов. При обсуждении механизма самоподдержания катодного пятна вакуумной дуги мы предположили, что значительный вклад в плотность тока, приводящую к самоподдержанию эктона, вносят обратные электроны, т. е. электроны, которые из катодной плазмы возвращаются в эмиссионный центр [14]. В этой связи в работе [14] сказано: «Следует отметить следующий факт. Значения обратного тока быстрых электронов из плазмы на катод оказались больше тока ионов, причем величина плотности потока энергии обратных электронов составляет 10^7 — 10^8 Вт/см², что может обеспечить разогрев катода до высоких температур и вызвать интенсивную термоэмиссию. Наиболее высокие температуры поверхности металла достигаются в центральной области пятна. С удалением от центра пятна температура катода должна падать, приводя к уменьшению термоавтоэмиссионного тока. Поэтому естественно предположить, что на периферии катодного пятна вклад в суммарную плотность тока от быстрых плазменных электронов превалирует над ионным и термоавтоэмиссионным слагаемыми и часть полного тока, текущего через центр пятна, замыкается

на катод обратными электронами из плазмы. Аналогичная ситуация наблюдается в униполярных дугах. Подобное предположение открывает перспективы в объяснении обратного движения катодного пятна в тангенциальном к поверхности магнитном поле: снос периферийной плазмы в направлении силы Ампера $[jH]/c$ будет соответствовать наблюдаемому движению пятна».

Этот вывод нашел подтверждение в математическом моделировании эктона, о чем мы говорили в § 11.6. На рис. 11.9 показаны линии обратного тока, которые имеют место при функционировании эктона. В [15] при расчете катодного падения потенциала и свойств катодной плазменной струи установлено следующее. Тепловая скорость электронов много больше их дрейфовой скорости, благодаря чему электроны свободно перемещаются во всех направлениях в пределах объема струи, который определяется геометрией разлета ионов. Часть электронов, имеющих достаточно высокие тепловые скорости (соответствующие «хвосту» максвелловского распределения), преодолевают разность потенциалов между боковой поверхностью струи и катодом. Ток, переносимый этими электронами, может замыкаться только сам на себя через эмиссионную зону, образуя в окрестности эмиссионного центра токовое кольцо (или, точнее, тороид) (см. рис. 11.9). Для того чтобы часть тока могла пойти по направлению к аноду, потенциал вдоль струи должен возрасти достаточно быстро до величины, запирающей обратный ток электронов. Точнее, поскольку в переносе тока участвуют также ионы, потенциал плазмы вдоль струи стремится к плавающему потенциалу относительно катода. Подъем потенциала вдоль струи имеет омическую природу, т. е. обусловлен проходящим током. Однако помимо электрического поля существенный вклад в токоперенос дает градиент электронного давления. С учетом этих двух факторов падение напряжения на медной плазме в 20—30 В соответствует плотности тока в основании струи более 10^8 А/см², что хорошо согласуется с экспериментом и с эрозийной моделью эмиссионного центра. Меньшая плотность тока приводит к меньшему падению напряжения и такому увеличению обратного электрического тока, что он формально превышает эмиссионный ток, чего не может быть. В действительности в такой ситуации плазма обедняется электронами, ее потенциал возрастает до значения, обеспечивающего необходимое превышение эмиссионного тока над закольцованным. Доля последнего в общем токе эмиссии растет с его уменьшением. При малых токах дуги ток эмиссии может быть достаточно большим, при этом основная часть тока закольцована. Этим можно объяснить большие кратеры при малых токах дуги.

Таким образом, есть основание предполагать, что в ряде случаев свойство униполярности является не только макроскопическим эффектом, а присутствует в микроскопическом эффекте функционирования самого эктона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Robson A. E., Thonemann P. C. An Arc Maintained on an Isolated Metal Plate // Proc. Phys. Soc. 1959. V. 73. P. 508.
2. McCracken G. M., Stott P. E. Plasma-Surface Interaction in Tokamaks // Nuclear Fusion. 1979. V. 19, N 7. P. 889—981.
3. Ecker G. The unipolar arc — does it exist // Proceedings XVI International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Dusseldorf, 1983. P. 9—24.
4. Зыкова Н. М., Недоспасов А. В., Петров В. Г. Униполярные дуги // ТВТ. 1983. Т. 21, вып. 4. С. 778—787.
5. Wieckert C. Plasma Induced Arcs // J. Nucl. Mat. 1978. V. 76—77. P. 499.
6. Hothker K., Bieger W., Hartwig H. et al. Plasma Induced Arcs in a RF Discharge // Ibid. 1980. V. 93—94. P. 785.
7. Tien J. K., Panayotov N. F., Stevenson R. D., Gross R. A. Unipolar Arc Damage of Materials in a Hot Dense Deuterium Plasma // Ibid. 1978. V. 76—77. P. 481.
8. Schwirzke F., Taylor R. J. Surface Damage by Sheath Effects and Unipolar Arcs // Ibid. 1980. V. 93—94. P. 780—784.
9. Schwirzke F. Vacuum Breakdown on Metal Surface // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19, N 5. P. 690—696.
10. Маeno M., Ohtsuka H., Yamamoto S. et al. // Mechanism of Unipolar Arcs in Tokamaks // Nucl. Fusion. 1980. V. 20, N 11. P. 1415—1419.
11. McCracken G. M. A Review of the Experimental Evidence for Arcing and Sputtering in Tokamaks // J. Nucl. Mat. 1980. V. 93—94. P. 785.
12. Mesyats G. A. Microexplosions on a cathode aroused by plasma — metal interaction. Plasma surface interactions in controlled fusion devices. North Holland, Amsterdam, 1984. P. 618—621.
13. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, вып. 2. С. 265—302.
14. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г., Федосов А. И. О механизме самоподдержания катодного пятна вакуумной дуги // ЖТФ. 1985. Т. 55, № 11. С. 2270—2273.
15. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. О величине катодного падения потенциала вакуумной дуги // ДАН СССР. 1990. Т. 310, № 2. С. 344—348.

§ 13.1. О РОЛИ ЭКТОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

В последующих главах мы рассмотрим роль эктонов в газовых разрядах. Поэтому крайне важно иметь общее представление о том, как разряд влияет на состояние поверхности электродов и в первую очередь на катод, а также, как состояние поверхности катода отражается на разряде. С одной стороны, присутствие газа и плазмы облегчает появление эктонов, способствуя концентрированию энергии в микрообъемах электродов, а с другой — микровзрыв на электроде не сопровождается быстрым ростом тока из-за препятствия в виде атомов и молекул газа, встречающихся на пути у заряженных частиц. Вследствие этого в газовом разряде вначале, как правило, возникают несамоподдерживающиеся эктоны (н-эктоны), а потом в результате процессов газового разряда создаются условия для самоподдерживающихся эктонов (с-эктонов). Поэтому, говоря о роли эктонов в газовых разрядах, мы в первую очередь будем искать причину инициирования н-эктонов, а потом — причину роста тока, которая приводит к образованию с-эктонов и при достаточно большой мощности источника — к появлению дуги в газе. Однако прежде чем приступить к решению этих задач, рассмотрим, что происходит с электродами в газовом разряде.

§ 13.2. О СВОЙСТВАХ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В РАЗРЯДЕ

Процесс приготовления чистых электродов для экспериментов в газах и в вакууме включает одни и те же технологические операции. Поэтому все, что было сказано в главе 2 относительно изменения микрогеометрии поверхности при обезгаживании, механической обработке, электролитической полировке и т. д., относится и к электродам, приготовленным для экспериментов с газовыми разрядами. Однако присутствие газа в кювете и наличие разряда оказывают дополнительное воздействие на электроды. Например, окисление практически полностью меняет их поверхностные свойства. Изменение ми-

крорельефа и химического состава поверхностного слоя способствует протеканию тока разряда. При этом химически активные частицы могут образовываться в результате как поверхностных явлений, так и объемных процессов при плазмохимических реакциях. Применение спектрально чистых благородных газов и газопоглотителей для удаления примесей, выделяющихся из стенок кюветы и из электродов, уменьшает воздействие газовой среды на поверхность катода. В таких условиях удается тщательным обезгаживанием и распылением катода в тлеющем разряде предотвратить образование оксидных пленок [1—3]. Тем не менее геометрическая структура катода претерпевает сильные изменения.

При разрядах с локализацией тока на катоде (искровой, дуговой и др.), а также при наличии эктонов и микровзрывов происходит эрозия катода с образованием кратеров [4—6] за счет тепловых процессов вследствие джоулева разогрева. Однако изменение микрогеометрии имеет место и при объемных формах разряда за счет так называемого ионного распыления. Различают физическое и химическое распыление [7]. Последнее происходит тогда, когда ион и материал мишени образуют летучее соединение. В этом случае кинетическая энергия падающего иона не играет существенной роли. Физическое распыление, обусловленное столкновением между падающим ионом и атомом кристаллической решетки, зависит от энергии падающих ионов. Катодное распыление принято характеризовать коэффициентом k_p , который равен отношению числа распыленных атомов N_a к числу ионов N_i , упавших на поверхность мишени за то же время. Нетрудно показать, что масса распыленного вещества определяется из формулы

$$m = itm_a k_p / e, \quad (13.1)$$

где i — ток ионов; m_a — масса атома мишени; t — время, а толщина слоя распыленного металла — из формулы

$$h = jt m_a k_p / e \rho, \quad (13.2)$$

где ρ — плотность металла; j — плотность тока ионов.

Коэффициент распыления k_p обычно определяется в экспериментах по взаимодействию мишени с пучками ионов, поэтому можно говорить только о приближенной оценке параметров распыления металла в газовом разряде [7]. Это объясняется тем, что, во-первых, в разряде есть ионы разной энергии, во-вторых, на катод могут попадать как одно-, так и многозарядные ионы. В-третьих, в общем токе заряженных частиц на катоде есть электронная компонента, обусловленная вторичной ионно-электронной эмиссией с катода.

Физическое распыление происходит только в том случае, если энергия налетающего иона превышает пороговое значение

Таблица 13.1

Элемент	Ne ⁺	Ar ⁺	Kr ⁺	Xe ⁺	Hg ⁺
Be	12	15	15	15	—
Al	13	13	15	1,0	1,0
Ti	22	20	1,0	1,0	25
Fe	—	14	—	—	—
Ni	23	21	25	20	—
Cu	1,0	1,0	16	15	20
Mo	24	24	2,0	2,0	32
Ag	12	15	15	1,0	—
Au	20	20	20	1,0	—

W_{π} , при котором ион может выбить атом из твердого тела. Если принять, что энергия связи атома с поверхностью равна энергии сублимации W_c , то получим выражение

$$W_{\pi} = \mu W_c = [4m_a m_i / (m_a + m_i)^2] W_c, \quad (13.3)$$

где μ — коэффициент аккомодации, определяющий максимальную энергию, которую ион может передать атому. Поскольку W_c лежит в пределах 1,4—8,7 эВ/ат, для сочетаний атом — ион, в которых $\mu \approx 0,9$, можно ожидать значения пороговой энергии 1,5—9 эВ. В табл. 13.1 представлены пороговые энергии (эВ) распыления для различных ионов и металлов [8]. При превышении W_{π} в области относительно небольших энергий ионов (до 1 кэВ) коэффициент распыления увеличивается. На рис. 13.1 приведены коэффициенты распыления железа (а), меди (б), молибдена (в) и никеля (г) под действием ионов ксенона, криптона, аргона и неона. Более полные сведения о составе атомов, выбиваемых из металла, об энергетическом распределении выбитых частиц, а также зависимости коэффициента от угла падения иона имеются в книге [8]. В явлении катодного распыления нас главным образом интересует состояние поверхности после ее обработки ионным пучком.

Выбирая режим обработки, можно достигнуть двух прямо противоположных результатов: образования на катоде оксидной или полимерной пленок и, наоборот, очистки поверхности катода в результате ионного травления. Если на катоде присутствуют остатки вакуумных масел и органических загрязнений, то под действием ионного пучка происходит их полимеризация. Наличие окисляющих молекул, адсорбированных на катоде, приводит к образованию оксидов. Для очистки поверхности под действием ионов необходимо, чтобы количество распыляемого вещества в единицу времени значительно превосходило количество адсорбирующихся газов. С учетом того, что поток адсорбированных атомов на поверхность

$$I = 3,5 \cdot 10^{22} p \gamma / (\mu_0 T)^{1/2}, \quad (13.4)$$

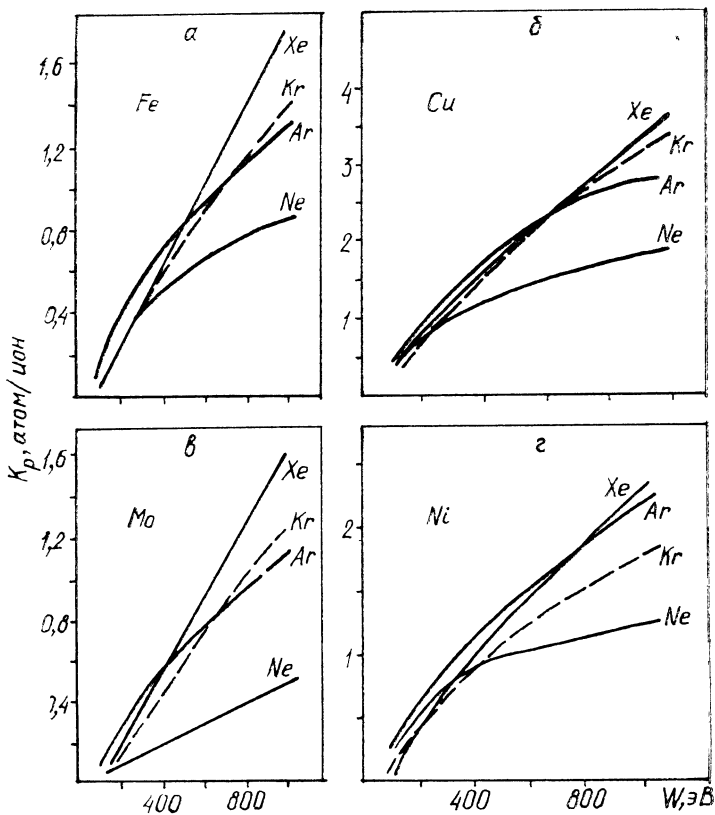


Рис. 13.1. Зависимость коэффициента распыления металлов от энергии падающих ионов.
Пояснения в тексте

где μ_0 — молекулярная масса газа; T — температура, К; p — давление, мм рт. ст.; γ — вероятность адсорбции молекул, получим условие для режима очистки поверхности в следующем виде:

$$j \gg 5,6 \cdot 10^3 p \gamma / k_p (\mu_0 T)^{1/2} \quad (13.5)$$

(j — плотность тока ионов, А/см²).

Из неравенства (13.5) следует, что для очистки катода необходимо повышать плотность тока ионов, коэффициент распыления и понижать остаточное давление газа. Так, если в кислороде принять $k_p=1$, $\gamma=1$, $p=10^{-1}$ мм рт. ст., $T=300$ К, то получим $j \gg 6$ А/см². Этот пример показывает, что для разумных плотностей тока тлеющего разряда режим очистки соответствует меньшим давлениям газа, чем $p=10^{-1}$ мм рт. ст. Однако данная оценка не учитывает температурного разогрева материала-

ла катода. Кроме того, зажигание разряда в чистых благородных газах также позволяет работать при более высоких давлениях. Окисление, формирование полупроводящих пленок и другие химические реакции, сопровождающие ионную бомбардировку катода, исследовались довольно подробно с точки зрения получения покрытий на поверхности металла [8]. В работе [9] описано окисление Al, Fe, Cu, Mg, Zn в тлеющем разряде в кислороде при $p=0,8$ мм рт. ст., $U=300-400$ В, $i=12$ мА. Установлено, что толщина оксидных пленок Cu_2O , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , MgO достигает $160-400$ Å. Возможность образования оксидов благородных металлов Ag_2O , PtO , PtO_3 показана в [10, 11].

Ионное травление металлов, т. е. бомбардировка в целях очистки поверхности, также широко используется как один из методов обезгаживания. Получаемый микрорельеф катода при этом зависит от условий воздействия ионов на катод. Удаление поверхностных слоев вещества происходит в несколько стадий: вначале поверхность очищается от загрязнений, затем в результате распыления проявляется зернистая структура поликристаллов. На этой стадии, особенно при плотностях тока примерно 10^{-3} А/см² и напряжении около 10^3 В, удаление атомов металла происходит неравномерно. Поверхность катода оказывается покрытой коническими выступами высотой до 20 мкм и бороздками вдоль границ раздела зерен кристаллической структуры [8]. Наряду с конусами и бороздками на поверхности образуются углубления, называемые ямками травления [12, 13]. Их поперечные размеры составляют 10—20, а глубина — 5 мкм.

При наличии такой негладкой структуры реализуются высокие коэффициенты усиления электрического поля на микровыступах и высокая плотность тока автоэмиссии. В этом отношении показательные результаты, полученные при исследовании электрической прочности вакуумных промежутков после обработки молибденовых катодов тлеющим разрядом [1, 2]. Типичные режимы тренировки соответствовали давлению аргона 10—50 мм рт. ст. и плотности тока до 0,1 А/см². Примеси, поступающие из электродов, эффективно поглощались молибденом, распыленным на стенках колбы, где происходил разряд. Состояние поверхности контролировалось измерением токов после-разрядной эмиссии. Плотности токов, равные $10^{-18}-10^{-19}$ А/см², позволили сделать вывод, что поверхность была очищена от диэлектрических загрязнений. Но поскольку на катоде имелось много выступов, в вакууме 10^{-9} мм рт. ст. регистрировались большие токи автоэмиссии. Для оплавления выступов применялся нагрев электродов электронным пучком, производимым непосредственно в вакуумном объеме при переплюсовке электродов. В результате такой обработки получены без пробоя напряженности поля до 10^6 В/см.

Таким образом, ионная бомбардировка в тлеющем разряде

дает возможность получить свободную от оксидных пленок поверхность, но не всегда позволяет получить поверхность без микровыступов. Уменьшение влияния последних производится путем их затупления при нагревании. Кроме того, используется метод кондиционирования током в полувакууме, т. е. длительное выдерживание электродов под высоким напряжением при давлении инертных газов 10^{-3} — 10^{-4} мм рт. ст. и токах 100 мкА. Эффект уменьшения токов эмиссии здесь обусловлен удалением наиболее острых выступов при ионной бомбардировке. В отличие от распыления в тлеющем разряде при довольно высоких давлениях, в случае кондиционирования при низких давлениях и высоких напряжениях имеет место, по-видимому, избирательная бомбардировка выступов ионами.

§ 13.3. АДСОРБЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

О роли газа, адсорбированного на катоде в процессе инициирования эктонов, мы уже говорили в главе 2 первой части монографии. В этом разделе рассмотрим проблему адсорбции подробнее.

Поверхностной адсорбцией называют явление поглощения газа или паров жидкости поверхностью твердого тела [7]. С химической точки зрения, адсорбция — это атомы металла на поверхности, обладающие ненасыщенной валентностью. Это означает, что на поверхности твердого тела находятся участки, на которых обеспечивается химическая связь с адсорбированными частицами. При адсорбции происходит уменьшение поверхностной энергии. С ростом числа адсорбированных частиц снижается концентрация свободных химических связей. Количество частиц, достаточных для насыщения всех поверхностных связей, образует монослой. Обычно это достигается тогда, когда один адсорбированный атом приходится примерно на четыре атома поверхности [14], что соответствует плотности адсорбированных атомов примерно 10^{14} см⁻².

Связь адсорбированных частиц в монослое обусловлена химическими силами. Поэтому такой вид адсорбции называют химической адсорбцией, или хемосорбцией. Здесь адсорбированная молекула отдает или получает от поверхности электрон и может расщепляться на атомы и радикалы, которые связываются с поверхностью по отдельности. Это характерно для молекул кислорода, азота, водорода и др. Возможно также образование новых связей между радикалами в адсорбированном слое. При химической адсорбции энергия связи достаточно высока и достигает нескольких электронвольт на одну частицу.

Адсорбцию нужно рассматривать как динамический процесс, при протекании которого в равновесных условиях количество атомов, уходящих с поверхности в единицу времени за счет

Таблица 13.2

Металл	N ₂	H ₂	CO	C ₂ H ₄	C ₂ H ₂	O ₂
W, Ta, Mo, Ti, Zr, Fe, Ca, Ba	+	+	+	+	+	+
Ni, Pt, Rh, Ph	—	+	+	+	+	+
Cu, Al	—	—	+	+	+	+
K	—	—	—	—	+	+
Zn, Cd, In, Sn, Pb, Ag	—	—	—	—	—	+
Au	—	—	+	+	+	—

теплового движения, равно числу вновь адсорбированных атомов. В равновесных условиях на единицу поверхности, окружающей газ, в единицу времени падает $nv/4$ молекул, где n — концентрация газа; v — средняя скорость молекул. При комнатной температуре и давлении 1 мм рт. ст. $n \approx 3,7 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $v \approx 4,5 \cdot 10^4$ см/с. Если принять вероятность прилипания к поверхности равной 0,5, то скорость адсорбции составит $2,5 \cdot 10^{20}$ частиц/(см·с). Таким образом, мономолекулярный слой при давлении 1 мм рт. ст. образуется приблизительно за 10^{-6} с. Из сказанного следует, что поверхность, находящаяся в газе, практически всегда покрыта хотя бы одним слоем атомов или молекул.

Твердое тело, на поверхности которого есть монослой адсорбированных атомов, уже не имеет свободных валентностей, поэтому образование новых слоев может происходить лишь за счет поляризационных сил Ван-дер-Ваальса. В таком случае говорят о физической адсорбции, поскольку обмена между валентными электронами атомов газа и металла не происходит. Энергия связи при физической адсорбции существенно ниже, чем при химической, и составляет доли электронвольта на один атом. При разрядах в вакууме наличие адсорбированных молекул и атомов в ряде случаев может существенно влиять на характер протекания тока. Например, существуют механизмы инициирования вакуумного пробоя, обусловленные поверхностной ионизацией [15, 16]. Кроме того, под действием потока электронов может происходить десорбция частиц с анода вакуумного промежутка, что тоже приводит к нарушению изоляции еще до того, как станет заметно испарение анода. Методы обезгаживания поверхностей электродов и других элементов вакуумной камеры, а также методы получения высокого вакуума позволяют уменьшить отрицательные, с точки зрения электрической прочности, явления, связанные с адсорбцией.

В газовом разряде избавиться от адсорбированных слоев практически невозможно. С одной стороны, влияния десорбции нейтральных частиц на разряд в газе следует ожидать лишь при низких давлениях, когда концентрация газа, наполняющего объем между электродами, недостаточна для развития в нем

Таблица 13.3

Система	W_* , ккал/моль	T_* , К	$T_{пл}$, К
O ₂ —W	155	3000	3653
O ₂ —Ni	130	2600	1726
O ₂ —Fe	75	1500	1808
N ₂ —W	95	2000	3653
N ₂ —Ta	140	2800	3303
N ₂ —Fe	40	800	1808
CO—Ni	35	700	1726
CO—Fe	32	650	1808
H ₂ —W	45	900	3653
H ₂ —Ta	45	900	3303
H ₂ —Ni	31	600	1726

Таблица 13.4

Система	$\Delta \phi$, эВ	Система	$\Delta \phi$, эВ
Pt—O	1,1—1,2	W—H	0,48—1,26
Pt—N	0,21	W—N	0,22—1,38
Pt—CO	0,24	W—CO ₂	1,0
Cu—H	0—0,27	Ni—H	0,1—0,34
Ag—H	0,34—0,49	Ni—CO	0,39—1,09
Ag—O	0,6	Ni—CO	0,5—1,4
Au—O	0,9—1,2	Ni—CO ₂	0,96
Ti—Cl	0,31	Fe—CO	1,33
Pd—O	0,9—1,25	Fe—H	0,4
W—O	0,6—1,9	—	—

Таблица 13.5

Система	$\Delta \phi$, эВ	T^* , К*	Система	$\Delta \phi$, эВ	T^* , К*
W—Na	2,78	373	Cu—Xe	0,67	83
W—K	2,90	—	Ni—Xe	0,7—0,9	83
W—Cs	2,90	1100	Ni—C ₂ H ₆	0,77	90
W—Ba	2,40	1100	Ni—C ₂ H ₄	0,88	83
W—Ne	0,15	4,2	Ni—Ar	0,03	77
W—Ar	0,7—0,8	4,2	Cu—CH ₄	0,14	83
Ti—Xe	0,84	83	Cu—C ₂ H ₆	0,69	83
Fe—Xe	0,66	83	Cu—C ₂ H ₄	1,20	83

* Температура катода.

ионизационных процессов. С другой — значительно большую роль, особенно при низких электрических полях, может играть поверхностная ионизация [16], так как появление хотя бы одного электрона на катоде промежутка оказывается достаточным, чтобы развивался разряд. Приведем некоторые сведения относительно изменения свойств поверхности металла с адсорбированным слоем газа.

Один и тот же газ по-разному вступает в реакцию химической адсорбции с различными металлами. Наиболее активен в этом отношении кислород, адсорбируемый практически на всех металлах. В табл. 13.2 приведены данные по свойствам различных комбинаций металл—газ [17] (знак плюс показывает наличие хемосорбции, а минус — ее отсутствие). Значения удельной теплоты хемосорбции W_* , характеризующие прочность связи адсорбции на поверхности металла, представлены в табл. 13.3 [17]. Здесь же приведены температуры T_* , при которых поверхность металла свободна от адсорбированных газов, и температуры плавления металла $T_{пл}$. Температуру T_* (К) можно оценить, зная теплоту химической адсорбции (ккал/моль), из соотношения

$$T_* \approx 20W_*. \quad (13.6)$$

При адсорбции атомов на поверхности металла изменяется работа выхода электронов из него. Электроотрицательные атомы, адсорбируясь, захватывают свободный электрон. В результате напряженность поля двойного электрического слоя вблизи металла повышается, что препятствует выходу электронов и приводит к увеличению работы выхода. Наличие на поверхности электроположительных атомов, например, вызывает снижение работы выхода материала катода.

Некоторые результаты измерений изменения работы выхода поликристаллической поверхности, покрытой моноатомным слоем адсорбированных веществ, увеличивающих работу выхода, представлены в табл. 13.4. Соответствующие ссылки на литературные источники и методы измерений имеются в обзоре [17]. Уменьшение работы выхода наблюдается при адсорбции элементов, применяемых при изготовлении катодов (бария, цезия и др.). Численные значения уменьшения $\Delta\phi$ приведены в табл. 13.5 [17].

§ 13.4. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ И ВКРАПЛЕНИЯ НА КАТОДЕ

Этот вопрос уже частично обсуждался в главе 2 первой части книги, когда мы говорили о роли диэлектрических пленок и вкраплений в процессе инициирования эктона в вакууме. Эта проблема стоит очень остро для газового разряда, так как, с одной стороны, наличие газа способствует увеличению

вероятности появления на катоде диэлектрических пленок и вкраплений, особенно, если это происходит в присутствии кислорода. С другой — в газовом разряде всегда есть плазма, при взаимодействии с диэлектрической пленкой приводящая к появлению эктона.

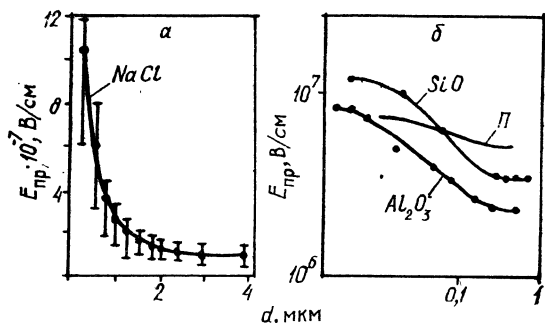
Как отмечалось, в атмосфере газов, способных окислять электроды, поверхность катода покрывается слоем оксидов. Помимо этого, на катоде могут быть загрязнения и диэлектрические вкрапления, остающиеся после полировки, а также диэлектрические вкрапления в самом материале катода, обнажающиеся после снятия поверхностного слоя электрохимической полировкой или ионным травлением [18, 19]. Прямой контроль за подобными загрязнениями катодной поверхности в газовом разряде затруднен, поэтому в литературе даже встречается термин «неконтролируемые диэлектрические вкрапления на поверхности катода». Тем не менее они имеют большое значение в различных типах разрядов.

Общеизвестно явление возникновения токов автоэмиссии при оседании ионов на диэлектрическую пленку (эффект Малтера). При достаточно высоких электрических полях, обусловленных электрическим зарядом ионов, внутри пленки диэлектрика возможен пробой. Если пленка диэлектрика присутствует на поверхности катода газоразрядного промежутка, то при высоком удельном сопротивлении ее внешняя поверхность заряжается потоком положительных ионов на катод. При достижении пробивного поля происходят пробой пленки и локальная эрозия катода в месте пробоя. Данный процесс может инициировать возникновение взрывной эмиссии в газовом разряде и приводить к формированию эктона и катодного пятна [20, 21]. Так как рассмотренное явление наблюдается во многих типах разрядов, то имеет смысл привести здесь некоторые сведения по пробую тонких диэлектрических слоев.

Большая часть результатов, по которым можно проследить количественные закономерности, получена на специально приготовленных диэлектрических пленках [22, 23]. Вначале на подложку напыляется металлический слой, а затем различными методами (термическим окислением, химическим осаждением из газовой фазы, диффузией) наносится слой диэлектрика: Al_2O_3 , SiO_2 , Si_3O_4 и др. Верхний электрод также часто является напыленным. Структура типа металл — диэлектрик — металл (МДМ) применяется в тонкопленочных конденсаторах, в ненакаливаемых катодах, в устройствах микроэлектроники.

Технология изготовления МДМ-структур позволяет обеспечить максимальную электрическую прочность диэлектрической пленки. Поэтому особое внимание обращается на режимы напыления, в которых подложка обладает максимальной геометрической неоднородностью, а материал диэлектрика не имеет сквозных и замкнутых пор. Тем не менее такой идеальной кар-

Рис. 13.2. Пробивная напряженность различных пленок в зависимости от толщины (П — полимерная пленка)



тины получить не удастся. Пленки SiO_2 и SiO_4 , приготовленные методом термического окисления, при типичной толщине 0,5 мкм имеют плотность пор на единицу поверхности 0,3—0,4 мм⁻² [22, 24]. Как показывают исследования микроструктуры напыленных слоев [25], пленки алюминия покрыты конусообразными выступами, достигающими высоты нескольких сотен ангстрем, с радиусом закругления около 100 Å. В связи с этим и пробивные напряженности тонких пленок имеют значительный разброс. Пробивная напряженность $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/d$, где d — толщина пленки; $E_{\text{пр}}$ — некоторая средняя величина, характеризующая не только ионизационные процессы в диэлектрике, но и состояние электродов [26].

Большое значение для получения достоверных результатов имеет также правильный выбор методики измерения пробивных напряжений [22, 27], поскольку $U_{\text{пр}}$ должно характеризовать пробой внутри пленки, а не возможное развитие разряда по каналам предыдущих пробоев или вдоль сквозных пор. Одной из твердо установленных зависимостей является увеличение пробивного поля при уменьшении толщины диэлектрика. Соответствующие кривые представлены на рис. 13.2 [22, 28]. Видно, что пробивная напряженность для монокристаллов каменной соли (рис. 13.2, а) на порядок выше, чем для Al_2O_3 и полимерной пленки (б). Это во многом связано со свойствами применяемых электродов. В первом случае в качестве электродов использовался насыщенный раствор NaCl в бутиловом спирте. При этом между электролитом и монокристаллом существует переходный слой, сглаживающий неровности на поверхности монокристалла. Во втором случае использовались обычные системы с напылением тонких пленок. Влияние геометрии электрода на пробивное напряжение демонстрируется также эффектом полярности, т. е. изменением пробивного поля в зависимости от того, какой из электродов является катодом.

Реализующиеся пробивные напряженности $E_{\text{пр}} > 10^6$ В/см позволяют предположить, что в механизм пробоя вносит вклад автоэмиссия электронов с микровыступов катода внутрь диэлектрика. В ряде моделей [26, 29] в качестве критерия пробоя вы-

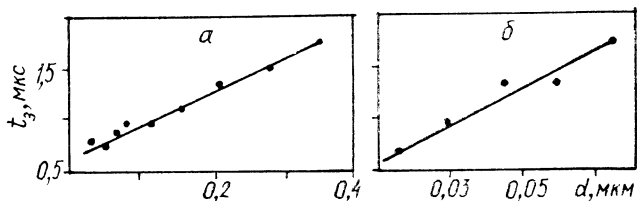


Рис. 13.3. Зависимость времени запаздывания импульсного пробоя от толщины диэлектрической пленки:

a — Al_2O_3 , $E_{\text{им}}/E_{\text{пр}}=1,25$; *b* — Ta_2O_5 , $E_{\text{им}}/E_{\text{пр}}=1,5$

бирается достижение некоторой критической плотности автоэлектронного тока, при которой происходит разогрев поверхности микровыступа и прилегающих к нему областей диэлектрика. В результате испарения металла и диэлектрика и развития ионизационных процессов ток и эрозия электродов увеличиваются. По существу, рассматриваемый процесс представляет собой акт возбуждения эктона на поверхности металла.

В импульсных разрядах зарядка диэлектрической пленки током ионов и соответственно повышение потенциала в диэлектрике до пробивного происходят в течение некоторого интервала времени от начала горения разряда. Помимо зарядки диэлектрика, может происходить сток заряда с него, например через объемное сопротивление или в результате незавершенных пробоев по поверхности.

Примем, что на единицу поверхности диэлектрика в единицу времени поступает заряд $dq/dt=j$, а сток происходит через объем диэлектрика с удельным сопротивлением κ . Тогда для изменения плотности заряда во времени запишем

$$dq/dt=j-(q/\epsilon_0\epsilon\kappa), \quad (13.7)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Поскольку напряженность поля $E(t)=q(t)/\epsilon_0\epsilon$, то, решая (13.7), получаем

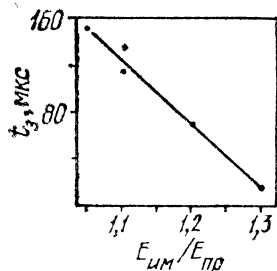
$$E(t)=j\kappa[1-\exp(-t/\kappa\epsilon_0\epsilon)]. \quad (13.8)$$

При $\kappa \rightarrow \infty$ имеем очевидную линейную зависимость напряженности поля, созданной зарядами, от времени:

$$E=jt/\epsilon_0\epsilon. \quad (13.9)$$

При рассмотрении процессов зарядки пленки во времени мы имеем аналогию с импульсным пробоем тонкопленочных МДМ-систем на косоугольных импульсах напряжения. Результаты измерений импульсных пробивных напряженностей и времен запаздывания пробоя тонких пленок приведены в [30—32]. Время запаздывания пробоя зависит от удельного сопротивле-

Рис. 13.4. Время запаздывания пробоя пленки SiO в зависимости от перенапряжения



ная напыленного электрода [31]. По-видимому, это связано с перераспределением приложенного потенциала при развитии ионизационных процессов между непосредственно диэлектриком и тонкопленочным электродом. Если удельное поверхностное сопротивление пленки менее 0,2 Ом на 1 мм² поверхности, то вольт-секундные характеристики не зависят от удельного сопротивления.

Электрическая прочность пленки возрастает с уменьшением длительности импульса, что обусловлено наличием времени запаздывания пробоя. Это время увеличивается при росте толщины пленки. Зависимости для пленок Al₂O₃ и Ta₂O₅ при перенапряжениях $E_{им}/E_{пр}=1,25$ и $E_{им}/E_{пр}=1,5$ представлены на рис. 13.3 [32]. С увеличением перенапряжения время запаздывания становится менее 10⁻⁷ с для $E_{им}/E_{пр}>1,3$ (рис. 13.4) [33]. Таким образом, достигаемые напряженности при импульсном пробое диэлектрических пленок ненамного превышают напряженности статического пробоя. Это значит, что при зарядке диэлектрической пленки ионами в импульсных разрядах разность потенциалов на пленке не будет превышать напряжение статического пробоя более чем в 1,3—1,5 раза.

§ 13.5. НАЧАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗА

13.5.1. ВРЕМЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ПРОБОЯ ГАЗА

При импульсном пробое газов между моментом приложения напряжения к промежутку и началом пробоя, обычно фиксируемого по резкому спаду напряжения, всегда имеется интервал времени, в течение которого проводимость в зазоре нарастает. Этот интервал называется временем запаздывания пробоя t_3 . Оно складывается из двух составляющих: статистического времени запаздывания t_c , в течение которого в промежутке появляется иницирующий электрон, и времени формирования пробоя $t_ф$. В зависимости от условий в предпробойной стадии соотношение между t_c и $t_ф$ может быть различным. Например, если используется интенсивное облучение промежутка светом от вспомогательного разряда, то легко добиться условий, при которых $t_c=0$ и измеренное время запаздывания равно времени формирования. Эксперименты в таких условиях позволяют получать определенную информацию относительно меха-

низма ионизационных процессов в стадии запаздывания пробоя [6, 34—36]. Однако при умеренных электрических полях $E \leq \leq (2-3) 10^5$ В/см и перенапряжениях, превышающих 20—50 %, в случае отсутствия подсветки промежутка время формирования запаздывания, так что измерение t_a позволяет судить о статистике возникновения иницирующих электронов в зазоре [36].

Если принять $t_\phi = \text{const}$, то функция распределения времен запаздывания пробоя имеет вид

$$N/N_0 = \exp[-(t - t_\phi)/t_c], \quad (13.10)$$

где N/N_0 — доля от общего числа пробоев N_0 со временем запаздывания t_a и более,

$$t_c = e\gamma/i \quad (13.11)$$

есть среднее статистическое время запаздывания; γ — вероятность того, что появившийся в промежутке электрон приводит к пробую; i/e — скорость появления электронов в зазоре (при возникновении электронов на катоде); i — ток иницирования электронов с катода. Если $t_\phi \ll t_c$, а $\gamma = 1$, то из наклона прямых $\ln N/N_0 = t/t_c$ можно найти t_c , а из (13.11) — ток электронов i . Данный метод широко используется для изучения природы иницирования начальных электронов в зазоре [37].

Один из каналов возникновения иницирующих электронов при любых электрических полях обусловлен внешней ионизирующей радиацией (включая космическое излучение, естественную радиоактивность материала и т. д.). Скорость появления электронов под действием внешней радиации составляет 1—10 эл/(см³·с). Это значит, что средние времена t_c должны быть порядка 10⁻¹. Действительно, предпринимая специальные меры, можно добиться таких времен при электрических полях $E > 10^5$ В/см [2, 3]. Однако в подавляющем большинстве случаев рассмотренный канал возникновения электронов не является определяющим. Иницирование электронов происходит, как правило, с поверхности катода, а ток i обусловлен состоянием поверхности и внешними условиями: напряженностью поля в зазоре, сортом газа, давлением и т. д. Соответственно и распределение статистического времени запаздывания пробоя характеризует эмиссионную способность катода газоразрядного промежутка. Ионизационные процессы в промежутке начинают развиваться тогда, когда на катоде появляется хотя бы один электрон. Отсюда ясно, что импульсная электрическая прочность газа определяется тем, насколько часто на катоде возникают иницирующие электроны. Поэтому для одних и тех же напряженностей поля импульсные пробивные напряжения в разных газах соизмеримы, хотя напряжения статического пробоя различаются в несколько раз.

Измерение времени статистического запаздывания — один из способов контроля состояния катодной поверхности в газе, широко используемый на практике. Анализ полученных результатов часто позволяет дать однозначную интерпретацию механизму иницирования начальных электронов в конкретных условиях. Эксперименты по измерению тока иницирующих электронов имеют особенности, из которых отметим наиболее важные.

1. Основным условием является исключение подсветки катода ультрафиолетовым излучением. Такая подсветка может возникнуть, например, за счет паразитного коронного разряда по поверхности изоляторов газоразрядной кюветы. Это особенно характерно для исследований разряда в наносекундном диапазоне времен, когда для уменьшения индуктивности размеры газовой кюветы выбираются минимальными. Поэтому обычно проводят измерения с малыми зазорами в доли миллиметра, при которых начальное напряжение оказывается небольшим.

2. Необходимо создать условия, чтобы предшествующие разряды минимально воздействовали на эмиссионные свойства катода при последующих разрядах, в частности, уменьшить или полностью избежать эрозии электродов при пробое. В этих целях обычно ограничивают ток пробоя. Например, в экспериментах [38, 39] при напряжениях 2—3 кВ применялось ограничительное сопротивление $2 \cdot 10^6$ Ом.

3. Для облегчения интерпретации результатов поле в промежутке должно быть однородным, а импульс напряжения — прямоугольным.

4. Необходимо удовлетворять условию $t_{\phi} \ll t_c$. Это легко проверяется по форме распределений времен запаздывания $\ln N/N_0 = t/t_c$, которые должны иметь вид прямых, выходящих из начала координат. При пробое сильно перенапряженных промежутков, когда t_{ϕ} и t_c соизмеримы, сложная функция распределения аппроксимируется формулой (13.10), что также позволяет определить t_c .

13.5.2. ЭКЗОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Термин экзоэлектронная эмиссия, или эффект Крамера, стали употреблять, когда обнаружили, что различные металлические и неметаллические кристаллы обладают способностью испускать ток после механических воздействий на них: обработки наждаком, растяжения, разрыва и т. д. Предполагалось, что эмиссия с нарушенной металлической поверхности происходит за счет энергии, выделяющейся при экзотермических процессах, сопровождающих выравнивание нарушений. Первые публикации Крамера (1949 г.) включены в [40].

В дальнейшем понятие экзоэмиссии получило более широкое смысловое значение — как эмиссия электронов после самых

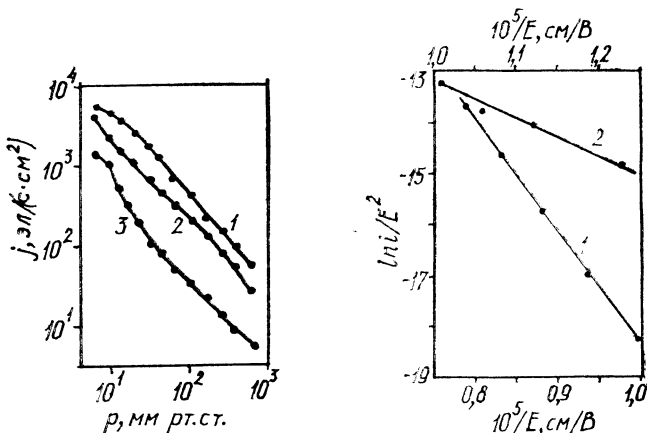


Рис. 13.5. Уменьшение плотности тока экзоэлектронной эмиссии с поверхности алюминия, зачищенного стальной щеткой, при различных давлениях кислорода:

p , мм рт. ст.: 1 — 10^{-4} , 2 — $1,5 \cdot 10^{-5}$, 3 — $0,7 \cdot 10^{-5}$

Рис. 13.6. Прямые Фаулера — Нордгейма, полученные при измерении токов эмиссии с окисленного никелевого (1) и вольфрамового (2) катодов.

Верхняя шкала — для вольфрама, нижняя — для никеля; ток дан в электронах в секунду

разных воздействий: рентгеновского излучения, ультрафиолетового света и т. д. Иногда этот процесс трактуют очень широко [40] и к нему относят эффект Малтера, рассмотренный в следующем разделе, и другие явления, связанные с зарядкой диэлектрических пленок на катоде положительными ионами. Экзоэмиссию отличает испускание электронов с поверхности при отсутствии внешнего поля в промежутке. В этом плане она существенно отличается от других типов остаточной электронной эмиссии.

Потоки экзоэлектронов в обычных условиях не превышают 10^2 — 10^3 см $^{-2}$ ·с, и, следовательно, их роль в инициировании импульсного пробоя будет сказываться лишь при длительности импульса напряжения не менее единиц миллисекунд. Состав газа в кювете может влиять на ток экзоэмиссии. Показано [41], что присутствие кислорода приводит к очень сильному увеличению тока. Металлический образец помещали в вакуум и зачищали стальной щеткой. После напуска в разрядную камеру кислорода при определенном давлении появлялся эмиссионный ток, который измеряли при помощи электронного умножителя. На рис. 13.5 приведены кривые затухания эмиссии с зачищенной алюминиевой поверхности при различных давлениях кислорода [41]. Аналогичное явление наблюдалось и на цинковых образцах.

Ток экзоэмиссии после механической обработки катода самопроизвольно уменьшается во времени до величин, сравнимых с естественным фоном. В данном смысле процесс экзоэмиссии не имеет принципиального значения, так как по истечении нескольких десятков часов после механической обработки катода ток практически становится нулевым [42]. Однако механически напряженное состояние катода может возникнуть при протекании разрядного тока, например, при пластической деформации поверхностного слоя катода в месте привязки искрового канала или в результате плавления металла при эрозии и последующего застывания. В этих случаях присутствие кислорода будет усиливать экзоэлектронный ток. Если учесть, что общая площадь участков с нарушенной структурой поверхности окажется небольшой по сравнению с полной площадью катода, то и средняя плотность тока не должна превышать значений, получаемых при обычных способах обработки катода.

Инициирование электронов при экзоэмиссии, так же как и под действием внешнего излучения, реально может проявляться лишь при электрических полях $E \sim 10^4$ В/см и длительностях примерно 10^{-3} с и более. В экспериментах [2, 3] показано, что распыление поверхностного катодного слоя ионной бомбардировкой в тлеющем разряде позволяет уменьшить токи экзоэмиссии и практически полностью избавиться от ее влияния.

13.5.3. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АДСОРБЦИИ ГАЗОВ

В отличие от вакуумного пробоя, для развития разряда в газе достаточно лишь одного электрона, чтобы вызвать ионизационные эффекты. Такой единственный электрон может появляться в процессах, сопутствующих адсорбции молекул, атомов и ионов на поверхности катода [15, 16]. Эмиссия в этих процессах зависит от среднего электрического поля в зазоре и от работы выхода материала катода. В ряде случаев ее бывает довольно трудно отличить от автоэлектронной эмиссии под действием поля $\beta_E E$ либо от эмиссии сквозь диэлектрические слои.

Адсорбированные слои атомов и молекул в зависимости от сорта газа приводят как к снижению, так и к повышению работы выхода материала катода (см. табл. 13.4 и 13.5). Кроме того, присутствие отрицательных ионов может вызвать инициирование разряда вследствие их десорбции с катода поверхности либо отрыва электрона от отрицательного иона.

В работе [38] получены распределения времен статистического запаздывания пробоя в воздухе при различных электрических полях и определены токи электронов с катода. На рис. 13.6 представлены зависимости напряженности поля в координатах $\ln i/E^2 - 1/E$. В исследуемом диапазоне напряженностей экспериментальные точки ложатся на прямую, т. е. характер зависимости $i(E)$ такой же, как в уравнении Фаулера — Нордгейма

Таблица 13.6

β_E	Φ , эВ	S_3 , см ²
1	0,1	10^{-12}
10	0,4	$2 \cdot 10^{-14}$
100	2,3	$6 \cdot 10^{-16}$
1000	10,8	$3 \cdot 10^{-17}$

(Φ — N). Задавая коэффициент усиления электрического поля, из наклона прямой Φ — N определили работу выхода Φ , а по отрезку, отсекаемому прямой на оси ординат, — площадь эмиссии. Результаты такой обработки эксперимента представлены в табл. 13.6 [38].

Из представленных результатов следует, что при характерной для металла работе выхода $\Phi=4,5$ эВ коэффициент усиления $\beta_E=273$, а площадь эмиссии неправдоподобно мала: $S_3=10^{-16}$ см². Но при разумных размерах площади эмиссии работа выхода должна составлять $\Phi=0,1-0,5$ эВ, а коэффициент усиления поля $\beta_E=1-10$. На основе этого авторы пришли к выводу, что ток инициирующих электронов обусловлен отрывом электрона от отрицательных ионов O_2 , адсорбированных на поверхности катода. Энергия сродства электрона в молекуле O_2 равна 0,45 эВ [43], так что поля порядка 10^5 оказываются достаточными для распада иона. Можно также отметить, что процесс распада отрицательного иона в электрическом поле несколько аналогичен автоэмиссии электронов из металла. В том и другом случаях имеет место туннельный механизм преодоления электроном потенциального барьера, под действием поля принимающего треугольную форму.

Выражение для вероятности распада иона, так же, как и уравнение Φ — N , содержит экспоненциальный множитель вида $\exp(-A\xi^{3/2}/E)$ [44, 45], где ξ — энергия связи электрона в отрицательном ионе, $A=\text{const}$. Поэтому в небольшом интервале полей при рассмотренном механизме инициирования экспериментально измеренные токи удовлетворяют линейной зависимости $\lg(i/E^2)$ от $1/E$. Несколько отличный механизм инициирования электронов при адсорбции на катоде электроотрицательных газов обосновывается в работе [46]. Предполагается, что основная масса электроотрицательных молекул диссоциирует при адсорбции. Тогда в результате десорбции атом может покинуть поверхность катода как в нейтральном состоянии, так и виде отрицательного иона. В последнем случае происходит разрушение иона с освобождением электрона в различных реакциях с образованием сложных комплексов. Например, для кислорода имеют место реакции: $O^- + N_2 \rightarrow N_2O + e$, $O^- + N_2 \rightarrow N_2O + e$

и т. д. [43]. Константы подобных реакций составляют 10^{-10} — 10^{-12} см³/с, поэтому при атмосферном давлении освобождение электронов будет происходить за наносекундные времена. Вероятность десорбции атома в виде отрицательного иона описывается выражением [16]

$$\gamma = (g_-/g_0) \exp [-(\varphi - \xi)/kT], \quad (13.12)$$

где g_-/g_0 — отношение статистических весов ионизированного и нейтрального состояний. При наличии электрического поля необходимо ввести множитель, учитывающий снижение потенциального барьера за счет эффекта Шоттки:

$$\gamma' = (g_-/g_0) \exp [-(\varphi - \xi - e^{3/2} E^{1/2})/kT]. \quad (13.13)$$

Из формулы (13.12) видно, что для типичных значений работы выхода $\varphi = 4$ — 5 эВ при комнатных температурах вероятность γ ничтожно мала, как для атмосферного кислорода с энергией сродства $\xi = 1,46$ эВ, так и для атомов галогенов, имеющих более высокие энергии сродства к электрону ($\xi \approx 3,5$ эВ).

Множитель Шоттки не дает большого вклада, поскольку даже при поле $E = 10^6$ В/см величина $e^{3/2} E^{1/2} = 0,38$ эВ. Однако положение меняется, если на катоде имеются участки с пониженной работой выхода. Тогда показатель в (13.12) уменьшится и поток ионов с поверхности достигнет приемлемых значений. Ранее подобный же механизм освобождения отрицательных ионов с катода и положительных с анода рассматривался при объяснении предпробойной проводимости в вакууме [15].

В качестве доказательства существования такого процесса инициирования начальных электронов измеряли импульсные пробивные напряжения в промежутках с катодом из вольфрамового монокристалла в технически чистом водороде при длительности импульса $8 \cdot 10^{-3}$ с и давлении газа 2300 мм рт. ст. [46]. Охлаждение разрядника в жидком азоте позволило увеличить импульсную прочность в 1,5 раза, в то время как статическая оставалась неизменной. Это было объяснено уменьшением потока десорбированных атомов с поверхности катода при охлаждении и соответственно необходимостью повышения электрического поля для образования электронов за счет эффекта Шоттки.

Сходные с описанным механизмы инициирования разряда при отрыве электрона от электроотрицательной молекулы или при десорбции имеют место, по-видимому, в случае присутствия в исследуемых газах незначительных количеств водяных паров. Время статистического запаздывания здесь также уменьшается, если сравнить результаты измерений в осушенных газах [47—49].

Эмиссионные свойства никелевого катода в сухом очищенном от кислорода азоте при давлении 500—700 мм рт. ст. изучали в работе [39]. После полировки электроды помещали в стеклянную камеру и в течение 36 ч выдерживали при давлении 10^{-5} мм рт. ст. Откачку производили диффузионным насосом с применением ловушек, наполненных жидким азотом. Затем систему промывали чистым азотом и электроды подвергали тренировке импульсным разрядом с малым током до тех пор, пока не получалась стабильная в отношении эмиссионных свойств поверхность. Электроды, обработанные таким способом, считались неочищенными, и вначале эксперимент по снятию времен запаздывания проводили на них. Затем катод обрабатывали ионной бомбардировкой в тлеющем разряде в водороде при давлении 4 мм рт. ст. и обезгаживали в вакууме при 350°C . После такого кондиционирования эксперимент повторяли в тех же условиях, что и с неочищенными электродами.

При перенапряжениях, достигающих 100 %, что соответствует полю выше 10^5 В/см, под действием импульса напряжения длительностью $5 \cdot 10^{-3}$ с и частотой повторений 10 Гц пробоя не происходило в течение 3 мин. Однако как только регистрировался первый пробой, время запаздывания на последующих импульсах становилось около миллисекунды. Таким образом, наблюдалось очевидное влияние продуктов предшествующего разряда на инициирование начальных электронов в последующем разряде. Время восстановления импульсной электрической прочности с применением некондиционированных электродов составляло около 24 ч. Для того чтобы пробой происходил на первом же импульсе, необходимо повысить напряженность до $3 \cdot 10^5$ В/см и более.

На рис. 13.7 представлены зависимости тока эмиссии от напряженности поля разных частот повторений импульсов. На рис. 13.8 показано, что ток также зависит и от давления газа в камере. Поскольку влияние первого пробоя наблюдалось как на очищенных, так и на неочищенных электродах, авторы [39] считают, что это связано не с зарядкой диэлектрических пленок, а с другими процессами. При обсуждении влияния фотонов, метастабильных молекул и ионов, оставшихся от предшествующего разряда, сделан вывод о том, что решающую роль играют ионы.

Потенциальное вырывание электрона ионом происходит в две стадии: сначала за счет туннельного перехода электрона проводимости от металла к иону образуется возбужденная молекула или атом, а затем при девозбуждении освобождается электрон. Этот процесс достаточно быстрый. Однако, если на некотором расстоянии возбужденная молекула не образовалась, то ион, приблизившись к поверхности, может адсорбироваться на ней. Тогда наиболее вероятна его нейтрализация в оже-процессе, в результате чего и освобождается электрон с

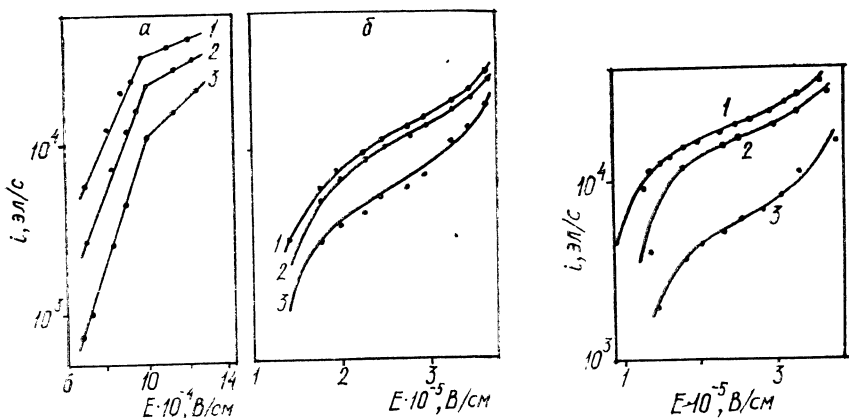


Рис. 13.7. Ток эмиссии в зависимости от напряженности поля на тренированных, но не обезгаженных электродах (а) и на обезгаженных электродах (б) при частоте повторения импульсов 30 (1), 20 (2) и 10 (3) Гц. $p=700$ мм рт. ст.

Рис. 13.8. Ток эмиссии в зависимости от напряженности поля на обезгаженных никелевых электродах при частоте повторений импульсов $f=10$ Гц и давлении 500 (1), 600 (2) и 700 (3) мм рт. ст.

катода. Именно последний механизм и привлекается в [39] к объяснению результатов, причем предполагается, что время существования ионов N_2^+ и N_4^+ на поверхности никелевого катода может быть длительным.

13.5.4. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С МИКРООСТРИЙ НА КАТОДЕ

Из анализа механизмов иницирования начальных электронов в газовом разряде следует, что в диапазоне электрических полей $10^4 - 10^5$ В/см есть ряд процессов, обуславливающих испускание электронов с поверхности катода за время 10^{-6} с и более. Для некоторых из этих процессов зависимость тока эмиссии от поля оказывается близка к закону $\Phi - N$ (см. рис. 13.6). Однако отличительной особенностью в этом случае является влияние на ток электронов состава газа, давления, частоты повторения импульсов и других факторов.

На рис. 13.7 и 13.8 видно, что для полей более $3 \cdot 10^5$ В/см кривые при различных давлениях и частотах совпадают, причем происходит более крутой рост тока в зависимости от поля. Именно такие поля и необходимы, чтобы вызвать пробой на первом же импульсе напряжения. Это значит, что при $E \geq 3 \cdot 10^5$ В/см на кондиционированных электродах в рассматриваемых условиях начинает играть роль автоэмиссия с микро-

выступов поверхности катода. Когда величины поля βE достаточно для того, чтобы вызвать появление инициирующих электродов за счет АЭЭ с острий на катоде, такой вид инициирования становится преобладающим. Действительно, если при среднем поле $E=3 \cdot 10^5$ В/см и площади эмиссии $S_0=10^{-12}$ см² время между появлением автоэмиссионных электронов на катоде составляет 10^{-6} с, то уже при повышении поля на 15—20 % оно уменьшается до 10^{-8} с. Поэтому измерять токи автоэмиссии по временам статистического запаздывания в газе затруднительно.

Попытки получить максимальные пробивные напряжения в случае прикладывания к электродам наносекундных импульсов сводятся к тому, чтобы предотвратить влияние автоэмиссии на инициирование разряда. Определенный эффект дает применение катодов из монокристаллов с минимальной поверхностной плотностью дефектов кристаллической решетки. Так, для азота при длине зазора $1,9 \cdot 10^{-2}$ см, длительности импульса 40 нс и $pd > 300$ см мм рт.ст. пробивное напряжение на поликристаллических медных, никелевых, молибденовых, вольфрамовых и ренийевых катодах в оптимальных режимах тренировки не превышало $(1-1,3) \cdot 10^6$ В/см [50]. В то же время при испытаниях катодов из вольфрамовых и молибденовых монокристаллов получены напряженности до $2 \cdot 10^6$ В/см.

Эмиссия электронов из металла сквозь диэлектрические слои в вакуум обнаружена при изучении вторичной электронной эмиссии [51, 52]. Оказалось, что на алюминиевой поверхности, окисленной электролитическим способом и обработанной затем в парах цезия и кислорода, достигаются аномально большие коэффициенты вторичной эмиссии при бомбардировке электронами (несколько сотен и даже тысяч). Природа явления такова, что при электронной бомбардировке поверхность диэлектрического слоя Cs_2O теряет больше электронов, чем приобретает, и в результате заряжается положительно относительно металлической подложки. Электрического поля на катоде оказывается достаточно, чтобы происходила эмиссия электронов из металла через диэлектрический слой. Было обнаружено, что такая аномальная эмиссия вызывается также облучением [53], оседанием ионов на пленку [54], т.е. возникает под действием любых других агентов, создающих положительный заряд на поверхности диэлектрика. Кроме того, было показано, что эмиссия происходит и в случае приложения к промежутку напряжения. Причем для того, чтобы вызвать один и тот же ток автоэмиссии, необходимое среднее поле в промежутке с катодом, покрытым диэлектрической пленкой, оказывается меньше, чем с чисто металлическим катодом.

Основные свойства эмиссии сквозь пленки следующие. Эмиссия электронов неравномерно распределена на поверхности катода. В некоторых случаях наблюдаются пробои пленки, но-

часто не в тех местах, где эмиссия наиболее интенсивна; характерно, что эффект проявляется с некоторой минимальной толщины пленки (10^{-4} — 10^{-5} см).

Эмиссия имеет инерционный характер, т.е. продолжается длительное время (в течение десятков и сотен секунд, а в некоторых случаях даже часов) после прекращения внешнего воздействия. Это объясняется тем, что электроны, проходя сквозь пленку в вакуум, слабо нейтрализуют положительный заряд на поверхности. Кроме того, определенную роль при больших толщинах пленки играет ударная ионизация в диэлектрике, за счет чего появляется дополнительный источник ионов.

Пленки и диэлектрические вкрапления на катоде, способные удерживать положительный заряд и вызывать эмиссию, весьма разнообразны. Это могут быть просто слои оксидов, а также специально нанесенные покрытия и изолирующие частицы: Al_2O_3 , BaO , стекло, различные лаки и смолы и т.д. Роль эмиссии в инициировании импульсного разряда впервые выявлена в опытах Пэтова [55], который исследовал влияние предшествующих разрядов на статистическое время запаздывания пробоя. Через промежуток $t=1$ с пропускался ток около 1 мкА. Затем через интервал t определялся ток электронов с катода методом измерения времен статистического запаздывания.

При механической полировке катода с применением паст и порошков на поверхности металла остаются диэлектрические вкрапления, представляющие собой центры повышенной эмиссии при инициировании электронов. В работе [38] исследовались времена запаздывания в воздухе с тщательно полированными никелевыми и вольфрамовыми электродами при токах пробоя 10^{-3} А. После полировки катод промывался дистиллированной водой и бензолом. В течение первых сотен импульсов время запаздывания пробоя при поле $E < 10^5$ В/см было очень маленьким — около 10^{-6} с. Однако после тренировки в течение 15 мин с частотой повторений 100 Гц t_0 увеличивалось до 10^{-2} с. Далее катод подвергался эрозии при многократном воздействии импульсного разряда. Его поверхность оказалась покрыта микрократерами, налетом оксидов и диэлектрическими частицами, состоящими из конденсированных и окисленных паров материала электродов. (Заметим, что в сильноточных искровых разрядниках поверхность катода часто находится именно в таких условиях.) Измеренная эмиссия с такого катода составила около 10^6 эл/с при $E=6 \cdot 10^4$ В/см. Если принять площадь эмиссии в 10^{-12} см², а работу выхода никеля $\phi=5$ эВ, то в соответствии с уравнением Ф — Н необходимый для получения такого тока коэффициент усиления поля составит $\beta_E=470$. Именно такое значение β_E и наблюдается при эмиссии с участков, на которых расположены диэлектрические вкрапления [19].

Удаление диэлектрических частиц, образованных при эрозии струей чистого воздуха, вновь приводило к уменьшению тока на 2—3 порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чистяков П. Н. Об одной возможности обнаружения остаточных пленок диэлектриков на поверхностях металлов // ЖТФ. 1963. Т. 33, вып. 6. С. 1395—1396.
2. Чистяков П. Н., Татарнинова Н. В. Малая послезарядная эмиссия как индикатор состояния поверхностей электродов в опытах по пробое вакуума // Там же. 1965. Т. 35, вып. 7. С. 1333—1335.
3. Чистяков П. Н., Татарнинова Н. В. Повышение электрической прочности вакуумного промежутка обработкой электродов сильноточным тлеющим разрядом // Физическая электроника. М., 1966. Вып. 3. С. 51—57.
4. Мандельштам С. Л., Райский С. М. О механизме электрической эрозии металлов // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1949. Т. 13, № 5. С. 549—565.
5. Llewellyn-Jones F. Ionization and breakdown in gases. N. Y.; L.: John Wiley and Sons, 1966.
6. Минг Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
7. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов. М.: Мир, 1967.
8. Плешинцев Н. В. Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968.
9. Назарова Р. И. Исследование окисления металлов в условиях тлеющего разряда в кислороде // ЖФХ. 1958. Т. 32, № 1. С. 79—85.
10. Ladage A. Elektroneninterferenzen an elektrolytisch polierten Oberflächen nach Kathodenzerstörung // Zs. Phys. 1956. Bd 144. H. 4. S. 354—372.
11. Suzuki T. Über die Oxydbildung von edelmetallen bei Kathodenzerstörung // Zs. Naturforsch. 1957. Bd 12a, H. 6. S. 497—499.
12. Юрасова В. Е. Современные теории катодного распыления и микрорельеф разрушаемой поверхности // ЖТФ. 1958. Т. 28, вып. 9. С. 1966—1970.
13. Wehner G. K. Controlled Sputtering of Metals by Low Energy Hg Ions // Phys. Rev. 1956. V. 102, N 3. P. 690—704.
14. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах / Пер. с англ. Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Мир, 1967.
15. Ионов Н. И. К вопросу о механизме предпробойной проводимости межэлектродных промежутков в вакууме // ЖТФ. 1960. Т. 30, вып. 5. С. 561—567.
16. Занберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969.
17. Eberhagen A. Die Änderung der Austrittsarbeit von Metallen durch eine Gasadsorption // Zs. Phys. 1960. Bd 8. S. 245—294.
18. Cox B. M. The Nature of Field Emission Sites // J. Phys., D.: Appl. Phys. 1975. V. 8, N 17. P. 2065—2073.
19. Cox B. M., Williams W. T. Field-Emission Sites on Unpolished Stainless Steel // Ibid. 1977. V. 10, N 3. P. L5—L9.
20. Hancock R. Importance of Insulating Inclusions in Arc Initiation // Brit. J. Appl. Phys. 1960. V. 11, N 10. P. 468—471.
21. Lütz M. A. Glow-to Arc-Transition. Critical Review // IEEE. Trans. Plasma Sci. 1974. V. 2, N 1. P. 1—24.
22. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических пленок. М.: Сов. радио, 1977.
23. Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках / Пер. с англ. М.: Мир, 1972.

24. Ефимов И. Е., Блинов Г. А. О влиянии сквозной пористости на электропроводность тонких диэлектрических пленок // Радиотехника и электроника. 1970. Т. 15, № 6. С. 931—936.
25. Воробьев Г. А., Мухачев В. А., Руднев А. Н. О механизме пробоя диэлектрической пленки монооксида кремния // ЖТФ. 1968. Т. 38, вып. 11. С. 1966—1972.
26. Косцов Э. Г. Влияние особенностей микрорельефа поверхности электродов на характер нарушения электрической прочности диэлектрических пленок // Изв. вузов. Физика. 1970. № 7. С. 32—36.
27. Budenstein P. P., Hayes P. I. Breakdown Conduction in Al—SiO—Al Capacitors // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, N 7. P. 2837—2841.
28. Воробьев Г. А., Пикалова И. С. Некоторые физические процессы в каменной соли в предельных электрических полях // ФТТ. 1967. Т. 9, вып. 4. С. 961—966.
29. Forlani F., Minnaja N. Thickness Influence in Breakdown Phenomena of thin Dielectric Films // Phys. Stat. Sol. 1964. V. 4, N 2. P. 311—324.
30. Klein N., Burstein E. Electrical Pulse Breakdown of Silicon Oxide Films // J. Appl. Phys. 1969. V. 40, N 7. P. 2728—2740.
31. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Исследование импульсного пробоя диэлектрической пленки // ФТТ. 1970. Т. 12, вып. 9. С. 2602—2605.
32. Платонов Ф. С. Электрическая прочность оксидных пленок на вентильных металлах // Изв. вузов. Физика. 1967. № 2. С. 7—11.
33. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Физические процессы при пробое пленки монооксида кремния // Там же. 1972. № 11. С. 36—41.
34. Месяц Г. А., Бычков Ю. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях // ЖТФ. 1967. Т. 37, вып. 9. С. 1712—1719.
35. Нестерихин Ю. Е., Комельков В. С., Мейлихов Е. З. Импульсный пробой малых промежутков в наносекундной области времен // ЖТФ. 1964. Т. 34, вып. 1. С. 40—52.
36. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1984.
37. Electrical Breakdown of Gases / Ed. by J. M. Meek, J. D. Graggs. N. Y.: Brisbane, 1975.
38. Llewellyn-Jones F., Perell E. T. Field Emission of Electrons in Discharges // Proc. Roy. Soc. 1953. V. 216A, N 1125. P. 267—279.
39. Beynon J., Llewellyn-Jones F. Cold Electrodes in Nitrogen under the Influence of an Electric Field // Inter. J. Electron. 1968. V. 24, N 4. P. 381—388.
40. Экзоэлектронная эмиссия: Сб. статей. М.: Изд-во иностр. лит., 1962/
41. Lohff J. Die Elektronenemission bei der Oxydation mechanisch bearbeiteter // Zs. Phys. 1956. Bd 146, H. 4. S. 436—446.
42. Grundberg L. A Survey of Exo-Electron Emission Phenomena // Brit. J. Appl. Phys. 1958. V. 9, N 3. P. 85—93.
43. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978.
44. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.; Л.: ГИТТЛ, 1952. Т. 1.
45. Смирнов Б. М., Чибисов М. И. Разрушение атомных частиц электрическим полем и электронным ударом // ЖЭТФ. 1965. Т. 49, вып. 3(9). С. 841—851.
46. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. Иницирование газового разряда десорбцией отрицательных ионов с поверхности катода // ЖТФ. 1968. Т. 38, вып. 11. С. 1979—1980.
47. Llewellyn-Jones F., Morgan C. G. Surface Films and Field Emission of Electrons // Proc. Roy. Soc. 1953. V. 218A. P. 88—103.
48. Goshō Y. Anomalous increase in prebreakdown currents in nonuniform field gaps by adding water vapor // Proceeding of the 3 International Conference on Gas Discharges. L., 1974. P. 284—288.
49. Чернышев В. А., Пантюхов С. Т., Поздняков С. А.,

Алексеевко В. М. Усиление автоэлектронной эмиссии с катода во влажной среде // Электрофизические свойства диэлектриков. Смоленск, 1975. С. 35—38.

50. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. Повышение пробивных напряжений поля в двухэлектродных промежутках с катодами из монокристаллов при высоких давлениях // ЖТФ. 1966. Т. 36, вып. 8. С. 1499—1500.

51. Malter L. Anomalous Secondary Electron Emission a New Phenomena // Phys. Rev. 1936. V. 49, N 5. P. 478.

52. Malter L. Thin Film Field Emission // Ibid. 1936. V. 50, N 1. P. 48—58.

53. Koller L. R., Johnson R. P. Visual Observations on the Malter Effect // Ibid. 1937. V. 52, N 5. P. 519—523.

54. Muhlenpfordt J. Über die Feldelektronenemission an dünnen Isolatorschichten vom Typus Al—Al₂O₃—Cs₂O // Zs. Phys. 1937. Bd 108, H. 11. S. 698—714.

55. Paetow H. Über die als Nachwirkung von Gasentladungen an den Electroden auftretende spontane Elektronenemission und die Feldelektronenemission an dünnen Isolatorschichten // Ibid. 1939. Bd 111, H. 12. S. 770—790.

§ 14.1. ЗАКОН ПАШЕНА ДЛЯ ПРОБИВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

14.1.1. ЧТО ТАКОЕ ЗАКОН ПОДОБИЯ?

Для того чтобы определить состояние разряда, необходимо задать набор параметров, характеризующих его: ток, потенциал, давление и состав газа, геометрические параметры и т. д. Кроме того, надо указать их распределение в каждой точке пространства. Если изменить одну из характеристик, то для полной информации о разряде необходимо знать, как при этом изменятся другие характеристики. Поскольку функциональные связи различных параметров между собой сложны, для описания разряда потребуется практически бесконечное множество зависимостей и сам подход к исследованию разряда окажется неприемлем.

Существенные упрощения можно получить, сгруппировав величины, характеризующие разряд, в виде комбинаций, которые бы описывали то или иное свойство разряда в широком диапазоне условий. Важность такой группировки была высказана Пашеном и Таунсендом, которые отметили, что произведение напряженности электрического поля E на длину свободного пробега электрона λ выражает величину энергии, полученную электроном на длине свободного пробега, а произведение давления p на длину зазора d пропорционально числу молекул между электродами. Значит, если $E\lambda$ или E/p и pd поддерживать постоянными, то фиксируется размножение электронов в зазоре. Эти и другие группы параметров можно получить, изучая поведение так называемых подобных разрядов [1, 2].

Одно из условий, которому должны удовлетворять подобные разряды, состоит в том, чтобы все линейные размеры соотносились между собой как $1/a$, где a — постоянная величина. Это значит, что длина одного разрядного промежутка d_1 связана с длиной другого d_2 соотношением $d_1 = ad_2$, радиусы электродов — соотношением $R_1 = aR_2$ и т. д. Длина свободного пробега

заряженных и нейтральных частиц является типичным линейным размером. Поэтому и для нее должна выполняться связь $\lambda_1 = a\lambda_2$. При указанных условиях имеем геометрически подобные разряды. Полностью подобными разрядами называются такие, в которых, помимо геометрического подобия, соблюдаются также равенства приложенных к промежутку потенциалов $U_1 = U_2$ и токов разряда $i_1 = i_2$, а также температур $T_1 = T_2$. Изучение поведения геометрически подобных разрядов и условий, в которых выполняется полное подобие, имеет значение для макетирования крупномасштабных установок или предсказания разрядных явлений при очень малых размерах, когда непосредственные измерения затруднены. Исходя из законов подобия, можно делать некоторые выводы относительно элементарных процессов в разряде.

Основываясь на определении подобных разрядов, легко связать их параметры через константу a . Для наиболее часто употребляемых параметров выполняются следующие соотношения:

Площадь поверхности электродов, сечение разряда и т. д.	$S_1 = a^2 S_2$
Объем	$V_1 = a^3 V_2$
Давление газа	$p_1 = p_2/a$
Напряженность электрического поля $E = -dU/dx$	$E_1 = E_2/a$
Поверхностная плотность носителей заряда	$\sigma_1 = \sigma_2 a$
Концентрация носителей заряда в объеме	$n_1 = n_2/a^2$
Скорость носителей заряда	$v_1 = v_2$
Подвижность	$\mu_1 = a\mu_2$
Плотность тока разряда	$j_1 = j_2/a^2$
Коэффициент ударной ионизации	$\alpha_1 = \alpha_2/a$
Интервал времени ($dt = dx/v$)	$dt_1 = a dt_2$
Частота столкновений	$\gamma_1 = \gamma_2/a$

Эти соотношения позволяют составить комбинации, остающиеся инвариантными к принятым законам преобразования. Это значит, что данные комбинации имеют в подобных промежутках одинаковую величину, а в отношении других разрядов являются некоторыми универсальными параметрами, облегчающими описание разрядов. К таким комбинациям относятся $R\rho$, E/p , pd , α/p , pt , j/p^2 . Приведенные параметры подобия широко используются для характеристики разрядов, а в ряде случаев существуют однозначные зависимости между ними — законы подобия. Последние соблюдаются не всегда, а только в тех случаях, если в разряде имеет место определенный набор элементарных процессов, при которых данный закон выполняется. Такие процессы называются разрешенными. Процессы, приводящие к нарушению законов подобия, принято называть запрещенными. Невыполнение законов подобия говорит о том, что в разряде существенную роль играют какие-либо запрещенные процессы.

Применительно к полностью подобным разрядам скорость образования заряженных частиц в объеме промежутка dn/dt выражается через постоянную a :

$$(dn/dt)_1 = a^{-3} (dn/dt)_2. \quad (14.1)$$

Следовательно, для того чтобы объемный элементарный процесс был разрешенным, необходимо выполнение соотношения (14.1). Назовем процессы, для которых закон подобия соблюдается и не соблюдается. С точки зрения закона подобия, разрешенными являются ионизация при однократных столкновениях, прилипание и отрыв электронов, дрейф и диффузия электронов, рекомбинация электронов и ионов, вторичная эмиссия электронов за счет ионов, атомов и фотонов и т. д. Запрещенными являются автоэлектронная, термоэлектронная и другие типы эмиссии, обусловленные электрическим полем, а также эктонные процессы, обусловленные микроскопическими взрывами на поверхности электродов.

14.1.2. ПРОСТЕЙШАЯ ТЕОРИЯ ЗАКОНА ПАШЕНА

Типичными примерами законов подобия являются зависимости отношения коэффициента ударной ионизации к давлению α/p от отношения E/p , а также пробивных напряжений газоразрядного промежутка $U_{пр}$ от произведения давления газа на межэлектродное расстояние pd (закон Пашена). Характер изменения коэффициента α с напряженностью электрического поля E можно установить из следующих схематических представлений. Пусть энергия, которую приобретает электрон, на длине свободного пробега λ равна $Ee\lambda$. Если $Ee\lambda \geq eU_i$, где U_i — потенциал ионизации газа, то электрон будет ионизировать газ. Тогда число ионизирующих столкновений на единице пути будет равно общему числу электронов, начинающих двигаться, умноженному на вероятность того, что длина свободного пробега $\lambda > \lambda_i = U_i/E^{-1}$. Согласно кинетической теории, доля электронов N/N_0 , средний пробег которых больше некоторой фиксированной величины λ_i , есть

$$N/N_0 = \exp(-\lambda_i/\lambda_0) = \exp(-U_i/\lambda_0 E), \quad (14.2)$$

где λ_0 — средняя длина свободного пробега. С учетом (14.2) получим

$$\alpha = (1/\lambda_0) \exp(-U_i/\lambda_0 E), \quad (14.3)$$

а так как средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению газа, то (14.3) можно переписать следующим образом:

$$\alpha/p = A \exp(-AU_i p/E) = A \exp(-Bp/E). \quad (14.4)$$

Эксперименты подтверждают, что зависимость α/p является функцией E/p , а в определенном диапазоне значений E/p имеет характер (14.4). Однако постоянные коэффициенты A и B отличаются от расчетных, полученных при грубых допущениях. На практике пользуются экспериментальными кривыми $\alpha/p(E/p)$ или аппроксимациями типа (14.4), в которых A и B подбираются по наилучшему совпадению с результатами измерений. Часто применяют и другие аппроксимации, позволяющие упростить математические выкладки с применением зависимостей $\alpha(E)$. Сводка аппроксимаций α/p для широкого диапазона E/p приведена в [3], а большой объем экспериментальных измерений имеется в [4].

Понятие коэффициента ударной ионизации утвердилось в литературе в связи с понятием электронных лавин, в которых происходит нарастание числа пар ионов по экспоненциальному закону. Однако с помощью коэффициента α часто описывается и ионизационное размножение в низкотемпературной слабоионизированной плазме. Например, скорость ударной ионизации в единичном объеме.

$$\alpha v n = n n_0 \langle \sigma v_1 \rangle, \quad (14.5)$$

где $\langle \sigma v_1 \rangle$ — усреднение произведения сечения ионизации на хаотическую скорость по функции распределения электронов по энергиям; n_0 — концентрация нейтральных частиц. Если взять из эксперимента зависимость сечения ионизации от энергии и зависимость $\alpha/p(E/p)$, то, задав некоторую функцию распределения электронов по энергиям, можно из (14.5) определить средние энергии электронов в плазме при разных E/p . Этот прием иногда используется на практике для оценки температуры электронов в разряде.

Из вида соотношения (14.4) можно заключить, что α/p есть возрастающая функция E/p . Вначале при сравнительно малых E/p , соответствующих области пробивных значений напряженности электрического поля, α/p резко увеличивается с ростом E/p , а затем при $E/p > B$ наступает насыщение. Однако, если зафиксировать E и изменить давление, то кривая $\alpha(p)$ будет иметь максимум. Действительно, принимая $\alpha = pf(E/p)$ и дифференцируя это уравнение, получаем

$$d\alpha/dp = f(E/p) - Ef'(E/p)/p. \quad (14.6)$$

Тогда, приравнивая производную нулю, находим, что в точке максимума производная функция равна самой функции, деленной на аргумент:

$$[f'(E/p)]_{\max} = [f(E/p)]_{\max}/(E/p)_{\max}. \quad (14.7)$$

Такое поведение $\alpha(p)$ определяет и вид зависимости пробивного напряжения от давления. Условие пробоя газоразрядного

промежутка длиной d , к которому приложена разность потенциалов U , имеет вид (условие Таунсенда)

$$\gamma \{ \exp(\alpha d) - 1 \} = 1, \quad (14.8)$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии, представляющей собой отношение числа вторичных электронов, возникающих на катоде при ионной бомбардировке, за счет фотоэффекта и т. д., к числу ионов в лавине. Для пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ с учетом (14.8) и (14.4) легко получить соотношение

$$\gamma \{ \exp [pdf(U_{\text{пр}}/pd)] - 1 \} = 1. \quad (14.9)$$

из которого следует, что $U_{\text{пр}}$ зависит от произведения давления на длину зазора pd . Поскольку функция $pf(E/p)$ имеет максимум, то в соответствии с (14.9) кривая $U_{\text{пр}}(pd)$ должна иметь минимум.

Выражение для $U_{\text{пр}}$ в явном виде получим, если дважды прологарифмируем формулу (14.9) и используем соотношение (14.4):

$$U_{\text{пр}} = \frac{Bpd}{\ln A + \ln pd - \ln \ln [(\gamma + 1)/\gamma]}. \quad (14.10)$$

Удобную формулу можно получить также из (14.10), введя безразмерный параметр $\delta = pd/(pd)_{\text{min}}$, где $(pd)_{\text{min}}$ — значение произведения давления на расстояние, при котором достигается минимум пробивного потенциала U_{min} :

$$U = U_{\text{min}} [\delta / (1 + \ln \delta)]. \quad (14.11)$$

Соотношение (14.11) есть простейшая запись в аналитическом виде закона Пашена.

14.1.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ЗАКОНА ПАШЕНА

Простейшие формулы для закона Пашена $U_{\text{пр}}(pd)$, (14.10) и (14.11) удовлетворительно соблюдаются в широком диапазоне изменений параметра pd и используются в практических расчетах пробивных напряжений. Кривые $U_{\text{пр}}(pd)$ для разных газов показаны на рис. 14.1.

Однако в некоторых условиях имеют место отклонения от (14.11). Они наблюдаются, во-первых, при высоких давлениях газа (более 10 атм) и при пробое высокопрочных газов, например SF_6 ; во-вторых, закон Пашена не соблюдается для коротких промежутков порядка микрометров (микропромежутков); в-третьих, отклонения имеют место при низких давлениях в промежуточной области между чисто вакуумным и газовым разрядом. В качестве примера на рис. 14.2 представлены левые ветви кривой Пашена в различных газах [5]. Экспериментальные измерения в водороде при межэлектродных расстоя-

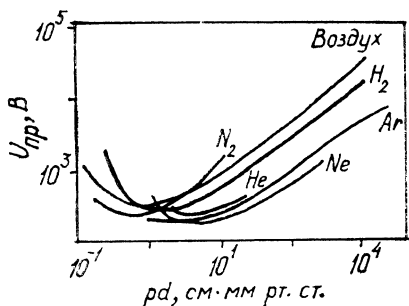


Рис. 14.1. Кривые $U_{пр}(pd)$ для различных газов

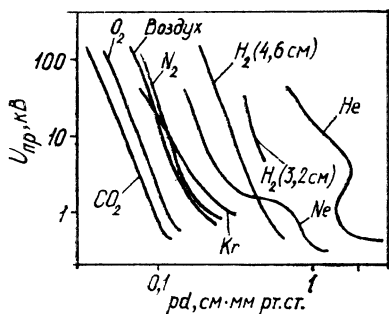


Рис. 14.2. Левые ветви кривой Пашена в различных газах

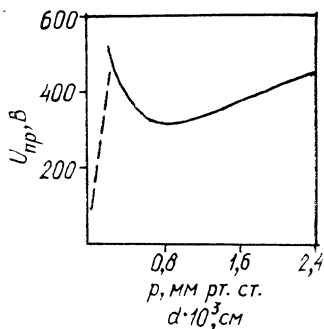


Рис. 14.3. Характер отклонения пробивного напряжения в воздухе от закона Пашена.

Сплошная кривая — $U_{пр}(r)$ при $d=1$ см, штриховая — $U_{пр}(d)$ при $r=1$ мм рт. ст.

Рис. 14.4. Пробивное напряжение для палладиевых контактов:

1 — высокий вакуум, $p=10^{-8}$ мм рт. ст.; 2 — умеренный вакуум; 3 — воздух

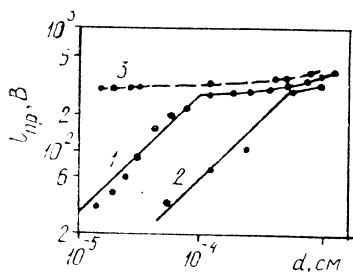
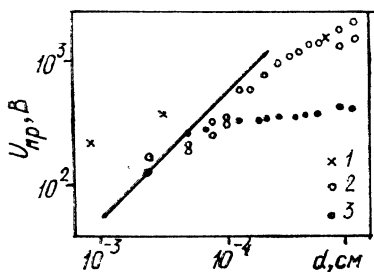


Рис. 14.5. Пробивное напряжение микрозазоров в воздухе.

Контакты: 1 — нормальные; 2 — активированные; 3 — очищенные

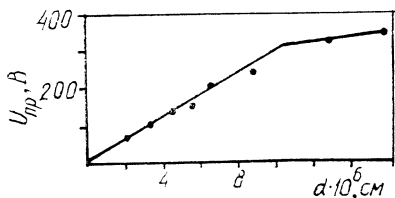


Рис. 14.6. Пробивное напряжение для очищенных палладиевых контактов в воздухе

ниях 0,4—3 см до напряжений 30 кВ показали, что $U_{пр}$ является функцией $pd^{0.5}$ [6, 7]. В гелии при одинаковых произведениях длины зазора на межэлектродное расстояние $pd \approx \approx 1,5$ см·мм рт.ст. пробивное напряжение не определяется однозначно [7, 8]. При $pd < (pd)_{min}$ возможно существование таких форм газового разряда, как высоковольтный тлеющий, в котором напряжение зажигания равно напряжению горения [7, 9] (в последнее время такой разряд используется для получения электронных и ионных пучков [10]), незавершенных разрядов, характеризующихся самопроизвольным погасанием [11], и т. д. Подобные аномалии связаны с тем, что в рассматриваемых условиях большое значение приобретают запрещенные процессы: десорбция заряженных и нейтральных частиц с поверхности электродов, возникновение заряженных частиц в результате вторичных процессов на катоде, когда коэффициент вторичной эмиссии γ сложным образом зависит от приложенной к зазору разности потенциалов, перезарядка быстрых ионов, последующая перезарядка быстрых нейтральных молекул и т. д. При электрических полях $E \gtrsim 10^6$ В/см, а также при наличии диэлектрических пленок и включений на катоде среди таких запрещенных процессов, как мы уже говорили, определяющую роль играют автоэлектронная эмиссия и появление эктонов.

§ 14.2. ПРОБОЙ МИКРОПРОМЕЖУТКОВ

Наряду с аномальным поведением пробивных напряжений в области левой ветви кривой Пашена (см. рис. 14.2) отклонения от закона (14.9) проявляются при пробое промежутков, межэлектродное расстояние в которых сравнимо или меньше средней длины свободного пробега электронов λ в газе. Данное условие можно записать в виде

$$d/\lambda = \sigma N_0 pd \leq 1, \quad (14.12)$$

где σ — некоторое эффективное сечение, характеризующее упругие и неупругие взаимодействия электрона с нейтральными частицами; N_0 — концентрация молекул или атомов при единичном давлении. Например, если $p=1$ атм и $\sigma=3 \cdot 10^{-15}$ см², то условие (14.12) выполняется для $d \leq 10^{-4}$ см. Характер несоответствия пробивных напряжений закону подобия при таких малых расстояниях иллюстрирует рис. 14.3 [12]. Начиная с некоторых длин зазоров $U_{пр}$ не увеличивается, а снижается при уменьшении d , причем напряженность поля $E_{пр} = U_{пр}/d$ остается постоянной (на рис. 14.3 $E_{пр} = 2 \cdot 10^6$ В/см). Исходя из критерия (14.12) и довольно высоких $E_{пр}$, можно заключить, что механизму пробоя микропромежутков свойственны многие закономерности, наблюдаемые в вакуумном разряде и рассмот-

ренные в главе 10. На рис. 14.4 показано, что потенциалы пробоя в микрозазоре в воздухе в левой ветви кривой Пашена и в умеренном вакууме совпадают [13]. Однако пробой при малых расстояниях имеет особенности, которые мы выделим, прежде чем перейти к изложению экспериментальных результатов и их интерпретации.

Исходя из численных значений пробивных напряжений (см. рис. 14.3, 14.4), можно сделать вывод, что пробой происходит при потенциалах ниже, чем минимальное пробивное напряжение, характеризующее газ, который наполняет межэлектродную систему. Очевидно, что разряд инициируется эктонами на электродах. Это сопровождается эрозией поверхности, поэтому возникающие после единичного пробоя выбросы материала на краях микрократеров могут привести к изменению межэлектродного расстояния. В обычных условиях такие изменения составляют ничтожно малую часть от общего расстояния, тогда как в микропромежутках они приводят к заметному отклонению средней напряженности поля в зазоре. Поэтому при исследовании разряда применяют электрические цепи с высокими ограничительными сопротивлениями, чтобы энергия, рассеиваемая на электродах, была минимальна. Типичные значения тока в экспериментах по определению пробивных напряжений, как правило, ниже минимального тока существования дуги. При этом после единичного пробоя проверяют правильность установки межэлектродного расстояния [14].

Нулевое расстояние между контактами определяется обычно по их соприкосновению при сведении. В работе [14] для определения точки соприкосновения контактов на них подавалось напряжение 0,1 В через сопротивление 10 кОм. Нулевое положение воспроизводилось с разбросом $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ см. В более усовершенствованной конструкции была получена точность $\pm 6 \cdot 10^{-7}$ см [15].

Как и при любых исследованиях в области левой ветви кривой Пашена, особое значение имеет предотвращение пробоев по более длинным расстояниям, поскольку в этом случае теряют смысл измерения пробивных напряжений в зазоре. При низких давлениях применяются специальные конструкции, выполненные с таким расчетом, чтобы расстояние до стенок камеры и других вспомогательных элементов было меньше, чем расстояние между электродами. Тогда разряд локализуется внутри межэлектродного объема. Для микропромежутков такой прием, очевидно, несостоятелен. Здесь имеются «длинные пути», избавиться от которых практически невозможно, это, в частности, расстояние между точками в области скруглений кромок электродов. В связи с этим результаты, полученные для потенциалов $U > U_{\min}$, также оказываются неопределенными, так как разряд начинает развиваться не при минимальных расстояниях в центре контактов, а на боковых кромок. Проявление этого

эффекта будет видно при последующем обсуждении результатов.

Следующая особенность заключается в том, что типичные межэлектродные расстояния оказываются сравнимы с размерами микронеоднородностей на электродах. Отсюда ясно, что используемые в главе 2 формулы для коэффициента усиления электрического поля β_E неприемлемы, так как при их выводе предполагалось, что длина зазора $d \gg h$ (h — высота микровыступов) и в большей части зазора $E = U/d$. Для рассматриваемых расстояний между электродами усиление поля можно оценить, если прибегнуть к различным модельным представлениям формы катодной и анодной поверхностей. Если катод и анод имеют форму софокусных параболоидов с фокусными расстояниями a и b ($a < b$), то поле E на расстоянии x от электрода с малым радиусом закругления определяется так [16]:

$$E = \frac{U}{\ln a/b} \frac{1}{x+a}. \quad (14.13)$$

На вершине острого электрода ($x = 0$)

$$E_{\max} = \frac{E}{\ln a/b} \left(\frac{b}{a} - 1 \right), \quad (14.14)$$

где среднее поле E введено как $E = U/(b - a)$. При $b = 2a$, т. е. длине зазора, равной радиусу кривизны кончика острия, согласно (14.13), поле усиливается всего в 1,4 раза. Из рассмотренных особенностей межэлектродной конфигурации вытекают следствия, касающиеся соотношения между площадью эмиттирующего участка на катоде S_k и площадью, бомбардируемой электронным пучком на аноде S_a . Иногда принимается, что площади S_a и S_k равны между собой.

Наконец, можно сделать замечание относительно времени коммутации t_k в микрозазорах. Если понимать под временем t_k интервал от начала пробоя до установления напряжения горения дуги, то это время, как и в вакуумных разрядах, должно определяться скоростью заполнения межэлектродного зазора плазмой, образованной катодным эктоном. Скорость движения катодного факела (КФ) при вакуумном пробое $v_k \sim 10^6$ см/с. Тогда характерное время движения паров материала от катода к аноду в промежутке длиной d составит $t = d/v_k \approx 10^{-10}$ с, т. е. следует ожидать очень малых времен формирования дуги в микропромежутках.

Сведения о напряжениях зажигания разряда в микропромежутках, напряжениях и токах горения дуги, минимальных токах дуги, а также эрозии контактов содержатся в работах [13—15, 17—22]. Исследования проводились главным образом применительно к проблеме эрозии контактов в телефонных переключателях. Одной из важных характеристик явля-

ется потенциал зажигания разряда, который, как неоднократно отмечалось, зависит от состояния поверхности катода.

В работах [14, 15] применялись контакты, обработанные различными способами. Нормальными считались контакты, подвергнутые полировке, а затем промывке в метиловом спирте. Очищенные контакты получались после обработки импульсным разрядом в течение 5 мин при частоте повторений последнего 15 Гц. Разряд осуществлялся через балластное сопротивление $R=10$ Ом от конденсатора емкостью $C=0,5$ мкФ, заряженного до напряжения 500 В. Потенциал пробоя измерялся сразу же после такой обработки. Замечено, что в данном случае напряжение пробоя сильно возросло. Характерно, что после выдержки в атмосфере очищенные контакты становились «нормальными». Активированные электроды [18] получались путем обработки разрядом при $f=3$ Гц, $C=0,1$ мкФ, $U=50$ В, $R=100$ Ом в течение 1 ч в воздухе, насыщенном парами органических соединений.

На рис. 14.5 показаны пробивные напряжения для палладиевых электродов, обработанных тремя указанными способами. Для нормальных и активированных контактов пробой по минимальному расстоянию имел место только в том случае, если напряжение зажигания было меньше минимального напряжения на кривой Пашена U_{\min} . В остальных случаях пробой, по-видимому, осуществлялся по более длинным расстояниям и при $U_{\text{пр}}=U_{\min}$. Поля пробоя для активированных контактов были намного ниже, чем для нормальных. В очищенных контактах при длинах зазора вплоть до 10^{-5} см поля, при которых происходило бы иницирование разряда в случае $U < U_{\min}$, не были достигнуты. В связи с этим выполнены эксперименты с зазорами $d < 10^{-5}$ см [15] (рис. 14.6). Характер отклонения от закона Пашена остался прежним, но поле пробоя возросло до $30 \cdot 10^6$ В/см. Авторы сделали естественный вывод о том, что иницирование разряда происходит за счет автоэмиссии с катода. При этом на нормально обработанных электродах усилению тока эмиссии способствуют оксидные пленки, тогда как на очищенных катодах он описывается уравнением Фаулера — Нордгейма ($\Phi - H$) при коэффициенте усиления поля порядка единиц. Таким образом, автоэмиссия с катода является иницирующим фактором, вызывающим катодный эктон и пробой микропромежутка.

На следующем этапе разряд начинает развиваться в парах и плазме из электродов. Пары анода будут появляться в промежутке вследствие его бомбардировки электронным пучком, а плазма и пары катода — его разогрева током автоэмиссии и появления эктона. В [15] сделан вывод, что начальное возникновение паров металла в промежутке следует ожидать за счет процессов разогрева и испарения анода.

Роль взрывных процессов на катоде в механизме пробоя

Таблица 14.1

Материал	$E_{пр} \cdot 10^6, \text{ В/см}$	$U_r, \text{ В}$	$i_n, \text{ А}$
Углерод	2,4	20—43	0,03
Никель	4,2	12—13	0,4
Палладий	3,0	14—15	1,1
Серебро	2,0	11—13	0,8
Вольфрам	4,9	12—13	0,7

Таблица 14.2

Полярность электродов	$U_{пр}, \text{ В}$	$U_r, \text{ В}$	$i_n, \text{ А}$
C ⁻ , Pd ⁻	300	13—15	0,2—0,5
Pd ⁻ , Pd ⁻	320	14—15	1,1
C ⁻ , Pd ⁺	130	20—30	0,2—0,3
C ⁻ , C ⁺	120	20—43	0,03

микропромежутков заметнее на более поздних стадиях. Эрсзия катода обусловлена, с одной стороны, его тепловым разрушением, а с другой — возможной бомбардировкой металлическими струями с анода [15]. В стадии горения дуги поступление металла с катода имеет значительно большее влияние на разряд. В частности, в экспериментах [14] замечено, что на углеродных электродах более высокие напряжения горения дуги и более низкие пороговые токи существования дуги (табл. 14.1). Для определения того, в парах какого электрода горит дуга, применялись различные сочетания палладиевого и графитового электродов. Результаты измерений напряжения пробоя при межэлектродном расстоянии $d=6 \cdot 10^{-5}$ см, напряжения горения и порогового тока дуги для разных полярностей графитового и палладиевого электродов представлены в табл. 14.2 [14]. Видно, что на углеродном катоде напряжение горения дуги увеличивается. Снижение потенциала зажигания в случае такого катода еще раз подтверждает основную роль автоэмиссии и появления эктонов на первой стадии иницирования разряда.

§ 14.3. РАЗРЯД ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ ГАЗА

Как следует из критерия (14.12), нарушения закона Пашена должны иметь место и при больших зазорах, но низких давлениях, когда говорят о промежуточной области между вакуумным и газовым разрядами. Понятно, что автоэмиссионные эффекты на катоде, а также эктоны в этом случае будут

наблюдаться при достижении соответствующего электрического поля. Такие отклонения можно продемонстрировать на основе результатов работы [6]. Разряд зажигался в области левой ветви кривой Пашена при различных конфигурациях электродов. Одна из них показана на рис. 14.7. Пробой происходил между электродами по более длинному расстоянию d . На катоде имелось отверстие, через которое в межэлектродный зазор двигался заостренный штырь диаметром 0,8 см на расстояние δ от анода. На рис. 14.8 представлены зависимости пробивного напряжения от произведения pd в воздухе при разных расстояниях δ . Если δ составляет 0,2 см, то точки для всех измерений ложатся на одну кривую, которая практически совпадает с результатами при $\delta=d$, и закон подобия соблюдается. Разряд в этом случае развивается между плоскостями катода и анода, а наличие малого зазора δ никак не сказывается на напряжении зажигания. Однако для $\delta=0,1$ см при $U=25$ кВ, что соответствует среднему полю между острием и плоскостью $2,5 \cdot 10^5$ В/см, пробой происходит с острия, на конце которого возникает светящаяся область размером менее 1 мм. Изменение давления здесь не влияет на потенциал зажигания разряда. Пробивное поле остается постоянным, что легко объяснить иницированием разряда за счет микровзрыва на катоде.

Аналогичный эффект наблюдается и при использовании не заостренного электрода, а электрода с полусферической головкой. При диаметре штыря 0,8 см и $\delta=0,1$ см поле в такой системе можно считать однородным. Взрывоэмиссионный механизм иницирования имел место в таком случае при $E=(4—5) \cdot 10^5$ В/см. Отклонения от закона подобия, сходные с показанными на рис. 14.8, наблюдаются также при пробое в водородных высоковольтных тиратронах [23].

При низких давлениях в поведении зависимостей $U_{пр}(p)$ отмечаются и другие аномалии. Например, явление упрочнения вакуумной изоляции при переходе из области давления $10^{-5}—10^{-6}$ мм рт. ст. в область $10^{-3}—10^{-4}$ мм рт. ст. [23, 24]. По формальным признакам этот случай можно отнести к отклонениям от кривой Пашена, так как увеличение давления приводит не к уменьшению, а к повышению пробивного напряжения. Хотя природа этого явления недостаточно ясна, эффект увеличения пробивных напряжений используется в конкретных системах. В практическом отношении наибольший интерес представляют конструкции с большими площадями электродов, так как обезгаживание поверхности в этом случае оказывается сложной проблемой, а путем повышения давления удается увеличить $U_{пр}$.

Пробой в рассматриваемых условиях предшествуют предпробойные токи, достигающие нескольких ампер. Такие токи измеряли, используя катод диаметром 20 и анод диаметром 50 см при межэлектродных расстояниях 5—15 см [25]. На ка-

Рис. 14.7. Конфигурация электродов при исследовании разряда низкого давления в области левой ветви кривой Пашена

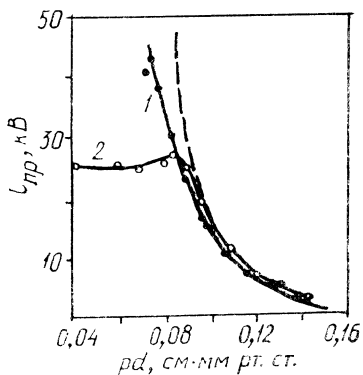
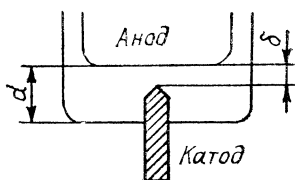


Рис. 14.8. Зависимость пробивного напряжения от pd в воздухе:

δ , см: 1 — более 0,2 см; 2 — 0,1; штриховая кривая — однородное поле

Рис. 14.9. Зависимость амплитуды и времени запаздывания предпробойного тока от перенапряжения на кондиционированных (1, 2) и некондиционированных (3, 4) электродах. $\rho = 10^{-5}$ мм рт. ст.

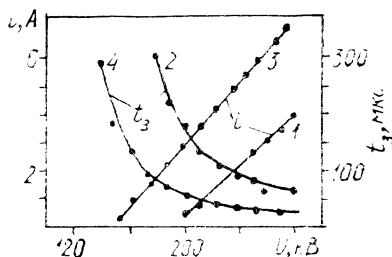
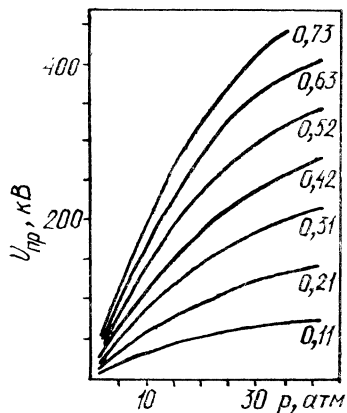


Рис. 14.10. Зависимость пробивного напряжения от давления в воздухе.

Цифры на кривых — межэлектродное расстояние, см



тод подавался импульс напряжения амплитудой до 280 кВ с длительностью фронта 10^{-6} с и временем спада на полувысоте 10^{-3} с. Через определенное время после подачи напряжения в промежутке регистрируется ток, причем характерно его самопроизвольное погасание. Длительность импульса предпробойного тока была около 10^{-4} с.

На рис. 14.9 показаны время запаздывания и амплитудное значение тока в зависимости от напряжения на нетренированных электродах и электродах, обработанных в течение 10 мин тлеющим разрядом.

Длительная тренировка позволяет полностью устранить предпробойный ток в представленном диапазоне условий. Однако после выдержки промежутка примерно в течение суток характеристики разряда вновь восстанавливаются. Увеличение давления до 10^{-4} мм рт.ст. также приводит к исчезновению тока и соответственно к повышению пробивного потенциала.

По внешним признакам рассматриваемый тип предпробойного тока имеет большое сходство с так называемыми микро-разрядами в вакууме на постоянном напряжении [26]. В том и другом случаях отличительной особенностью являются самопроизвольное погасание тока при неизменном напряжении и сильная зависимость тока микро-разряда от состояния поверхности электродов. Поэтому объяснение механизма возникновения тока основывается на ранее развитых представлениях относительно природы микро-разрядов [27, 28]. При этом учитывается, что большая поверхность электродов определяет и большие токи разряда.

Предполагается [27, 29], что ток обусловлен ионным обменом между электродами. Отрицательный ион, возникший на катоде, выбивает из поверхностей пленки на аноде k_1 положительных ионов. В свою очередь каждый из них создает на катоде k_2 электронов и k_3 отрицательных ионов, причем $k_2 \gg k_3$. Если произведение $k_3 k_1 > 1$, то в промежутке происходит нарастание тока электронов по закону

$$i(t) = \frac{(1+k_3+k_2)e}{t_{\pi}} \exp \left[\left(\frac{t}{t_{\pi}} - \frac{1}{2} \right) \ln k_1 k_3 \right], \quad (14.15)$$

где t_{π} — удвоенное время пролета иона между катодом и анодом. Процесс бомбардировки электродов сопровождается уменьшением толщины десорбированной пленки, что и может быть причиной погасания разряда [27].

Согласно [29], рассмотренная модель объясняет экспериментальные результаты при значении произведения $k_3 k_1 = 1,023$. То, что коэффициенты вторичной эмиссии k_3 и k_1 из адсорбированного слоя могут превышать единицу, показано в работе [28]. Отсюда следует, что для предотвращения предпробойного тока необходимо попадание ионов, возникающих у одного из электродов.

тродов, на противоположный электрод. По-видимому, увеличение давления газа препятствует развитию ионной лавины за счет либо столкновительных процессов в объеме [25, 29], либо изменения свойств адсорбированной на электродах пленки. По нашему мнению, этот разряд объясняется появлением микровзрывов на поверхности катода, которые из-за условий эксперимента не сопровождались большим током (порядка порогового $i_{пр}$), поэтому микровзрыв способствовал появлению н-эктонов. Однако эти микровзрывы вызывали эмиссию электронов и отрицательных ионов с катода, которые, попадая на анод, приводили к электронностимулированной десорбции газа с поверхности анода. Этот газ ионизировался, и положительные ионы и плазма двигались к катоду, что вызывало усиление процесса микровзрывов за счет зарядки ионами диэлектрических пленок и включений на катоде. Далее процесс может повторяться до такого заполнения плазмой промежутка, при котором в нем возникают большая проводимость, с-эктоны, а также катодное пятно вакуумной дуги, если ток выше порогового.

§ 14.4. СЖАТЫЕ И ВЫСОКОПРОЧНЫЕ ГАЗЫ

Согласно закону Пашена, пробивные напряжения в зависимости от произведения pd должны описываться формулой (14.11), из которой следует, что при увеличении длины зазора пробивное поле остается приблизительно постоянно, тогда как при повышении давления $E_{пр}$ должно возрастать. Отклонение от закона подобия наблюдается именно при высоких давлениях и соответственно высоких $E_{пр} > 10^5$ В/см. Это выражается в уменьшении пробивных полей против рассчитанных по (14.11). Табл. 14.3 иллюстрирует отклонение от закона Пашена в сжатом азоте (представлены измеренные и вычисленные пробивные напряжения и напряженности поля для разных давлений при длине зазора $d=0,03$ см [30]). В случае максимального давления (80 атм) достигнуто поле пробоя $E_{пр} = 1,4 \cdot 10^6$ В/см. Измерениям пробивных напряжений в сжатых газах посвящен целый ряд ранних [31—37] и современных публикаций [38—49].

На рис. 14.10 [34] представлены пробивные напряжения в воздухе при различных расстояниях между электродами и использовании электродов, тренированных искровыми разрядами. Видно, что чем больше межэлектродное расстояние, тем при большем давлении имеет место отклонение от кривой Пашена. Пробивное напряжение сильно зависит от характера обработки электродов (рис. 14.11) [34]. На грубо обработанных электродах получаются существенно меньшие пробивные поля для одинаковых давлений. Кривые, подобные показанным на рис. 14.11, полученные с применением различных комбинаций

Таблица 14.3

p , атм	5	10	20	30	40	50	80
$U_{\text{пр. выч.}}$, кВ	7,9	13,1	23	32,5	41	50	75
$U_{\text{пр. изм.}}$, кВ	9,4	13,6	22	27,0	32	36	42
$E_{\text{пр. изм.}}$, кВ/см	313,0	453,0	733	900,0	1066	1200	1400

стального и алюминиевого электродов в воздухе, азоте, углекислом газе и их смесях, получены в [36, 37] для более высоких напряжений, до 1500 кВ. В современных исследованиях высоковольтной газовой изоляции на основе SF_6 применяются напряжения до 10^7 В (некоторые результаты обобщены в [42, 43]). Отклонения от закона подобия при таких высоких напряжениях также наблюдаются в зависимости от конфигурации электродов и состояния поверхности при электрических полях $E > 10^5$ В/см.

На рис. 14.12 [33] показаны пробивные напряжения в азоте и водороде в зависимости от давления при различных межэлектродных расстояниях. Характерно, что отклонение от кривой Пашена проявляется по достижении некоторого электрического поля. Для воздуха это поле равно 400 кВ/см, для водорода — 260 кВ/см. Наибольшие пробивные поля, достигнутые в сжатых газах, составляют $(1-1,4) \cdot 10^6$ В/см [30, 35].

Статическому пробую в области высоких давлений предшествуют предпробойные токи. В работе [44] эти токи исследовались в диапазоне электрических полей до 150 кВ/см. Зависимость тока от напряженности электрического поля для кондиционированных и некондиционированных электродов показана на рис. 14.13. Отмечается, что вплоть до величины 10^{-7} А ток изменяется примерно пропорционально квадрату напряженности поля, а затем наступает более резкий рост. Кривые, полученные в области более высоких полей, близких к пробивным, когда ток сильно зависит от поля, показаны на рис. 14.14 [34]. В таком режиме обнаружен эффект кондиционирования электродов предпробойным током, причем на катоде наблюдались ярко светящиеся области размером много меньше 1 мм.

Из представленных результатов ясно, что несоблюдение закона подобия наблюдается в такой области электрических полей, в которой должны иметь место не только авто-, но и взрывоэмиссионные процессы. Показательно в этом плане приблизительное постоянство электрического поля, начиная с которого происходит отклонение экспериментально измеренных напряжений пробоя от выражения (14.11) (см. рис. 14.12). Резкий рост предпробойного тока перед достижением поля пробоя, а

Рис. 14.11. Пробивное напряжение в воздухе при различных способах обработки катода. $d=0,63$ см.

1 — электроды, тренированные разрядом при числе импульсов $N > 10^3$; 2 — то же, при $N=100$; 3 — электроды, обработанные наждачной бумагой

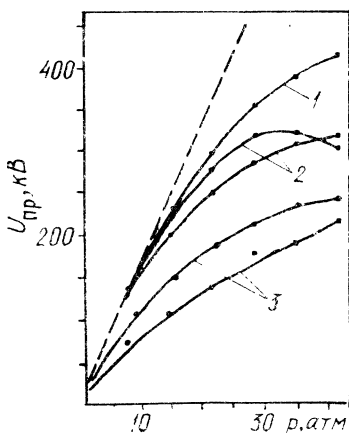


Рис. 14.12. Пробивное напряжение в азоте (штриховые кривые) и водороде (сплошные) в зависимости от давления. Цифры на кривых — межэлектродное расстояние, см

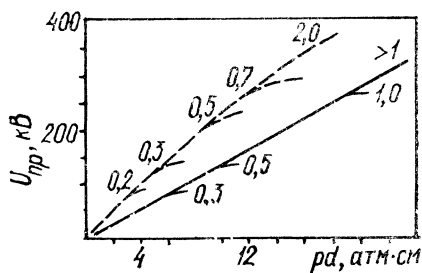


Рис. 14.13. Зависимость предпробойного тока в SF_6 от напряженности поля в промежутке. Нижняя группа кривых соответствует кондиционированным электродам.

d , см: 1 — 1; 2 — 0,5; 3 — 0,25

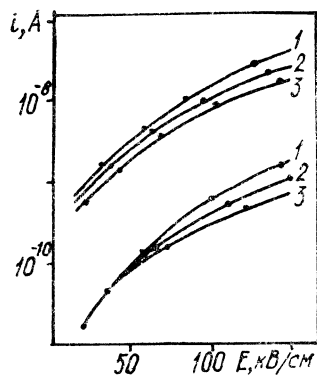
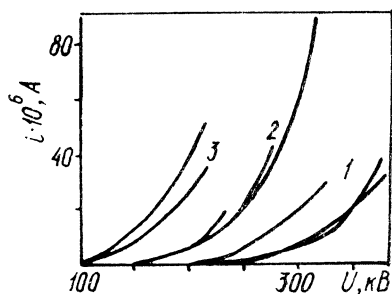


Рис. 14.14. Предразрядные токи с электродов, пробивные напряжения на которых показаны на рис. 14.11. $p=35$ атм, $d=0,63$ см



также эффект кондиционирования поверхности электродов служат доказательством автоэмиссионных процессов в предпробойной стадии. Однако имеется целый ряд экспериментов, показывающих, что на пробивное напряжение влияет состояние поверхности не только катода, но и анода [30, 37, 40, 42, 46].

Для объяснения экспериментальных результатов привлекаются две идеи. Согласно одной, уменьшение скорости роста пробивного напряжения при увеличении давления связано с усилением электрического поля вблизи микровыступов на аноде и катоде. Тогда при повышенных давлениях длина свободного пробега электронов становится меньше характерного размера области, в которой электрическое поле усилено, и вблизи острия происходит ионизационное размножение. Это приводит к выполнению критерия (14.9) при более низких напряжениях, приложенных к зазору.

Согласно другой идее, отклонения от закона Пашена вызываются автоэмиссионными процессами в разряде. Поскольку состояние поверхности электродов — трудно контролируемый фактор, часто первое и второе объяснения противопоставляются и оба явления не рассматриваются в комплексе. В связи с этим проанализируем отдельно работы, в которых для объяснения уменьшения пробивных напряжений привлекаются процессы ударной ионизации в усиленном поле и автоэмиссии.

Одним из первых исследований, где предпринята попытка количественной оценки факторов ионизационного усиления вблизи выступа и автоэмиссии, является работа [30]. Принималось, что неоднородность на электроде выступает в виде полуэллипсоида вращения, большая полуось которого равна h , а малая — b . Тогда отношение максимальной напряженности поля у поверхности эллипсоида к напряженности однородного поля E есть

$$\beta = E_m/E = \frac{M^2}{1-M^2} \left(\frac{1}{2M} \ln \frac{1+M}{1-M} - 1 \right)^{-1}, \quad (14.16)$$

где $M = 1 - (b^2/h^2)$.

При наличии неоднородности электрическое поле в зазоре можно рассматривать как образованное наложением на однородное поле поляризованного эллипсоида. Последнее убывает на оси x обратно пропорционально кубу расстояния:

$$E(x) = E + (\beta - 1) E (h^3/x^3). \quad (14.17)$$

При пробое в неоднородном поле должно выполняться условие

$$\int_0^d \alpha(E(x)) dx = \int_0^d \alpha(E_{пр}) dx, \quad (14.18)$$

где $E_{пр}$ — пробивное поле при $h=0$.

Для простоты интегрирования в левой части выражения (14.18) было принято, что по оси x от $x=h$ до $x=3h$ напряженность поля постоянна и равна полю при $x=2h$, а от $x=3h$ до $x=dE=U/d$. Тогда, интегрируя с применением для коэффициента ударной ионизации аппроксимации (14.5), получаем следующее уравнение:

$$\frac{2h}{d} \exp\left(-\frac{Bp}{E_m}\right) + \left(1 - \frac{3h}{d}\right) \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) = \exp\left(-\frac{Bp}{E_{пр}}\right). \quad (14.19)$$

Отсюда следует, что при отсутствии выступа, когда $h=0$, $E=E_{пр}$. Первое слагаемое в левой части (14.19) определяет, насколько может снизиться пробивное напряжение в случае неоднородного поля, т.е. насколько меньше становится поле E по сравнению с $E_{пр}$. Выбирая соответствующие размеры, можно получить совпадение рассчитанных по формуле (14.19) значений E с экспериментальными. Например, для экспериментальных результатов [30] совпадение получается, если принять $h/d=2 \cdot 10^{-2}$, $h=6 \cdot 10^{-4}$ см, $\beta_E=17$. В этой же работе проведена оценка влияния эффекта автоэмиссии на снижение напряжения пробоя и показано, что с привлечением автоэмиссионного механизма можно также успешно объяснить экспериментальные результаты. Однако при выборе окончательного мнения в пользу того или другого механизма авторы предпочли механизм ионизационного усиления в неоднородном поле. Основным аргументом при этом служило отсутствие связи между пробивным напряжением и работой выхода материала катода. С учетом данных, приведенных в главе 13, в действительности трудно ожидать такую связь.

Метод более точного учета ударной ионизации в поле микровыступа предложен в работе [39]. Также принималось, что условием пробоя является соотношение (14.18). Однако для зависимости $E(x)$ была принята более простая формула, чем (14.17), и для коэффициента ударной ионизации в однородном поле взята аппроксимация вида

$$\alpha = A_1 p \{(E/p) - B_1\}. \quad (14.20)$$

Это позволило при интегрировании (14.18) получить уравнение в аналитическом виде, которое решалось графическим методом. Результаты сравнения расчетов [39] и экспериментов [41] показаны на рис. 14.15.

Наиболее убедительно рассматриваемый механизм обосновывается в исследованиях, когда на электродах заведомо имеются неоднородности, а высота и коэффициент усиления поля контролируются [40, 46, 47]. Так, в работе [40] перед измерением пробивных напряжений оттренированный слаботочным разрядом электрод становился вблизи промежутка, через кото-

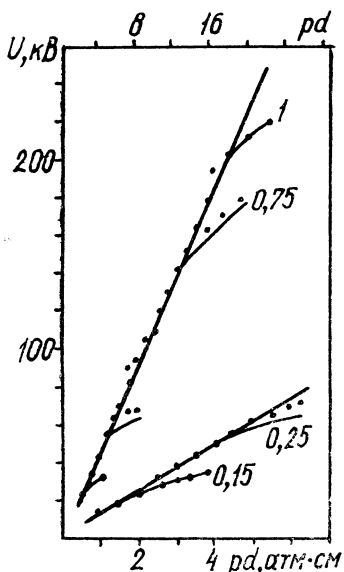


Рис. 14.15. Сравнение экспериментальных (точки) и рассчитанных зависимостей $U_{пр}(pd)$ для различных межэлектродных расстояний в водороде.

Цифры на кривых — расстояние, см

рый пропускался импульсный ток амплитудой 270 кА с периодом колебаний 20 мкс. В результате продукты эрозии этого мощного разряда попадали на поверхность отработанного электрода и создавали на нем рельеф в виде бугорков. Затем электрод исследовался в микроскопе и производилось измерение параметров трех-четырёх самых больших микровыступов. Пробивное напряжение измерялось по 15—20 пробоям. Замечено, что минимальные пробивные напряжения соответствуют первым нескольким пробоям, которые привязываются к большим выступам. Было показано, что отношение $E_{пр}/r$ значительно ниже, чем в однородном поле, а электрическое поле, при котором уже наблюдаются отклонения от закона Пашена, всего 80 кВ/см. Изучение влияния состояния поверхностей электродов на пробивное напряжение в элегазе (SF_6) также показало важную роль выступов больших размеров [46, 47]. Установлено, что для электродов с гладкой поверхностью пробивное напряжение растёт линейно с давлением до электрических полей 180 кВ/см. Увеличение шероховатости поверхности приводит к снижению $U_{пр}$, однако после тренировки электродов разрядом потенциал пробоя вновь повышается. Минимальный размер шероховатости, при котором регистрировалось уменьшение $U_{пр}$, составлял 75 мкм.

Расчёты пробивных полей для электродов, имеющих микровыступы, проводились также в работе [47]. В качестве параметра, характеризующего область отклонений от закона подобия, принято произведение давления газа p на высоту выступа h . Хорошее совпадение с экспериментом получено при $h=500$ мкм.

Процессы предшествующие пробую в SF_6 при повышенных давлениях, изучались в работе [44]. Измерялись предпробойные токи в диапазоне $10^{-11}—10^{-5}$ А при электрическом поле до 150 кВ/см. Из анализа экспериментальных зависимостей токов от давления, напряженности поля, отношения E/p сделан вывод о том, что предпробойный ток представляет собой одну из форм самостоятельного разряда типа «микроразряды» с ионизационным усилением вблизи неоднородностей электродов.

Другая точка зрения на природу отклонений от закона Пашена, а также предпробойных токов состоит в том, что эти явления полностью определяются автоэмиссией [11, 38, 48, 49]. Например, в работе [49] предполагается, что пробой происходит, если поле на катоде достигает некоторого критического значения $E_{кр}$. При этом под $E_{кр}$ понимается поле, усиленное объемным зарядом положительных ионов, возникающих при лавинном размножении в газе. Исходя из этого в области высоких давлений рассчитаны значения пробивных напряжений и показано их удовлетворительное совпадение с экспериментом. Для получения критерия статического пробоя с учетом тока автоэмиссии принималось [12], что при среднем поле в промежутке E с катода обеспечивается электронный ток в соответствии с уравнением $\Phi - H$:

$$j_0 = AE^2 \exp(-B/E). \quad (14.21)$$

Так как мы рассматриваем небольшой интервал напряжений, то $AE^2 = C = \text{const}$.

За счет тока ионов j_+ , появляющихся в зазоре при развитии электронных лавин в промежутке, поле на катоде усиливается на величину E_+ , так что суммарный ток автоэмиссии в поле $E_1 = E + E_+$ при условии $E_+ \ll E$ запишется в виде

$$j = C \exp(-B/E) \exp(BE_+/E^2) = j_0 \exp(BE_+/E^2). \quad (14.22)$$

Далее предполагалось, что поле E_+ , плотности тока j_+ и j связаны с точностью до постоянного множителя соотношением

$$E_+ \sim j_+, \quad j_+ \sim j^n, \quad (14.23)$$

где показатель степени $n \gg 1$. С учетом (14.23) для плотности тока автоэлектронов с катода получим

$$j = j_0 \exp(Mj^n). \quad (14.24)$$

В константу M включен также и множитель $1/E^2$, поскольку поле E очень слабо зависит от плотности тока j_0 . Уравнение (14.24) дает закон увеличения начального тока эмиссии за счет объемного заряда положительных ионов. Решения этого уравнения существуют при малых плотностях тока j_0 и соответственно малых E .

Условие $(d/dj) [\exp(Mj^n)] = 1$, при выполнении которого стационарное решение уравнения (14.24) отсутствует, формально является условием пробоя. Фактически это означает необратимое нарастание тока автоэмиссии в результате прогрессивного накопления положительных ионов вблизи катода и усиления вследствие этого электрического поля на эмиттирующем выступе. При выполнении условия пробоя можно получить удобное выражение для коэффициента вторичной эмиссии $\gamma_{пр}$

с катода, который в данном случае представляет собой отношение тока автоэмиссии j к току положительных ионов на катод j_+ [12]:

$$\gamma_{\text{пр}} = K \exp(-B/E_{\text{пр}}), \quad (14.25)$$

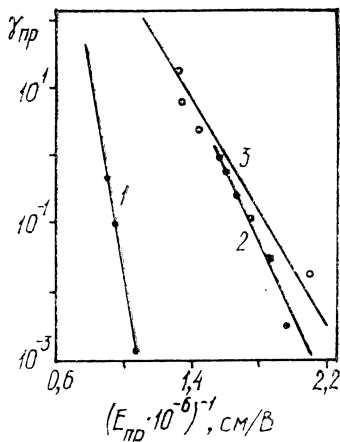
где K — некоторая постоянная.

Экспериментальная проверка правильности основных предпосылок теории проводилась из следующих соображений. С формальной точки зрения, отклонение от закона Пашена в сторону уменьшения пробивных напряжений в соответствии с выражением (14.9) означает увеличение коэффициента вторичной эмиссии γ . Поскольку в рассматриваемой модели получена прямая связь между коэффициентом $\gamma_{\text{пр}}$ и пробивной напряженностью $E_{\text{пр}}$, то, исходя из известных экспериментальных зависимостей $\alpha/p = f(E/p)$ и $U_{\text{пр}}(p)$, по формуле (14.9) можно получить кривую $\gamma(E_{\text{пр}})$, которая должна удовлетворять соотношению (14.25). Результаты такой проверки показаны на рис. 14.16 [12]. Видно, что экспериментальные точки хорошо удовлетворяют зависимости $\gamma_{\text{пр}} \sim \exp(-B/E_{\text{пр}})$. Из наклона прямых на графике рис. 14.16 была определена константа B , в рассматриваемых экспериментах для нержавеющей стали, обычной стали и алюминия соответственно равная $2,6 \cdot 10^7$; $1,1 \cdot 10^7$; $9,3 \cdot 10^6$ В/см. Естественно, что значение B получено здесь с учетом усиления поля на микровыступах катода ($B = 6,85 \cdot 10^7 \times \chi \phi^{3/2} / \beta_E$), и усиление $\beta_E = 50$, как отмечалось ранее, является достоверным.

Таким образом, мы имеем ситуацию, в которой две различные по сути физические модели позволяют объяснить отклонение пробивных напряжений в одинаковых условиях от закона Пашена. Причину такого несоответствия нетрудно установить, анализируя критерий пробоя (14.19). В той и другой моделях наибольшее влияние на пробивное напряжение оказывает коэффициент усиления поля β_E , который, как правило, известен лишь предположительно и может меняться в пределах 10—100 и более. Ясно, что, подставляя соответствующие значения параметров выступа в формулу (14.19) или значения β в формулу (14.25), можно практически всегда получить согласие с экспериментом по пробивным напряжениям. Поэтому в конкретных условиях пробоя необходимо знать истинное состояние поверхности катода и его автоэмиссионные свойства.

В [38] измеряли пробивные напряжения в азоте при давлении 12 атм и поле $E = 2 \cdot 10^5$ В/см. Предварительно определяли токи автоэмиссии с катодов из алюминия, титана и нержавеющей стали. Установлено, что электроды из нержавеющей стали имеют автоэлектронные токи на 2—3 порядка выше, чем другие, и соответственно меньшие пробивные напряжения. Большую роль в уменьшении последних играют такие случайные и трудно контролируемые факторы, как инородные вклю-

Рис. 14.16. Зависимость эффективного коэффициента вторичной эмиссии от величины обратной пробивной напряженности для нержавеющей стали (1), обычной стали (2) и алюминия (3)



чения на поверхности катода, микровыступы, границы кристаллических зерен и др. Измеренные автоэлектронные токи в вакууме и газе скорее всего будут различны. Однако из экспериментов по измерению времен запаздывания импульсного пробоя следует, что даже при тщательной обработке электродов инициирование обусловлено автоэмиссией уже при $E \geq 5 \cdot 10^5$ В/см [50].

В обсуждаемых в настоящем разделе экспериментах поле на катоде достигало $1,4 \cdot 10^6$ В/см, и здесь роль автоэмиссии несомненна. На грубо обработанных электродах при низких электрических полях $E \geq 10^5$ В/см основным механизмом в начальной фазе пробоя, возможно, является ионизационное размножение в поле микровыступа. Однако по мере роста тока напряженность поля на катоде, усиленная объемным зарядом ионов, также будет достигать величин, вызывающих автоэмиссию электронов и последующий микровзрыв катодной поверхности. Этот микровзрыв приведет к образованию н-эктона из-за малости тока, обусловленной большим давлением газа. Поэтому образование такого эктона является спусковым механизмом для начала развития пробоя в целом. Возможные механизмы такого пробоя будут обсуждаться ниже. Более подробное изложение роли автоэмиссионных взрывных процессов в газовом разряде дано в монографии [51].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Энгель А, Штенбек М Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. Свойства газовых разрядов. Технические применения / Пер. с нем. Под ред. Н. А. Капцова. М.: Л., 1936.
2. Мирдель Г Электрофизика / Пер. с нем. Под ред. В. И. Раховского. М.: Мир, 1972.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
4. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госкомиздат, 1961.
5. Гусева Л. Г. Зажигание разряда в молекулярных газах при $pd > (pd)_{\min}$ // Исследования в области электрического разряда в газах. 1958. С. 7—16 (Труды ВЭИ, вып. 63).

6. Гусева Л. Г. Зажигание разряда в неоднородных полях при низких давлениях газа // Там же. С. 17—37.
7. Покровская-Соболева А. С., Клярфельд Б. Н. Зажигание высоковольтной формы разряда в водороде при больших разряжениях // ЖЭТФ. 1957. Т. 32, № 5. С. 993—1000.
8. Дикиджи А. Н., Клярфельд Б. Н. Напряжение зажигания разряда в He, Ne, Ar, Kr и Xe // ЖТФ. 1955. Т. 25, № 6. С. 1038—1044.
9. Гусева Л. Г., Клярфельд Б. Н. Напряжение зажигания разряда в ртутных парах // Там же. 1954. Т. 24, № 7. С. 1169—1178.
10. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
11. Гапонов В. А., Нехаев В. Е., Теряев В. Е. Исследование электрической прочности большого вакуумного промежутка с анодной сеткой // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 2. С. 410—416.
12. Boyle W. S., Kisliuk P. Departure from Paschen's law of Breakdown in Gases // Phys. Rev. 1955. V. 97, N 2. P. 255—259.
13. Kisliuk P. Arcing at Electrical Contacts on Closure. Pt. V. The Cathode Mechanism of Extremely Short Arcs // J. Appl. Phys. 1954. V. 25, N 7. P. 897—900.
14. Atalla M. M. Arcing of Electrical Contacts in Telephone Switching Circuits. Pt. II. Characteristics of the Short Arc // Bell System Techn. J. 1953. V. 32. P. 1493—1506.
15. Atalla M. M. Arcing of Electrical Contacts in Telephone Switching Circuits. Pt. IV. Mechanism of the Short Arc // Ibid. 1955. V. 34. P. 203—220.
16. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностран. лит., 1960.
17. Germer L. H., Haworth F. E. A Low Voltage Discharge between Very Close Electrodes // Phys. Rev. 1948. V. 73, N 9. P. 1121—1122.
18. Germer L. Arcing at Electrical Contacts on Closure // P. I. J. Appl. Phys. 1951. V. 22, N 4. P. 955.
19. Haworth F. E. Experiments of the Initiation of Electric Arcs // Phys. Rev. 1950. V. 80, N 2. P. 223—226.
20. Llewellyn-Jones F. Some Problems of Micro-Arc Discharges // Proceeding 4 International Conference Gas Discharges. L., 1976. P. 429—432.
21. Atalla M. M. Arcing of Electrical Contacts in Telephone Switching Circuits. Pt. III. Discharge Phenomena on Break in Inductive Circuits // Bell. System Techn. J. 1954. V. 33. P. 535—558.
22. Atalla M. M. Arcing of Electrical Contacts in Telephone in Switching Circuits. Pt. V. Mechanism of the Short Arc and Erosion of Contacts // Ibid. 1955. V. 34. P. 1081—1102.
23. Фогельсон Т. Б., Бреусова Л. Н., Вагин Л. Н. Импульсные водородные тиратроны. М.: Сов. радио, 1974
24. Ергаков В. А., Крючков И. И., Требуховский Ю. В. Электроизоляция в электростатических анализаторах (обзор) // ПТЭ. 1971. № 6. С. 20—31.
25. Yamamoto A., Maki A., Maniwa Y., Kusumegi A. Investigation of Voltage Breakdown in the Vacuum of DC Electrostatic Separator // Jap. J. Appl. Phys. 1977. V. 16, N 2. P. 343—354.
26. Сливков И. Н. Электрический разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
27. Герасименко В. И. К теории микроархразрядов в межэлектродных промежутках // ЖТФ. 1968. Т. 38, № 1. С. 155—162.
28. Mansfield W. K., Firtescue R. L. Pre-Breakdown Conduction between Electrodes in Continuously pumped Vacuum Systems // Brit. J. Appl. Phys. 1957. V. 8, N 2. P. 73—78.
29. Smith W. A., Inness M. J., Fielding K. A., Pradhan R. Impulse breakdown of Large Gaps in Vacuum // Proceeding IV International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Waterloo, 1970. P. 96—101.
30. Блохинцев Д. И., Вул Б. М., Парнас Я. М. Пробой в сжа-

том газе при больших давлениях и малых расстояниях // ЖТФ. 1940. Т. 10, № 5. С. 357—368.

31. Young D. R. Electric Breakdown in CO₂ from Low Pressures to the Liquid State // J. Appl. Phys. 1950. V. 21, N 3. P. 222—231.

32. Boulland A. Mesures de la tension d'amorçage des discharges rampantes dans l'hydrogene et dans l'azote comprimés // J. Phys. rad. 1956. V. 17, N 11. P. 129A—134A.

33. Finkelmann E. Der elektrische Durchschlag verschiedener Gase unter hohem Druck // Archiv fur Elektrotechn. 1937. Bd 31, H. 4. S. 282—286.

34. Howell A. H. Breakdown Studies in Compressed Gases // Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. 1939. V. 58. P. 193—206.

35. Felici M. N., Marchal Y. Nouvelles recherches sur la rigidite dielectrique des gaz comprimés // Rev. Gen. Electr. 1948. V. 57, N 4. P. 155—162.

36. Trump J. G., Safford E. J., Cloud R. W. D—C Breakdown Strength of Air and of Froen in a Uniform Field of High Pressures // Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. 1941. V. 60. P. 131—134.

37. Trump J. G., Cloud R. W., Mann J. G., Hanson E. P. Influence of Electrodes on D—C Breakdown in Gases at High Pressure // Electr. Eng. 1950. V. 69, N 10. P. 961—964.

38. Coates R., Dutton J., Harris F. M. Electrical Breakdown of Nitrogen at High Electric Fields // Proc. Inst. Electr. Eng. 1978. V. 125, N 6. P. 558—562.

39. Авруцкий В. А., Гончаренко Г. М., Прохоров Е. Н. Влияние шероховатости электродов на электрическую прочность сжатых газов // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 3. С. 615—619.

40. Авруцкий В. А. Влияние шероховатости электродов на пробивные напряжения и их разброс // Там же. С. 620—637.

41. Левитов В. И., Ляпин А. Г., Семенов Ю. Н., Тилк В. Г. Электрическая прочность водорода в однородном поле при высоком давлении // Электричество. 1970. № 5. С. 68—72.

42. Ляпин А. Г. Электрический пробой сжатых газов // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 6. С. 1313—1321.

43. Бортник И. М., Кук И. Н. Характеристики зажигания разряда в шестифтористой сере при сверхвысоких напряжениях // ЖТФ. 1972. Т. 42, № 11. С. 2376—2384.

44. Бортник И. М. О некоторых процессах, предшествующих пробую газа при высоких давлениях // ЖТФ. 1978. Т. 48, № 2. С. 259—265.

45. Berger S. Breakdown field gradients in compressed air // Proceeding 4 International Conference Gas Discharges. L., 1976. P. 98—101.

46. Gockenbach E. Effect of the electrode surface on the breakdown performance of SF₆ // Ibid. P. 113—116.

47. Crichton B. H., Ibrahim D. E., Farish O. The dependence of breakdown voltage in SF₆ mixtures on electrode—surface roughness // Ibid. P. 117—120.

48. Coates R., Dutton J., Harris F. M. The electrical breakdown of high-pressure gases at high electric field // Ibid. P. 133—136.

49. Ritov H. The Space Charge Field Emission Hypothesis Applied to Hayashi Data on Discharges Through Gases // J. Electron. Control. 1959. V. 6, N 3. P. 236—245.

50. Beynon J., Llewellyn-Jones F. Cold electrodes in nitrogen under the influence of an electric field // Inter. J. Electron. 1968. V. 24, N 4. P. 381—388.

51. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.

§ 15.1. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД И ЕГО КОНТРАКЦИЯ

Характерными особенностями тлеющего разряда являются объемное протекание тока и наличие слоя прикатодного падения потенциала, благодаря чему электроны из прикатодных областей равномерно поступают в столб разряда. Падение потенциала на прикатодных областях составляет обычно несколько сотен вольт, а размер прикатодной области устанавливается такой, что обеспечиваются условия самоподдержания разряда за счет ионизационных процессов в газе и вторичных — на катод. Вторичные электроны возникают при бомбардировке катода положительными ионами за счет фотоэффекта, а также бомбардировки быстрыми нейтральными атомами, образующимися при перезарядке, и в других процессах. Эти процессы обуславливают, как правило, равномерную плотность тока вторичных электронов на катоде и соответственно равномерную структуру катодного слоя.

В нормально тлеющем разряде плотность тока остается постоянной, а полный ток повышается за счет увеличения площади, занимаемой разрядом на катоде. После того как разряд займет всю поверхность, дальнейший рост общего тока в цепи приводит к повышению его плотности и напряжения горения разряда. В таком случае говорят об аномальном режиме горения тлеющего разряда. Достижение определенной плотности тока в аномальном разряде вызывает скачкообразный переход тлеющего разряда в дуговой. Это сопровождается перераспределением тока в столбе разряда (контракцией столба), а также на катоде (локализацией тока в области катодного пятна).

Имеются две точки зрения на природу перехода из объемного разряда в искровой. Одна заключается в том, что контракция обусловлена неустойчивостями, возникающими в столбе разряда. Например, в тлеющем разряде в длинных трубках сжатие столба может происходить за счет того, что на оси выделяется больше энергии, чем в периферийных областях. Это вызывает нагрев газа, его вытеснение из внутренних областей и понижение концентрации нейтральных частиц. Снижение концентрации ведет в свою очередь еще к большему рассеиванию

мощности на оси разряда [1]. Обзоры соответствующих публикаций даны в работах [2—5].

Существует, однако, другой подход, в основе которого лежат экспериментальные данные о зарождении неустойчивостей, приводящих к контракции, в приэлектродных областях (как правило, в прикатодной) [5—7]. Считается, что в результате развития этих неустойчивостей инициируется нестабильность столба разряда. Данная точка зрения в меньшем объеме освещена в литературе, особенно в последних публикациях, связанных с исследованиями импульсных объемных разрядов.

Уже в ранних работах экспериментально наблюдалось как радиальное сжатие столба тлеющего разряда без изменения параметров прикатодного слоя при превышении током критической величины [8, 9], так и дугообразование за счет зарождения неустойчивости в катодной области [7, 10—13], причем второй механизм реализовался в широком диапазоне экспериментальных условий при высоких и низких давлениях газа. В соответствии с развитаемой в настоящей книге концепцией, одна из неустойчивостей в катодной области может возникать в том случае, если электрическое поле на катоде достаточно для инициирования автоэмиссии с отдельных участков поверхности. Тогда ток автоэмиссии будет усиливаться объемным зарядом положительных ионов, что приведет к дальнейшему росту плотности тока, взрыву микроострий и образованию эктона. Для определения условий, в которых электрическое поле на катоде может достигать необходимых значений, рассмотрим вначале процессы в прикатодной области тлеющего разряда.

§ 15.2. КАТОДНЫЙ СЛОЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ НА КАТОДЕ

Задача отыскания прикатодного падения потенциала U_K , напряженности поля на катоде E_K и длины катодной области l_K в широком диапазоне плотностей токов и давлений газа облегчается тем, что эти величины связаны с плотностью тока разряда и давлением через законы подобия [14]. Наличие такой связи можно показать, опираясь на систему уравнений непрерывности для электронной и ионной компонент тока и уравнения Пуассона. Для одномерной задачи в случае, если плоский катод помещен в начале координат ($x=0$), имеем следующую систему уравнений:

$$d(n_e v_e)/dx = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_i; \quad (15.1)$$

$$d(n_i v_i)/dx = \alpha v_i n_i - \beta n_e n_i; \quad (15.2)$$

$$dE/dx = -e(n_i - n_e)/\epsilon_0; \quad (15.3)$$

$$v_e = \mu_e E; \quad (15.4)$$

$$v_i = \mu_i E. \quad (15.5)$$

Здесь n_i , n_e , v_i , v_e , μ_i , μ_e — соответственно концентрации, дрейфовые скорости и подвижности ионов и электронов; E — напряженность электрического поля; β — коэффициент рекомбинации; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; e — заряд электрона.

При записи системы уравнений не учитывалась диффузия заряженных частиц. Строго говоря, это действительно только для высоких давлений, однако для процессов в катодном слое нормального и аномального тлеющего разрядов диффузией можно пренебрегать и при низких давлениях газа [15]. Ионизационные процессы учтены через коэффициент Таунсенда α , а рекомбинационные — через эффективную константу рекомбинации β . В электроотрицательных газах и смесях с их присутствием значительную роль в убыли электронов может играть прилипание к нейтральным молекулам. Чтобы его учесть, нужно записать, по крайней мере, еще одно уравнение для баланса отрицательных ионов. При этом система усложняется и решения теряют наглядность, поэтому будут обсуждаться в основном результаты для газов, в которых реакция прилипания не оказывает заметного влияния на характеристики разряда.

С учетом сказанного можно записать еще два уравнения, связывающие плотности тока j_i и j_e соответствующей компоненты с потоком заряженных частиц:

$$j_i = en_i v_i = en_i \mu_i E; \quad (15.6)$$

$$j_e = en_e v_e = en_e \mu_e E, \quad (15.7)$$

и уравнение для плотности тока j через любое сечение разряда:

$$j = j_i + j_e. \quad (15.8)$$

Процессы в области катодного падения потенциала обеспечивают существование самостоятельного разряда. Если ограничиться рассмотрением катодного падения U_k как функции плотности тока, то зависимость $j(U_k)$ будет аналогом вольт-амперной характеристики разряда и можно оставить в стороне явления в положительном столбе. Катодный слой характеризуется избытком положительных ионов и высокой напряженностью поля, поэтому обычно пренебрегают процессами рекомбинации и полагают $\beta n_e n_i = 0$.

Граничные условия, необходимые для решения системы (15.1) — (15.8), при отыскании вольт-амперной характеристики катодного слоя записываются в виде

$$j_e(0) = \gamma j_i(0); \quad (15.9)$$

$$U_k = \int_0^{l_k} E(x) dx, \quad (15.10)$$

где l_k — длина катодного слоя; γ — обобщенный коэффициент вторичной эмиссии под действием ионов и фотонов.

В ряде случаев удобно пользоваться соотношением

$$\gamma \left[\exp \left(\int_0^{l_K} \alpha dx \right) - 1 \right] = 1, \quad (15.11)$$

которое является таунсендовским условием самоподдержания тока в катодном слое и непосредственно следует из уравнений (15.1), (15.8), (15.9).

Для отыскания зависимости $E_K(j)$ воспользуемся методикой интегрирования, предложенной в работе [16]. Примем, что в катодном слое искажение поля определяется пространственным зарядом положительных ионов, т. е. считаем в уравнении Пуассона $n_e = 0$. Тогда это уравнение запишется в виде

$$- [\epsilon_0 v_i(x)/j] dE/dx = j_i(x)/j. \quad (15.12)$$

Делая замену переменных $z = (\epsilon_0 v_i/j) dE/dx$, а затем дифференцируя (15.12) по x и подставляя dj/dx из уравнения (15.2), получаем

$$z' = \alpha [1 + z], \quad (15.13)$$

где $z' = (dz/dE)(dE/dx)$, и домножая (15.13) на $\epsilon v_0/j_+$, выводим уравнение с разделяющимися переменными

$$[z/(1+z)] dz = (\epsilon_0 \alpha v_i/j) dE, \quad (15.14)$$

для интегрирования которого необходимо знать граничные условия на z , т. е. на производную dE/dx :

$$z(0) = -j_i(0)/j = -1/(\gamma + 1); \quad (15.15)$$

$$z(l_K) = -j_i(l_K)/j \approx 0. \quad (15.16)$$

Тогда после интегрирования с учетом (15.15), (15.16) выражение (15.14) приводится к виду

$$j/p^2 = \frac{\epsilon_0}{2\gamma - 1 - \ln \gamma} \int_{E(0)/p}^{E(0)/p} \alpha/p v_i dE/p. \quad (15.17)$$

Поскольку отношение α/p и дрейфовая скорость v_i являются функциями $E(x)/p$, из уравнения (15.17) следует, что напряженность поля на катоде связана с плотностью тока и давлением законом подобия $E(0)/p = f(j/p^2)$. Выполнение последнего для l_K и U_K можно показать, приняв линейное распределение напряженности [14]:

$$E(x) = E(0)[1 - (x/l_K)]. \quad (15.18)$$

Тогда из уравнения Пуассона с применением граничных условий (15.8), (15.9) получим

$$\rho l_K = \frac{E(0)}{\rho} \frac{(1+\gamma) \epsilon_0 v_i(0)}{j/p^2}, \quad (15.19)$$

а в соответствии с (15.10)

$$U_K = [E(0)/2\rho] \rho l_K. \quad (15.20)$$

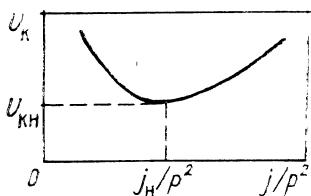


Рис. 15.1. Качественная зависимость катодного падения потенциала в объемном разряде от параметра j/p^2

Таким образом, произведение давления на длину катодного слоя plr_k и прикатодное падение потенциала U_k также являются функциями отношения плотности полного тока к квадрату давления газа j/p^2 .

Проанализируем характер зависимостей, выражаемых формулами (15.17), (15.19), (15.20). Так как $v_i(E/p)$ и $\alpha/p(E/p)$ — монотонно возрастающие функции, то непосредственно из (15.17) видно, что напряженность поля на катоде повышается с ростом плотности тока. С учетом этого и из уравнения (15.11) легко заключить, что произведение pl_k уменьшается при увеличении j . Зависимость $U_k(j/p^2)$ более сложная (рис. 15.1), и ее поведение определяется главным образом характером зависимости скорости ударной ионизации α/p от отношения E/p . Для большинства газов при $E/p=100-300$ В/см мм рт. ст. коэффициент ионизации очень резко увеличивается с ростом электрического поля, а при более высоких E/p наступает насыщение. В диапазоне плотностей токов и электрических полей, при которых зависимость $\alpha/p(E/p)$ сильная, катодное падение потенциала уменьшается с ростом j , так как незначительное увеличение поля $E(0)$ в соответствии с условием (15.11) должно приводить к сильному уменьшению длины j_k . При высоких отношениях j/p^2 электрическое поле в прикатодной области становится настолько большим, что коэффициент ударной ионизации α практически не увеличивается с ростом поля. Это приводит к зависимости $U_k(j/p^2)$, которая имеет минимум, как показано на рис. 15.1.

Нормальный тлеющий разряд характеризуется минимальным катодным падением потенциала U_{kn} , а также постоянством параметров j_k/p^2 и pl_k [15]. Когда разряд покрывает всю катодную поверхность, то увеличение тока сопровождается ростом U_k , т. е. вольт-амперная характеристика соответствует правой ветви зависимости $U_k(j/p^2)$. Такой разряд называют аномальным. Левая ветвь вольт-амперной характеристики соответствует поднормальному тлеющему разряду [14].

В стационарном тлеющем разряде низкого давления обычно реализуются нормальный и аномальный режимы горения. Природа сил, вызывающих установление некоторой плотности тока разряда и увеличение площади при повышении полного тока в цепи, остается невыясненной до конца. Предполагается, что определенную роль играют радиальные электрические поля на

боковых границах катодного слоя [16—18]. Тем не менее из формальных соображений видно, что устойчивое состояние разряда на левой ветви вольт-амперной характеристики невозможно без принятия специальных мер [16], поскольку дифференциальное сопротивление $dU_K/dj < 0$. Такими мерами являются включение в электрическую цепь большого балластного сопротивления или принудительная ионизация газа для того, чтобы разряд занимал заданную площадь. Как отмечалось в работе [14], при ограничении тока в цепи настолько, что поперечный размер разряда становится соизмерим с длиной l_K , поднормальный разряд имеет место, хотя его горение может сопровождаться колебаниями в токе, прерыванием и повторным зажиганием.

Основные данные по катодному слою нормального тлеющего разряда низкого давления известны достаточно полно. В табл. 15.1 приведены значения U_{KH} , j_H/p^2 , $p l_K$, E_K/p для разных газов и различных материалов катода [7, 11, 15, 19, 20]. Видно, что в гелии и неоне плотность тока нормального тлеющего разряда и напряженность поля на катоде ниже, чем в молекулярных газах и аргоне. Из представленных результатов можно оценить поле E_K для широкого диапазона давлений. Однако для стационарного тлеющего разряда необходимо иметь в виду, что вследствие нагрева газа и его вытеснения из разрядной зоны концентрация молекул в межэлектродном пространстве и соответственно так называемое приведенное к температуре давление p^* меньше, чем среднее давление p , обычно измеряемое в разрядной камере [21]. Например, в работе [11] с использованием палладиевого катода получен нормальный тлеющий разряд при давлениях до 300 мм рт. ст. При этом приведенное давление p^* для $p=1300$ мм рт. ст. составляло 150 мм рт. ст. Исходя из нормального катодного падения потенциала $U_K=320$ В и произведения $p^* l_K=0,22$ мм рт. ст.·см, можно получить максимально достижимое поле на катоде $E_K=4 \cdot 10^5$ В/см. При таком поле тлеющий разряд все еще горел устойчиво, но при наложении на промежуток импульса тока и переводе разряда в аномальный режим наблюдался переход к дуге. Это относится, по-видимому, к максимально достижимым давлениям, при которых существует нормальный тлеющий разряд. Обычно же разряд зажигается при значительно меньших давлениях, и поэтому электрическое поле на катоде недостаточно для заметного проявления автоэмиссионных и взрывных процессов. Этим и объясняется устойчивое горение нормального и слабо аномального тлеющего разрядов без образования эктонов. Необходимо отметить также, что при использовании катодов, на которых имеются оксидные пленки или загрязнения в виде отдельных диэлектрических вкраплений, появление эктонов и переход к дуге могут происходить и в нормальном тлеющем разряде [13]. Это связано с зарядкой пленки на катоде ионами, повышением поля до 10^6 В/см и более и последующим

Таблица 15.1

Катод	$U_K, В$	$j/p^2 \cdot 10^6, А/[см^2 \cdot (мм рт. ст.)^2]$	$\rho l_K, мм рт. ст. \cdot см$	$E_K/p \cdot 10^3, В/(см \cdot мм рт. ст.)$	Катод	$U_K, В$	$j/p^2 \cdot B \times 10^6, А/[см^2 \cdot (мм рт. ст.)^2]$	$\rho l_K, мм рт. ст. \cdot см$	$E_K/p \cdot 10^3, В/(см \cdot мм рт. ст.)$
Воздух					Кислород				
Al	229	330	0,25	1,8	Al	311	—	0,24	2,6
Au	285	570	—	—	Fe	290	—	0,31	1,9
Cu	370	240	0,23	3,2	Pt	364	550	—	—
Fe	269	—	0,52	1,0	Азот				
Pd	320	200	0,22	2,9	Al	180	—	0,31	1,2
Водород					Fe	215	400	0,42	1,0
Al	170	90	0,72	0,47	Pt	216	380	—	—
Au	247	110	—	—	Аргон				
Cu	214	64	0,8	0,53	Al	100	—	0,29	0,69
Fe	250	72	0,9	0,55	Fe	165	160	0,33	1,0
Ni	211	—	0,9	0,47	Pt	131	150	—	—
Pt	276	90	1,0	0,55	Неон				
Zn	184	—	0,8	0,46	Al	120	—	0,64	0,37
Гелий					Fe	150	6,0	0,72	0,42
Al	140	—	1,32	0,21	Pt	152	18,0	—	—
Fe	150	2,2	1,3	0,23					
Pt	165	5,0	—	—					

пробоем материала пленки. Данный вопрос будет рассмотрен при анализе механизма контракции разряда с малой плотностью тока.

В аномальном тлеющем разряде напряженность поля на катоде возрастает по сравнению с нормальным. Имеются эксперименты, в которых измерялись непосредственно поле на катоде [22] либо катодное падение потенциала и параметр ρl_K [21, 23]. В последнем случае напряженность поля легко получить, если аппроксимировать $E(x)$ линейной зависимостью (15.18) и воспользоваться формулой (15.20). Результаты такой обработки экспериментальных данных для разряда с железным катодом [21, 23] представлены на рис. 15.2 в виде графиков $E(0)/p = f_1(j/p^2)$, $\rho l_K = f_2(j/p^2)$. Эксперименты проведены при низких давлениях, причем в азоте данные для глубоко аномального режима, когда катодное падение потенциала $U_K = 3000 В$ и $j/p^2 = 0,69 А/(см^2 \cdot мм рт. ст.)$, соответствуют максимальному давлению $p = 0,25 мм рт. ст.$ Отсюда видно, что максимальные поля на катоде не превышали $10^4 В/см$, хотя отно-

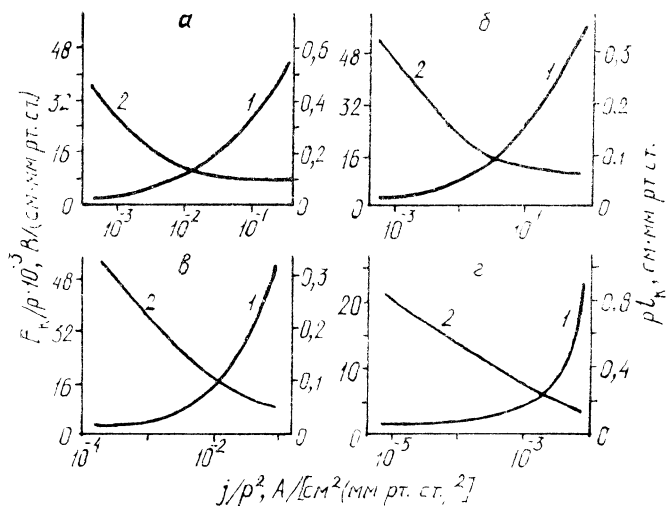


Рис. 15.2. Зависимость $E_{\text{к}}/p(j/p^2)$ (1) и $pl_{\text{к}}(j/p^2)$ (2) в азоте (а), кислороде (б), аргоне (в) и неоне (г)

шение напряженности поля к давлению было очень высоко ($E_{\text{к}}/p = 1,5 \cdot 10^4$ В/(см·мм рт. ст.)). При возрастании давления напряженность поля на катоде повышается и может достигать значений, при которых происходят микровзрывы и появляются эктоны.

Для азота и кислорода в диапазоне от нормального до глубокого аномального разрядов зависимости $E_{\text{к}}/p(j/p^2)$ с точностью не хуже 20 % аппроксимируются степенными функциями

$$E_{\text{к}}/p = 1,1 \cdot 10^5 (j/p^2)^{0,6}; \quad (15.21)$$

$$E_{\text{к}}/p = 6,46 \cdot 10^4 (j/p^2)^{0,46}. \quad (15.22)$$

Характерной особенностью в аргоне и неоне является плавный минимум кривой $U_{\text{к}}(j/p^2)$, так что при малых j/p^2 отношение $E_{\text{к}}/p$ растет медленно, а затем скорость роста увеличивается. Поэтому подобрать подходящие степенные аппроксимации с постоянным показателем не удается.

Представляет интерес выяснение связи между плотностью тока разряда и давлением при постоянном поле $E_{\text{к}}$ [24]. Такая связь легко получается из (15.21) и (15.22) и имеет для N_2 и O_2 соответственно вид

$$j = 3,8 \cdot 10^{-9} E_{\text{к}}^{1,67} p^{0,33}; \quad (15.23)$$

$$j = 5,68 \cdot 10^{-11} E_{\text{к}}^{2,13} p^{-0,13}. \quad (15.24)$$

Таким образом, плотность тока разряда, при которой достигается заданное поле на катоде, слабо зависит от давления газа.

§ 15.3. МЕХАНИЗМ КАТОДНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

15.3.1. БОЛЬШАЯ ПЛОТНОСТЬ ТОКА

Переход аномального тлеющего разряда в дугу в воздухе при давлениях 50—1300 мм рт. ст. исследовался в [11]. Нормальный тлеющий разряд зажигался между двумя торцовыми концами полированных палладиевых проволок диаметром 0,074 см. Для того чтобы при повышении тока разряд не переходил на боковые поверхности, проволоки были заключены в трубку из окиси алюминия. Режим горения нормального тлеющего разряда выбирался так, чтобы вся площадь катода была занята разрядом. Это позволило определить среднюю плотность тока. Анод размещался на границе фарадеева темного пространства, и катодное падение потенциала $U_K=300$ В равнялось приложенному напряжению. Длина зазора составляла 0,01—0,05 см. При высоких давлениях газ нагревается и вытесняется из разрядной зоны. Тогда приведенное давление p^* , соответствующее уменьшенной концентрации нейтральных частиц, оказывается меньше измеренного. Для определения давления p^* при низких p (менее 10 мм рт. ст.) измерялась константа $j_n/p^2=c_1$, которая оказалась равной $2 \cdot 10^{-4}$ А/[см²(мм рт. ст.)²]. Зная c_1 , легко по измеренной плотности тока найти p^* для любых давлений. В табл. 15.2 даны определенные описанным способом параметры катодного слоя при переходе тлеющего разряда в дуговой (p — давление в камере; p^* — давление в разрядной зоне; j_n — плотность тока).

Для перевода разряда в аномальный режим к промежутку прикладывался импульс тока длительностью 10 мкс. При некоторой прикатодной плотности тока j_* разряд переходил в дуговой. Значения тока и напряжения перехода, а также напряженности поля на катоде, оцененной по плотности тока j_* , представлены в четвертом, пятом и шестом столбцах соответственно. Оказалось, что в широком диапазоне давлений дуга образуется при электрических полях на катоде $E_* \approx 10^6$ В/см. Это позволило объяснить механизм перехода аномального тлеющего разряда в дугу процессами автоэмиссии.

По аналогии с моделью, объясняющей отклонение пробивных напряжений от закона подобия, авторы [11] предположили, что и в катодном слое тлеющего разряда может происходить нарастание тока автоэмиссии с микровыступов, поскольку в области микровыступа имеет место повышенная ионизация газа и, следовательно, повышенная плотность тока ионов на катод. Критерий имеет следующий вид:

$$\exp(-B/E_*) = KE_*^{-1/2}, \quad K = \frac{1,73 \cdot 10^9 D k T e \epsilon_0 \mu_i}{\rho^{1/2} \varphi^2 r^2 N}, \quad (15.25)$$

Таблица 15.2

p , мм рт. ст.	j_n , А/см ²	p^* , мм рт. ст.	j_* , А/см ²	U_K , В	$E_K \cdot 10^{-5}$, В/см
50	0,12	25	123	730	9,3
140	0,44	47	118	575	9,4
440	1,90	98	117	460	9,9
750	3,30	129	109	400	9,6
1300	4,50	150	98	380	9,4

где kT_e — средняя энергия электронов в прикатодной области, эВ; φ — работа выхода; p — давление газа, мм рт. ст.; N — число ионов в лавине, развивающейся в поле прикатодного слоя; μ_i — подвижность ионов, см^{3/2}(мм рт. ст.)^{1/2}с⁻¹·В^{-1/2}; r — радиус микровыступа, см; D — постоянная в экспоненциальном множителе уравнения Фаулера — Нордгейма, учитывающая усиление поля на микровыступах; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, Кл/(В·см). Рассчитанная критическая напряженность поля по формуле (15.25) соответствует экспериментально измеренным напряженностям поля на катоде, приведенным выше. Это подтверждает катодный механизм перехода тлеющего разряда в дугу в описываемых опытах.

Критерий (15.25) формально не является строгим, поскольку при его выводе использована внешняя аналогия процессов при пробое с процессами в прикатодном слое тлеющего разряда. Поэтому представляет интерес анализ устойчивости катодного слоя относительно флуктуаций плотности тока. Одной из первых публикаций, где проводился анализ на устойчивость системы уравнений непрерывности и Пуассона для катодного слоя, является работа [6]. Уравнения записывались в виде

$$dn_{i,e}/dt \pm (1/e) [dj_{i,e}/dx - \alpha j_{i,e}] = 0; \quad (15.26)$$

$$dE/dx = - [(j_i/\mu_i) - (j_e/\mu_e)]/\epsilon_0 E. \quad (15.27)$$

Учитывались граничные условия со стороны катода и отрицательного тлеющего свечения:

$$j_e(0) = \gamma j_i(0), \quad j_i(l_K) = \delta j_e(l_K), \quad (15.28)$$

где δ — коэффициент эффективности плазмы отрицательного свечения.

Принималось, что при флуктуации электронного и ионного токов параметры γ и δ также изменяются:

$$\tilde{\gamma} = \gamma + \frac{d\gamma}{dj_i(0)} j_i(0), \quad \tilde{\delta} = \frac{d\delta}{dj_e(l_K)} j_e(l_K). \quad (15.29)$$

Из условия развития неустойчивости

$$\frac{\tilde{\gamma}(\gamma+1)(\delta+1)}{\gamma(\tilde{\gamma}+1)(\delta+1)} > 1 \quad (15.30)$$

видно, что катодный слой нестабилен в том случае, если при увеличении j_i и j_e коэффициенты γ и δ возрастают. Если вторичным процессом является автоэмиссия с отдельных микроострий или с участков с пониженной работой выхода, то условие развития неустойчивости (15.30) может выполняться.

В работе [26] введено характерное время развития катодной неустойчивости

$$t = A/\alpha v_i, \quad (15.31)$$

где v_i — дрейфовая скорость ионов; $A=2-3$ — постоянная. Для поля на катоде $E_K=5 \cdot 10^5$ В/см и давления $p=1$ атм величина $t=(2-3)10^{-9}$ с, т. е. в катодном слое с высоким электрическим полем неустойчивость инициируется за наносекундные времена. Экспериментально показано [26], что неустойчивость сопровождается переходом автоэмиссии во взрывную эмиссию электронов.

Фактически развитие неустойчивости предполагает переход от катодного слоя с равномерной эмиссией, описываемый граничным условием (15.28), к слою, в котором эмиссия электронов с отдельного участка обеспечивает ток в столбе на площади, значительно превышающей площадь эмиттирующей поверхности острия. В процессе такого перехода между столбом и острием образуется сгусток плазмы высокой концентрации, из которого обеспечивается ионный ток, достаточный для компенсации тока автоэмиссии. Автоэмиссионный и ионный токи нагревают острие, в результате чего происходят его взрыв и образование эктона.

Вопрос о диапазоне полей, в которых может наблюдаться неустойчивость, и о плотностях тока объемного разряда, требующихся для достижения необходимых электрических полей, рассмотрен в работе [24]. На рис. 15.3 приведено решение уравнения (15.25) в зависимости от параметра K при разных константах B , определяющих состояние поверхности катода. В коэффициент K входят подвижность ионов, давление газа, число ионов в лавине, а значит, этот коэффициент является универсальным параметром, характеризующим влияние сорта газа на критическое поле E_* . Оценка K для азота, аргона и криптона показывает, что критическое поле в этих газах составляет $(0,8-2)10^6$ В/см. В водороде E_* несколько выше, что объясняется высокой подвижностью ионов водорода. Данные, приведенные на рис. 15.3, позволяют оценить поле инициирования катодной неустойчивости, которое в зависимости от условий лежит в пределах $(0,5-2)10^6$ В/см.

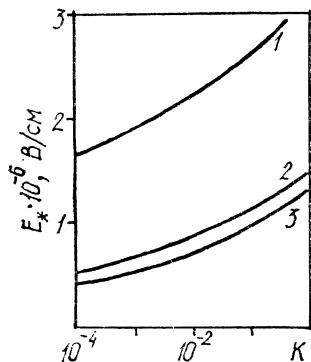


Рис. 15.3. Зависимость критической напряженности электрического поля от параметра K , характеризующего сорт газа:

E , В/см: 1 — $2,6 \cdot 10^7$; 2 — $1,1 \cdot 10^7$; 3 — $9,3 \cdot 10^6$

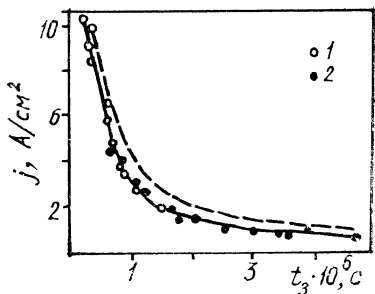


Рис. 15.4. Время запаздывания возникновения катодного пятна в зависимости от плотности тока на зонде. $U = 1000$ В.

1 — аргон, $p = 10^{-2}$ мм рт. ст., 2 — аргон, $p = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.; штриховая кривая — азот, $p = 2,3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $U = 750$ В

В импульсных и стационарных объемных разрядах типа тлеющего напряженность поля на катоде связана с плотностью тока законом подобия $E_K/p = f(j/p^2)$. Отсюда видно, что можно связать плотность тока и давление при заданном поле на катоде $E_K = E_*$:

$$j = F(p), \quad (15.32)$$

где $F(p)$ — некоторая функция от давления газа p .

Если на объемной стадии плотность тока выше, чем определенная из (15.32), то это означает, что напряженность поля на катоде $E_K > E_*$ и условие неустойчивости выполнено [24]. Поле на катоде в области плотностей токов аномального тлеющего разряда можно определить по графикам рис. 15.2 или по формулам (15.21) — (15.24).

15.3.2. МАЛАЯ ПЛОТНОСТЬ ТОКА

Под разрядами с малой плотностью тока здесь понимаются такие, в которых поле на катоде, сформированное за счет объемного заряда положительных ионов, лежит заведомо ниже критического, требуемого для инициирования катодной неустойчивости. В ряде случаев и в таких разрядах наблюдаются формирование катодных пятен и вызванный этим переход объемного разряда в каналный. Катодное пятно формируется вследствие зарядки диэлектрических пленок на катоде и их пробоя.

В [25, 27] наблюдался переход нормального тлеющего раз-

ряда в дуговой в воздухе при давлении 30—760 мм рт. ст. и длине зазора 0,04 см. Приводимые в статье напряженности поля на катоде лежат в пределах $4 \cdot 10^4$ — $4 \cdot 10^5$ В/см. Поскольку рассматривается нормальный тлеющий разряд, то, по оценкам, плотности тока изменялись от $5,6 \cdot 10^{-2}$ до 5,6 А/см, а приведенные давления p_* — от 16 до 160 мм рт. ст. Замечено, что формирование дуги сопровождается появлением в спектре свечения разряда линий материала катода. Авторы [26, 27] привлекают также катодный механизм неустойчивости для объяснения результатов, однако в данном случае коэффициент усиления поля должен достигать 1000. Высказывается предположение [28], что столь высокие коэффициенты связаны со способом обработки катода тлеющим разрядом, приводящим к появлению микровыступов с малым радиусом кривизны. Наличие таких выступов экспериментально не доказано, поэтому вывод о том, что неустойчивость, обусловленная автоэмиссией с острий, может развиваться в среднем поле $4 \cdot 10^4$ В/см, представляется недостаточно обоснованным.

В связи с этим интересно обратиться к другим исследованиям, где рассматривалось формирование дуги в тлеющем разряде в аргоне при давлении 1 атм, межэлектродном зазоре 0,05 см и диаметре электродов 0,6 см. Применялись вольфрамовый полированный анод и катоды, обработанные различными способами. Полировка производилась на фетровом круге, а затем катод промывался бензином и дистиллированной водой. На приготовленную таким образом поверхность могла наноситься оксидная пленка при нагревании катода в воздухе. Грубо обработанный окисленный катод получался при нанесении на полированную поверхность царапин металлической щеткой и при последующем окислении. Электрическая схема была выполнена таким образом, что в процессе перехода от тлеющего разряда к дуге ток разряда практически не изменялся. Фиксация перехода осуществлялась по спаду напряжения на промежутке. После зажигания разряд горел в форме тлеющего, затем переходил в дуговой, затем опять в тлеющий и т. д. Продолжительность отмеченных фаз горения в зависимости от условий изменялась в широких пределах, а временное разрешение системы позволило регистрировать фазы длительностью от 20 нс и более. Показано, что при токах до 1 А тлеющий разряд устойчиво горит на полированных стальных и медных электродах. Однако на этих, а также на латунных, молибденовых и цинковых электродах фиксируются переходы к дуге при токах 0,2—0,4 А. Еще более низкие токи перехода 0,01—0,02 А регистрируются на грубо обработанных окисленных электродах, при этом длительность дуговой стадии составляла менее 5 мкс. Дуга появляется из-за зарождения эктона. Это обусловлено зарядкой оксидной пленки ионами, повышением поля на катоде и электрическим пробоем пленки. В дальнейшем по мере удаления

пленки с катода дуговой разряд переходит в тлеющий, так как причина возникновения эктона устраняется.

Имеются и другие подтверждения роли диэлектрических вкраплений на катоде в формировании дугового разряда [29]. Особо эффектно выглядит механизм усиления электрического поля на катоде при зарядке диэлектрических вкраплений ионным током для разрядов низкого давления, где напряженность поля в тлеющем разряде лежит заведомо ниже критической. Так, в работе [30] проведены модельные эксперименты с полированными катодами, на которые наносились частицы алюминиевой пудры размером около 1 мкм. Катод представлял собой зонд, помещенный в плазму сильноточного разряда с концентрацией ионов 10^{14} см⁻³. На зонд подавался импульсный потенциал, который мог изменяться от нулевого значения до 1600 В. При этом плотность ионного тока на зонд достигала 10 А/см², а электрическое поле, сформированное ионами, не превышало 10⁵ В/см. Тем не менее через определенный интервал времени регистрировалось катодное пятно. На рис. 15.4 представлена зависимость времени запаздывания от плотности тока, из которой следует, что произведение $t_{3j} = \text{const}$, а время t_3 не зависит от сорта газа. Напряженность, при которой происходят пробой диэлектрической частицы и формирование катодного пятна в экспериментах [30], составляет 10⁷ В/см.

Обзор результатов по переходу тлеющего разряда низкого давления в дугу в системах, где на катоде присутствуют диэлектрические вкрапления и загрязнения, дан в статье [31].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ecker G., Krohl W., Zoller O. Thermal Instability of the Plasma Column // *Phys. Fluids*. 1964. V. 7, N 12. P. 2001—2006.
2. Елецкий А. В., Рахимов А. Т. Неустойчивости в плазме газового разряда // *Химия плазмы*. М., 1977. Вып. 4. С. 123—167.
3. Jacob J., Mani S. A. Thermal Instability in High-Power Laser Discharges // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 26, N 2. P. 53—55.
4. Allis W. P. Review of Glow Discharge Instabilities // *Phys.* 1976. V. BC82, N 1. P. 43—51.
5. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Импульсный разряд в газе в условиях интенсивной ионизации электронами // *УФН*. 1978. Т. 126, вып. 3. С. 451—477.
6. Ecker G., Krohl W., Zoller O. Kathodische Instabilität der Glimmentladung // *Ann. Phys.* 1965. Bd 15, H. 8. S. 60—68.
7. Arndt R. Zum Umschlag Glimmentladung-Bogen an leicht verdampfenden Kathoden // *Ibid.* 1961. Bd 7, H. 7. S. 159—178.
8. Gambling W. A., Edels H. Formation of the High-Pressure Arc Column in Hydrogen // *Nature*. 1956. V. 177, N 9. P. 1090—1091.
9. Kenty C. Volume Recombination, Construction and Volt-Ampere Characteristics of the Positive Column // *Phys. Rev.* 1962. V. 126, N 4. P. 1235—1238.
10. Gambling W. A., Edels H. The High-Pressure Glow Discharge in Air // *Brit. J. Appl. Phys.* 1954. V. 5, N 1. P. 36—39.

11. Boyle W. S., Haworth F. E. Glow-to-Arc Transition // *Phys. Rev.* 1956. V. 101, N 3. P. 935—938.
12. Gambling W. A. Cathodic Glow-to-Arc Transitions // *Canad. J. Phys.* 1956. V. 24. P. 1466—1470.
13. Jenkins J., Jones T. B. Glow-Arc Transition in Current-Stabilized Electrical Discharges // *J. Appl. Phys.* 1957. V. 28, N 6. P. 663—668.
14. Энгельс А. Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959.
15. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
16. Ульянов К. Н. Теория нормального тлеющего разряда при средних давлениях // *ТВТ.* 1972. Т. 10, вып. 5. С. 931—938.
17. Hantzsche E. Beitrage zur Theorie des Kathodenfalls // *Beitr. Plasma. phys.* 1964. Bd 4, H. 3. S. 165—208.
18. Emeleus K. G. The Normal Cold-Cathode Glow Discharge // *Inter. J. Electron.* 1974. V. 36, N 11. P. 1—11.
19. Brederlow G. Der Potential und Feldstarkeverlauf im Kathodenfallgebiet von Glimmentladungen // *Ann. Phys.* 1958. Bd 1, H. 6—8. S. 359—376.
20. Badareu E., Pórescu I., Iova I. Volgange in Kathodenteilen von anomalen Glimmentladungen in Helium // *Rev. Phys. Acad. RPR.* 1960. V. 5, N 3—4. P. 287—293.
21. Nahemow M., Wainfan N. Study of the Cathode-Fall Region in Pulsed Glow Discharge // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34, N 10. P. 2988—2992.
22. Günterschulze A. Zusammenhang zwischen Stromdichte und Kathodenfall der Glimmentladung bei Verwendung einer Schutzringkathode und Korrektion der Temperaturerhöhung // *Zs. Phys.* 1928. Bd 49, H 5. S. 358—378.
23. Günterschulze A. Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt. // *Ibid.* 1930. Bd 59, H. 7. S. 433—445.
24. Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Пономарев В. Б. Условия возникновения взрывной эмиссии в объемных разрядах высокого давления // *ЖПМТФ.* 1979. № 6. С. 25—29.
25. Месяц Г. А. О взрывных процессах на катод в газовом разряде // *Письма в ЖТФ.* 1975. Т. 1, № 19. С. 885—888.
26. Кратько С. А. К вопросу о существовании пороговых токов дуги // *ЖТФ.* 1976. Т. 46, № 5. С. 1666—1667.
27. Кратько С. А., Некрашевич И. Г. О возможности перехода нормального тлеющего разряда в дугу // *ЖТФ.* 1977. Т. 47, № 4. С. 795—800.
28. Чистяков П. Н., Радионовский А. Л., Татарина Н. В. и др. Пробой вакуума при контролируемом состоянии поверхностей электродов // *Там же.* 1969. Т. 39, № 6. С. 1075—1079.
29. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1984.
30. Napsox R. Importance of Insulating Inclusions in Arc Initiation // *Brit. J. Appl. Phys.* 1960. V. 11, N 10. P. 468—471.
31. Lutz M. A. Glow-to Arc Transition. Critical Review // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1974. V. 2, N 1. P. 1—24.

§ 16.1. ГРАНИЦЫ СУЩЕСТВОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ РАЗРЯДОВ

16.1.1. ТАУНСЕНДОВСКИЙ РАЗРЯД

При импульсном пробое газа к промежутку может прикладываться начальное напряжение U_0 , превышающее пробивное $U_{пр}$, определяемое законом Пашена. Это превышение характеризуется коэффициентом перенапряжения $k_n = (U_0 - U_{пр})/U_{пр}$. В зависимости от его величины характер развития разряда существенно меняется. При малых k_n , составляющих несколько процентов, и давлениях от атмосферного и ниже имеет место таунсендовский механизм пробоя [1, 2], при котором нарастание тока происходит за счет развития серий электронных лавин. Это приводит к объемному протеканию тока. При низких давлениях такой разряд переходит в тлеющий. Если перенапряжение превышает десятки процентов, то создаются условия трансформации одиночной электронной лавины в стримерный канал. При этом пробой завершается развитием искры, а затем дуги.

На рис. 16.1 [3] представлена кривая, разделяющая множество значений pd и k_n на две области. Если условия разряда соответствуют точкам, лежащим выше кривой, то имеет место стримерный механизм пробоя, а если ниже — таунсендовский. В том и другом случаях типичные отношения начальной напряженности электрического поля к давлению (E_0/p) в молекулярных газах составляют приблизительно 20—60 В/(см·мм рт. ст.). Это значит, что при атмосферном давлении напряженность $E_0 \leq 4,5 \cdot 10^4$ В/см. В таких полях автоэмиссионные и взрывные процессы роли не играют. Однако уже при $k_n \geq 3$ начальное поле станет примерно 10^5 В/см и выше, и, как будет показано в последующих параграфах, в этом случае автоэмиссия и эктоны на катоде будут оказывать радикальное влияние на формирование пробоя.

Поскольку при изложении и обсуждении результатов мы будем сравнивать таунсендовский и стационарный механизмы

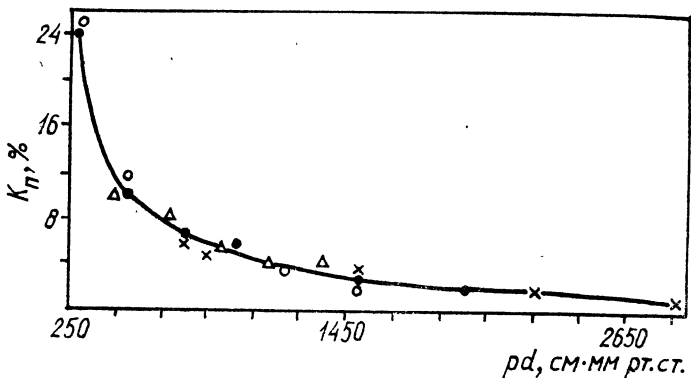


Рис. 16.1. Кривая, разделяющая области развития разряда в воздухе по таунсендовскому и стримерному механизмам

разряда, то приведем очень кратко сведения по пробою при малых $k_{п}$.

Отличительным признаком развития разряда по таунсендовскому механизму является то, что объемный заряд одиночной электронной лавины существенно не искажает электрического поля в промежутке, т. е. число ионов в лавине меньше некоторого критического значения, при котором искажение поля имеет место:

$$\exp(ad) < N_{кр}. \quad (16.1)$$

Другим условием является условие самостоятельности разряда:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \geq 1, \quad (16.2)$$

смысл которого в том, что при развитии одиночной электронной лавины в результате вторичных процессов, характеризующихся коэффициентом γ , на катоде возникает хотя бы один вторичный электрон, дающий начало новой электронной лавине.

При выполнении (16.1) и (16.2) на первом этапе в промежутке протекает ток лавинных генераций. Результаты наблюдений тока одиночных лавин и серий лавинных генераций приведены в работах [2—4]. Продолжительность этой фазы разряда больше, чем время дрейфа электронной лавины в зазоре, и в зависимости от длины зазора и характера вторичных процессов может составлять от сотен наносекунд до десятков микросекунд. Внешний вид разряда характеризуется слабым свечением межэлектродного объема [5, 6]. Концентрация электронов и ионов к концу этой стадии составляет, как правило, менее 10^{11} см^{-3} .

Переход от стадии лавинных генераций к следующему этапу, характеризующемуся распространением в промежутке ионизационных волн, наступает вследствие накопления объемного

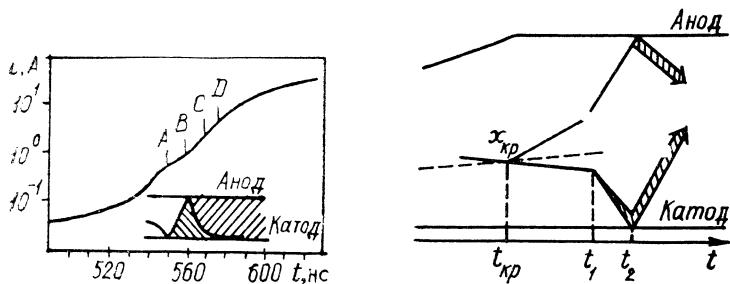


Рис. 16.2. Ток разряда в азоте и схема временных разверток фронтов ионизации. $p=300$ мм рт. ст., $d=2$ см.

Пояснения в тексте

Рис. 16.3. Схема временных разверток разряда при стримерном пробое

заряда положительных ионов вблизи анода, что приводит к усилению электрического поля на границе этого заряда. Детальные расчеты распределения токов и концентраций заряженных частиц приведены в работе [7]. На рис. 16.2 показана осциллограмма тока разряда в азоте и схематично даны развертки волн ионизации во времени, полученные с применением электронно-оптической съемки и фотоэлектрической регистрации [8]. В интервале времен $0-540$ нс в промежутке протекает ток электронных лавин. Затем в усиленном поле вблизи анода происходит интенсивная ионизация и образуется объемный заряд, продвигающийся к катоду. Скорость этого ионизационного фронта увеличивается по мере его движения. При соприкосновении с катодом (см. рис. 16.2, точка *A*) формируется фронт ионизации, направленный от катода к аноду (участок *AB*). Далее автор [8] наблюдал еще две волны ионизации. Типичные скорости их продвижения 10^8 см/с. Таким образом, вторая фаза кратковременна по сравнению с первой. Концентрация электронов на этой фазе составляет менее 10^{13} см $^{-3}$.

После того, как концентрация заряженных частиц в зазоре достигает определенного значения, формируются прикатодное падение потенциала U_k [9] и квазистабильный тлеющий разряд. В работе [7] при расчете осциллограмм тока в водороде принималось, что U_k составляет только небольшую часть от приложенного напряжения ($U_k=0,15 U_0$). При этом расчетные и экспериментальные осциллограммы спада напряженности хорошо совпадают. Плотность электронов в столбе импульсного тлеющего разряда составляет $10^{13}-10^{15}$ см $^{-3}$. Именно при зарождении тлеющего разряда происходит в большинстве случаев спад напряжения на промежутке. Длительность фазы объемного горения может изменяться в широких пределах. В приведенном на рис. 16.3 примере она составляет 600 нс. Затем объ-

емный разряд при высоких давлениях переходит в искровой, что сопровождается резким выбросом на осциллограмме тока и спадом напряжения на электродах.

16.1.2. СТРИМЕРНЫЙ РАЗРЯД

При повышении перенапряжения число электронов в одиночной электронной лавине увеличивается и важную роль начинает играть ее поле объемного заряда. В таком случае разряд развивается в соответствии со стримерным механизмом. Классифицируем этапы развития стримерного пробоя по фазам подобно тому, как мы это сделали для таунсендовского разряда.

Критерием стримерного пробоя является соотношение

$$\exp(ad) \geq N_{кр}. \quad (16.3)$$

При достижении критического числа электронов $N_{кр}$ для лавины характерна совокупность признаков, при которых может протекать стримерный разряд [8, 10]. Пространственный заряд лавины становится достаточно большим, так что электрическое поле внутри лавины сравнимо с внешним полем и направлено противоположно ему. В голове и хвосте лавины наблюдается значительное усиление поля. Лавина излучает достаточное число фотонов для фотоионизации газа в области усиленного поля. Когда число электронов в лавине становится равным $N_{кр}$ и выполняются записанные условия, наблюдается быстрое распространение из лавины слабо проводящих образований малого диаметра в сторону анода и катода, которые принято называть катодным и анодным стримерами [2]. Нужно отметить, что время от начала стримерной фазы до образования высокопроводящего канала обычно меньше, чем время развития лавины до критической плотности электронов. Это позволяет определить время формирования разряда в условиях стримерного пробоя:

$$t_{\phi} \approx \ln N_{кр}/\alpha v_e, \quad (16.4)$$

где v_e — дрейфовая скорость электронов.

Концентрация плазмы в стримерном канале примерно соответствует плотности электронов в лавине критического размера: $n \approx 3 N_{кр}/4\pi r_{л}^3$, где $r_{л}$ — радиус лавины. Измерения в разных газах показывают [2, 11], что радиус лавины, определяемый диффузионным расширением электронного облака, составляет $10^{-2} - 10^{-1}$ см. Тогда, принимая $N_{кр} = 10^8$, получаем $n = 10^{11} - 10^{13}$ см $^{-3}$. Даже при концентрации плазмы 10^{13} см $^{-3}$ и диаметре канала 10^{-1} см его сопротивление в типичных условиях разряда будет составлять сотни килоом. Это значит, что спад напряжения на промежутке будет обусловлен нарастанием проводимости в канале на последующих стадиях развития.

При соприкосновении стримера с электродом возбуждается ионизационный фронт, движущийся к противоположному электроду. От него также может двигаться ионизационный фронт навстречу первому. На этой стадии происходит быстрый рост ионизации внутри стримерного канала [12, 13]. Скорости новых ионизационных фронтов постоянно увеличиваются и могут достигать 10^9 см/с. Эта фаза подобна описанной для таунсендовского механизма пробоя, однако малый диаметр канала способствует тому, что сопротивление плазмы значительно больше. Представление о динамике развития можно получить из рис. 16.3 [14], где представлены данные наблюдений, выполненных электронно-оптическим методом с применением развертки изображения. На расстоянии $x_{кр}$ число электронов в лавине достигает $N_{кр}$. Затем в интервале $t_{кр} - t_1$ наблюдается начальное прорастание стримеров. По мере приближения к электродам скорость стримеров возрастает, что видно из увеличения наклона кривых в интервале $t_1 - t_2$. При $t > t_2$ волны ионизации распространяются со скоростями от 10^8 до 10^9 см/с. Автором [14] исследован большой набор газов при давлении в сотни миллиметров ртутного столба и $k_p = 20 - 60$ %. Описанные закономерности оказались справедливы.

16.1.3. РАЗРЯД ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ

Поскольку для выявления условий развития разряда по таунсендовскому механизму сопоставляются расстояние, на котором лавина достигла критических размеров, и межэлектродное [см. формулы (16.1), (16.3)], то условие высоких перенапряжений логично записать в следующем виде [15]:

$$x_{кр} = \ln N_{кр}/a \ll d. \quad (16.5)$$

Импульсный разряд в газе при высоких отношениях напряженности электрического поля к давлению E/p может протекать в течение единиц или даже долей наносекунд [15]. Поэтому время развития этого разряда соизмеримо с такими временами протекания элементарных процессов, как время развития электронных лавин, постоянная высвечивания возбужденных молекул и атомов. Это обстоятельство накладывает отпечаток на пространственную структуру разряда и статистику времен запаздывания.

Высокое электрическое поле способствует одновременному возникновению большого количества иницирующих электронов на отдельных участках катодной поверхности, что приводит к формированию многоканальных форм разряда. В газовом разряде при достаточно высоких E/p наблюдается рентгеновское излучение, обусловленное переходом части электронов в режим непрерывного ускорения или развитием неустойчивостей в сгустках прикатодной плазмы. Кванты рентгеновского

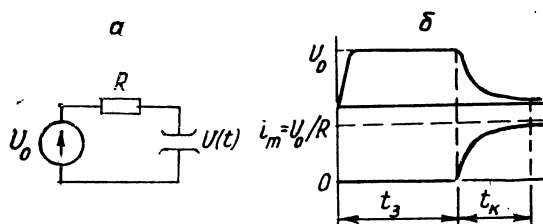


Рис. 16.4. Типичная схема электрической цепи (а), осциллограммы тока и напряжения (б) при пробое с высоким $k_{\text{н}}$

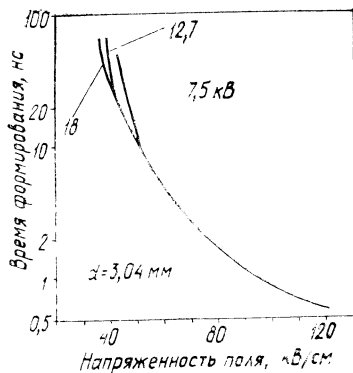
излучения могут вместо фотонов инициировать появление вторичных электронных лавин. Другим вторичным процессом может быть автоэлектронная эмиссия, усиленная электрическим полем положительных ионов одиночной лавины, достигающей размера $x_{\text{кр}}$ в непосредственной близости от катода.

В силу кратковременности процессов, исследование разряда в наносекундном диапазоне времен является непростой задачей. Интенсивное проведение таких исследований вначале стимулировалось потребностями техники генерирования мощных высоковольтных импульсов напряжения и тока [16, 17]. Однако в целом ряде переходных форм газового разряда, в частности, при переходе от тлеющего разряда к дуге, при переходе от коронного разряда к стримерному и т. д., мы имеем дело с наносекундным масштабом времен. Понимание закономерностей пробоя сильно перенапряженных промежутков позволяет правильно объяснить явления в переходных формах разрядов.

Для получения высокого перенапряжения на газовом зазоре применяются высоковольтные импульсы с длительностью фронта $t_{\text{ф}} \leq 10^{-9}$ с. Обычно они формируются при подключении к промежутку через быстродействующий коммутатор накопителя в виде коаксиального кабеля или емкости [16]. Применение генераторов наносекундных импульсов на кабельных линиях имеет ряд преимуществ при физических исследованиях, поэтому в большей части экспериментов используются такие генераторы. Эквивалентная схема электрической цепи, включающая источник напряжения U_0 , сопротивление R и разрядный промежуток, показана на рис. 16.4 а. Здесь же схематично изображены типичные осциллограммы напряжения на зазоре и тока в цепи (б). В течение времени запаздывания пробоя сопротивление промежутка намного больше сопротивления R , так что $U(t) \approx U_0$. Затем происходит резкий спад напряжения. Крутизна спада обычно уменьшается со временем. Время спада напряжения или роста тока от уровня 0,1 до 0,9 i_m , где $i_m = U_0/R$, обычно называется временем коммутации.

Эксперименты по определению времен запаздывания пробоя позволяют получить информацию о характере процессов на стадии формирования разряда. Поэтому таким измерениям и анализу результатов посвящено много исследований [10, 15].

Рис. 16.5. Зависимость времени формирования искрового разряда в воздухе от напряженности поля при различных длинах промежутка (или приложенных напряжениях), по данным [17]



Первые измерения времени t_3 в воздухе при атмосферном давлении в наносекундном диапазоне были выполнены Флетчером [17]. Для иницирования разряда катод освещался вспомогательной искрой за 60 нс до прихода импульса напряжения на промежутки. При этом принималось, что к моменту подачи напряжения на зазор около катода обязательно имеется иницирующий электрон и время запаздывания равно времени формирования разряда (рис. 16.5). Величина E_0 регулировалась изменением длины промежутка d при неизменной амплитуде импульса напряжения. При $E_0 \geq 50$ кВ/см величина t_3 зависит только от поля, а не от E_0 и d по отдельности. Для более низких напряженностей (малых перенапряжений) кривые $t_3(E_0)$ при разных U_0 не совпадают.

Сравнение экспериментально измеренных времен запаздывания с рассчитанными по формуле (16.4) дало хорошее совпадение. На основе этого сделано предположение о стримерном механизме пробоя при высоких перенапряжениях [17]. Позднее [18] было замечено, что времена запаздывания, наблюдаемые в [17], можно объяснить без привлечения стримерного механизма, но в предположении, что количество электронов в лавине нарастает по экспоненциальному закону до значений $N = 10^{13}$. Нетрудно убедиться, что время роста числа носителей в лавине от $N = 1$ до $N = N_{кр}$ намного больше, чем от $N_{кр}$ до $N = 10^{13}$. Поэтому расчеты, выполненные в [18] и по формуле (16.4), дают практически одинаковые результаты.

Объяснение механизма формирования разряда в условиях интенсивного облучения промежутков дано в работе [19], где введено понятие одно- и многоэлектронного иницирования и доказано, что в случае предварительной ультрафиолетовой подсветки катода иницирующие электроны накапливаются в зазоре и разряд начинается при одновременном участии большого числа начальных электронов. Авторы использовали разрядную камеру с промежутком 2 мм в атмосферном воздухе. В аноде имелось отверстие, закрытое медной сеткой, через которое свет от вспомогательного разрядника попадал на катод. Между основным и подсвечивающим разрядником помещалась диафрагма, позволяющая менять интенсивность светового потока

в 10^3 раз, и кварцевая линза, ограничивающая попадание в промежуток излучения с длиной волн менее 200 нм. При этом инициирование начальных электронов происходило главным образом за счет фотоэмиссии с катода. Импульсная схема построена так, что момент подачи импульса на подсвечивающий разрядник мог изменяться относительно момента подачи импульса на исследуемый промежуток. Вместе с применением диафрагм это позволило менять число электронов, иницирующих разряд, в широких пределах.

Наибольшее количество электронов, которое в [17] могло быть накоплено у катода, по нашим оценкам [19], составляло 10^4 . Измеренные времена формирования разряда совпадали с полученными Флетчером [17]. Однако, когда число иницирующих электронов было порядка нескольких единиц, время формирования разряда сильно увеличивалось. Полученные результаты показывают, что характер разряда принципиально зависит от количества иницирующих электронов. Это дало основание ввести представление об одно- и многоэлектронном иницировании. О первом говорят в том случае, если время развития лавины до критического размера $t_{кр}$ меньше, чем время Δt между появлением иницирующих электронов в зазоре. При выполнении противоположного условия $\Delta t \ll t_{кр}$ имеет место многоэлектронное иницирование.

В предложенной модели формирования наносекундного разряда [19] принималось, что если в промежутке имеется достаточно большое число иницирующих электронов N_0 , то в результате их лавинного размножения спад напряжения на зазоре будет происходить еще до того, как в каждой из лавин начнет проявляться эффект самоторможения. Для расчета зависимости тока разряда от времени $i(t)$ рассмотрим переходный процесс в схеме, состоящей из источника напряжения U_0 , активного сопротивления R и искрового промежутка с межэлектродной емкостью C . Такая схема соответствует контуру, в котором промежуток включен последовательно с коаксильной линией, как это было в экспериментах [17, 19]. Искровой промежуток замещается генератором тока. Уравнения для определения тока запишутся в виде

$$C \frac{dU}{dt} + N_0 \frac{ev_e}{d} \exp\left(\int_0^t \alpha v_e dt\right) = i(t),$$

$$i(t) = [U_0 - U(t)]/R, \quad (16.6)$$

где N_0 — начальное число иницирующих электронов.

Время формирования разряда равно времени запаздывания и определяется по осциллограммам тока от момента приложения напряжения до того момента, когда ток достигает некоторой величины t_s . Так как в течение времени t_s через проме-

жуток протекает слабый ток, то $Ri_3 \ll U_0$ и можно считать, что α и v_e постоянны. При этом

$$t_3 = (1/\alpha v_e) \ln [i_3 d (1 + RC\alpha v_e) e N_0 v_e]. \quad (16.7)$$

Если принять, что сила тока i_3 составляет 5 % от U_0/R , то можно показать, что величина под логарифмом для условий эксперимента [17] имеет порядок 10^8 . Это хорошо согласуется с $N_{кр}$ в формуле (16.4). Следовательно, (16.7), как и (16.4), дает зависимость t_3 от величины электрического поля E и давления газа p , соответствующую результатам экспериментальных измерений. Это подтверждается экспериментально в работе [19], где число начальных электронов регулировалось специально. При $N_0 \approx 10^4$ были получены данные, близкие [17].

Зависимость $t_3(E)$ можно записать в форме, согласующейся в законе подобия. Действительно, так как $\alpha/p = f(E/p)$ и $v_e = f(E/p)$, а t_3 слабо зависит от i_3 , то

$$p t_3 = F(E/p). \quad (16.8)$$

Справедливость соотношения (16.8) для таких газов, как O_2 , Ar , N_2 , SF_6 , показана в работе [20], где напряжение U_0 варьировалось в пределах 4—30 кВ, давление $p = 1—760$ мм рт. ст., длина зазора $d = 0,1—6$ см, а время $t_3 = 0,5—30$ нс.

Таким образом, рассмотренная модель формирования разряда позволяет определить времена запаздывания пробоя при многоэлектронном инициировании. Характерно, что, если в промежутке к моменту подачи на него напряжения создано достаточное количество инициирующих электронов, то для определения экспериментально наблюдаемых времен запаздывания нет необходимости привлекать механизмы, связанные со вторичными процессами на электродах. Однако при одноэлектронном инициировании время формирования возрастает, и вторичные процессы приобретают важное значение.

В работе [23] предложен механизм накопления электронов в газовом разряде при одноэлектронном инициировании. В основу механизма положено представление о лавинных электронных цепях [22], образующихся в результате развития лавин до критического размера, их самоторможения, а затем рождения новых лавин впереди предыдущих за счет растяжки электронного облака или «убегающих» электронов. Вероятность этого процесса растет с увеличением E/p и особенно велика в голове электронной лавины вследствие усиления электрического поля на ее фронте. Таким образом, каждый первичный электрон приводит к формированию цепочки лавин, последовательно развивающихся в направлении к аноду. Предполагается, что каждая лавина в цепи начинает развитие вначале по экспоненциальному закону, а после достижения критического состояния число электронов в этой лавине остается неизменным (подробнее о физике этого процесса см. [24].)

§ 16.2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА РАЗРЯДА

Из изложенного выше можно заключить, что способ инициирования начальных электронов должен определять пространственную структуру разряда на стадии формирования и структуру на более поздней стадии коммутации. Модель лавинного размножения при условии, что начальные электроны распределены равномерно в промежутке, предполагает объемное протекание тока в первые же наносекунды. Если же большое число начальных электронов создано за счет равномерного облучения катода, то заполнение промежутка плазмой в соответствии с моделью лавинных цепей должно происходить в результате распространения фронта ионизационной волны в направлении от катода к аноду. В том и другом случаях в течение интервала t_3 формируется однородный объемный разряд.

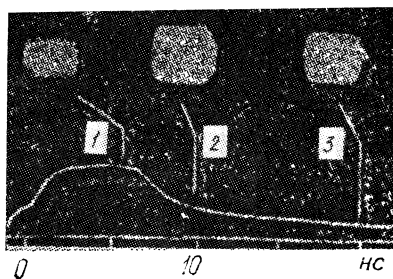
Прямые экспериментальные доказательства возможности зажигания объемного разряда при многоэлектронном инициировании и давлениях до нескольких атмосфер получены в работах [19, 25—29], где описаны наблюдения свечения на стадии формирования методами оборванного разряда [25, 29] и электронно-оптической съемки [27—29] (рис. 16.6). Через 5 нс после приложения импульса напряжения промежутки были равномерно заполнены плазмой. Импульс напряжения подавался на зазор от генератора на кабельных линиях с волновым сопротивлением $R=75$ Ом, и максимальный ток в цепи составлял $i_m=U_0/R=300$ А. Примем, что к началу спада напряжения $i=0,1 i_m$. Тогда, зная площадь разрядного столба и дрейфовую скорость, получаем концентрацию электронов в промежутке к началу спада напряжения $n=0,1 \cdot i_m/Sev_e \approx 10^{14}$ см⁻³.

Процесс заполнения плазмой промежутка при инициировании разряда начальными электронами с катода исследован в работах [27—29], где показано, что для многоэлектронного инициирования в воздухе при $E=10^5$ В/см, $d=0,6$ см [29] свечение возникает у катода и его фронт распространяется к аноду. Скорость распространения данной ионизационной волны не менее $6 \cdot 10^8$ см/с. В соответствии с моделью лавинных цепей [29] скорость движения фронта должна примерно в 1,5 раза превышать дрейфовую, т. е. быть равна $6 \cdot 10^7$ см/с. Несоответствие связано с тем, что при расчете движения лавинной цепи не учитывались возможная фотоионизация газа впереди ионизационной волны, а также эффект убегания электронов. Скорость фронта ионизации уменьшается со снижением напряженности электрического поля. Например, при $E=78 \cdot 10^3$ В/см она составляет $(1-2)10^8$ см/с [29].

Таким образом, в случае многоэлектронного инициирования даже при давлении в несколько атмосфер [28] формируется

Рис. 16.6. Межелектродный зазор в воздухе (метод оборванного разряда) и осциллограмма напряжения на зазоре. $p=760$ мм рт. ст., $d=0,3$ см, $E=76 \cdot 10^3$ В/см.

1—3 — свечение в моменты времени соответственно 5, 10 и 20 нс



квазистабильный объемный разряд. Это свойство широко используется при создании мощных газовых лазеров с поперечным возбуждением [30, 33] и для коммутации больших импульсных токов. Последующие исследования были направлены главным образом на получение разряда на большой площади электродов применительно к конкретным лазерным системам [34—38]. Вначале техника возбуждения поперечных разрядов применялась для накачки лазеров на углекислом газе и лазеров на самоограниченных переходах молекул H_2 и N_2 . Затем системы с большой скоростью ввода энергии в газ использовались для возбуждения лазеров на электронно-колебательных переходах эксимерных молекул [39—41].

Поскольку решающим фактором, обеспечивающим объемный характер разряда, является равномерное инициирование начальных электронов, то развитию различных способов предварительного облучения промежутка уделялось достаточно много внимания. Естественно при этом было стремление получить максимально возможное количество начальных электронов при минимальных энергетических затратах на возбуждение вспомогательного разряда. Для этого в основной промежутке иногда добавляются легко ионизирующиеся органические соединения [34, 36]. Хорошие результаты получены при использовании в качестве источника излучения скользящего разряда по поверхности диэлектрика, который дает интенсивное излучение в ультрафиолетовой области спектра [35].

Как уже отмечалось, повышение давления приводит к уменьшению интенсивности фотоэмиссионных вторичных процессов и к формированию канальных форм разряда. В работе [21] описаны электронно-оптические исследования структуры разрядного пространства в воздухе при давлении 50 мм рт. ст. без облучения катода от какого-либо источника. В стадии формирования и начала роста тока наблюдалось объемное свечение, пронизанное нитевидными каналами диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ см. Для пробоя при атмосферном давлении характерно наличие в промежутке в стадии запаздывания одного или нескольких каналов [26—29]. На рис. 16.7 представлено свечение промежутка, полученное методом оборванного разряда [26]. При облучении катода импульс на подсвечивающий разрядник по-

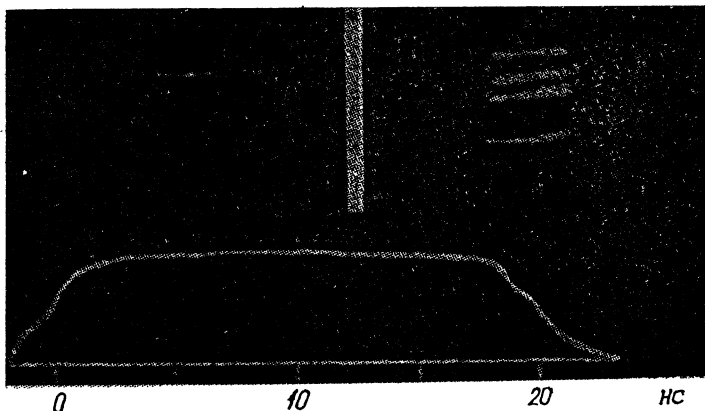


Рис. 16.7. Свечение промежутка на стадии формирования для тех же условий, что на рис. 16.6, но при иницировании разряда малым количеством начальных электронов

давался одновременно с импульсом на основной промежутке, поэтому накопления начальных электронов в зазоре не было. К моменту начала спада напряжения плотность электронов в узких каналах, подобных показанным на рис. 16.7, может достигать $n \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что намного превышает типичные концентрации при многоэлектронном иницировании.

Электронно-оптические измерения показали [27], что узкие каналы развиваются в высоких полях со стороны катода. Есть основания предполагать, что такие каналы при полном отсутствии подсветки промежутка и достаточно высоких полях привязаны к центрам автоэмиссии на катоде [15]. В конечном счете это приводит к образованию н-эктонов, усилению ионизационного процесса в промежутке и росту тока, что может вызвать образование с-эктонов и дуговой разряд.

§ 16.3. НАПРЯЖЕНИЕ НА ПРОМЕЖУТКЕ

16.3.1. СПАД НАПРЯЖЕНИЯ

В стадии формирования импульсного разряда происходят рост проводимости газового промежутка, а также тока во внешней электрической цепи. Начиная с некоторого значения проводимости на зазоре происходит спад напряжения. Ясно, что в зависимости от соотношения между сопротивлением внешней электрической цепи и сопротивлением промежутка спад напряжения на зазоре будет происходить при разных токах разряда и крутизнах нарастания тока. Соответственно и процессы нарастания проводимости будут подчиняться различным

закономерностям. Поэтому нужно иметь в виду, что разделение процессов развития разрядов во времени на фазы формирования и коммутации (спад напряжения) условно и удобно с методической точки зрения.

В настоящем разделе рассмотрим модели роста проводимости в стадии спада напряжения для условий, когда к окончанию фазы формирования разряда в промежутке имеется столб плазмы площадью поперечного сечения S с концентрацией электронов и ионов $n_i = n_e = n$. Сопротивление такого столба в газовом промежутке определяется из выражения

$$R_{\pi} = U_0 / i = \rho d / \text{Sen} k_v. \quad (16.9)$$

Подставив в (16.9) значения $S = 1 \text{ см}^2$, $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$, $d = 1 \text{ см}$, $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $k_v = 3,3 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / (\text{с} \cdot \text{В})$, получим $R_{\pi} \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ Ом}$, что намного выше типичных волновых сопротивлений $R = 50 - 100 \text{ Ом}$ генераторов на кабельных линиях, применяемых при исследовании разряда. В выражении (16.9) k_v — коэффициент пропорциональности между v_e и E/p .

Для того чтобы описать процесс нарастания проводимости в зазоре, нужно знать усредненную константу ионизации $\langle \sigma v_1 \rangle$, которая зависит от отношения напряженности электрического поля к давлению и от энергии, введенной в разряд. При этом необходимо решать самосогласованно задачу об увеличении проводимости и спаде напряжения на промежутке. Сложность такого подхода в общей постановке очевидна. Однако имеется ряд моделей газоразрядной плазмы, применение которых позволяет в ограниченном диапазоне условий решить совместно уравнение для изменения проводимости плазменного столба с уравнением Кирхгофа для электрической цепи и рассчитать коммутационную характеристику промежутка. Одним из примеров может служить модель лавинного размножения электронов, предложенная нами для расчета коммутационных характеристик наносекундного импульсного разряда при высоких перенапряжениях [24]. Принималось, что рост тока происходит в результате лавинного размножения начальных электронов в зазоре. Тогда для электрического контура, включающего источник напряжения U_0 и волновое сопротивление R , напряжение на зазоре $U(t)$ определяется из системы уравнений (16.6). После преобразования (при $C = 0$) получим

$$dU/dt = -(1 - U/U_0) U \alpha v_e, \quad (16.10)$$

где v_e — скорость дрейфа электронов; U — напряжение на промежутке.

Зависимость напряжения $U(t)$ представлена на рис. 16.8. При многоэлектронном инициировании разряда спад напряжения происходит в две стадии: вначале быстро, а затем сравнительно медленно, что на осциллограмме регистрируется как сту-

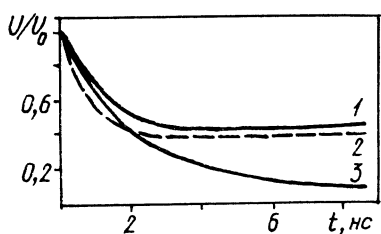


Рис. 16.8. Экспериментальная (1) и расчетная (2) осциллограммы спада напряжения при объемном характере разряда в азоте ($p=760$ мм рт. ст., $d=0,44$ см, $E=68,5$ кВ/см), а также экспериментальная осциллограмма при одноэлектронном инициировании (3)

пенька. Это позволяет говорить о некотором остаточном напряжении на плазме, или о напряжении горения объемного разряда.

Расчет напряжения при формировании и горении объемного разряда по модели лавинного размножения показал хорошее совпадение теории и эксперимента. На рис. 16.8 приведен пример такого сопоставления. Существенной характеристикой объемного разряда является напряжение горения U_g , соответствующее квазистационарной стадии на осциллограмме. Его можно найти из следующих соображений. Условимся, что U_g — это такое напряжение, при котором крутизна $dU/dt = h_0$, где h_0 — некоторая небольшая по сравнению с максимальной крутизна спада напряжения. Анализ показывает, что напряжение горения разряда не зависит от волнового сопротивления генератора. При $U_0 \gg U_g$ зависимость U_g от U_0 слабая, т. е. при разных начальных приложенных потенциалах напряжение горения объемного разряда остается приблизительно постоянным. Увеличение давления приводит к росту U_g при неизменном U_0 . В случае увеличения длины зазора U_g растет несколько быстрее, чем при повышении p . Эти закономерности хорошо подтверждаются в экспериментах по исследованию импульсных объемных разрядов [15].

16.3.2. КАТОДНОЕ ПАДЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА

В предыдущем разделе показано, что при многоэлектронном инициировании спад напряжения на зазоре имеет ступенчатый характер. Наличие высокого остаточного напряжения в этой ступени на плазме связано с горением объемного разряда. В случае низких давлений такой разряд может перейти в нормальный или аномальный тлеющий, а при высоких давлениях — предшествует искровому. Иногда импульсный объемный разряд называют квазистационарным тлеющим разрядом [29], подчеркивая тем самым сходство механизма проводимости в том и другом случаях. Основная часть промежутка в объемном разряде занята областью квазинейтральной плазмы (столб разряда), а непрерывность тока проводимости в зазоре обеспечивается за счет поступления электронов из прикатодного слоя и ионов из прианодного слоя в столб разряда.

Важной характеристикой объемного разряда является напряжение горения U_g . Оно складывается из падения напряжения на столбе разряда $U_{ст}$ и падения напряжения в прикатодном слое U_k . Установление квазистационарного напряжения горения обусловлено уменьшением скорости ионизации в столбе и соответственно уменьшением скорости роста проводимости столба. Из экспериментов [26] и расчетов по модели лавинного размножения [25] следует, что при изменении давления и длины зазора отношение напряженности поля к давлению в стадии объемного разряда меняется довольно слабо. В азоте $E_g/p = 40-60$ В/(см·мм рт. ст.), т. е. напряжение горения $U_g = (40-60) pd$ для давлений $p = 10^2 - 10^3$ мм рт. ст. и типичных межэлектродных расстояний $d \approx 1$ см составляет 4—40 кВ. Это значит, что $U_g \approx U_k + U_{ст} \approx U_{ст}$. Заметим, что именно при таких предположениях и рассчитывали коммутационную характеристику разряда в модели лавинного размножения.

Другая характеристика объемного разряда — плотность тока, которая однозначно связана с концентрацией электронов в столбе $j = env_e$. Если электрическая цепь включает источник напряжения U_0 , сопротивление R и газоразрядный промежуток, то плотность тока объемного разряда

$$j = (U_0 - U_g)/RS \approx (U_0 - \text{const} \cdot pd)/RS. \quad (16.11)$$

Отсюда видно, что, задавая площадь инициирования разряда на катоде и начальное напряжение U_0 , можно изменять j в широких пределах. Плотность тока, реализующуюся в импульсном режиме, удобно соотносить с плотностью тока нормального тлеющего разряда j_n при том же давлении. Применение принудительного инициирования электронов позволяет зажигать разряд как в диапазоне $j \geq j_n$, так и в поднормальном диапазоне плотностей тока. В настоящем разделе будут рассмотрены разряды с высокой плотностью тока $j \geq j_n$. Например, при атмосферном давлении в азоте $j_n = 230$ А/см². Время горения объемного разряда в таких условиях, т. е. время от момента зажигания разряда до формирования искрового канала, составляет 10^{-7} с и менее [15]. Важную роль при формировании искрового канала здесь играет взрыв микровыступов катодной поверхности в высоком электрическом поле катодного слоя [24]. В результате микровзрыва возникает эктон и искровой канал привязывается к нему.

Прежде чем переходить к изложению экспериментальных результатов по наблюдению контракции наносекундных объемных разрядов, выделим особенности прикатодного слоя в таких разрядах по сравнению с классическим стационарным тлеющим разрядом и определим условия, в которых для оценки поля E_k можно пользоваться законами подобия, т. е. данными, представленными на рис. 15.3. Чтобы решить поставлен-

ную задачу, нужно ответить на два наиболее существенных вопроса: как быстро будет устанавливаться область прикатодного падения потенциала в импульсном режиме, т. е. за какие времена электрическое поле E_K будет достигать значений, близких к стационарным, и как на структуру катодного слоя и на поле E_K может повлиять уход нейтральных частиц из области прикатодного падения потенциала за счет повышения температуры.

Измерение электрического поля вблизи катода во времени при формировании импульсного объемного разряда низкого давления ($p=0,2—1,8$ мм рт. ст.) в водороде проведено в работе [42]. Длина зазора составляла $0,9—3,6$ см, а амплитуда начального импульса напряжения изменялась от $1,8$ до $6,6$ кВ, т. е. была в несколько раз больше напряжения статического пробоя. Импульсный тлеющий разряд зажигался на всей площади катода $S=20$ см², а плотность тока разряда соответствовала диапазону аномального горения. Напряженность электрического поля на катоде измеряли по уширению линии водорода H_β . В течение времени запаздывания пробоя, которое составляло 10^{-7} с, электрическое поле на катоде было мало и применяемая методика не позволяла получить его численное значение. Затем при нарастании в зазоре тока проводимости регистрировалось одновременное с ним увеличение электрического поля на катоде. Типичные времена выхода электрического поля на стационарное значение t_c составляют около 10^{-7} с, причем в течение первых $10—15$ нс наблюдался резкий рост поля до $E=0,7—0,8E_c$, а затем более плавный.

Для интерпретации экспериментальных результатов проводились расчеты тока разряда, распределения концентрации электронов в зазоре и электрического поля [42]. Численно решалось уравнение непрерывности для тока электронов и ионов, в котором ионизация учитывалась через коэффициент Таунсенда α , и уравнение Пуассона. Принималось, что в начальный момент вблизи катода электроны распределены равномерно с плотностью $n=10^5$ см⁻³. Из расчетов следует, что в результате размножения электронов происходит искажение электрического поля вначале вблизи анода и со стороны последнего развивается ионизационный фронт. При достижении плотности плазмы в зазоре $n \approx 10^{10}$ см⁻³ электрическое поле вблизи катода повышается и за счет интенсивной ударной ионизации в повышенном поле формируются заряд положительных ионов и слой прикатодного падения потенциала.

Для рассмотренного примера разряда низкого давления в водороде характерно, что одновременно с увеличением плотности тока синхронно возрастает и напряженность поля на катоде E_K при временах примерно $10^{-8}—10^{-7}$ с. Это значит, что можно применять квазистационарный подход, т. е. сопоставлять плотность тока в столбе разряда в данный момент с некоторой

напряженностью поля $E_K(t)$, соответствующей стационарному режиму горения разряда.

Время установления прикатодного падения потенциала зависит от концентрации плазмы, давления газа, приложенного к промежутку потенциала, и т. д. Оценить это время и его зависимость от различных факторов можно, сделав следующие предположения [15]. Пусть к моменту $t=0$ в промежутке имеется плазма с концентрацией электронов и ионов $n_e=n_i=n$ и к промежутку прикладывается напряжение U_0 . В таком случае вначале будет происходить дрейф электронов в сторону анода, а вблизи катода будет оставаться нескомпенсированный объемный заряд положительных ионов. Разделим промежуток условно на две части. В первой части, примыкающей к катоду, $n_e=0$, $n_i=n$, а во второй части, представляющей собой столб разряда, $n_i=n_e=n$. Во времени длина прикатодной области увеличивается, а длина столба уменьшается. Ясно, что электрическое поле из столба будет вытесняться в прикатодную область, причем в столбе $dE/dx=0$, $dE/dt \neq 0$. В рассматриваемых предположениях напряженность электрического поля в катодном слое можно найти, решая уравнение Пуассона. Выражение для $E(x)$ будет иметь вид

$$E(x) = \frac{U_0}{d} + \frac{en}{\epsilon_0} \left[\delta \left(1 - \frac{\delta}{2d} \right) - x \right] \text{ для } x < \delta,$$

$$E = \frac{U_0}{d} - \frac{en}{\epsilon_0} \frac{\delta^2}{2d} \text{ для } x \geq \delta, \quad (16.12)$$

где δ — длина, на которую произошло разделение зарядов в промежутке; b — его длина.

Если принять $E(0) = E_K \gg U_0/d$, $\delta \ll d$, то

$$E(x) \approx E_K (1 - x/\delta) = \frac{en+}{\epsilon_0} (1 - x/\delta). \quad (16.13)$$

Примем, что катодный слой устанавливается, когда на длине $\delta = l_K$ выполняется условие самоподдержания тока (15.11). Тогда длина l_K определяется из уравнения

$$\int_0^{l_K} \alpha(x) dx = \ln[1 + 1/\gamma], \quad (16.14)$$

а время установления слоя прикатодного падения потенциала будет равно времени дрейфа электронов на длине l_K и для случая $U_K \ll U_0$ будем иметь

$$t = l_K/v_e. \quad (16.15)$$

Интегрируя (16.14) от $x=0$ до x , при котором $E(x)/p = B_1$, получаем следующее соотношение [24]:

$$\ln[1 + 1/\gamma] = \frac{A_1}{3\rho l_K E_K^2} \left(1 - \frac{B_1 p}{E_K} \right)^3. \quad (16.16)$$

Из формулы (16.16) можно найти l_k , а затем из (16.15) время t_k . При $p=760$ мм рт.ст., $\ln[1+1/\gamma]=5$, $n_i=10^{13}$ см⁻³ получим $l_k=6,5 \cdot 10^{-3}$ см и время установления падения напряжения примерно 10^{-9} с.

Другая причина, которая может обусловить неправомерность квазистационарного подхода при установлении электрического поля на катоде, связана с неопределенностью концентрации газа в прикатодной области в импульсном режиме. Вблизи катода происходят повышенное выделение энергии и, следовательно, более интенсивный нагрев газа, чем в столбе. Это будет вызывать уменьшение концентрации нейтральных частиц в прикатодной области или уменьшение так называемого приведенного давления p^* . Влияние данного эффекта на процессы в послесвечении импульсного разряда при длительности импульса 10^{-6} с наблюдали экспериментально [45] (интерферометрическим методом регистрировались ударные волны, распространявшиеся из прикатодного слоя).

Нас интересует, насколько уменьшение давления p в прикатодной области может изменить поле E_k при заданной плотности тока j . Обращаясь к выражениям (15.23), (15.24), видим, что зависимость $E_k(p)$ при $j=\text{const}$ очень слабая. С учетом этого, а также принимая во внимание, что в импульсных разрядах определить истинную концентрацию нейтрального газа в прикатодном слое затруднительно, при оценках электрического поля на катоде будем принимать давление p^* равным давлению газа в разрядной камере.

§ 16.4. ЭКТНЫ В ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ

Несмотря на то, что исследованию наносекундных объемных разрядов посвящено очень большое количество работ, экспериментов по фиксации момента возникновения эктона и изучению особенностей формирования катодных пятен немного [24, 46—48]. В работе [24] изучался разряд в воздухе при сверхвысоких перенапряжениях $k_n=6-1000$, при плотности тока на объемной стадии $j=(1-5)10^3$ А/см² и давлении $10-100$ мм рт. ст. На промежуток длиной $0,2$ см подавался одиночный прямоугольный импульс амплитудой 40 кВ. Поскольку начальные напряжения были намного выше напряжения горения объемного разряда, то ток на объемной стадии был примерно равен току короткого замыкания $i=U_0/R=530$ А. Разряд фотографировали при различных длительностях импульса напряжения, а также наблюдали поверхность катода в растворе электронного микроскопе. Катод был выполнен из меди. Его рабочая поверхность перед экспериментом электрохимически полировалась в ортофосфорной кислоте. Применялся также отжиг электродов в высоком вакууме при температуре 800°C .

На рис. 16.9 [15] представлены свечения межэлектродного

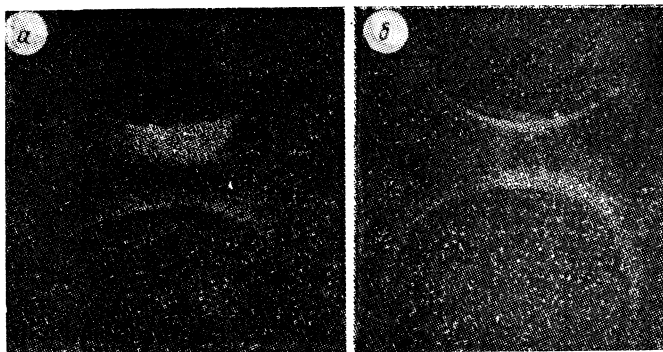


Рис. 16.9. Свечение разряда в азоте при предварительной подсветке (а) и без подсветки (б) промежутка. $U_0=40$ кВ, $p=38$ мм рт. ст., $d=0,2$ см.
а, б — длительность импульса напряжения 10 и 5 нс соответственно

зазора при предварительной подсветке (а) и без нее (б). Видно, что в первом случае формируется однородный разряд, а во втором — объемный разряд с нитевидной структурой. Ранее наблюдения за таким разрядом описаны в работе [21]. Наличие нитевидных каналов обусловлено, по-видимому, неравномерностью тока иницирующих и вторичных электронов, имеющего автоэмиссионную природу. Использование подсветки промежутка позволяет улучшить равномерность иницирования и получить однородный объемный разряд. В таком разряде имеются следующие характерные зоны: ярко светящаяся катодная пленка, темная область вблизи катода и однородный столб плазмы [15, 29].

Увеличение длительности горения разряда приводит к уменьшению размера темной области. При некоторой длительности горения возникают эктоны и катодные пятна. Разряд с последними представлен на рис. 16.10, а, полученном при 50 импуль-



Рис. 16.10 Разряд с катодными пятнами (50 импульсов) и микрократеры при увеличении $5 \cdot 10^3$.
Пояснения в тексте

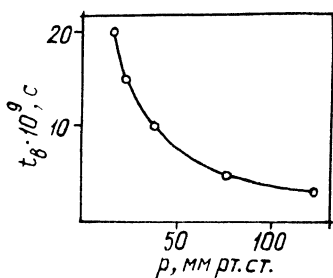


Рис. 16.11. Время до взрыва микровыступа в зависимости от давления газа. $U_0=40$ кВ, $d=0,2$ см

сах. Появление пятна сопровождается образованием на катоде микрократеров (см. рис. 16.10, б, в). Эксперимент проводился следующим образом. Катод полировался электрохимическим методом и отжигался в вакууме. При длительности импульса 5 нс устойчиво горел объемный разряд. Увеличение длительности до 10 нс приводило на некоторых импульсах к появлению катодных пятен. После регистрации пятна поверхность исследовалась в растровом микроскопе. Время функционирования пятна оказалось не более 5 нс.

Размер кратера на катоде составляет $1,4 \cdot 10^{-4}$ см. Плотность тока через кратер можно оценить, считая, что общий ток пятна равен току, протекающему над ярким плазменным сгустком на поверхности катода. Тогда, принимая размер области прикатодной плазмы равной $4 \cdot 10^{-2}$ см, а плотность тока разряда $j=5 \cdot 10^3$ А/см², получаем полный ток через кратер $i=8$ А, а плотность тока $4 \cdot 10^8$ А/см². Таким образом, можно утверждать, что кратер образуется вследствие функционирования эктона.

Оценим время, требуемое для микровзрыва, при такой плотности тока. Тогда, принимая для меди плотность $\rho=8,9$ г/см³, теплоемкость $c=0,39$ Дж/(г·град), температурный коэффициент $\chi_0=0,96 \cdot 10^{-8}$ Ом·см/град, получаем время до взрыва катодной поверхности 10^{-8} с, что согласуется с экспериментом. Поле на кончике эмиттера при этом должно соответствовать таковому по уравнению Ф — Н: $E=9,1 \cdot 10^7$ В/см. В экспериментах [44] исследовался стримерный пробой при малых токах, также фотографировался катод после возникновения пятен. Полагая, что весь ток разряда протекает через катодное пятно, по данным [48] получаем $j \geq 5 \cdot 10^7$ А/см².

Время горения объемного разряда без микровзрывов зависит от состояния поверхности катода. На рис. 16.11 представлена зависимость этого времени от давления газа. Кривая снята на полированных неотожженных электродах. Как видно из рассмотренного примера, отжиг электродов позволил увеличить время до взрыва от 5 до 10 нс. Аналогичный результат достигается также тренировкой, причем режим ее соответствует разряду с микровзрывами на катоде. В соответствии с эктонным механизмом возникновения катодного пятна длительность горения объемного разряда без катодных пятен должна уменьшаться с ростом плотности тока.

Результаты, свидетельствующие о такой связи, получены в

работе [24]. Исследовался разряд в азоте при давлении 50—100 мм рт. ст. и межэлектродном расстоянии 0,8—1 см. Напряжение на промежуток подавалось от генератора на кабельных линиях с волновым сопротивлением 75 Ом, позволяющим получать на несогласованной нагрузке строго одиночные импульсы с амплитудой 10—25 кВ и длительностью 30—60 нс. Применение такого генератора дает возможность наблюдать формирование искрового канала методом оборванного разряда. Кроме того, регистрировались интегральные спектры свечения разряда и интенсивность отдельных спектральных линий во времени с помощью фотоумножителя. Одновременная регистрация тока с ФЭУ и импульса напряжения позволяла определить время запаздывания возникновения в спектре тех или иных линий относительно момента спада напряжения, в частности, момент возникновения катодного пятна по появлению в спектре линий материала катода.

Спектральные характеристики разряда исследовались в двух режимах: а) объемный разряд с малой плотностью тока $j = 100 \text{ А/см}^2$, площадь разрядного столба $S = 1 \text{ см}^2$; б) объемный разряд с большой плотностью тока $j = 1000 \text{ А/см}^2$, $S = 0,1 \text{ см}^2$. По оценке приведенных на рис. 15,2 данных, электрическое поле на катоде E_k в том и другом случаях составляло соответственно $8 \cdot 10^5$ и $2,5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

Первый режим осуществлялся при интенсивной ультрафиолетовой подсветке разрядного промежутка, без нее формировался объемный разряд с высокой плотностью тока. В [24] показано, что при $j = 100 \text{ А/см}^2$ катодные пятна отсутствуют в течение 30—40 нс. При этом начиная с момента спада напряжения можно выделить следующие стадии развития разряда: I — однородное по объему диффузное свечение; II — расслаивание разряда на отдельные диффузные каналы, яркость которых незначительно превышает яркость объемного разряда; III — образование катодного пятна и пробой слоя прикатодного потенциала; IV — прорастание из катодного пятна высокопроводящего контрагированного искрового канала. На стадии II в спектре свечения наблюдались полосы второй положительной системы азота, характерные для спектров тлеющего разряда, а также интенсивные искровые линии иона азота N (500, 5 нм), N (466 нм). Начало интенсивного свечения молекулярных полос азота обусловлено формированием объемной стадии разряда и горением однородного разряда. Искровые линии появляются позже и есть основание связывать их свечение с диссоциацией молекул N_2 в диффузных каналах. Линии материала катода возникают в спектре в момент образования катодного пятна, которое также хорошо наблюдается на фотографиях при длительности импульса 60 нс.

Увеличение плотности тока разряда до 1000 А/см^2 приводит к тому, что катодное пятно инициируется через 5—10 нс после

начала спада напряжения. Спектр разряда с катодным пятном имеет черты, присущие искровому спектру. Значительно усиливается интенсивность линейчатого излучения иона изота, появляется интенсивный континуум в области 450—600 нм, а также линейчатый спектр атома меди. Это указывает на то, что плазма, образованная в результате формирования эктона, близка по своим характеристикам к плазме конденсированной искры, т. е. имеет более высокую концентрацию, температуру электронов и газа, чем плазма столба разряда.

§ 16.5. КОНТРАКЦИЯ РАЗРЯДА ПОСЛЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭКТОНА

Рассмотренные результаты касались главным образом механизма и условий возникновения катодных пятен и эктонов в объемных разрядах. Переход от объемного разряда с катодными пятнами к искровому будет рассмотрен в настоящем разделе. Ситуация в межэлектродном зазоре после возникновения катодного пятна схематически представлена на рис. 16.12, а, где показано, что пятно образовалось на фоне равномерного свечения столба разряда [24, 26, 28, 46]. Дрейфовая скорость электронов в N_2 , H_2 и воздухе на стадии объемного горения составляет $(1-2)10^7$ см/с, а типичные концентрации электронов в столбе при плотности тока $10^2 - 10^4$ А/см² равны соответственно $3 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

На рис. 16.12, б, показано, что перед появлением пятна имела место некоторая неравномерность протекания тока по объему, т. е. на фоне объемного свечения наблюдались более яркие диффузные каналы [15, 24]. И яркость соизмерима с яркостью столба, но много меньше, чем яркость катодного пятна. Поперечный размер диффузного канала обычно составляет доли миллиметра. Такие каналы возникают чаще всего за счет неравномерности инициирования электронов. Наконец, на рис. 16.12, в, показана ситуация, когда размеры пятна и столба разряда сопоставимы. Такие условия реализуются при стримерном [48] или таунсендовском пробоях и повышенных давлениях газа $p \sim 760$ мм рт. ст., или при пробое сильно перенапряженных промежутков и отсутствии принудительного инициирования электронов [15, 20].

Если катодное пятно возникло на фоне однородного горения разряда, то искровой канал образуется, как правило, в два этапа. Вначале в промежутке формируется диффузный канал, привязанный к катодному пятну (см. рис. 16.12, б). На втором этапе со стороны катода вдоль диффузного канала прорастает высокопроводящий контрагированный искровой канал, яркость свечения которого соизмерима с таковой прикатодной плазмы. Позднее такой канал развивается с анода. Процесс контракции

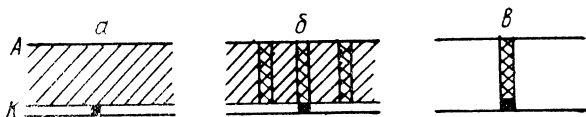


Рис. 16.12. Схема свечения межэлектродного промежутка после возникновения катодного пятна
Пояснения в тексте

Рис. 16.13. Конструкция электрода для исследования перераспределения тока к катодному и анодному пятнам

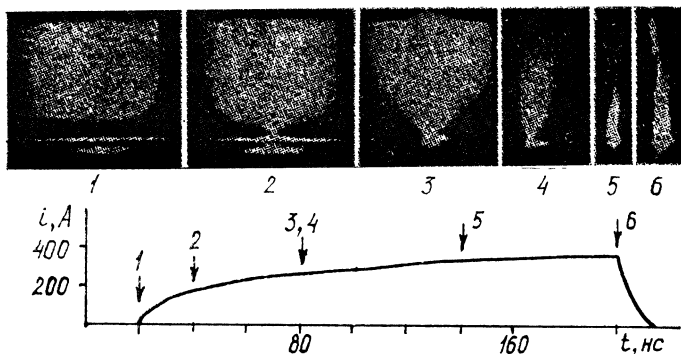
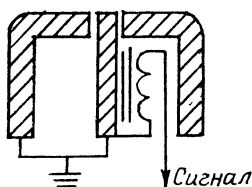


Рис. 16.14. Осциллограммы тока через катодное пятно и свечение разряда, соответствующие различным стадиям роста тока через пятно. $U_0=25$ кВ, $d=0,7$ см

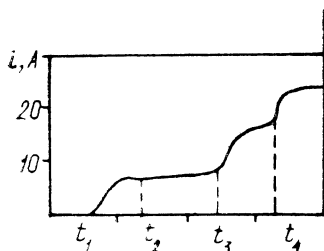


Рис. 16.15. Типичная осциллограмма тока разряда при таунсендовском пробое в водороде. $p=$
 $=500$ мм рт. ст., $d=$
 $=0,18$ см, шкала времени
ни 50 нс/деление

завершается слиянием этих каналов. Замечено [15, 29], что искровой канал, продвигаясь со стороны электродов, может быть не однородным по длине, а иметь прерывистую структуру. Особенно наглядно этот эффект наблюдается при электронно-оптической съемке разряда с малой длительностью экспозиции [27].

Детально процесс нарастания плотности тока в столбе разряда над катодным пятном исследовался в работе [24]. Импульсный объемный разряд зажигался в воздухе при давлении 76 мм рт. ст. между цилиндрическими электродами диаметром 2 см при длине зазора 0,7 см [24]. Импульс тока разряда имел прямоугольную форму. Амплитуда тока составляла 300 А, площадь разрядного столба на катоде $S=0,6 \text{ см}^2$, а плотность тока $j=500 \text{ А/см}^2$.

Для исследования перераспределения тока разряда применялся катод специальной конструкции (рис. 16.13). Данная конструкция помимо общего тока в цепи позволяет регистрировать ток с небольшого участка поверхности катода с помощью пояса Роговского. Таким участком служила торцовая поверхность проволоки диаметром 0,8 мм, вставленной в отверстие заземленного электрода с зазором 0,2 мм. Пояс Роговского пропускал без искажения фронт длительностью 2 нс, а сигнал с него был пропорционален току, протекающему через проволоку.

Катодное пятно может случайно возникать как на исследуемом участке катода, так и на любом другом. Если пятно на проволоке не возникло, то ток через исследуемый участок катода пропорционален площади этого участка ($i=2,5 \text{ А}$) и регистрируется как нулевая линия. В момент инициирования пятна на зонде ток начинает возрастать (рис. 16.14) [24]. Напомним, что полный ток разряда имеет прямоугольную форму, длительность 200 нс и амплитуду $i=300 \text{ А}$. Из рис. 16.14, 1, следует, что в течение первых 20 нс в промежутке горит однородный объемный разряд. Затем на торцовой поверхности проволоки возникает катодное пятно, и ток через зонд начинает возрастать. Поскольку полный ток в цепи остается практически неизменным, то это означает, что в столбе разряда происходит перераспределение тока и стягивание его к катодному пятну. На фотографиях свечения промежутка (2—4) наблюдается формирование более яркого диффузного канала над пятном. Затем из катодного пятна прорастает высокопроводящий искровой канал (5).

Описанная картина концентрации характерна для случая, когда на катоде функционирует одно катодное пятно. В условиях [24] при длительностях импульса более 80 нс число возникающих на катоде эктонов колеблется от одного до трех. Обнаружено, что при увеличении числа катодных пятен появление искрового канала в промежутке задерживается. Это про-

исходит потому, что ток объемного разряда распределяется одновременно на несколько катодных пятен, в результате чего плотность тока в отдельном диффузном канале уменьшается и оказывается недостаточной для того, чтобы вдоль диффузного канала распространялся контрагированный искровой канал. Поэтому для увеличения длительности горения объемного разряда с эктонами необходимо стремиться к росту их числа и их равномерному распределению по поверхности катода. Такой разряд с вторичными взрывоэмиссионными процессами на катоде на площади в несколько квадратных сантиметров был получен и исследован в [15].

Из рассмотрения перехода объемного разряда в искровой ясно, что, применяя конфигурацию промежутка типа острие — плоскость, можно искусственно в первые наносекунды инициировать катодное либо анодное пятна на острие и тем самым моделировать более поздние стадии развития разряда в однородном поле. При этом можно по отдельности выявлять роль катодных и анодных пятен в контракции разряда. Данная идея реализована в экспериментах [15].

В работах [15, 49—51] исследовалось развитие разряда во времени в водороде при давлении 500—2700 мм рт. ст. и таунсендовском механизме пробоя. Условия горения на объемной стадии были довольно специфические. Поперечный размер столба составлял менее 0,1 см и был меньше, чем длина зазора $d = 0,18$ см. Это благоприятствовало тепловой концентрации столба [52]. Средняя плотность тока объемного разряда была 800—1000 А/см² при полном токе в цепи около 25 А. В таких условиях изменения проводимости промежутка, связанные с различными этапами контракции, отражались на регистрируемой осциллограмме тока. Типичная осциллограмма при питании межэлектродного зазора от генератора на кабельных линиях представлена на рис. 16.15 [15, 49]. До момента t_1 в промежутке протекает ток лавинных генераций величиной $10^{-6} - 10^{-7}$ А. В течение интервала $t_1 - t_2$ формируется объемный разряд типа тлеющего, существующий до момента t_3 . Для данной стадии характерно равномерное свечение промежутка с выраженной темной областью вблизи катода. Средняя концентрация электронов n в столбе при $t = t_3$, полученная из спектроскопических измерений [50], равна 10^{15} см⁻³.

Время t_3 — это момент перехода объемного разряда к объемному разряду с нитевидным каналом. При такой форме горения ток разряда также имеет некоторое квазистационарное значение. Вторая ступень в осциллограмме, соответствующая этой фазе, наблюдается не всегда, а лишь при давлениях менее 1000 мм рт. ст. [15]. Плотность электронов на оси нитевидного канала составляет $(3-5) \cdot 10^{17}$ см⁻³, а диаметр канала увеличивается в течение времени $t_3 - t_4$ от $1 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-2}$ см.

Для объяснения экспериментально наблюдаемых явлений

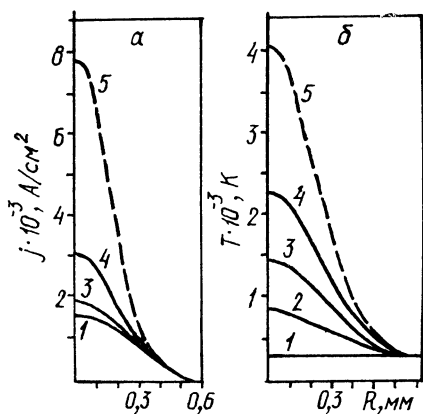


Рис. 16.16. Рассчитанные зависимости плотности тока и температуры газа от радиуса столба разряда: Время от начала горения объемного разряда, нс: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80

мерно, а на оси более высока (см. рис. 16.16, а) [52]. В таком случае на оси имеют место повышенное энерговыделение, нагрев газа и его вытеснение в боковые области. Это приводит к выделению еще большей удельной мощности на одну молекулу. В результате вложенная в газ энергия достигает таких значений, при которых происходят диссоциация водорода, увеличение электронной температуры на оси и степени ионизации газа.

На рис. 16.16, б, [52] показаны рассчитанные распределения температуры газа в шнуре в различные моменты. Через время $t=60$ нс достигаются условия, при которых происходит интенсивная диссоциация водорода и соответственно резко увеличивается электронная температура на оси разряда. В эксперименте переход к нитевидному каналу наблюдается также через 60 нс, и в момент перехода в спектре свечения регистрируются интенсивные полосы, указывающие на диссоциацию водорода. Таким образом, в рассмотренных специфических условиях, когда диаметр разрядного столба мал и плотность тока распределена неравномерно, канал может образоваться за счет тепловой контракции, так же как и в тлеющем разряде в длинных трубках [15].

В момент t_4 (см. рис. 16.15) наблюдается прорастание со стороны катода высокопроводящего искрового канала со скоростью $4 \cdot 10^6$ см/с. После перекрытия таким каналом промежутка ток разряда становится равен току короткого замыкания генератора. Результаты измерения концентрации электронов и температуры на оси разряда в различные моменты показаны на рис. 16.17 для давления 650 мм рт. ст. [50, 51]. При более высоком давлении ($p=2700$ мм рт. ст.) получены более высокие значения температуры — до 40 эВ, а концентрации — до $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

В работе [46] исследовался таунсендовский пробой в водо-

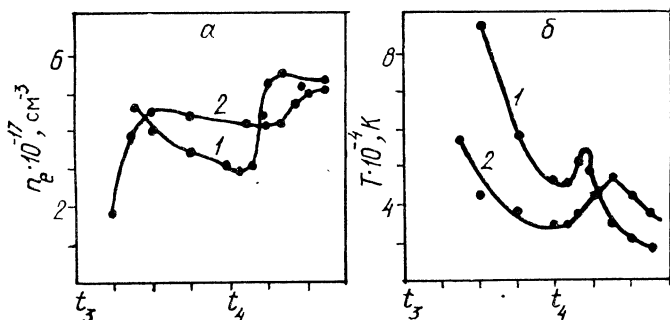


Рис. 16.17. Электронная плотность (а) и температура (б) на оси нитевидного канала в зависимости от времени на расстоянии от катода 0,1 мм (1) и 0,3 (2). Шкала времени 10 нс/деление

роде и криптоне при давлениях $p=44-150$ мм рт. ст. и в более длинных промежутках. Осциллограмма тока сходна с показанной на рис. 16.15, однако поперечный размер столба на объемной стадии соизмерим или больше длины зазора, и картина развития разряда ближе к схеме, характерной для пробоя перенапряженных промежутков. Наблюдалось появление катодных пятен в момент t_3 и привязка каналов, имеющих диффузный характер, к катодным пятнам. Тем не менее высокопроводящий канал из катодного пятна распространялся с некоторой задержкой, что и давало вторую ступень в осциллограмме тока. Промежуток перекрывался при движении высокопроводящих каналов со стороны анода и катода.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов показывает, что в процессе перехода от наносекундного объемного разряда к искровому наблюдаются следующие фазы развития: квазистабильный тлеющий разряд, объемный разряд с катодным пятном, объемный разряд с катодным пятном и диффузным каналом, привязанным к пятну, контрагированный искровой канал. Длительность этих фаз и характер перехода от одной фазы к другой в зависимости от условий могут несколько различаться. Например, в ряде случаев наблюдается предварительное расслоение разряда на отдельные нити до того, как появилось катодное пятно [24].

Примечательно, что появление катодного пятна еще не означает мгновенной контракции разряда, если речь идет о наносекундном масштабе времени. Действительно, сначала происходит развитие пятна и увеличение плотности тока над ним и уже затем со сравнительно небольшой скоростью ($v \leq 10^7$ см/с) развивается контрагированный канал. Это позволяет получать в наносекундных разрядах очень высокие удельные энергии, вводимые в единицу объема газа, достигающие нескольких джоулей в кубическом сантиметре на одну

атмосферу [15]. При равномерном распределении катодных пятен по поверхности при таких энергиях возможно зажигание объемного разряда на большой площади электродов [15].

§ 16.6. ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ

В предыдущих разделах мы показали, что при достижении в катодном слое электрического поля 10^6 В/см и более появляется возможность возникновения эктона на катоде за счет тока АЭЭ. Однако такое поле можно получить во всем промежутке, а не только в катодном слое, если использовать очень короткие импульсы, длительностью порядка 10^{-9} с без подсветки промежутка от внешнего ионизатора. Катодный эктон в этом случае может возникать за счет тока автоэлектронной эмиссии от высокого внешнего приложенного поля и его усиления на микронеровностях катода [53]. Понятие высокого поля строго не определяется. Например, при наличии на катоде диэлектрических вкраплений тока автоэмиссии выше 10^9 эл/с наблюдаются уже при $E_0=10^5$ В/см [24]. Однако на оттренированном катоде разряд инициируется автоэлектронами при $E \geq (3-5)10^5$ В/см. Если эктон появляется на стадии формирования, то разряд характеризуется рядом особенностей: малым временем пробоя, наличием автоэлектронных пучков в прикатодной области, что может приводить к специфической структуре столба разряда и вызывать интенсивный нагрев сгустков прикатодной плазмы при ее взаимодействии с пучком, появлением паров материала электродов в зазоре уже в первую наносекунду. Это особенно сказывается на характеристиках пробоя промежутков малой длины.

Представление о временах запаздывания пробоя в таких условиях можно получить из рис. 16.18 [54], на котором показана функция распределения времен запаздывания пробоя в воздухе при электрическом поле $E_0=1,4 \cdot 10^6$ В/см. В промежутке длиной $(1-7) \cdot 10^{-2}$ см прикладывался прямоугольный импульс напряжения с длительностью фронта 0,25 нс. Показано, что измеренные распределения времен запаздывания пробоя зависят от обработки поверхности электродов. Электроды полировали до состояния, при котором глубина царапин не превышала 0,5 мкм, затем промывали ацетоном и просушивали. Первые 50 пробоев при построении распределений времен запаздывания обычно не учитывали, чтобы устранить влияние случайных неровностей на электродах. В таком случае времена формирования разряда были порядка 1 нс. Если на катоде имелись царапины глубиной 10 мкм, то время запаздывания было настолько маленьким, что пробой происходил на фронте импульса напряжения.

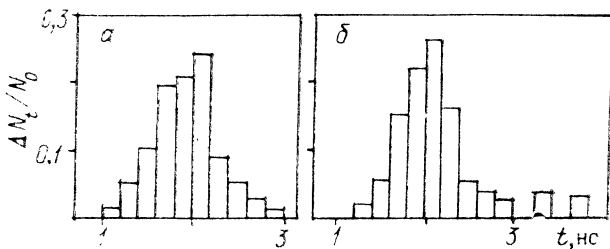


Рис. 16.18. Гистограммы распределений времени запаздывания пробоя при $d=0,01$ см, $E=1,4 \cdot 10^6$ В/см.
 а — первая серия пробоев; б — пятая

Для исследования числа предшествующих пробоев на время запаздывания строились распределения $\Delta N_t/N_0$ для каждой сотни разрядов. На медных электродах с ростом числа пробоев максимум кривой $\Delta N_t/N_0$ смещается вправо в область больших t_d (см. рис. 16.18). В течение первых нескольких сотен пробоев этот эффект незначителен, а затем оказывается существенным. При общем числе разрядов более 10^3 характер распределения меняется. Вместо одного максимума наблюдаются несколько. При $N_0 > 10^5$ кривая $\Delta N_t/N_0$ вновь сужается и имеет один максимум. На электродах в оптическом микроскопе видны острия, образованные в результате эрозии. Анализ распределений времен запаздывания пробоя показал [24], что флуктуации t_d определяются не статистикой появления одиночного электрона в зазоре, а статистикой времен формирования. При этом чем больше ток автоэмиссии с катода, тем меньше время формирования.

Применительно к наносекундному разряду в газе электрическое поле, при котором заметна роль автоэлектронной эмиссии, и поле, необходимое для появления взрывной эмиссии, отличаются несущественно. Действительно, если автоэлектронный ток эмиттируется микроострием, то среднее время между появлением начальных электронов в зазоре определится из соотношения $t_c = e/jS_0$, где j — плотность тока автоэмиссии; S_0 — площадь кончика микроострия; e — заряд электрона.

Для получения $t_c = 10^{-9}$ с при $S_0 = 10^{-12}$ см² необходимо иметь $j = 1,6 \cdot 10^2$ А/см², а электрическое поле на кончике вольфрамового эмиттера $\beta_E E_0 = 3,2 \cdot 10^7$ В/см. Однако время до взрыва микровыступа есть $t_3 = \hbar/j^2$, где для вольфрама $\hbar = 4 \cdot 10^9$ А·с/см⁴ (см. главу 3), и, следовательно, при $t_3 = 10^{-9}$ с плотность электронного тока должна составлять $2 \cdot 10^9$ А/см², а электрическое поле $\beta_E E_0 = 1,2 \cdot 10^8$ В/см. Таким образом, поле, при котором проявляется автоэмиссия, и поле, при котором она переходит во взрывную, отличаются примерно в 4 раза.

Для АЭЭ в газе характерно самоусиление электрического

поля [53]. Если последнее достаточно для того, чтобы АЭЭ привела к появлению хотя бы одного электрона, то за счет ударной ионизации атомов электронами и движения положительных ионов к катоду поле на катодном острие усилится. Это приведет к увеличению автоэлектронного тока, новому усилению ионного тока и т. д. Рост электронного тока в конечном счете вызовет взрыв эмиттера и образование катодного пятна. Время развития этой неустойчивости определяется по формуле (15.31) и при $E=10^6$ В/см составляет порядка наносекунды.

Пробой в воздухе с очень малыми временами запаздывания исследовался в условиях, когда автоэмиссионные и взрывные процессы играли важную роль в формировании разряда [53]. Длина зазора была $2,3 \cdot 10^{-2}$ см, а прикладываемое начальное напряжение $U=7 \cdot 10^3$ В, так что среднее поле $E_0=3 \cdot 10^5$ В/см. Использовались прямоугольные импульсы напряжения длительностью 2, 5, 10 и 100 нс. Ток разряда 30 А. Наряду с измерением тока и напряжения снимались интегральные спектры свечения в диапазоне длин волн $\lambda=230-660$ нм. Изображение разрядного промежутка проецировалось на щель спектрографа двумя способами: ось разряда располагалась вдоль входной щели спектрографа и поперек ее. В первом случае из фотографий спектра, помимо информации о наличии тех или иных линий и полос свечения, можно было также судить о том, из каких областей разряда происходит высвечивание в данном спектральном интервале. Для того чтобы разряд устойчиво проецировался на щель спектрографа, применялись заостренные электроды диаметром 0,03 см. Ясно, что это приводило к усилению электрического поля на катод. При поперечном расположении оси разряда на щели спектрографа в последний обычно попадал свет из центральной части промежутка. Фотографии спектра позволяли получать информацию о радиальном распределении света с различными длинами волн. При длительности импульса 2 нс вблизи катода наблюдались интенсивный континуум и линии иона азота. Излучение континуума сосредоточено в слое порядка 40 мкм. Также регистрировались интенсивные линии материала электродов. На фотографиях свечения разряда видны сгусток прикатодной плазмы, образующийся при взрыве микровыступа, и конусообразное свечение, диаметр которого у анода составляет 0,04 см. Линия водорода H_α уширена вблизи катода, а по направлению к аноду сужается и пропадает совсем. Концентрация плазмы у катода, оцененная по уширению линии H_α , оказалась не менее 10^{17} см $^{-3}$.

Из спектрограмм, полученных при поперечном расположении разряда на щели спектрографа, следует, что распределение линий по радиусу неоднородно. Область вдоль оси разряда, имеющая малый диаметр, излучает непрерывный спектр и ли-

нии с высокой энергией возбуждения 20—30 эВ. Диффузный же вид столба разряда в интегральном свете обусловлен спектральными линиями с малой энергией возбуждения. Это указывает на наличие внутри диффузного разряда нитевидного канала с высокой степенью ионизации. Именно в этих предположениях авторам [55] удалось связать наблюдаемые токи разряда с измеренными по уширению линий водорода концентрациями электронов. В данных работах не регистрировалось автоэлектронных пучков в разряде. Учитывая, что напряжение на плазме составляло $1,4 \cdot 10^3$ В, а длина зазора была достаточно мала ($d=0,023$ см), можно предположить, что электронные пучки, образующиеся при АЭЭ и ВЭЭ, играли определенную роль в формировании специфической пространственной структуры разряда. Действительно, энергии электронов около 10^3 эВ достаточно для того, чтобы на длине 10^{-2} см создавать вторичные электроны и тем самым способствовать развитию диффузного характера свечения.

В близких к этим условиям проводились эксперименты, описанные в работе [56]. Здесь в первую наносекунду наблюдались спектральные линии материала катода при помощи спектрографа и фотоумножителя. Путем измерения момента появления линий материала катода в различных точках вдоль оси разряда установлено, что скорость расширения катодного факела, образующегося при микровзрыве, составляет $2 \cdot 10^6$ см/с.

Один из интересных эффектов, наблюдаемый в наносекундных разрядах при высоком электрическом поле на катоде, связан с наличием аномально ускоренных электронов, т.е. электронов, энергия которых превышает приложенную к промежутку разность потенциалов [57—60]. Эксперименты проведены при давлении 0,1—760 мм рт.ст. Катод был изготовлен из вольфрамового сплава, радиус кривизны поверхности составлял 0,3—0,7 см. В отдельных случаях на катод наносились насечки, увеличивающие электрическое поле у поверхности. Анодом служила алюминиевая фольга толщиной 8—15 мкм. За анодом располагалось окно из тонкой лавсановой пленки 5—10 мкм. Быстрые электроны после прохождения через анод и окно регистрировались цилиндром Фарадея и рентгенопленками. Энергия электронов оценивалась по поглощению их количества в фильтрах известной толщины, которые располагались между окном и датчиком, регистрирующим ток электронов.

На промежуток $d=1-1,5$ см подавался импульс напряжения длительностью 1,5 нс и амплитудой 160—180 кВ. На рис. 16.19 представлены зависимости количества быстрых электронов в воздухе от давления. Рабочее напряжение генератора составляло 176 кВ, а напряжение, измеренное на электродах камеры, — 100 кВ. Кривая 1 соответствует фильтру 5 мг/см², а кривая 2 — фильтру 53 мг/см². Видно, что количество быстрых электронов слабо зависит от давления. На наличие их указы-

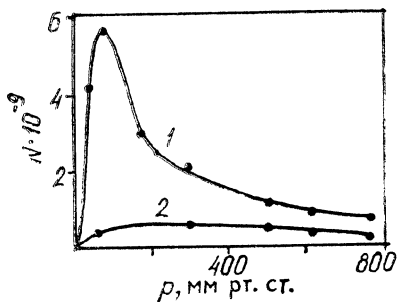


Рис. 16.19. Зависимость количества электронов, зарегистрированных за анодом и окном камеры, от давления в воздухе:

W, кэВ: 1 — более 40, 2 — более 160

вают также формы кривых ослабления рентгеновского излучения в разряде. Энергия рентгеновских квантов составляет 130–200 кэВ.

В гелии количество быстрых электронов возрастает по сравнению с воздухом примерно на 2–3 порядка. В [54–57] предполагается наличие быстрых электронов на турбулентностях прикатодной плазмы, образующейся в процессе развития катодной неустойчивости и взрыва микровыступа. Оценки возможности такого механизма на основе существующих теорий плазменных неустойчивостей сделаны в работе [61].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Л.: ГИИТЛ, 1950.
2. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
3. Allen K. R., Phillips K. Mechanism of Spark Breakdown // *Electrical Rev.* 1963. V. 173 P. 779–783.
4. Schlumbohm H. Die zeitliche Entwicklung einer Townsend-Entladung // *Zs. Phys.* 1960. Bd 159, H. 2. S. 212–222.
5. Tholl H. Zur Entwicklung einer Elektronenlawine bei Überspannung in N_2 Bd 2. Kanalaufbau // *Zs. Naturforsch.* 1964. Bd 19A, H. 6 S. 704–715.
6. Haydon S. C. Spark channels // *A survey of phenomena in ionized gases: [Proc. XII International Conference on Phenomena in Ionized Gases]. Vienna, 1968. P. 495–518.*
7. Kohrmann W. Die zeitliche Entwicklung der Townsend-Entladung bis zum Durchschlag // *Zs. Naturforsch.* 1964. Bd 19A. S. 926–932.
8. Doran A. A. The Development of a Townsend Discharge in N_2 up to Breakdown Investigated by Image Converter, Intensifier and Photomultiplier Techniques // *Zs. Phys.* 1968. Bd 208. S. 427–440.
9. Doran A. A., Meyer J. Photographic and Oscillographic Investigations of Spark Discharges in Hydrogen // *Brit. J. Appl. Phys.* 1967. V. 18. P. 793–799.
10. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностран. лит., 1960.
11. Allen K. R., Phillips K. Cloud Chamber Study of Electron Avalanche Growth // *Proc. Roy. Soc.* 1963. V. 274A. P. 163–186.
12. Martinen H., Tholl H. Untersuchung der Temperatur und Expansion von Funkenanalen in H_2 bei variabler Energiezufuhr // *Zs. Naturforsch.* 1970. Bd 25A. H. 3. S. 430–439.
13. Tholl H., Sander I., Martinen H. Eine automatische Apparatur zur optisch und zeitlich aufgelosten Stetoscopie an Funkenentladungen // *Ibid.* S. 412–420.

14. Wagner K. H. Vorstadium des Funkens untersucht mit dem Bildverstärker // *Zs. Phys.* 1967. Bd 204, H. 3. S. 177—197.
15. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
16. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. М.: Атомиздат, 1963.
17. Fletcher R. C. Impulse Breakdown in the 10^{-9} s Range of Air at Atmospheric Pressure // *Phys. Rev.* 1949. V. 76, N 10. P. 1501—1511.
18. Dickey F. R. Contribution to the Theory of Impuls Breakdown // *J. Appl. Phys.* 1952. V. 23, N 12 P. 1336—1341.
19. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Искольдский А. М. Время формирования разряда в коротких воздушных промежутках в наносекундном диапазоне времени // *ЖТФ.* 1968. Т. 38, № 8. С. 1281—1287.
20. Felsenthal P., Proud J. M. Nanosecond-Pulse Breakdown in Gases // *Phys. Rev.* 1965. V. 139, N 6A. P. 1796—1804.
21. Воробьев В. В., Искольдский А. М. Импульсный пробой в однородном поле в воздухе при существенных перенапряжениях // *ЖТФ.* 1966. Т. 36, № 11. С. 2095—2098.
22. Месяц Г. А., Искольдский А. М., Кремнев В. В. и др. О первичных и вторичных процессах при формировании разряда в коротких газовых промежутках в наносекундном диапазоне времени // *ЖПМТФ.* 1968. № 3. С. 77—81.
23. Кремнев В. В., Месяц Г. А. О механизме развития импульсного наносекундного разряда в газе при одноэлектронном иницировании // *Там же.* 1971. № 1. С. 40—45
24. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
25. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока // *ДАН СССР.* 1970. Т. 191, № 1. С. 76—78.
26. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Орловский В. М. Диффузия и канальная стадии при пробое перенапряженных газовых промежутков // *Изв. вузов. Физика.* 1971. № 9. С. 45—49.
27. Bichkov Yu. I., Korolev Yu. L., Mesyats G. A. Investigation of development of discharge in nanosecond range under atmospheric conditions // *Proceeding 10 International Conference Phenomena in Ionized Gases.* Oxford, 1971. P. 168.
28. Королев Ю. Д., Гаврилюк П. А. Электронно-оптические исследования разряда в воздухе и углекислом газе в наносекундном диапазоне // *Изв. вузов. Физика.* 1972. № 11. С. 100—102.
29. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Гаврилюк П. А. Формирование разряда и образование высокопроводящего канала при электрическом разряде в наносекундном диапазоне // *ЖТФ.* 1972. Т. 42, № 8. С. 1674—1679.
30. Dumanchin R., Rocca-Serra J. Augmentation de l'energie et de la puissance fournie par unite de volume dans in laser a CO₂ en regime pulse // *C. R. Acad.* 1969. V. 269. P. 916—917.
31. Beaulien A. J. Transversely Excited Atmospheric Pressure CO₂-Lasers // *Appl. Phys. Lett.* 1970. V. 16, N 12. P. 504—505.
32. Pan Y. L., Bernhardt A. F., Simpson J. R. Construction and Operation of a Double-Discharge TEA CO₂-Laser // *Rev. Sci. Instr.* 1972. V. 43, N 4. P. 662—666.
33. Месяц Г. А., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991.
34. Javan A., Levine J. S. The Feasibility of Producing Laser Plasmas Via Photoionization // *IEEE J. Quant. Electron.* 1972. V. 8, N 7. P. 827—833.
35. Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Мак-Кен Д. Об использовании скользящего разряда для предионизации газа в газовых лазерах // *Квантовая электрон.* 1978. Т. 5, № 8. С. 1843—1847

36. Seguin H. J., Tulip J., McKen D. C. Ultraviolet Photoionization in TEA Lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1974. V. 10, N 3. P. 311—319.
37. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О предельных энергетических характеристиках импульсных ТЕА-лазеров на CO_2 // ЖПМТФ. 1975. № 1. С. 3—13.
38. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Сатов Ю. А., Степанов Ю. Ю. Получение однородного разряда для импульсного CO_2 -лазера большого объема // Квантовая электрон. 1975. Т. 2, № 9. С. 2086—2088.
39. Елецкий А. В. Эксимерные лазеры // УФН. 1978. Т. 125, вып. 2. С. 279—314.
40. Бычков Ю. И., Коновалов И. Н., Лосев В. Ф. и др. Лазеры на галогенидах благородных газов // Лазерные системы. Новосибирск, 1979.
41. Rokni M., Mangano J. H., Jacob J. H., Hsia J. C. Rare Gas Fluoride Lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1978. V. QE-14, N 7. P. 464—481.
42. Nahemov M., Wainfan N., Ward A. L. Formation of the Cathodefall Region in Pulsed Glow Discharge // Phys. Rev. 1965. V. 137, N 1A. P. A56—A60.
43. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов В. Е. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 9. С. 1846—1856.
44. Александров В. В., Котеров В. Н., Пустовалов В. В. Пространственно-временная эволюция катодного слоя в электроионизационных лазерах // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 1. С. 114—125.
45. Баранов В. Ю., Низьев В. Г., Пигульский С. В. Контракция распадающейся плазмы разряда в углекислом газе // Физика плазмы. 1979. Т. 5, вып. 1. С. 198—204.
46. Kekez M. M., Barrault H. R., Craggs J. D. Spark Channel Formation // J. Phys., D.: Appl. Phys. 1970. V. 3, N 12. P. 1886—1896.
47. Kekez M. M., Barault H. R., Craggs J. D. Spectroscopic Investigation of Spark Channel // J. Phys. 1972. V. 5, N 2. P. 253—265.
48. Barreto E., Jurenka H., Reynolds S. I. The Formation of Small Sparks // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, N 11. P. 4510—4520.
49. Cavenor M. C., Meyer J. The Development of Spark Discharge in Hydrogen // Aust. J. Phys. 1969. V. 22, P. 155—167.
50. Meyer J. The Development of the Discharge Plasma in a Hydrogen Spark at Small pd Values // Brit. J. Appl. Phys. 1969. V. 2, N 2. P. 221—227.
51. Meyer J. Spectroscopic Investigation of Channel Initiation in Hydrogen Sparks // Ibid. 1967. V. 18. P. 801—806.
52. Rogoff G. L. Gas Heating Effects in the Constriction of a High-Pressure Glow Discharge Column // Phys. Fluids. 1972. V. 15, N 11. P. 1931—1940.
53. Месяц Г. А. О взрывных процессах на катоде в газовом разряде // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, № 19. С. 885—888.
54. Месяц Г. А., Бычков Ю. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 9. С. 1712—1719.
55. Андреев С. И., Новикова Г. М. Спектроскопическое исследование объемного разряда наносекундной длительности в воздухе // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40, вып. 2. С. 227—234.
56. Sigmond R. S. Evidence of High-Pressure Cathode Gas Sheath in an Arc Discharge of Short Duration // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. N 6. P. 1269—1285.
57. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов в газах // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 2. С. 564—568.
58. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В., Цукерман В. А. О природе рентгеновского излучения и быстрых электронов в наносекундных газовых разрядах // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, № 4. С. 166—169.

59. Станкевич Ю. Л., Калинин Н. С. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // ДАН СССР. 1967. Т. 177, № 1. С. 72—73.

60. Noggle R. C., Kriger E. P., Wayland J. R. A Search for X-Rays from Helium and Air Discharges at Atmospheric Pressure // J. Appl. Phys. 1968. V. 39, N 10. P. 4746—4748.

61. Бабич Л. П. О стохастическом ускорении электронов в наносекундных разрядах // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 9. С. 1846—1851.

**ЭКТОНЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ
С ИНТЕНСИВНОЙ ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИЕЙ****§ 17.1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ РАЗРЯДА**

Одним из способов создания проводимости газового промежутка является его облучение внешним ионизатором (потоком ультрафиолетовых лучей, рентгеновским излучением, пучком протонов и т. д.) в присутствии внешнего электрического поля. Процессы протекания тока в таких системах изучались давно, как для развития физических представлений о разряде, так и для практического использования. В последние годы эта область физики получила бурное развитие вследствие большого практического значения создания больших объемов низкотемпературной плазмы при высоком давлении нейтральных частиц. Эффективным способом решения этой задачи оказалось применение в качестве ионизатора пучка ускоренных электронов [1].

Общий принцип получения объемных разрядов состоит в следующем. Пучок электронов от ускорителя вводится в кювету через тонкую металлическую фольгу. За счет ионизации газовых молекул создается плазма, и электрическое поле, приложенное к электродам, обеспечивает протекание тока. Этот разряд отличается от аналогичных при ионизации источниками с малой интенсивностью прежде всего тем, что его механизм проводимости сходен с таковым тлеющего разряда [2, 3]. При высоких скоростях ионизации газа электронным пучком (более 10^{16} см⁻³·с⁻¹) и высоких давлениях (10^2 — 10^4 мм рт. ст.) напряженность электрического поля усиливается в узких приэлектродных областях, а в столбе разряда остается практически постоянной. При этом, как правило, прикатодное и прианодное падения потенциала оказываются небольшими по сравнению с общим напряжением, приложенным к промежутку. Таким образом, скорость ионизации газа в столбе разряда фактически определяет проводимость промежутка, а поскольку применение пучков электронов позволяет иметь высокие скорости ионизации, то реализуются и высокие плотности тока разряда.

Импульсный разряд с ионизацией газа электронным пучком был использован вначале для коммутации импульсных токов [3—5], а затем для накачки СО₂-лазеров [1, 2, 6, 7]. При этом

подробно исследовались разряды, инициируемые электронными пучками длительностью 10^{-8} — 10^{-5} с. Возможность зажигания стационарного разряда атмосферного давления в потоке газа была продемонстрирована в [8].

Объемный разряд в условиях интенсивной ионизации электронами обладает рядом замечательных свойств. Во-первых, было обращено внимание на возможность получения объемного разряда в несамостоятельном режиме при давлении газа в десятки атмосфер [3, 4]. В этом случае достигается независимое управление напряженным горением, площадью разрядного столба и током разряда, причем последнее осуществляется за счет изменения тока пучка быстрых электронов. В определенном диапазоне отношений напряженности электрического поля к давлению, лежащих ниже пробивных E/p , устанавливается такая температура электронов в плазме разряда, что обеспечиваются оптимальные условия возбуждения колебательных уровней молекул. Данное свойство определило широкое использование разрядов в молекулярных лазерах, в частности CO_2 -лазеров, получивших название электроионизационных, или лазеров с комбинированной накачкой. В настоящее время создано большое число CO_2 -лазеров, в которых разряд поддерживается пучками электронов длительностью от 10^{-8} с до непрерывных. КПД таких лазеров составляет 10—30 %, а удельная энергия, вводимая в газ, ограничивается неустойчивостью объемного разряда. Наиболее мощные из разработанных CO_2 -лазеров имеют энергию в несколько килоджоулей [9], а непрерывные лазеры — мощность в несколько десятков киловатт [10].

Во-вторых, одна из особенностей объемного разряда связана с тем, что в условиях высокой плотности нейтральных и заряженных частиц интенсивно протекают ионно-молекулярные реакции и образуются сложные комплексы. Это открывает возможности реализации новых методов накачки газовых лазеров. В ряде экспериментов с плазмой, образованной электронными пучками, показано, что в основе механизма создания инверсии могут быть такие нетрадиционные процессы, как рекомбинация [11], перезарядка [12], передача возбуждения от буферного газа к основному [13]. Особый интерес представляют лазеры на эксимерных молекулах, верхнее возбужденное состояние которых устойчивое, а нижнее — разлетное [14]. На молекулах типа RX^* , где R — атом благородного газа, X — атом галогена, получены высокие выходные энергии излучения в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Например, в лазере на KrF энергия излучения составила 108 Дж при пиковой мощности $1,9 \cdot 10^6$ Вт [15]. Обзоры работ по эксимерным лазерам приведены в [14, 16].

В-третьих, объемный разряд, поддерживаемый электронным пучком, привлекает внимание как среда плазменного реактора [17] вследствие высокой степени неравновесности плазмы и простоты регулировки электронной температуры. Так, при из-

менении электрического поля от нулевого до пробивного можно, сохраняя электронную плотность, регулировать температуру от долей до единиц электрон-вольт [17, 18]. При малых электронных температурах в условиях глубокого переохлаждения плазмы представляется перспективным исследовать процессы рекомбинации, перезарядки, формирования кластеров [19—21] и целый ряд других, интенсивно протекающих при высоких давлениях. В работах [22, 23] обосновывается возможность получения оксидов азота в несамостоятельном разряде с высокой удельной энергией, введенной в газ.

В-четвертых, значительный интерес представляет использование объемных разрядов для коммутации импульсных токов [3]. Опыты в этом направлении позволили выявить перспективность двух режимов коммутации. В первом режиме используется несамостоятельный разряд, а во втором — электронный пучок служит для стабильного инициирования искрового канала. Приборы на основе несамостоятельного объемного разряда получили название инжекционных тиратронов [24, 25]. Это один из немногих газоразрядных приборов, в котором достигается полное управление током разряда, т. е. не только включение, но и прерывание тока. При этом пропускание больших токов в несамостоятельном режиме можно осуществлять за счет подбора газов с высокой дрейфовой скоростью [26]. Например, в метане при очень низких $E/p \approx 1$ В/(см·мм рт. ст.) дрейфовая скорость составляет 10^7 см/с. Вопросы использования данных приборов в схемах с индуктивным накоплением энергии рассматривались в работе [25]. Другая перспектива применения инжекционных тиратронов связана с созданием малоиндуктивных коммутаторов, работающих при высокой частоте следования импульсов.

В искровых разрядниках с напряжением 10^5 — 10^6 В и более используется свойство разряда, инициируемого пучком, иметь при определенных условиях малое и очень стабильное время развития искрового канала. В работе [27] описаны эксперименты по инициированию искрового канала при импульсном напряжении до $2 \cdot 10^6$ В, которое нарастало до максимума за 10^{-6} с. Разряд осуществлялся в смеси $N_2 : SF_6$ при давлении до 11 атм. Время задержки появления искрового канала составляло 25 нс при стабильности ± 1 нс, что достаточно для параллельного зажигания нескольких каналов.

Одной из общих задач при исследовании разрядов, поддерживаемых электронным пучком, является выяснение механизма контракции, т. е. перехода от объемного разряда к искровому. Эксперименты показывают [28], что в ряде случаев искровой канал развивается, как и в наносекундных разрядах, в результате возникновения катодных и анодных пятен на электродах. Однако особенности несамостоятельного разряда в условиях интенсивной ионизации газа быстрыми электронами накладывают

отпечаток на процесс формирования искрового канала. Прежде чем переходить к изложению и обсуждению результатов экспериментальных наблюдений, проведем классификацию разрядов, инициируемых внешним ионизатором, удобную с точки зрения анализа результатов, а также выделим особенности формирования слоя прикатодного падения потенциала.

§ 17.2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

17.2.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим газовый промежуток длиной d с приложенным начальным напряжением U_0 , в котором за счет воздействия электронного пучка создаются электроны и ионы. Если ограничиться только рассмотрением объемной стадии, исключая вопросы устойчивости, то основные процессы в разряде можно описать с помощью уравнений непрерывности и уравнения Пуассона, т. е. с помощью системы (15.1)—(15.5). При этом в уравнениях (15.1) и (15.2) следует учесть возникновение электронов и ионов под действием внешнего ионизатора. В таком случае первые два уравнения примут вид

$$dn_e/dt - d(n_e v_e)/dx = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_i + \psi + q; \quad (17.1)$$

$$dn_i/dt + d(n_i v_i)/dx = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_i + \psi, \quad (17.2)$$

где ψ — скорость ионизации газа электронами пучка; q — скорость термализации быстрых электронов.

Для строгого учета ионизации газа быстрыми электронами систему уравнений нужно дополнить кинетическим уравнением переноса быстрых электронов в веществе и рассматривать самосогласованно две подсистемы: электроны и ионы газового разряда, с одной стороны, и электроны пучка, с другой. Самосогласованность должна состоять в том, что величины ψ и q зависят от потока быстрых электронов, на который влияет в свою очередь поле E , а следовательно, и величина $(n_i - n_e)$. Однако задача в этом случае усложняется и решения теряют наглядность. Поэтому будем считать, что ψ и q определяются электронными пучками и внешним полем E . По порядку величины $q/\psi \sim \langle \omega \rangle / \langle T \rangle$, где $\langle \omega \rangle$ — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары; $\langle T \rangle$ — средняя энергия электронов пучка. Функция $\psi(x)$ определяется из соотношения

$$\psi(x) = j_{\text{п}} D(x) / e \langle \omega \rangle, \quad (17.3)$$

где $j_{\text{п}}$ — плотность тока инжектируемых электронов; $D(x)$ — распределение потерянной энергии электронов пучка в расчете на один электрон. Распределение $D(x)$ зависит от начальной

энергии электронов пучка, а также от напряженности электрического поля на газовом зазоре.

Для учета влияния фольги, разделяющей ускоряющий промежуток и газовый объем, расчет проводится в два этапа. Первоначально рассчитывается перенос электронов в фольге, а затем в газовой среде. Результаты исследования материала и толщины разделительной фольги, а также электрического поля в газе на распределение энергии $D(x)$ приведены в работах [28—30], где расчет проводился многошаговым методом, и в [31, 32], где использовался метод Монте-Карло.

В зависимости от параметра ψ и напряжения U_0 , приложенного к промежутку, возможны различные механизмы проводимости разряда. Нас интересуют достаточно высокие скорости ионизации, когда значения $n \geq 10^{11}$ см⁻³. Для этого случая характерно наличие прикатодной области длиной l_k с напряжением на ней U_k , причем $l_k \ll d$, $U_k \ll U_0$. Основная часть промежутка занята областью квазинейтральной плазмы ($n_i = n_e = n$), которую по аналогии с тлеющим разрядом назовем положительным столбом, а прикатодная область компенсирует уход электронов из положительного столба на анод. Таким образом, при отыскании вольт-амперной характеристики удобнее всего определять ток в столбе, поскольку в последнем можно не учитывать разделения зарядов вследствие дрейфа электронов и положить $d(nv)dx = 0$. Поскольку подвижность электронов велика по сравнению с подвижностью ионов, для плотности тока разрядов будет справедливо соотношение

$$j = en\mu E, \quad (17.4)$$

в котором концентрация электронов $n(t)$ находится из уравнения (17.1), принимающего для рассматриваемых условий следующий вид:

$$dn/dt = \alpha v n - \beta n^2 + \psi. \quad (17.5)$$

В (17.4), (17.5) принято $n_e = n$, $v_e = v$, подвижность электронов $\mu_e = \mu$, $q = 0$.

В ряде случаев изменение тока разряда сопровождается перераспределением напряжения на элементах электрической цепи включая его уменьшение на межэлектродном зазоре. Тогда уравнения (17.4), (17.5) необходимо решать совместно с уравнением Кирхгофа для разрядного контура. При исследовании механизма контракции значительно удобнее иметь постоянное напряжение горения объемного разряда. В связи с этим в настоящей главе будут анализироваться в основном результаты, полученные при $\dot{U}(t) = U_0 = \text{const}$. Режимы ввода энергии в газ с учетом разрядного контура исследованы в работе [33].

Разряды при интенсивной внешней ионизации естественно разделить на две группы: несамостоятельные и разряды с ионизационным размножением. В первом случае электрическое поле,

приложенное к промежутку, мало, так что $\alpha v \ll \beta n$, $\alpha v n \ll \psi$. Поэтому основной вклад в рождение электронов и ионов вносит ионизация под действием пучка. В разрядах с ионизационным размножением появление электронов в зазоре происходит за счет как ударной ионизации в газе, так и внешнего ионизатора. Однако при классификации разрядов удобно сопоставлять время горения разряда t_p и длительность тока пучка электронов t_n . При $t_n \ll t_p$ имеем разряд, инициируемый электронным пучком, а при $t_n \approx t_p$ — поддерживаемый электронным пучком.

17.2.2. РАЗРЯД, ИНИЦИИРУЕМЫЙ ПУЧКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Типичные длительности тока пучка в данном случае составляют $t_n \sim 10^{-8}$ с. Роль пучка сводится к тому, что в начальный момент в промежутке создается концентрация электронов и ионов n_0 . Дальнейшее развитие разряда определяется приложенной напряженностью поля. Если она мала, то ионизационное размножение в столбе разряда не играет роли и происходит рекомбинационный распад плазмы по закону

$$n = n_0 / (1 + \beta n_0 t). \quad (17.6)$$

Уравнение (17.6) совместно с (17.4) описывает форму осциллограммы тока через промежуток [34]. В таких условиях легко зажигается импульсный объемный разряд, не переходящий в искровую. Удельная энергия, вводимая в газ, определяется из соотношения

$$W = \int_0^t j E dt = (e \mu E_0^2 / \beta) \ln (n_0 / n_{кр}), \quad (17.7)$$

где $n_{кр}$ — критическая концентрация электронов, при которой происходит «погасание» разряда. Это означает, что при $n = n_{кр}$ прикатодное падение электронов и ионов не может формироваться, так как не выполняется условие самоподдержания тока (16.14).

Если напряженность поля на промежутке достаточна для поддержания ионизационного размножения в газе, то начальная концентрация электронов n_0 будет возрастать или убывать, приближаясь к своему стационарному значению в соответствии с выражением

$$n(t) = n_{ст} \frac{\exp \alpha v t}{\exp \alpha v t - 1 + (n_{ст} / n_0)}, \quad (17.8)$$

где $n_{ст}$ — стационарная концентрация электронов, определяемая из (17.5) при $\psi = 0$ и $dn/dt = 0$,

$$n_{ст} = \alpha \mu E / \beta. \quad (17.9)$$

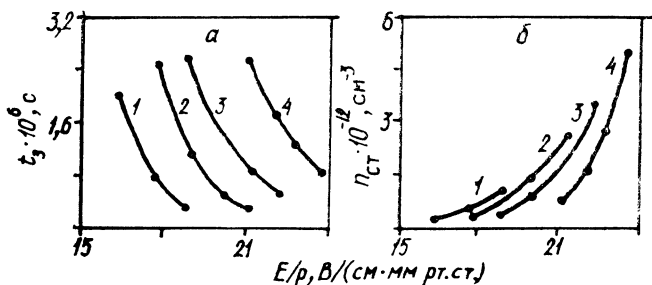


Рис. 17.1. Зависимость времени запаздывания искрового пробоя (а) и стационарной концентрации электронов (б) от E/p в разряде, инициируемом пучком электронов длительностью $1,5 \cdot 10^{-8}$ с.

p , атм: 1 — 4,8; 2 — 2,4; 3 — 1; 4 — 0,5

Последнее условие предполагает, что устанавливается стационарный режим, при котором ионизация уравнивается рекомбинацией.

Спустя определенное время t_3 объемный разряд с ионизационным размножением переходит в искровой. Удельная энергия, вводимая в газ до образования искрового канала, выражается так:

$$W = \frac{e\mu E_0^2}{\beta} \ln \frac{\exp \alpha vt - 1 + (n_{ст}/n_0)}{n_{ст}/n_0}. \quad (17.10)$$

В [28] проведены эксперименты по зажиганию разряда с ионизационным размножением в описываемых условиях. На рис. 17.1 показана зависимость стационарной концентрации электронов и времени перехода объемного разряда в искровой в азоте от отношения напряженности электрического поля к давлению. При уменьшении E/p время t_3 резко возрастает. Поддержание разряда ионизационными процессами происходит даже при напряжениях, вдвое меньших пробивного. Следует напомнить, однако, что разряд при таких малых напряжениях инициируется за счет создания плазмы в зазоре пучком электронов малой длительности.

Если начальное напряжение на зазоре U_0 порядка пробивного $U_{пр}$ и более, то одновременно с нарастанием концентрации электронов под действием пучка происходит ионизационное размножение. Плотность тока при этом увеличивается, а время запаздывания уменьшается. В предельном случае при $U_0 \gg U_{пр}$ реализуется наносекундный объемный разряд, который инициируется при введении в газ пучка быстрых электронов.

17.2.3. РАЗРЯД, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ПУЧКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

При больших длительностях тока пучка ($t_{п} = 10^{-6} - 10^{-4}$ с) обычно исследуется разряд в несамостоятельном режиме горения при напряжениях на зазоре $E \leq 0,5 E_{пр}$

[6, 9]. Стационарную концентрацию электронов в таком разряде можно определить из соотношения $n = (\psi/\beta)^{1/2}$, а удельную энергию, вводимую в газ за время t , так:

$$\omega = e (\psi/\beta)^{1/2} \mu E^2 t. \quad (17.11)$$

При малых плотностях тока длительность объемной стадии в несамостоятельных разрядах может достигать 10^{-1} — 10^{-3} с. За такие времена удается произвести полную смену газа в промежутке за счет продувки через межэлектродный объем и таким образом осуществить непрерывное горение разряда. Исследования стационарного разряда в потоке газа при атмосферном давлении проведены в работах [8, 41, 48].

§ 17.3. СВОЙСТВА КАТОДНОГО СЛОЯ

В разрядах, поддерживаемых электронным пучком, наблюдается такая особенность: в приэлектродных слоях рождение электронов и ионов происходит не только при ударной ионизации, как в классическом тлеющем разряде, но и при воздействии внешнего ионизатора. Это приводит к некоторым изменениям структуры приэлектродных слоев и к уменьшению численных значений параметров, характеризующих приэлектродные области.

Другая особенность вытекает из сути самого метода поддержания разряда электронным пучком. При зажигании такого разряда плотность тока, размер плазменного столба и напряжение горения можно регулировать независимо. Это означает, что несамостоятельный объемный разряд легко зажигать как при плотностях тока, превышающих плотность тока нормального тлеющего разряда j_n , так и при значениях j , соответствующих диапазону поднормального горения. Для давлений порядка атмосферного и длительностей $t_p \geq 10^{-6}$ с, как правило, $j > j_n$. При этом вольт-амперная характеристика катодного слоя оказывается «падающей» (см. рис. 15.1), т. е. прикатодное падение потенциала уменьшается с ростом плотности тока. Рассмотрим режимы поддержания тока в прикатодных областях разряда более детально.

Если разряд полностью несамостоятельный и в катодной области поле недостаточно для ударной ионизации, то длина l_K и напряженность поля E_K определяются из соотношений [28]

$$l_K = \mu_e E (l_K) / (\psi\beta)^{1/2}; \quad (17.12)$$

$$E(0) = E(l_K) \left[1 + \frac{e}{\epsilon_0 \beta} \frac{\mu_e}{\mu_i} (\mu_e + \mu_i) \right]^{1/2}. \quad (17.13)$$

Давая оценку для азота при подвижности электронов и ионов $\mu_e = 290$, $\mu_i = 2$ см²/(В·с), $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с, получаем

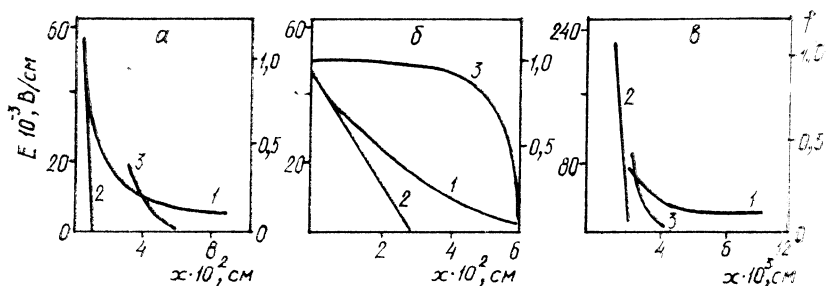


Рис. 17.2. Распределение электрического поля в прикатодной области (1), линейная аппроксимация $E(x)$ (2) и функция f (3) для разряда в азоте при $d=1$ см, $\psi=10^{18}$ (см³·с)⁻¹.

$a - j=0,04$ А/см², $p=300$ мм рт. ст., $E(0)=4,7 \cdot 10^4$ В/см; $b - 0,7$ А/см², 760 мм рт. ст., $1,7 \cdot 10^5$ В/см; $g - 13$ А/см², 760 мм рт. ст., $4,4 \cdot 10^5$ В/см

$E(0)/E(l_K) \approx 600$. Отсюда ясно, что режим несамостоятельного тока в катодном слое может быть лишь при очень низких напряжениях поля на столбе (для $p=1$ атм $E(l_K) < 100$ В/см). Обычно в экспериментах $E(l_K)$ выше приведенной цифры, и соответственно для описания процессов в прикатодном слое необходимо учитывать действие внешнего ионизатора и лавинное размножение [29]. Численное решение системы (17.1), (17.2), (15.3), результаты которого позволяют качественно оценить влияние обоих процессов, дано в [35]. Задавались напряженность поля на столбе $E(l_K)$ и параметр ψ ; при этом плотность тока вычислялась из соотношений

$$j_e = en_e \mu_e E; \quad j_i = en_i \mu_i E; \quad (17.14)$$

$$j = j_e + j_i, \quad (17.15)$$

а концентрация электронов и ионов в столбе — из уравнения баланса (17.5) при $dn/dt = 0$:

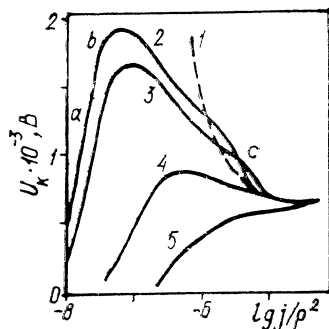
$$n = (\alpha v_e / 2\beta) + [(\alpha v_e / 2\beta)^2 + (\psi / \beta)]^{1/2}. \quad (17.16)$$

Расчет проведен для азота при следующих цифровых значениях постоянных, входящих в уравнения: $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с; $\gamma = 10^{-2}$; $\mu_e = 290$, $\mu_i = 2$ см²/(В·с). Коэффициент ударной ионизации аппроксимировался формулой (14.4) с константами: $A = 5,7$ (см·мм рт. ст.)⁻¹, $B = 260$ В/(см·мм рт. ст.).

На рис. 17.2 представлены распределения электрического поля вблизи катода, иллюстрирующие наличие трех режимов поддержания тока в катодном слое. Их удобно характеризовать параметром $\delta = \alpha j_e / e\psi$. Тогда при малой плотности тока (рис. 17.2, *a*) имеем $\delta \ll 1$, т. е. катодный слой формируется за счет генерации заряженных частиц под действием пучка, а процесс ударной ионизации несуществен. При высоких плотностях

Рис. 17.3. Вольт-амперная характеристика катодного слоя разряда, поддерживаемого электронным пучком:

1 — для тлеющего разряда; 2 — для $p=760$ и 3—5 — 300 мм рт. ст.; ϕ , ($\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$): 2, 4 — 10^{18} ; 3 — 10^{17} , 5 — 10^{16}



тока и больших напряжениях, наоборот, параметр δ велик (рис. 17.2, в). При промежуточном режиме (рис. 17.2, б) в поддержании тока в катодной области играют роль ударная ионизация и ионизация газа электронным пучком. Причем в области, $\delta \ll 1$, а в переходной области между столбом разряда и катодным слоем $\delta \ll 1$.

Для однозначности дальнейшего анализа необходимо условиться об определении границы l_k катодного слоя. Представляется целесообразным определить l_k по значениям отношения $f = (n_i - n_c) / n_c$, изменяющегося в пределах от нуля до единицы. В области столба практически $f = 0$. Графики зависимости $f(x)$ приведены на рис. 17.2 (кривые 3). Если определить границу из условия $f(l_k) = \xi$, то оказывается, что при изменении ξ в пределах 0,05—0,2 катодное падение потенциала U_k меняется мало. При этом для первых двух режимов катодный слой определяется с учетом переходной области, а в третьем режиме различие в определении l_k по сравнению со способом, принятым в теории тлеющего разряда, составляет не более 10%. В расчетах вольт-амперных характеристик везде $\xi = 0,1$.

На рис. 17.3 представлены вольт-амперные характеристики катодного слоя разряда в азоте, возбуждаемого пучком (кривые 2—5) и тлеющего разряда (кривая 1). Проследим на примере типичной кривой 2, как меняются условия формирования катодного слоя. Участок (a—b) отвечает первому режиму $\delta \ll 1$ и описывается выражениями (17.12), (17.13). Далее с ростом плотности тока разряда увеличивается напряженность поля у катода и параметр δ в этой области становится больше единицы. Следует отметить, что в этом переходном режиме (участок b—c) условие самостоятельности, принятое в теории тлеющего разряда (15.11), не выполняется. При дальнейшем росте плотности тока разряда катодный слой переходит в режим тлеющего разряда, при этом обе кривые сливаются, параметр $\delta \geq 1$ на всем промежутке.

Однако не все вольт-амперные характеристики разряда, возбуждаемого пучком, имеют максимум. Так, с ростом ϕ кривая с максимумом переходит в кривую 5, имеющую точку перегиба. При дальнейшем росте ϕ получим монотонно растущую кривую. Для реализации того или иного режима оказывается суще-

ственно, при какой величине и заданных внешних параметрах в катодной области появится слой, где выполняется условие $\delta \geq 1$. Очевидно, чем больше скорость внешней ионизации, тем шире (по параметру j/p^2) область, где проявляется действие ψ в катодном слое. Нас интересует главным образом диапазон высоких плотностей тока и высоких электрических полей E_K . Именно для таких условий и нужно определить влияние внешнего ионизатора на параметры прикатодного поля. При заданной плотности тока наибольшие скорости ψ будут, естественно, в несамостоятельном режиме горения, когда напряженность $E(l_K) = 0$, и концентрация электронов и ионов определяется балансом между внешней ионизацией и рекомбинацией (17.16), а плотность полного тока находится по (17.4). Сделаем оценку параметра δ в таких условиях. Используя условие $j_e(0) = \gamma j_i(0)$ и (17.4), получаем

$$\delta = \frac{\alpha \gamma j}{e \psi} = \frac{\alpha \gamma \mu^2 E_K^2(l)}{\beta j}. \quad (17.17)$$

Для типичных условий горения несамостоятельного разряда в азоте возьмем $p = 10^3$ мм рт. ст., $\mu_e E(l_K) = 2 \cdot 10^5$ В/см. Тогда, подставляя в (17.17) $\alpha = 3,4 \cdot 10^3$ 1/см, $\gamma = 0,1$, $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с, находим $\delta = 2$. Это означает, что в несамостоятельном разряде с высокой плотностью тока вклад ударной ионизации в рождение электронов и ионов в прикатодной области превышает вклад внешнего ионизатора, и для определения поля E_K можно пользоваться кривыми и формулами, полученными для тлеющего разряда.

Вполне естественно, что последний вывод справедлив и для объемных разрядов с ионизационным размножением, инициируемых пучком, однако кривые, приведенные на рис. 15.2, позволяют определить поле E_K лишь для плотности тока, превышающей плотность в нормальном тлеющем разряде. Оценки поля при низких плотностях тока, соответствующих поднормальному разряду, основываются обычно на численных расчетах. Получение количественных результатов возможно лишь при правильном выборе приближений, в которых решается система (17.1) — (17.2), и при достоверно известных зависимостях $v_i(E/p)$, $\alpha/p(E/p)$, $\gamma(E/p)$. Разумный подход состоит в том, чтобы использовать такие значения α , v_i , γ , при которых полученное решение совпадает с экспериментом в области нормального и слабо аномального тлеющего разрядов, и, таким образом, продлить кривые в область поднормального разряда. В связи с этим проанализируем вначале результаты расчетов характеристик нормального и аномального разрядов и выявим основные причины, вследствие которых обычно наблюдается несоответствие экспериментальных и расчетных значений.

Подробные расчеты параметров прикатодного слоя нормального тлеющего разряда, основанные на численном решении

Таблица 17.1

Газ	$U_{\text{кн}} \cdot \text{В}$	$\frac{j_{\text{н}}/p^2 \cdot 10^6,}{A_{\text{см}}(\text{мм рт. ст.})^{-2}}$	$p^j_{\text{кн}} \cdot \text{мм рт. ст.} \cdot \text{см}$
He	(140—165)/143	(2,2—5)/1,6	1,31/2,6
Ne	(120—152)/154	(6—18)/1,2	0,67/2,1
Ar	(100—131)/146	155/4,5	0,21/0,9
H ₂	(170—276)/195	85/23,0	0,87/1,5
N ₂	(180—216)/213	390/15,0	0,35/0,7

уравнений непрерывности и Пуассона, представлены в работе [36]. Сопоставление измеренных (числитель) и вычисленных (знаменатель) значений дано в табл. 17.1. Наибольшее несоответствие наблюдается по параметру j/p^2 . Его вычисленное значение оказывается примерно на порядок меньше измеренного, причем уже при таких малых j/p^2 отношение $E_{\text{к}}/p$ близко 10^3 В/(см·мм рт. ст.). Сравнение поведения зависимости $U_{\text{к}}(j/p^2)$ с экспериментом [36] показало, что по мере роста плотности тока коэффициент вторичной эмиссии увеличивается. При этом типичные значения составляют $\gamma=0,1-0,3$. Заметим также, что из (15.17) видно слабое влияние γ на зависимость $E_{\text{к}}/p$ от (j/p^2) .

Для дрейфовой скорости в области высоких E/p использовалась общепринятая аппроксимация $v_i = k_i(E/p)^{1/2}$, справедливость которой подтверждается экспериментально до $E/p = 4 \cdot 10^3$ В/(см·мм рт. ст.).

Менее ясен вопрос о выборе значений α/p . Измерения для этой функции в большинстве газов ограничиваются диапазоном $E/p \leq 2 \cdot 10^3$ В/(см·мм рт. ст.), причем в интересующей нас области $E/p = 10^2 - 10^3$ В/(см·мм рт. ст.) наблюдаются расхождения в результатах. Рекомендуется использовать для α/p аппроксимацию

$$\alpha/p = (A'E/p)^{1/2} - B'. \quad (17.18)$$

При отношениях напряженности поля к давлению $E/p \sim 10^3$ В/(см·мм рт. ст.), характерных для катодного слоя нормального тлеющего разряда, первая из указанных аппроксимаций дает значительно более медленный рост α , чем вторая. Ясно поэтому, что при использовании (14.5) минимум кривой $U_{\text{к}}(j/p^2)$ окажется сдвинут влево по оси j/p^2 . Именно зависимости типа (14.5) использовались в работе [36], и анализ результатов показывает, что заниженные значения $j_{\text{н}}/p^2$ и завышенные значения $E_{\text{к}}/p$ обусловлены указанной причиной.

Таким образом, при вычислении напряженности поля $E_{\text{к}}$ в выражение (15.17) целесообразно подставлять результаты та-

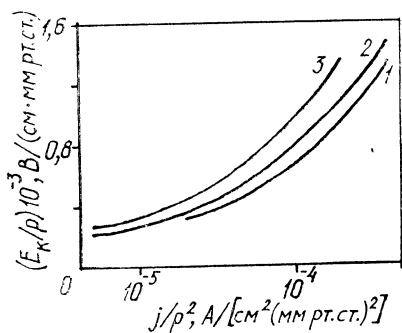


Рис. 17.4. Рассчитанные для азота зависимости E_k/p от (j/p^2) .
 γ : 1 — 0,3; 2 — 0,2; 3 — 0,1

ных экспериментальных измерений, в которых получены более высокие значения α . На рис. 17.4 представлены зависимости E_k/p от (j/p^2) для азота и аргона. Коэффициент ударной ионизации для азота брался по данным [37], а для аргона — по [38]. Дрейфовые скорости в N_2 и Ar аппроксимировались соответственно функциями v_i (см/с) = $10^4 (E/p)^{1/2}$ В/(см·мм рт. ст.), v_i (см/с) = $0,82 \cdot 10^4 (E/p)^{1/2}$ В/(см·мм рт. ст.). Видно, что ошибка в определении $E_{кн}/p$ при $j/p^2 = j_{н}/p^2$ для азота составляет 30 %, а для аргона 20 %. Такие погрешности находятся в разумных пределах, и соответственно графики рис. 17.4 можно использовать для оценки электрического поля в поднормальном режиме горения разряда.

Следует иметь в виду, что наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на кривой $U_k(j/p^2)$ при $j < j_n$ может быть причиной стягивания в катодном слое до плотностей $j = j_n$ [33, 41]. Если при этом поле E_k повышается до значений, достаточных для существования автоэмиссии, то в результате развития неустойчивости будет инициироваться катодное пятно.

§ 17.4. ПЕРЕХОД ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ИСКРОВОЙ

17.4.1. РАЗРЯД С ИОНИЗАЦИОННЫМ РАЗМНОЖЕНИЕМ

Этот разряд на стадии объемного горения во многом сходен с импульсным объемным разрядом при многоэлектронном инициировании ультрафиолетовым излучением. Однако при использовании ультрафиолетового источника малой интенсивности на промежутках, как правило, подается напряжение выше пробивного. При большой интенсивности ультрафиолетового облучения такой разряд может гореть и при напряжении ниже, чем пашеновское.

Применение мощного пучка электронов позволяет заранее подать на электроды потенциал U , который и является напряжением горения разряда, причем оно легко регулируется в широких пределах. Роль электрического поля сводится к тому, чтобы поддерживать концентрацию плазмы на заданном уровне, определяемом из соотношения (17.9). В данном случае удается получить объемные разряды с ионизационным размноже-

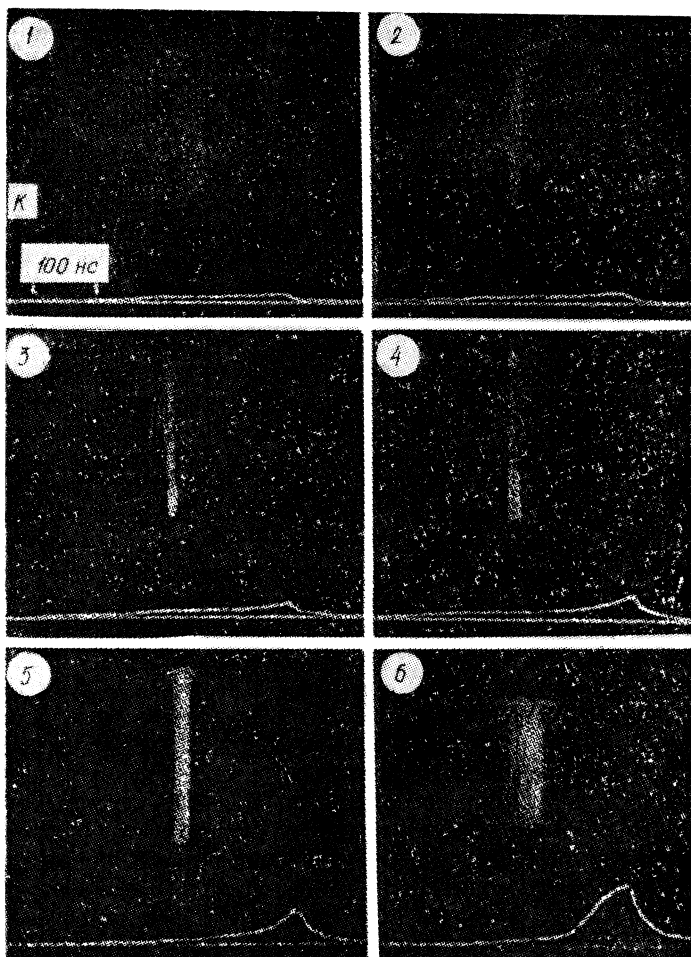


Рис. 17.5. Развитие искрового канала в объемном разряде с пониэационным размножением в азоте. $p=1$ атм, $d=1,4$ см, $E=23$ кВ/см, длительность тока пучка $2 \cdot 10^{-8}$ с.

Пояснения в тексте

нием и с длительностью, регулируемой в широких пределах (см. рис. 17.1).

Исследования перехода объемного разряда, инициируемого электронным пучком, в искровой показали, что процесс формирования канала происходит по той же схеме, что и в наносекундных разрядах, т. е. разрядах с большим перенапряжением. Фотографии свечения промежутка в азоте и осциллограммы тока показаны на рис. 17.5. На промежуток подавался прямоугольный строго одиночный импульс напряжения длительностью

500 нс. Напряженность поля составляла 23 кВ/см. Разряд инициировался электронным пучком длительностью $2 \cdot 10^{-8}$ с и плотностью тока 1—5 А/см². Время горения разряда варьировалось путем изменения момента инжекции пучка относительно момента подачи импульса напряжения на электроды. На кадре 1 (см. рис. 17.5) наблюдается равномерное свечение промежутка, а время горения объемного разряда составляет 300 нс. Длительность импульса напряжения на кадре 2 на 30 нс больше, чем на кадре 1. Здесь в промежутке на фоне объемного разряда наблюдаются диффузные каналы. Заметного роста тока в цепи при наличии таких каналов не происходит, поскольку их проводимость соизмерима с проводимостью плазмы столба разряда. Нарастание тока регистрируется после возникновения катодного пятна и прорастания из пятна контрагированного искрового канала (кадр 3). Затем такой же канал прорастает со стороны анода (кадр 4), в результате чего происходит перекрытие промежутка (кадры 5, 6) и рост тока в цепи до тока короткого замыкания.

На важность процессов в прикатодном слое при переходе объемного разряда в искровой обращалось внимание также в работах [41, 42]. В [41] начальная концентрация электронов на уровне $n = 10^{-10} - 10^{-11}$ см⁻³ создавалась при фотоионизации. Затем в приложенном электрическом поле эта концентрация увеличивалась до $10^{-11} - 10^{-12}$ см⁻³, и в промежутке горел однородный объемный разряд с плотностью тока в единицы ампер на квадратный сантиметр и длительностью в несколько микросекунд. Авторы отмечают, что появление дуговых катодных пятен, т. е. эктонов, инициирует развитие искрового канала. Для предотвращения образования пятен предлагается использовать катод из полупроводящего материала. Эффект от применения этой меры отмечен также в работе [43].

17.4.2. НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД

В несамостоятельных разрядах устойчивость объемного горения повышается по сравнению с разрядом, где плазма поддерживается ионизационными процессами в объеме. Однако и в этом случае причиной ограничения удельной энергии, вводимой в газ, является контракция разряда. В многочисленных экспериментах установлено, что типичные энергии, рассеиваемые до образования искрового канала в таких газах, как N₂, CO₂ и их смесях, лежат, в зависимости от условий, в пределах 0,2—1 Дж/(см³·атм). Одно из объяснений причины контракции основано на экспериментально наблюдаемых фактах уменьшения времени горения объемного разряда при увеличении удельной мощности газа. При этом оказывается, что при достижении некоторых предельных энергий столб разряда пере-

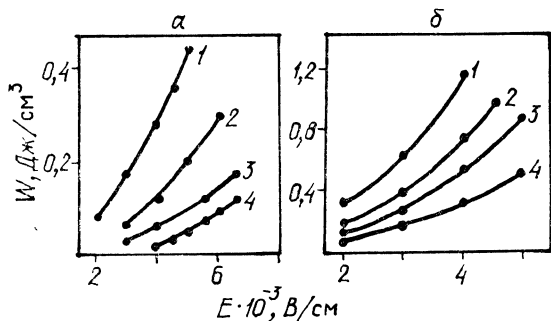


Рис. 17.6. Удельная энергия, вводимая в разряд, в зависимости от напряженности электрического поля.

Плотность тока пучка $j_{п}$, mA/cm^2 : $a - 0,14$, $b - 1,4$. $\text{CO}_2 : \text{N}_2$: 1 — 0 : 1, 2 — 1 : 4, 3 — 1 : 1, 4 — 1 : 0

ходит в неустойчивый режим, когда при низких напряженностях поля интенсивно протекает процесс ударной ионизации.

Скорость ионизации может увеличиваться, например, за счет повышения концентрации возбуждаемых частиц и удельного веса ступенчатой ионизации, за счет дополнительного нагрева электронного газа в тушащих столкновениях с возбужденными частицами, а также уменьшения нейтральных частиц в некотором узком шнуре плазмы и т. д. Кроме того, в электроотрицательных газах играют роль эффекты, связанные с возникновением доменов сильного электрического поля [44—46]. При этом подходе констатируется, что плазма объемного разряда при наличии ионизационного размножения менее устойчива, чем в полностью несамостоятельном режиме, и характерное время перехода к разряду с ионизационным размножением принимается за время образования искрового канала. Однако в ряде экспериментов показано, что контракция несамостоятельного разряда обусловлена возникновением катодных и анодных пятен и прорастанием из пятен искровых каналов [28].

Одной из закономерностей, установленной в экспериментах [47—49], является то, что при электрических полях, соответствующих типичным условиям несамостоятельного разряда, длительность объемной стадии зависит не только от энергии, введенной в газ, но и от напряженности электрического поля на плазме. Энергетические характеристики разряда при $p=1$ атм, поддерживаемого пучком электронов длительностью 10^{-4} с, представлены на рис. 17.6 [47]. Кривые построены до напряжений, при которых искровой канал отсутствовал. При повышении напряженности на $0,5$ кВ/см последний наблюдался, причем время запаздывания пробоя могло быть существенно больше длительности тока пучка. Из сравнения рис. 17.6, a , и 17.6, b , видно влияние электрического поля. Например, при

плотности тока пучка $j_n = 0,14 \cdot 10^{-3}$ А/см² достигнута напряженность поля $E = 5 \cdot 10^2$ В/см и удельная энергия 0,46 Дж/см³, тогда как при поле $E = 4 \cdot 10^3$ В/см за счет увеличения тока пучка до $1,4 \cdot 10^{-3}$ А/см² получена энергия 1,2 Дж/см³. Таким образом, для каждой напряженности поля имеется определенная величина энергии, вводимой в газ заданной длительности импульса без образования искрового канала.

Как показано в работах [28, 49], данный эффект может быть объяснен сильной зависимостью скорости прорастания искрового канала из катодных и анодных пятен от напряженности. Разряд заигрался в азоте при атмосферном давлении. Межэлектродный промежуток длиной 6 см был образован дюралюминиевым анодом диаметром 8,5 см и выпуклой стальной сеткой с ячейкой 2×2 мм². Инжекция электронов производилась со стороны катода через окно размером 4×4 см². Использовался ускоритель с плазменным источником электронов. Импульс электронного тока имел треугольную форму с крутым фронтом ($t_f < 5$ мкс) и пологим спадом (длительность тока на полувысоте 150 мкс). Амплитудная плотность тока пучка на входе в газоразрядный промежуток $j_n = 0,3$ мА/см², а ускоряющее напряжение 200—230 кВ.

Энергия в газоразрядный промежуток подавалась от емкости $C = 1,2$ мкФ, заряженной до напряжений 24—36 кВ. Для наблюдения динамики развития искрового пробоя снимали напряжение питания с кюветы с помощью управляемого разрядника, закорачивающего емкость C через гасящее сопротивление. Картины развития искрового пробоя в объемном разряде получены для напряженностей поля 4, 5, 6 кВ/см. Если напряжение с промежутка не снималось, то при указанных полях происходил искровой пробой соответственно через 350, 120 и 65 мкс. При этом амплитудное значение концентрации электронов на стадии объемного разряда, определенное по проводимости, составляло $n = 8 \cdot 10^{12}$ см⁻³, а амплитуды плотностей токов для отмеченных полей — соответственно 2,5; 3,1 и 3,8 А/см².

Последующие эксперименты по исследованию разряда, поддерживаемого пучком электронов длительностью 10^{-4} с, были направлены на изучение формирования катодных и анодных пятен на сплошном электроде [49]. Поскольку плотность тока разряда мала, то, как следует из рис. 17.4, электрическое поле на катоде не превышает 10^5 В/см. Такое поле недостаточно для инициирования пятна вследствие катодной неустойчивости. Причиной появления пятен при малых j могут быть зарядка диэлектрических вкраплений на катоде поперечным током и их пробой. Если оценить время, требуемое для достижения поля $E = 10^5$ В/см по формулам [28], то при $j = 2$ А/см² получим $t \approx 10^{-7}$ с, т. е. достаточно малое значение. Заметим, что пробой диэлектрических загрязнений на аноде, заряжаемых электронным током, также может быть причиной возникновения анод-

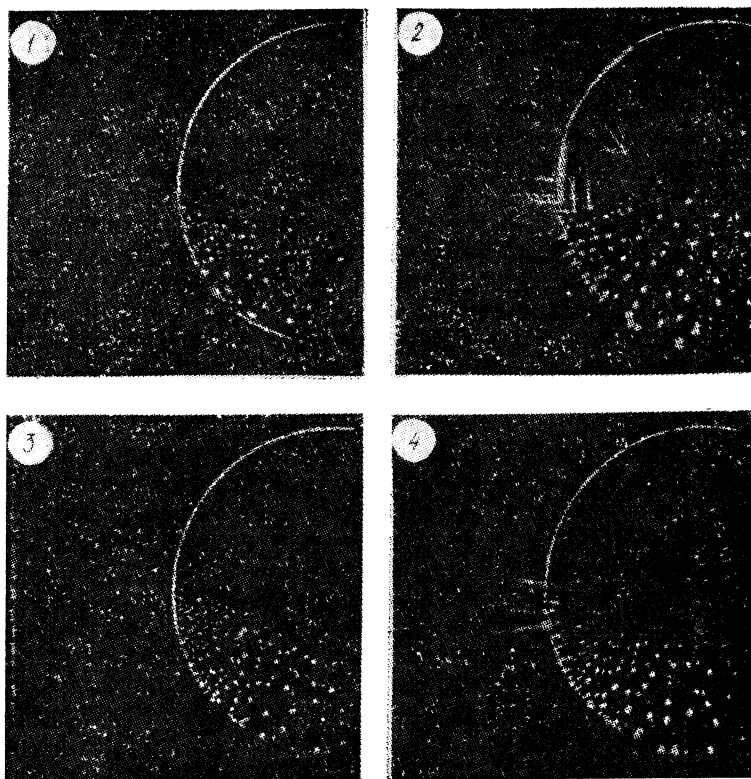


Рис. 17.7. Катод (1, 2) и анод (3, 4) в разряде, инициируемом пучком электронов длительностью 100 нс. (Азот, $p=100$ мм рт. ст., $d=2$ см, $U_0=3,1$ кВ, $j_{ч1}=1$ А/см²) [49].

Длительность горения разряда, мкс: 1 — 0,2, 2 — 9, 3 — 0,25, 4 — 11

ных пятен. Влияние загрязнений электродов на возникновение катодных и анодных пятен иллюстрируют фотографии (рис. 17.7). Здесь половина сферического электрода была покрыта тонкой пленкой трансформаторного масла. Видно, что на этой половине количество катодных и анодных пятен намного выше, чем на более чистой поверхности. Это говорит о том, что диэлектрическая пленка на электродах заряжается положительными зарядами на катоде и отрицательными на аноде. При достижении достаточной величины электрического поля на пленке (около 10^6 В/см) происходит пробой пленки. Это способствует концентрации энергии в микрообъеме электродов, возникновению катодного или анодного эктонов и соответственно появлению катодных и анодных пятен, из которых начинает прорастать канал разряда.

§ 17.5. ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ ПЯТЕН

Переход несамостоятельного объемного разряда в искровой происходит в две стадии: вначале образуется катодный либо анодный эктон, а затем из пятна развивается диффузный и высокопроводящий искровой канал. Иными словами, длительность устойчивого горения можно разделить на две фазы: $t_y = t_n + t_k$, где t_n — интервал от момента зажигания разряда до возникновения пятна; t_k — время развития из пятна высокопроводящего канала.

Механизм формирования эктонов на катоде является достаточно общим и связан с достижением вблизи поверхности электрического поля $E_k \approx 10^6$ В/см и последующим быстрым развитием взрывоэмиссионного процесса. Однако причины повышения поля до критических величин могут быть различны. Во-первых, следует выделить область высоких плотностей тока объемного разряда, для которых поле E_k , созданное объемным зарядом положительных ионов, достаточно для инициирования взрыва микроострий катодной поверхности. Как показано выше, зависимости $E_k(j)$ и при наличии внешнего ионизатора описываются формулами (15.21), (15.22) и графиками рис. 17.4. Это значит, что методику определения условий возникновения эктонов применительно к самостоятельным разрядам можно переносить и на несамостоятельные разряды с внешней ионизацией газа электронным пучком.

Во-вторых, особую роль в несамостоятельных разрядах играет неустойчивость, обусловленная наличием области отрицательного наклона в характеристике $U_k(j)$. Следствием развития неустойчивости является стягивание тока на катоде до нормальной плотности j_n , тогда как ток в столбе задается на уровне $j < j_n$ [41, 39]. Вопрос о возможности возникновения катодного пятна сводится к тому, достаточно ли поле на катоде при $j = j_n$ для инициирования взрывоэмиссионного процесса, т.е. эктонов. Например, в азоте при $p = 1$ атм, $j_n = 230$ А/см², $E_{кн}/p = 10^3$ В/(см·мм рт.ст.) и соответственно $E_k = 7,6 \cdot 10^5$ В/см.

В работе [49] обнаружено, что в несамостоятельном разряде в азоте при атмосферном давлении пятна на катоде расположены не беспорядочно, а по концентрическим окружностям. Плотность тока $j = 3-5$ А/см² ($j \ll j_n$), средняя стационарная концентрация электронов в столбе $n = 8 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Время достижения стационарной концентрации было несколько десятков микросекунд, а регулярное расположение пятен регистрировалось уже через 1 мкс. Дальнейшие эксперименты показали, что при плотностях тока $j < j_n$, но соответствующих возрастающему участку характеристиках $U_k(j)$ (см. рис. 17.3), катодные эктоны отсутствуют, а при $j \geq j_n$ они расположены беспорядочно. Таким образом, регулярная структура проявляется лишь при

условии $dU_k/dj < 0$. Неустойчивость развивается следующим образом. В начальные моменты после включения внешнего ионизатора плотность заряженных частиц нарастает по закону $n = \psi t$ и вольт-амперная характеристика соответствует устойчивому режиму (участок $a - b$ на рис. 17.3). При достижении некоторой плотности тока, превышающей значение j_1 в точке b , условие $dU_k/dj < 0$ выполняется и катодный слой оказывается неустойчивым.

Определим время, необходимое для достижения j_1 в экспериментах [49]. По расчетам [35] можно оценить, что $j_1 \approx 0,03 \text{ А/см}^2$, а соответствующая концентрация электронов $n_1 = j_1 / ev_e \approx 0,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Тогда время достижения этой концентрации будет $t = n_1 / \psi \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. В эксперименте регулярная структура пятен регистрировалась действительно через времена менее микросекунды. Поскольку в центральных областях катода плотность тока выше, чем на периферии, то и кольца, по которым расположены пятна, возникают последовательно от центральной зоны к боковой.

Рассмотренные механизмы возникновения эктонов относились к очищенной поверхности катода. Такую поверхность можно получить, применяя специальные методы обезгаживания (электрическую полировку, отжиг электродов в высоком вакууме, распыление поверхности катода в аномальном тлеющем разряде и т.д.). В большинстве экспериментов по изучению устойчивости горения импульсных несамостоятельных разрядов применялась лишь механическая полировка. Здесь на поверхности катода неизбежно присутствуют загрязнения, диэлектрические вкрапления, оксидные пленки. Поэтому, в-третьих, электрическое поле на катоде повышается в результате зарядки этих пленок и загрязнений ионным током. Тогда поле E_k достигает значений, при которых процесс автоэмиссии инициирует пробой пленки и формирование катодного эктона. Заметим, что такой механизм может реализоваться и совместно с неустойчивостью, рассмотренной выше, что будет приводить к переходу тлеющих катодных пятен в дуговые.

Проверка справедливости механизма и изучение условий зажигания и дальнейшего функционирования катодных пятен проведены в экспериментах [50, 51] с разрядами, инициированными пучком электронов длительностью 100 нс. За счет изменения тока пучка плотность тока разряда подбиралась близкой к j_n , чтобы исключить развитие неустойчивости, рассмотренной выше. Однако давление выбрано достаточно малым ($p = 100 \text{ мм рт. ст.}$), чтобы удовлетворить условие $E_k < E_*$, где E_* — критическое поле, необходимое для микровзрыва острия.

Для измерения тока разряда на отдельное катодное пятно и на канал, развивающийся из пятна, применяли секционированный катод (см. рис. 16.13), выполненный в виде диска с отверстием, в который заподлицо с поверхностью вставлялся

Таблица 17.2

Область	I	II	III	IV
E/p , В/(см·мм рт. ст.)	1—8	1—8	20—30	10—30
j , А/см ²	0,05—0,5	0,7—10	0,05—0,5	0,7—10

штырь диаметром 0,2—0,8 мм. Появление катодных пятен на основном электроде предотвращали тренировкой в аномальном тлеющем разряде. Динамику развития канала наблюдали методом оборванного разряда, а свечение прикатодной плазмы на поверхности штыря регистрировали с помощью фотоумножителя.

Из общих соображений ясно, что условия разряда на объемной стадии должны влиять на процесс иницирования и поддержания пятна. Оказалось, что диапазон параметров E/p и j можно разделить на области, для которых характерны специфические режимы горения пятен на катоде (табл. 17.2; разряд в азоте при $p=100$ мм рт. ст.).

Прежде всего отметим, что при $E/p < 9$ В/(см·мм рт. ст.) искровой пробой не развивался, т.е. из катодного пятна не прорастал искровой канал. Область I при этом по плотности тока ограничивает диапазон неустойчивого функционирования катодного пятна. Из осциллограмм тока разряда со штыря и полного тока [51] следует, что последний спадает со временем в соответствии с рекомбинационным распадом плазмы столба объемного разряда. Точно такой характер имеет вначале и ток со штыря, однако в дальнейшем на осциллограмме регистрируются хаотические пульсации. Естественно связать первый всплеск тока с зажиганием пятна, последующий спад тока — с окончанием функционирования пятна и новые всплески — с возникновением новых пятен. Выполненные эксперименты подтверждают это положение.

В момент выброса тока наблюдается также и выброс в осциллограмме интенсивности свечения на кончике штыря, причем регистрировались как интегральное свечение, так и линии материала катода (AII 555,7 нм; AIII 620,1 нм) на отдельных спектральных переходах. Характерно, что при наблюдении участков вблизи катода, расположенных на расстоянии 1—1,5 мм от штыря, отмечается противоположный эффект: каждому всплеску тока соответствует спад интенсивности свечения, регистрируемого фотоумножителем. Это значит, что при формировании катодного пятна происходит стягивание части тока объемного разряда на него. Следовательно, регулируя плотность тока разряда за счет изменения плотности тока пучка либо

Таблица 17.3

$i_{п}, \text{ А}$	0,03	0,05	0,07	0,08	0,1	0,14
$t_{y}, \text{ мкс}$	0,1—0,25	0,35—0,6	0,35—0,6	0,6—0,9	0,8—1,3	1,3—3,0

напряженности, можно изменять и ток эктона. Эта идея была использована в измерениях времени устойчивого функционирования эктона t_y в зависимости от тока на него $i_{п}$. Измерения проведены в области I, результаты представлены в табл. 17.3. Следует иметь в виду, что t_y не является временем цикла эктона. Это время, в течение которого эктон функционирует, имея много циклов. Видно, что t_y резко растет с увеличением $i_{п}$, а при $i_{п} \geq 0,4$ А пятно горит устойчиво, т. е. обрывы тока отсутствуют. Таким образом, область II соответствует режиму устойчивого функционирования. Для данных условий [51] обнаружен эффект распространения эктонов, вследствие чего на поверхности катода возникают ветвящиеся плазменные каналы (см. рис. 17.7, 2). Скорость распространения каналов по катоду зависит от давления. Например, при $p=1$ атм за время $t=10$ мкс каналы не успевают развиваться, а при $p=0,1$ атм оценка скорости их движения по фотографиям свечения дает $v=10^5$ см/с. Исследования, проведенные с медными, стальными, латунными и дюралюминиевыми электродами, обработанными различными методами (обточкой резцом, зачисткой наждачной бумагой, механическим полированием), показали, что эффект наиболее ярко выражен на полированной поверхности. Развитие поверхностных каналов, по-видимому, обусловлено перемещением эктона аналогично катодному пятну дуги. Тогда природа наблюдаемого явления связана с расширением плазмы, возникающей при микровзрыве, и иницированием под действием этой плазмы новых эктонов. Ясно, что необходимое условие распространения пятен состоит в том, чтобы плотность тока объемного разряда была достаточно высокой и зажигание единичного эктона не экранировало бы ток на близлежащие зоны катода.

Описанные случаи соответствовали низкой напряженности поля. Повышение E/p приводит к тому, что из эктонов в сторону анода распространяется искровой канал. Например, при плотности тока разряда $j=0,2-0,25$ А/см² и $E/p=3,4$ В/(см·мм рт. ст.) искрового пробоя не наблюдается и эктон функционирует неустойчиво. Если же увеличить напряженность до $E/p=25$ В/(см·мм рт. ст.), сохранив при этом плотность тока разряда путем уменьшения тока пучка быстрых электронов [51], то время $t_{п}=4$ мкс остается неизменным. Однако время перекрытия промежутка каналом окажется равным 5,6 мкс.

По мере роста длины канала ток через него и, следовательно, ток из катодного эктона возрастает. Это приводит к некоторой специфике функционирования эктонов при низких j , но высоких E/p . С одной стороны, имеется тенденция к «погасанию» эктона, а с другой — ток эктона увеличивается и может достигать значений, достаточных для устойчивого функционирования. В частности, при $E/p=25$ В/(см·мм рт. ст.) обрыва тока не регистрировалось. Диапазон условий, в котором за счет быстрого продвижения канала и стягивания на него тока обрывов в функционировании пятна не происходит, отмечен как область III.

Наконец, область IV значений j и E/p соответствует случаю, когда одновременно наблюдаются распределение эктонов по поверхности катода и рост канала из первоначально возникшего пятна. Здесь также имеется определенная конкуренция между первым и вторым процессом. В частности, при высоких E/p , но низких j заметного распределения эктонов не происходит из-за быстрого перекрытия промежутка искровым каналом.

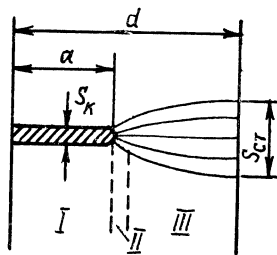
Таким образом, переход объемного разряда в искровой инициируется, как правило, при возникновении эктона, и далее время устойчивого горения определяется скоростью роста искрового канала. Соответственно проблема получения устойчивого объемного разряда с высоким удельным вводом энергии в газ может решаться двумя путями. Первый состоит в устранении самого фактора, инициирующего процесс контракции, т. е. в предотвращении катодного эктона. Он связан с применением различных методов очистки поверхности катода. Другой путь заключается в использовании низких напряжений горения с тем, чтобы уменьшить скорость движения канала, но увеличить интенсивность внешнего ионизатора для повышения плотности тока. Именно этим путем в азоте при $p=1$ атм и длительности горения 100 мкс были достигнуты энергии выше 1 Дж/см³ [47].

Из сказанного следует, что, создавая резко неоднородное распределение электрического поля в промежутке, можно ускорять процесс развития искрового пробоя. Наиболее просто неоднородное распределение получить в случае, если длина пробега быстрых электронов, инициирующих разряд, меньше межэлектродного расстояния. Тогда электрическое поле усиливается в зоне слабой ионизации, что и способствует быстрому развитию канала. Данный эффект используется при создании сильноточных наносекундных коммутаторов со стабильным временем задержки искрового пробоя.

§ 17.6. МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ КАНАЛА РАЗРЯДА

В рассмотренных выше главах сказано, что в электрических разрядах наблюдается образование катодных или анодных пятен, обусловленных, как мы считаем, появлением

Рис. 17.8. Геометрия задачи и обозначения



соответствующих эктонов. Поэтому представляет интерес обсудить механизм распространения высокопроводящего канала от одного электрода к другому после появления катодного или анодного пятна. Идея, объясняющая процесс роста, состоит в том, что поле вблизи кончика канала и ударная ионизация усиливаются, способствуя увеличению длины канала. Опишем теоретическую модель, построенную для разрядов с высокой плотностью тока [52].

Рассмотрим межэлектродный промежуток длиной d , к которому приложено напряжение U_0 , и с одного из электродов распространяется канал, имеющий к моменту $t=0$ длину a . Выделим условно три области, как показано на рис. 17.8. Плотность тока $j_{ст}$ в столбе разряда (область III) постоянна по сечению и определяется проводимостью $\sigma_{ст}$ и полем $E_{ст}$. Ток $i_{ст} = j_{ст} S_{ст}$ стягивается под действием искаженного поля на кончик высокопроводящего канала и через канал переносится в область I. При этом проводимость σ_k и напряженность поля E_k считаются постоянными по длине. Размер переходной области II естественно принять равным радиусу канала r_0 и считать поле E_ϕ в этой области независимым от координаты. Продвижение канала на длину r_0 происходит в том случае, когда проводимости σ_k и σ_ϕ станут близки, при этом скорость продвижения определится как $v = r_0/t_b$, где t_b — время вытеснения поля из области II. В начальный момент проводимость $\sigma_\phi(0) = \sigma_{ст}$, а по мере ее роста напряженность поля будет уменьшаться так, чтобы выполнялось условие непрерывности плотности тока проводимости (оценка показывает, что током смещения можно пренебречь):

$$\sigma_k E_k = \sigma_{ст} E_\phi(0) = \sigma_\phi(t) E_\phi(t). \quad (17.19)$$

Таким образом, в рассматриваемой модели предполагаются заданными параметры столба $\sigma_{ст}$ и $E_{ст}$, перепад проводимости при движении канала $\lambda = \sigma_k/\sigma_{ст}$ и радиус канала r_0 .

Для определения неизвестных величин $E_\phi(0)$, E_k и $S_{ст}$ воспользуемся равенством

$$E_\phi(0) = (E_{ст} - E_k) \beta + E_k, \quad (17.20)$$

где β — коэффициент геометрического усиления поля. Как показано в [51],

$$E_\phi(0) = E_{ст} \lambda k, \quad E_k = E_{ст} k, \quad S_{ст} = S_k \lambda k, \quad (17.21)$$

где $k = \beta/(\lambda + \beta - 1)$.

Величину β можно определить, задавшись формой растущего канала и геометрией промежутка. На начальной стадии роста канал можно представить в виде вытянутого эллипсоида вращения, помещенного в однородное поле. Тогда

$$\beta = \frac{a/r_0}{\ln [(2/e) (a/r_0)^{1/2}]}, \quad (17.22)$$

где e — основание натуральных логарифмов.

В рамках изложенной модели для вычисления скорости распространения канала необходимо получить закон нарастания во времени проводимости на фронте волны ионизации (в области II). В зависимости от условий горения разряда на объемной стадии процессы, вызывающие рост концентрации электронов и ионов в области фронта, будут различны. При низких электрических полях в плазме несамостоятельных разрядов этот рост может, например, обеспечиваться за счет развития локализованных в пространстве ионизационных и тепловых неустойчивостей различных типов.

Здесь сравнение с экспериментом будет проводиться для наносекундных разрядов с высокой плотностью тока, когда высокопроводящий искровой канал с концентрацией электронов и ионов $n \geq 10^{16}$ см⁻³ распространяется в плазме при давлении газа $p = 50 - 500$ мм рт. ст. Один из широко применяемых законов нарастания проводимости в близких к рассматриваемым условиях предложен в [51]. В соответствии с ним скорость увеличения концентрации электронов пропорциональна мощности, вкладываемой в единицу объема. Убыль концентрации электронов на вершине канала учтем, вводя характерную частоту ухода электронов за счет амбиполярной диффузии ν_d . Уравнение баланса электронов получим в виде

$$dn/dt = b j_{\Phi} E_{\Phi} / (e U_i) - \nu_d n, \quad (17.23)$$

где $\nu_d = D/r_0^2$; D — коэффициент диффузии; U_i — потенциал ионизации; b — коэффициент пропорциональности, характеризующий долю энергии, расходуемой на ионизацию газа. Многочисленные эксперименты показывают, что при временах развития разряда 100 нс коэффициент b остается приблизительно постоянным.

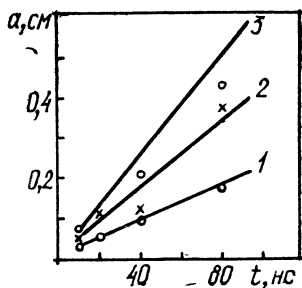
Связь проводимости с концентрацией в области фронта канала можно записать так:

$$\sigma_{\Phi} = \frac{e^2 n}{m \nu_k (1 + \delta n_0/n)} = \frac{\sigma_s}{1 + \delta n_0/n}, \quad (17.24)$$

где $\nu_k = k_q n$ — частота кулоновских столкновений; $\delta = k_{ea}/k_q$ — отношение констант упругих электрон-атомных и кулоновских столкновений; n_0 — концентрация нейтральных частиц, считая

Рис. 17.9. Расчетные зависимости длины контрагированного канала от времени (точки — эксперимент).

p , торр: 1 — 76, 2 — 152, 3 — 228



щаяся постоянной; σ_s — проводимость сильно ионизованной плазмы, определяемая формулой Спитцера.

Используя (17.24) и условие постоянства плотности тока (17.19), получаем

$$d\sigma/d\tau = (1 - \sigma)(\xi - \xi\sigma - \sigma^2), \quad (17.25)$$

где введены безразмерные величины $\sigma = \sigma_{\Phi}/\sigma_s$; $\tau = v_d t$ и $\xi = b I_{\kappa}^2 (eU_i \delta n_a \sigma_s v_d)$.

Общее решение уравнения (17.25) имеет вид

$$\tau = \ln \frac{1 - \sigma}{1 + \sigma_0} + \frac{\sigma + \xi}{\sigma_3 - \sigma_2} \ln \frac{\sigma - \sigma_2}{\sigma_0 - \sigma_2} - \frac{\sigma_3 + \xi}{\sigma_0 - \sigma_2} \ln \frac{\sigma_3 - \sigma}{\sigma_3 - \sigma_0}, \quad (17.26)$$

где σ_0 — безразмерная проводимость при

$$\tau = 0, \quad \sigma_2 = -0,5(\sqrt{\xi^2 + 4\xi} + \xi), \quad \sigma_3 = 0,5(\sqrt{\xi^2 + 4\xi} - \xi). \quad (17.27)$$

Чтобы определить скорость распространения канала, надо из (17.27) вычислить t_b , задав значение проводимости σ , при которой происходит вытеснение поля из области II. Определим скорость распространения канала при пробое в конфигурации типа острей — плоскость для экспериментов [52]. Легко оценить, что здесь $\xi \gg 4$, а поэтому $\sigma \approx 1 - 1/\xi$ и $\tau = \sigma/[\xi(1 - \sigma)]$. Естественно ограничить время τ , положив $\sigma = 0,5$, т.е. условием, когда частота кулоновских столкновений станет сравнима с частотой упругих электрон-атомных столкновений. В этом случае, используя выражение для τ и равенства (17.21), получаем для скорости распределения плазмы

$$v = b r_0 \frac{e (\lambda k)^2}{m \delta^2 k_{ea} U_i} \left(\frac{E_{ст}}{n_a} \right) \frac{n_{ст}^2}{n_a}, \quad (17.28)$$

где $\lambda = \sigma_s/\sigma_{ст}$.

Как показано выше, в наносекундных разрядах отношение напряженности поля к давлению в объемной стадии горения остается приблизительно постоянным. В этом случае, согласно (17.28), скорость распространения высокопроводящего канала пропорциональна давлению газа. Зависимость длины канала от времени, построенная по формуле (17.28) с учетом (17.22), показана на рис. 17.9. При этом взято $b = 0,04$; $k_{ea} = 10^{-7}$ см³/с;

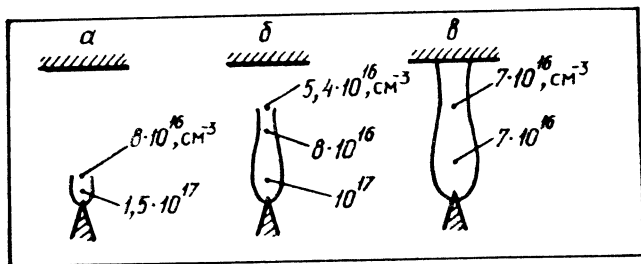


Рис. 17.10. Контуры теневых изображений распространяющегося канала и измеренные концентрации электронов в различные моменты:
 t , нс: а — 33, б — 50, в — 160

$E_{ст}/p = 40$ В/(см·торр); $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см. Здесь же приведены экспериментальные точки, полученные при обработке снимков [52]. На начальном участке роста канала наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента.

Для построения более строгих теорий распространения контрагированного канала важное значение имеет диагностика плазмы с пространственным и временным разрешением. В этом плане перспективны теневые методы наблюдений с использованием импульсных лазеров. Методика обработки теневых снимков [53] позволила определить поперечные размеры канала, плотность заряженных частиц на оси, распределение плотности по сечению [52]. Эксперименты проводились в азоте при давлении $p = 76$ мм рт. ст. На промежутке острие (катод) — плоскость с межэлектродным расстоянием $d = 0,27$ см подавался прямоугольный импульс амплитудой 20 кВ от генератора на кабельных линиях с волновым сопротивлением 75 Ом. Длительность лазерного импульса составляла 10 нс. Динамика прорастания канала видна на рис. 17.10, на котором также показаны измеренные концентрации электронов. Эти измерения подтверждают правильность основных допущений, заложенных в модель распространения канала [54].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 356824 (СССР). Способ осуществления электрического разряда в газе // Г. А. Месяц, Б. М. Ковальчук, Ю. Ф. Поталицын. Оpubл. в Б. И., 1972, № 32.
2. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А. и др. Газовые лазеры при высоких давлениях // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14, № 7. С. 421—426.
3. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. Разряд в газе высокого давления, инициируемый пучком быстрых электронов // ЖПМТФ. 1971. № 6. С. 21—29.
4. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока // ДАН СССР. 1970. Т. 191, № 1. С. 76—78.

5. Kovalchuk B. M., Kremnev V. V., Mesyats G. A., Potalytsin Yu. F. Discharge in high pressure gas initiated by fast electron beam // Proceeding X International Conference on Phenomena in Gases. Oxford, 1971. P. 175.

6. Fenstermacher C. A., Nutter M. J., Leland W. T., Boyer K. Electronbeam-Controlled Electrical Discharge as a Method of Pimping Large Volumes of CO₂-Laser Media at High Pressure // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20, N 2. P. 56—60.

7. Garnsworthy R. K., Mathias L. E. S., Carmichael C. H. H. Atmospheric-Pressure Pulsed CO₂-Laser Utilizing Preionization by High-Energy Electrons // Ibid. 1971. V. 19, N 12. P. 506—508.

8. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцев Ю. К. и др. Независимый стационарный газовый разряд в смеси N₂ и CO₂ при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком // ЖЭТФ. 1973. Т. 63, № 2(8). С. 543—549.

9. Бычков Ю. И., Карлова Е. К., Карлов Н. В. и др. Импульсный CO₂-лазер с энергией излучения 5 кДж // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 5. С. 212—216.

10. Reilly J. P. High-Power Electric Discharge Lasers // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. 1976. V. 76. P. 98—110.

11. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., Яковленко С. И. Усиление в рекомбинирующей плазме (Плазменные лазеры) // УФН. 1974. Т. 114, вып. 3. С. 457—485.

12. Collins C. B., Cunningham A. J., Curry S. M. et al. Stimulated Emission from Charge-Transfer Reactions in the Afterglow of an e-beam Discharge into High-Pressure Helium-Nitrogen Mixtures // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24, N 10. P. 477—478.

13. Ault E. K., Bhaumik H. L., Olson N. T. High-Power Ar—N₂ Transfer Laser at 3577 Å // IEEE. J. Quant. Electron. 1974. V. QE-10, N 8. P. 624—626.

14. Елецкий А. В. Эксимерные лазеры // УФН. 1978. Т. 125, вып. 2. С. 279—314.

15. Hoffman J. M., Haus A. K., Tisone G. C. High-Power UV Noble-Gas-Halide Lasers // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 38, N 9. P. 538—539.

16. Месяц Г. А., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991.

17. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П. Плазменный реактор на основе разряда, поддерживаемого электронным пучком // ДАН СССР. 1975. Т. 220, № 2. С. 355—357.

18. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С. Квазистационарная переохлажденная (рекомбинационная) плазма, создаваемая электронным пучком в плотном газе // ЖЭТФ. 1973. Т. 65, № 5(11). С. 1866—1879.

19. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Спектр излучения переохлажденной плазмы, создаваемой взаимодействием пучка ускоренных электронов на гелий высокого давления // Оптика и спектроскопия. 1977. Т. 42, вып. 3. С. 452—455.

20. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Исследование распада плазмы, создаваемой импульсным пучком ускоренных электронов в смеси He—Ne при высоком давлении // ЖПМТФ. 1978. № 1. С. 16—22.

21. Снежкин Е. Н., Незлин М. В. Переохлажденная пучковая квазистационарная плазма пониженной температуры // ЖЭТФ. 1977. Т. 73, № 3(9). С. 913—922.

22. Мачерет С. О., Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолин Г. В. О синтезе окислов азота в неравновесной плазме // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 6. С. 346—351.

23. Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолин Г. В. Синтез окислов азота в неравновесных плазмохимических системах // Химия плазмы. М., 1978. С. 222—241.

24. Ковальчук Б. М., Королев Ю. Д., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Инжекционный тиратрон — ионный прибор с полным управлением // РЭ. 1976. Т. 21, № 7. С. 1513—1516.
25. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. О возможности быстрого обрыва большого тока в объемном разряде, возбуждаемом электронным пучком // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 14. С. 644—648.
26. Hunter R. O. Electron beam controlled switching // Proceeding IEEE Pulse Power Conference Lubbock, Texas, 1976. P. 1c8-1—1c8-5.
27. Ельчанинов А. С., Емельянов В. Г., Ковальчук Б. М. и др. Методы наносекундного инициирования мегавольтных коммутаторов // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 1. С. 86—92.
28. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
29. Евдокимов О. Б., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Пономарев В. Б. Распределение поля в объемном газовом разряде, инициируемом пучком быстрых электронов // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 11. С. 2340—2346.
30. Евдокимов О. Б. Некоторые общие вопросы переноса быстрых электронов // Изв. вузов. Физика. 1974. № 8. С. 110—114.
31. Boyer K., Henderson D. B., Morse R. L. Spatial Distribution of Ionization in Electron-Beam-Controlled Discharge Lasers // J. Appl. Phys. 1973. V. 44, N 12. P. 5511—5512.
32. Smith R. C. Use of Electron Backscattering the Discharge in Electron-Beam-Controlled Lasers: Computations // Ibid. 1974. V. 25, N 5. P. 292—295.
33. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А. Использование пучков быстрых электронов для получения низкотемпературной плазмы с высокой плотностью нейтральных частиц // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск, 1976. С. 153—165.
34. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Определение коэффициентов ионизации и рекомбинации в объемном разряде, возбуждаемом пучком быстрых электронов // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 2. С. 219—221.
35. Королев Ю. Д., Пономарев В. Б., Сынах В. С. Режимы поддержания тока в катодном слое несамостоятельного объемного разряда, возбуждаемого электронным пучком // ЖПМТФ. 1979. № 1. С. 21—25.
36. Ward A. L. Calculations of Cathod-Fall Characteristics // J. Appl. Phys. 1962. V. 11, N 9. P. 2789—2794.
37. Иванченко В. А., Сена Л. А. Исследование распределения потенциала в слое объемного заряда положительных ионов // ЖТФ. 1960. Т. 30, № 8. С. 964—970.
38. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
39. Бронин С. Я., Колобов В. М., Сушкин В. Н. и др. О нормальной плотности тока в несамостоятельном тлеющем разряде // ТВТ. 1980. Т. 18, № 1. С. 46—54.
40. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Формирование искрового канала в объемном разряде, инициируемом пучком быстрых электронов // Там же. 1975. Т. 13, № 4. С. 861—862.
41. Голубев С. А., Ковалев А. С., Логинов Н. А. и др. Катодное падение потенциала в стационарном несамостоятельном разряде, контролируемом электронным пучком // Физика плазмы. 1977. Т. 3, вып. 5. С. 1011—1016.
42. Savic P., Kekez M. M. A Study of Breakdown Delay in Electrically Pumped Laser Gases // Canad. J. Phys. 1977. V. 55, N 4. P. 325—336.
43. Belanger P. A., Tremblay R., Boivin J., Otis G. Atmospheric Pressure CO₂ Pulsed Laser with Semiconducting Plastic Electrodes // Ibid. 1972. V. 50, N 22. P. 2753—2755.
44. Nighan W. L., Wiegand W. J. Influence of Negative-Ion Processes on Steady-State Properties and Striations in Molecular Gas Discharges // Phys. Rev. A. 1974. V. 10, N 3. P. 922—945.

45. Мыльников Г. Д., Напартович А. П. Доменная неустойчивость тлеющего разряда // Физика плазмы. 1975. Т. 1, вып. 6. С. 892—900.
46. Лопанцева Г. Б., Паль А. Ф., Персианцев И. Г. и др. Неустойчивость несамостоятельного разряда в смесях аргона с молекулярными газами // Там же. 1979. Т. 5, № 6. С. 1370—1379.
47. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Генкин С. А. и др. Импульсный несамостоятельный разряд атмосферного давления, возбуждаемый пучком быстрых электронов длительностью 100 мкс // Изв. вузов. Физика, 1975. № 11. С. 139—140.
48. Менахин Л. П., Ерощенко Е. К., Ульянов К. Н., Шантурин Л. П. Несамостоятельный тлеющий разряд в азоте // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 1. С. 148—151.
49. Королев Ю. Д., Работкин В. Г., Филонов А. Г. Кольцевая структура катодных пятен в несамостоятельном тлеющем разряде в азоте // ТВТ. 1979. Т. 17, № 1. С. 211—213.
50. Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П. Явления на электродах, предшествующие переходу несамостоятельного объемного разряда в искровой // ДАН СССР. 1980. Т. 253, № 3. С. 606—609.
51. Genkin S. A., Khuzeev A. P., Korolev Yu. D. et al. Research on the Stage of Spark Channel Propagation from a Cathode Spot With Nonself-Maintained Glow Discharge Construction // Proceeding XV International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Minsk, 1981. Pt II. P. 599—600.
52. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
53. Козырев А. В., Тинчурин К. А. Восстановление профиля показателя преломления слабопреломляющих прозрачных неоднородностей // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59, № 2. С. 377—380.
54. Козырев А. В., Королев Ю. Д. Модель формирования канала при контракции импульсных объемных разрядов // ЖТФ. 1981. Т. 51, № 10. С. 2210—2213.

§ 18.1. КОРОННЫЙ РАЗРЯД

Высокое электрическое поле (более 10^5 В/см) при коронном разряде имеет место на одном из электродов. Этот разряд осуществляется обычно в системе электродов острие — плоскость. В зависимости от полярности электрода с малым радиусом закругления коронный разряд бывает положительным или отрицательным. Если считать, что острие имеет форму гиперболы, а противоположный электрод — плоскость, то напряженность поля у острия равна

$$E = \frac{2U}{r \log(4d/r)}, \quad (18.1)$$

где d — расстояние между острием и плоскостью; r — радиус кривизны кончика эмиттера; U — потенциал острия. При высоком поле в области острия начинается интенсивная ионизация газа, так как коэффициент ударной ионизации сильно зависит от электрического поля.

По данным [1] можно заключить, что в ряде случаев при отрицательной короне наблюдались эффекты, которые можно характеризовать как эктоны. Во-первых, на катоде отрицательной короны наблюдаются яркие катодные пятна. Во-вторых, со ссылкой на Вейслера и Беннета в [1] обращается внимание на одно необычное явление — возникновение углублений на отрицательном острие при функционировании короны в азоте и водороде. Так как положительные ионы в этих экспериментах достигали катода с энергией не более 1 эВ, то образование «кратероподобных углублений» казалось весьма странным. Это явление наблюдалось на вольфрамовых, платиновых, медных и свинцовых электродах при разрядах в азоте и водороде. Сейчас мы можем интерпретировать этот эффект как образование эктонов. В этой связи интересно проанализировать в целом роль эктонов в отрицательной короне (катодные пятна, импульсы Тричеля и т. д.).

Инициирование катодных пятен на стадии формирования импульсного коронного разряда в воздухе наблюдалось в работе [2]. Использовалась конфигурация промежутка типа ост-

рие — плоскость. Основные эксперименты проведены при приложении к межэлектродному зазору длиной 0,6 см прямоугольных строго одиночных импульсов регулируемой длительности при начальном напряжении 25 кВ. Острийный электрод изготовлялся из медной проволоки диаметром 1 мм методом электрохимического травления и полировался в ортофосфорной кислоте. Радиус кончика острия составлял 1 мкм и более. Противоположный электрод представлял собой полусферу радиусом 0,3 см. Поверхность острия после пробоя исследовалась в растровом электронном микроскопе. Кроме того, контроль состояния острий осуществлялся в теновом электронном микроскопе.

При длительности импульса 3 нс и радиусе кончика острия около 1 мкм пятно возникало независимо от полярности прикладываемого к острию напряжения, т. е. как на катоде, так и на аноде. Свечение разряда имело вид конуса с яркой точечной областью на кончике острия. На рис. 18.1 показаны профили острий с начальным радиусом 1 мкм до пробоя (*a*) и после одного пробоя (*b*, *в*) при положительной и отрицательной полярностях острия. Видно, что характер оплавления при смене полярности острия не изменяется. Однако для острий больших радиусов пятно инициируется лишь в том случае, если острие является катодом. При этом на катоде наблюдаются следы эрозии в виде микрократеров.

Из экспериментов с остриями разных радиусов при длительности импульса 3 нс была оценена минимальная плотность тока, необходимая для возникновения эрозии анода. Она оказалась равна приблизительно 10^6 А/см². Предполагалось, что пятно на аноде возникает вследствие бомбардировки микровыступов электронами. Учитывая, что глубина проникновения тепла в электрод за время *t* есть $(at)^{1/2}$, где *a* — коэффициент температуропроводности, легко получить для меди при $t=3 \cdot 10^{-9}$ с величину $(at)^{1/2}=6 \cdot 10^{-4}$ см. Тогда при энергии электронов, бомбардирующих анод, 10 эВ плотность тока, необходимая для расплавления слоя толщиной $6 \cdot 10^{-4}$ см, составит $3 \cdot 10^6$ А/см². Данная оценка находится в согласии с экспериментом по инициированию анодных пятен на острия больших размеров.

Иницирование эктонов на катоде объясняется развитием катодной неустойчивости. Это подтверждается различным характером эрозии поверхности катода и анода. Поражение поверхности катода имеет вид сгруппированных оплавленных шариков диаметром 1—2 мкм, которые чаще всего плотно упакованы в области размером 20—30 мкм. Это значит, что, как и в вакуумном разряде, иницирование эктона происходит на микронеоднородностях катодной поверхности, возникающих на краях кратеров предыдущих пробоев. На аноде же следы эрозии распределены равномерно по всей поверхности.

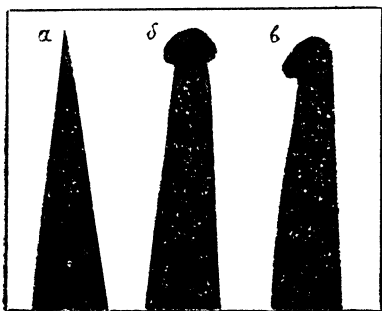


Рис. 18.1. Профили острий до пробоя (а) и после него при отрицательной (б) и положительной (в) полярностях острия

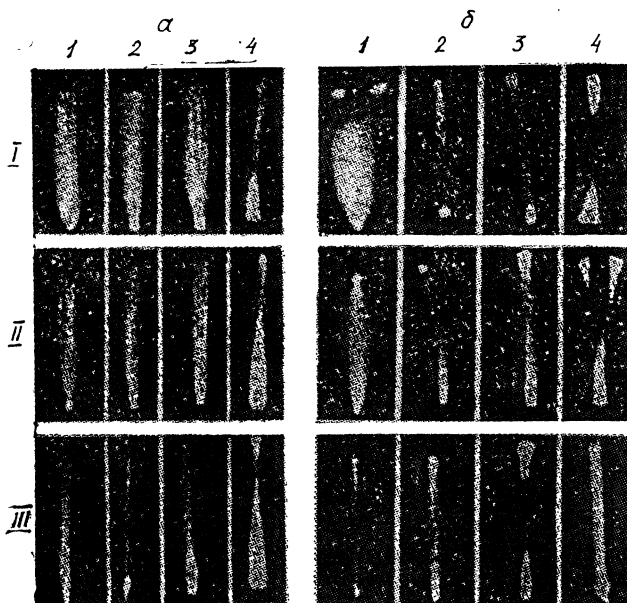


Рис. 18.2. Свечения промежутка при отрицательной (а) и положительной (б) полярностях острия. $U_0=25$ кВ, $d=0,6$ см.

Остальные пояснения в тексте

Свечение межэлектродного зазора в воздухе при отрицательной и положительной полярностях острия показано на рис. 18.2 [2]. В столбец расположены фотографии при одинаковом давлении (*I*—76, *II*—152, *III*—228 мм рт. ст.), а в строку—при одинаковой длительности импульса (*I*—10; 2—20; 3—40; 4—80 нс).

При отрицательной полярности острия катодное пятно инициируется за время $t < 3$ нс. Плотность тока на аноде увеличивается при возрастании давления и для длительности импульса 20 нс и давлений 76, 152, 228 мм рт. ст. равна соответственно $1,3 \cdot 10^4$; $2,6 \cdot 10^4$; $5 \cdot 10^4$ А/см². Если скорость дрейфа электронов $v = 10^7$ см/с, то концентрация электронов в наиболее широкой части диффузного канала вблизи анода составляет примерно 10^{16} см⁻³.

Для рассматриваемого случая характерны следующие закономерности. Скорость прорастания контрагированного канала из катодного эктона возрастает с увеличением давления. Поперечное свечение диффузного канала при этом уменьшается. Анодный эктон отсутствует при длительности импульса до 40 нс и плотности тока на анод до $5 \cdot 10^4$ А/см². Зарождение эктонов наблюдается лишь тогда, когда искровой канал перекрыл более половины промежутка (см. рис. 18.2, *a*, кадры *II*—4, *III*—4).

Отличительной особенностью разряда при положительной полярности острия (см. рис. 18.2, *б*) является возникновение катодных эктонов на плоскости электрода при значительно меньших плотностях тока. При этом искровой канал прорастает одновременно со стороны и катода, и анода. Это приводит к более быстрой контракции разряда при положительной полярности острия, чем при отрицательной.

§ 18.2. ПСЕВДОИСКРОВЫЕ РАЗРЯДЫ

В последнее десятилетие интенсивно исследуется разновидность сильноточечного объемного разряда—псевдоискры [3]. Геометрия электродов такого разряда показана на рис. 18.3. Этот вид разряда с полыми катодом и анодом используется в сильноточных частотных коммутаторах, которые по своим характеристикам превосходят тиратроны, а также в источниках электронов. Особый интерес в этом виде разряда вызывает механизм эмиссии, обеспечивающий среднюю плотность тока ($\approx 10^4$ А/см²). Эта проблема обсуждается в данном разделе.

Основные характеристики псевдоискр таковы. Давление газа в разряднике составляет обычно около 0,1. В промежутке между электродами длина свободного пробега $\lambda > d$. После зажигания разряда в полой катоде плазма проникает в зону отверстия, формируется электронный пучок с током 10—100 А. В этой стадии происходят десорбция и ионизация газа с поверхности

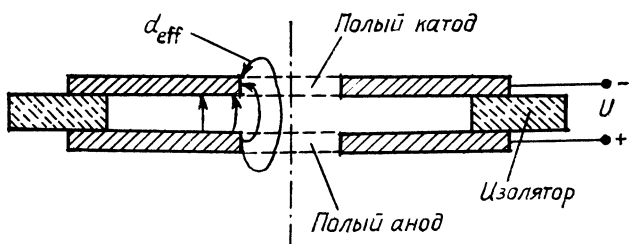


Рис. 18.3. Основная схема псевдоискровой камеры

катода, и концентрация газа в области отверстия достигает примерно 10^{16} см $^{-3}$. Диаметр канала свечения примерно равен диаметру канала отверстия [4, 5].

Сильноточный разряд с плотностью тока 10^4 А/см 2 формируется, когда свечение плазмы, радиально расширяясь со скоростью 10^8 см/с [5], заполняет межэлектродный промежуток до размера, равного 5—6 диаметрам острия. Напряжение на разряде падает до нескольких сотен вольт. Оно сосредоточено в слое толщиной 10^{-4} см и создает поле на катоде $E = (1-5) 10^6$ В/см [4—6].

В качестве наиболее вероятного механизма эмиссии обычно привлекается термоэлектронная эмиссия. Для получения плотности тока $j = 10^4$ А/см при $E = (2-5) 10^6$ В/см температура катода должна быть более 3500 К [5, 6]. Для достижения такой температуры поверхности катода за время $t < 50$ нс (время развития сильноточного разряда) плотность потока мощности для молибденового катода должна быть

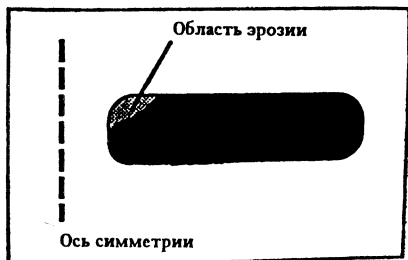
$$J = \frac{T(\pi\lambda\rho c)^{1/2}}{t^{1/2}} \sim (30-40) 10^6 \text{ Вт/см}^2, \quad (18.2)$$

где λ , ρ , c — теплопроводность, плотность и теплоемкость соответственно. Максимальная плотность потока мощности из плазмы на катод $W \sim 0,5 en(2kT_i/m_i)^{1/2} U_c \leq 10^6$ Вт/см 2 при $U_c \leq 10^4$ В. Величины W явно недостаточно для разогрева катода до температуры плавления.

Микрорельеф катода после функционирования псевдоискры весьма похож на рельеф после воздействия дугового разряда [7]. Величина удельной эрозии, измеренная в [6], равна $\approx 10^{-5}$ г/Кл и типична для дугового разряда — $(5-8) 10^{-5}$ г/Кл для молибденового катода. Учитывая характер поражения катода, можно полагать, что высокая средняя плотность тока в псевдоискре обеспечивается эктонами.

Исследование физических процессов инициирования и развития вакуумного пробоя, механизм эмиссии в катодном пятне вакуумной дуги и в объемном газовом разряде, рассмотренные

Рис. 18.4. Схема молибденового катода после $5 \cdot 10^6$ разрядов длительностью 90 нс и током 20 кА



выше, позволили установить ряд закономерностей, доказывающих, что механизм эмиссии в псевдоискре обусловлен эктонами [8]. Будем исходить из того, что среднюю плотность тока

$\approx 10^4$ А/см² в псевдоискре могут обеспечить $\approx 10^3$ эктонов, каждый из которых несет ток ≈ 10 А. Плотность тока в них может достигать 10^8 А/см². Возникновение эктонов за время t_3 происходит при условии $j^2 t_3 = \text{const}$. При начальной плотности тока $\approx 10^9$ А/см² величина t_3 лежит в наносекундном диапазоне. Исследования [9] показали, что для молибденового катода, кондиционированного в высоком вакууме, $t_3 < 10$ нс при средней напряженности электрического поля на катоде $E > 2 \cdot 10^6$ В/см. Поле, создаваемое объемным разрядом в начальной стадии формирования псевдоискры, такого же порядка величины, и, следовательно, есть условия для образования эктона за $t < 10$ нс.

Важно отметить, что возникновение одного или нескольких эктонов не приводит к шунтированию слоя и значит напряжение в слое не изменяется. Это создает условия для возникновения новых эктонов в пределах времени запаздывания. Их число растет до тех пор, пока суммарный ток не приведет к перераспределению напряжения между источником и диодом. Ситуация аналогична формированию сильноточного объемного заряда в газе, где также было замечено, что катодное пятно появляется при достижении поля в прикатодном слое $E > (1-2) 10^6$ В/см. Дальнейший переход в контрагированную искру зависит от E/p и для условий псевдоискры затруднителен из-за малого давления в межэлектродном промежутке и одновременного возникновения большого количества эктонов.

В работе [5] наблюдали возникновение эктонов на катоде и контрагированную искру при первых включениях тока. Затем, по мере тренировки разрядами, искры исчезали и разряд переходил в диффузную стадию. Отсюда авторы пришли к выводу, что возникает суперэмиссия. Этот эффект можно объяснить следующим образом. При первых включениях тока с новыми некондиционированными электродами катодный потенциал возникает при меньших полях ($E \approx 10^5$ В/см) на стадии формирования пучка и свечения в области между отверстиями. В этом случае разряд развивается с отдельных участков, как при вакуумном разряде. По мере кондиционирования электрическая прочность повышается, и как только возникает объемная ионизация в межэлектродном промежутке и поле менее чем за 2 нс

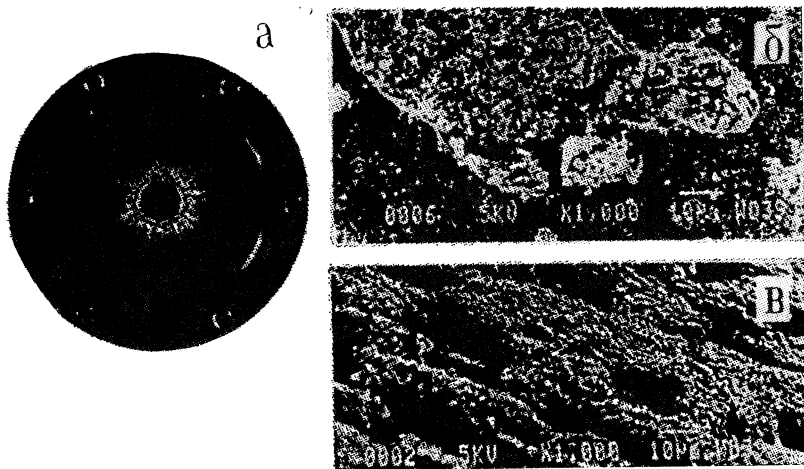


Рис. 18.5. Катод после разрядов:
а — общий вид, *б, в* — участки полого катода после эрозии

сосредотачивается в тонком прикатодном слое, создается условие для спонтанного возникновения эктонов на большой поверхности. Поскольку ток одного эктона, по-видимому, не превышает 10 А, а плазма в нем на 100 % ионизирована и излучает в ультрафиолетовой области [9] (размер пятна менее 0,1 мм), то на фоне объемного свечения эти катодные пятна незаметны.

О том, что так называемая суперэмиссия в псевдоискрах обусловлена эктонами, говорят результаты исследования эрозии электродов. Она больше в том месте, где наибольшее электрическое поле, т. е. на внутренней кромке полого катода (рис. 18.4). О характере эрозии можно судить по фотографии молибденового катода после большого числа разрядов [7] (рис. 18.5).

§ 18.3. ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА В ГАЗЕ

При рассмотрении процессов инициирования появления эктонов (см. главу 2) мы уже говорили, что в контакте металл—диэлектрик из-за тока разряда по поверхности диэлектрика происходит микровзрыв в районе тройной точки. Этот эффект имеет место при разряде по диэлектрику в вакууме и широко используется в металлодиэлектрических катодах. Он также отмечается при разряде по поверхности диэлектрика в газе, очень широко применяется для инициирования разряда в газовых коммутаторах, для ультрафиолетовой подсветки мощных газовых лазеров.

При разработке наносекундных коммутирующих устройств важное место отводится, в частности, источнику первичных иницирующих электронов. В коммутаторах с напряжением порядка 1—10 кВ необходимо иметь миниатюрные инициаторы с малой энергией. Для этого Шранк и др. [17] предложили использовать разряд с металлического острия по поверхности керамики с большим ϵ . В работах [18, 10] такой разряд использовался для запуска разрядников при высокой временной стабильности. Скользящий разряд по керамике вызывается импульсом с амплитудой от нескольких сотен вольт до киловольт и позволяет управлять разрядниками с рабочим напряжением в десятки киловольт.

Б. М. Ковальчук и др. [20] исследовали разряд с острия, плотно прилегающего к диэлектрику, в качестве которого использовались диски из титаната бария, двуокиси титана и стеатитовой керамики. Одна из поверхностей диэлектрика металлизировалась, между острием и металлизированной стороной керамики прикладывались прямоугольные импульсы напряжения. При атмосферном давлении воздуха начальные напряжения, при которых наблюдалось свечение в области острия, составляли для пластин из титаната бария ($\epsilon=1400$), тиконда ($\epsilon=80$) и стеатита ($\epsilon=10$) толщиной 0,5 мм соответственно 300, 700 и 1000 В. При подаче импульсов отрицательной полярности, амплитуда которых равна начальному напряжению и выше, ток разряда (с разрешением 0,1 А) регистрировался практически без запаздывания относительно момента приложения напряжения. При подаче импульсов положительной полярности для всех керамик можно было наблюдать запаздывание роста тока. На рис. 18.6 представлены зависимости времени задержки роста тока t_3 от амплитуды импульса напряжения U_0 , а на рис. 18.7 — зависимости t_3 от давления воздуха при разных напряжениях. Характерно уменьшение времени t_3 с увеличением давления газа.

Исследовались зависимости амплитуды тока поверхностного разряда от амплитуды напряжения при различных полярностях острия. Отмечается небольшая разница в амплитудах тока при разных полярностях острия для керамик с большими значениями ϵ (при $d=0,5$ мм, $i_a \approx 1-4$ А, $U_0=1-2$ кВ). Электронно-оптическое исследование разряда показало, что свечение на диэлектрике носит диффузный характер. Средняя скорость увеличения радиуса области свечения растет с ростом приложенного напряжения и для $BaTiO_3$ при $d=0,5$ мм в исследованной области напряжений составляет $(1-6) 10^6$ см/с.

Отсутствие запаздывания разряда с острия при подаче импульсов отрицательной полярности свидетельствует о том, что у катода появляются свободные электроны, способные иницировать разряд по поверхности диэлектрика. Они отмечаются после возникновения эктонов за счет автоэлектронной эмиссии

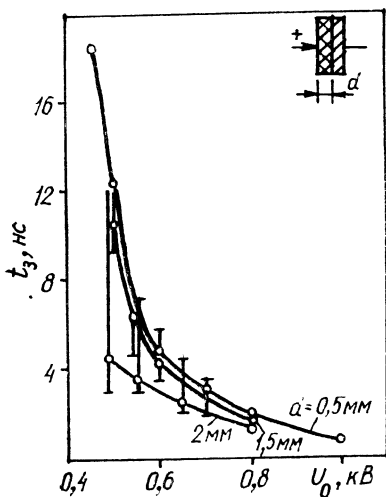


Рис. 18.6. Зависимость времени запаздывания разряда t_3 от амплитуды напряжения при различных толщинах d таблетки из титаната бария

Рис. 18.7. Зависимость t_3 от давления воздуха при толщине таблетки из титаната бария $d=0,5$ мм при различных амплитудах напряжения.

U , В: 1 — 500, 2 — 600, 3 — 700, 4 — 800

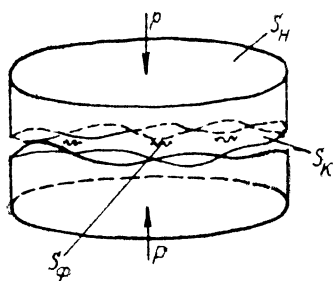
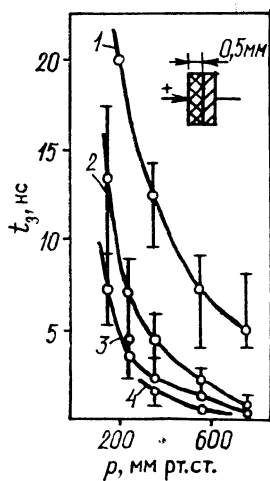


Рис. 18.8. Схематическое изображение контакта двух электродов; P — контактное нажатие

в результате усиления поля в микрозазорах между металлическими катодами и керамикой. Усиление электрического поля будет тем больше, чем больше диэлектрическая проницаемость диэлектрика, что подтверждается увеличением запаздывания при разряде по поверхности стеатитовой керамики по сравнению с титанатом бария. По данным работы [20], на острие, стоящем на поверхности пластинки из титаната бария, электрическое поле может превышать 10^7 В/см. При таких высоких полях за счет автоэлектронной эмиссии имеет место взрыв микровыступов на катоде и поверхности диэлектрика с образованием плотной плазмы. Контакт последней с катодом приводит к дальнейшему усилению эмиссии электронов и появлению эктонов.

Подробнее рассмотрим процесс запаздывания разряда по поверхности диэлектрика при положительном острие. Время запаздывания зависит от скорости поступления иницирующих заряженных частиц (в данном случае ионов) в область высокого электрического поля у острия и от скорости развития разряда. Первый процесс зависит от нормальной составляющей электрического поля на электроде, второй — от тангенциальной составляющей на поверхности диэлектрика. Обе составляющие поля увеличиваются с ростом амплитуды импульса напряжения, поэтому время t_3 уменьшается (см. рис. 18.6). Положительные ионы, попадая на диэлектрик, тем быстрее вызывают разряд, чем больше тангенциальное электрическое поле. Разряд по диэлектрику — это в основном газовый разряд, поэтому время формирования разряда будет пропорционально $1/\alpha v$. Нетрудно показать, что при постоянной амплитуде напряжения оно будет увеличиваться с ростом давления. Поэтому объяснить уменьшение t_3 с повышением давления p газа не удастся.

Появление положительных ионов в областях острия может быть вызвано автоионизацией или десорбцией полем атомов и молекул на поверхности острия. При больших давлениях газа эффективным источником ионов может быть автоионизация [14]. Время, необходимое для автоионизации, например, водорода при электрическом поле около 10^{-8} В/см составляет 10^{-10} с. Ток ионов, обусловленный автоионизацией атомов газа, определяется из соотношения $i_+ \sim pE^2$, где E — напряженность поля на острие. По-видимому, именно этот процесс определяет уменьшение времени t_3 с ростом давления газа [20].

§ 18.4. ЗАМЫКАНИЕ И РАЗМЫКАНИЕ КОНТАКТОВ

Геометрическая поверхность контактов такова, что действительный металлический контакт осуществляется лишь в отдельных узких областях [10, 11]. Даже самые гладкие металлические поверхности имеют микровыступы высотой

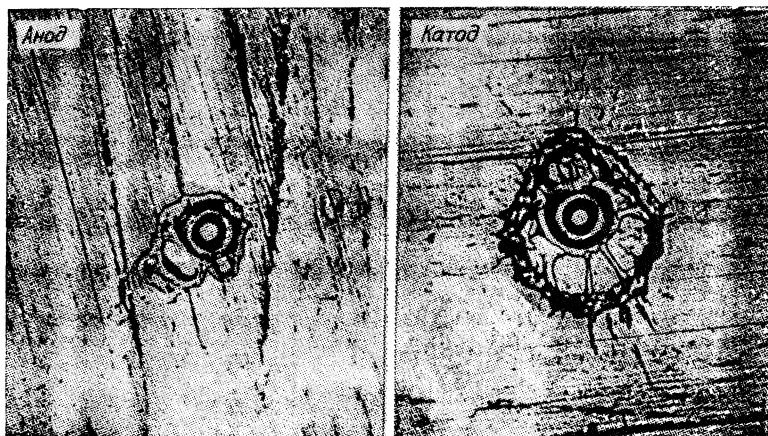


Рис. 18.9. Следы эрозии на платиновых контактах после их функционирования

0,01—0,1 мкм [10]. Они обычно располагаются на некоторой волнистой поверхности, шаг которой в различных условиях составляет 10^3 — 10^4 , а высота 1—10 мкм. Именно шероховатости и волнистость являются причиной того, что две поверхности контактируют лишь в отдельных точках, названных *a*-пятнами (рис. 18.8). Если происходит замыкание контактов, находящихся под некоторым напряжением, то в результате их сближения имеет место вакуумный пробой, аналогичный тому, который мы рассмотрели в § 14.2. При этом эктоны возникают за счет взрыва микровыступов под действием тока АЭЭ из них. После замыкания контактов возникает сила, которая может привести к их отскоку, обусловленная высоким давлением паров и плазмы металла в результате микровзрывов в местах контактных зон.

При размыкании тока из-за неровности поверхности в области *a*-пятен расхождение контактов происходит неодновременно во всех *a*-пятнах. Через последние пятна будет протекать весь ток в цепи, поэтому область стягивания тока расплавляется и образуется расплавленный металлический мостик, который, взрываясь, создает эктон в катодной области. Изучение мостиков и их поверхности под действием размыкаемого тока — основной вопрос в проблеме физики размыкания тока. Результатом функционирования эктонов в этом случае являются кратеры на катоде и аноде после размыкания контактов [12] (рис. 18.9).

Очень близко к проблеме функционирования контактов стоит вопрос о физике электроэрозионной обработки металлов. Можно предполагать, что и в этой области разрядов роль эктонов на катодной, а возможно, и анодной поверхностях очень вели-

ка. Они создают, например, микроструи катодного металла, которые разрушают анод и способствуют переносу его металла на катод [13, 14].

§ 18.5. РАЗРЯДЫ В ЖИДКОСТЯХ И ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Разряд в жидкости — до сих пор не разгаданное явление природы [15]. Мы считаем, что эктоны и здесь могут играть важную роль. Напряженность поля в промежутке перед пробоем достигает 10^6 В/см и более. В этих условиях можно ожидать появления мест концентрирования энергии в микрообъемах на поверхности катода за счет автоэлектронной эмиссии в жидкости, возникновения газовых пузырей на катоде и образования в них плазмы, усиления поля за счет диэлектрических примесей в жидкости и на поверхности катода и т.д. Вероятность этого процесса, по-видимому, особенно велика, если разряд происходит в системе острие — плоскость при острейшем катоде [15]. В таком разряде начальное свечение часто возникает на аноде [15], что может говорить о появлении анодных эктонов.

Разряд в твердых диэлектриках исследуется очень давно, однако нет полной ясности в механизме этого явления. Электрическое поле в контакте катода и твердого диэлектрика перед его пробоем также очень высоко ($\geq 10^6$ В/см) [16], особенно у разрядов с острым катодом. Если на катоде образуется эктон, то возможна инжекция электронов в диэлектрик, а также проплавление части диэлектрика плазменной струей. Это может быть инициирующим эффектом для образования канала разряда в диэлектрике.

Особенно наглядно процесс образования эктонов можно проиллюстрировать при разрядах по поверхности диэлектрика в вакууме, газе и жидкости. О первых двух явлениях мы уже говорили (§ 10.4, 18.3). В этом случае микровыступы на катоде, касаясь поверхности диэлектрика, создают тангенциальную компоненту электрического поля, которая приводит к начальным микроразрядам по поверхности диэлектрика. Ток этих микроразрядов, протекая через катодные микровыступы, вызывает их взрыв и образование эктонов. Чаще всего это несамостоятельные эктоны, так как трудно в условиях жидкой и твердой электрической изоляции предполагать возможность появления после микровзрыва разрядного тока, превышающего критический. Образование самостоятельных эктонов возможно только после прорастания канала разряда в диэлектрике и перемыкания плазмой промежутка анод — катод.

Возможная роль катодных и анодных эктонов в электрических разрядах в твердых и жидких диэлектриках еще требует своего изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Королев Ю. Д., Кузьмин В. А., Месяц Г. А. Наносекундный газовый разряд в неоднородном поле со взрывными процессами на электродах // ЖТФ. 1980. Т. 50, № 4. С. 699—704.
3. Gundersen M. A., Schaefer G. Physics and application of pseudosparks: [NATO ASI Series. Ser. B. Phys. V. 219]. N. Y., 1990. P. 14—19.
4. Christiansen J. The properties of the pseudospark discharge // Ibid. P. 1—13.
5. Kirkman-Amemiya G., Lion R. L., Hsu T. Y., Gundersen M. A. An analysis of the high current glow discharge operation of the BLT switch // Ibid. P. 155—165.
6. Aartmann W., Gundersen M. A. Cathode-related processes in high-current density, low pressure glow discharges // Ibid. P. 77—88.
7. Christiansen J. et al. Comparison of electrode effects in high-pressure and low-pressure gas discharges like spark-gap and pseudospark switch // Ibid. P. 89—107.
8. Mesyats G. A., Puchkarev V. F. On mechanism of emission in pseudosparks // Proceeding XV-th International Symposium on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum. Darmstadt, Sep. 6—10, 1992. P. 488—489.
9. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
10. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
11. Hoim R. Electric contacts. Stockholm, 1946.
12. Llewellyn-Jones F., Jones R. H. The Formation and Rupture of Molten Metal Bridges in Electrical Contacts // Zs. Phys. 1957. Bd 147. S. 45—48.
13. А. с. № 89933 (СССР). Способ нанесения металлических покрытий / Б. Р. Лазаренко. Оpubл. в Б. И. 1943.
14. Золотых Б. Н. О физической природе электронской обработки металлов // Электронская обработка металлов. М., 1957. Вып. 1. С. 38—69.
15. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск: Изд-во ТГУ, 1975.
16. Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Выш. шк., 1966.
17. Schrank G., Henry G., Kerns Q., Swanson K. A. Spark-Gap Trigger System // Rev. Sci. Instr. 1964. V. 35, N 10. P. 1326.
18. Lavoic L., Parker S., Rey C., Schwartz D. M. Spark Chamber Pulsing System // Ibid. N 11. P. 567.
19. Городинский Г. М., Дамаскинский Е. А., Денисов А. С. и др. Разрядник для искровой камеры, управляемый импульсом малой амплитуды // ПТЭ. 1967. № 2. С. 68—70.
20. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Юрике Я. Я. Развитие поверхностного разряда по диэлектрику с большой диэлектрической проницаемостью в газе в наносекундном диапазоне // ЖПМТФ 1973. № 1. С. 181—187.
21. Мюллер Э. В. Автоионизация и автоионная микроскопия // УФН. 1962. Т. 77, № 13. С. 481.

ОТ АВТОРА	3
ГЛАВА 10. ЭКТОНЫ В ВАКУУМНОМ РАЗРЯДЕ	6
§ 10.1. Введение	6
§ 10.2. Импульсный разряд	6
§ 10.3. Статический разряд в вакууме	9
10.3.1. Кинетика разряда	9
10.3.2. Пробой в чистых вакуумных условиях	11
10.3.3. Эффект полного напряжения	13
10.3.4. О критериях разряда	17
§ 10.4. Разряд при переменном напряжении	18
10.4.1. Вторично-электронный резонансный разряд	18
10.4.2. Искрение на электродах	22
10.4.3. О механизме высокочастотного пробоя	26
§ 10.5. Вакуумный разряд, инициируемый внешним воздействием	27
10.5.1. Инициирование искрой	27
10.5.2. Лазерное инициирование	28
10.5.3. Инициирование вакуумного разряда ударом микрочастиц об электрод	30
§ 10.6. Разряд на поверхности диэлектрика в вакууме	34
10.6.1. Предразрядные явления	34
10.6.2. Зарядка поверхности диэлектрика	37
10.6.3. Инициирование разряда по поверхности диэлектрика	39
10.6.4. Кинетика развития разряда	42
10.6.5. О механизме разряда по поверхности диэлектрика в вакууме	46
Список литературы	48
ГЛАВА 11. ВАКУУМНАЯ ДУГА	53
§ 11.1. Введение	53
§ 11.2. Методы возбуждения вакуумной дуги	54
§ 11.3. Свойства катодного пятна вакуумной дуги	57
§ 11.4. Роль эктонов в катодных пятнах вакуумной дуги	62
11.4.1. Движение катодных пятен	62
11.4.2. Аномальное движение пятен	66
11.4.3. Параметры вакуумной дуги в области пороговых токов	69
§ 11.5. Взрывная электронная эмиссия, эктон и катодное пятно вакуумной дуги	71
§ 11.6. Двужидкостная нестационарная гидродинамическая модель катодного пятна	73
11.6.1. Постановка задачи	73
11.6.2. Процессы на границе металл—плазма	76
11.6.3. Процессы в плазменной струе	78
Список литературы	80

ГЛАВА 12. УНИПОЛЯРНЫЕ ДУГИ	83
§ 12.1. Введение	83
§ 12.2. Униполярные дуги без магнитного поля	84
12.2.1. Явления в контакте металл — плазма	84
12.2.2. Экспериментальное исследование униполярных дуг	86
§ 12.3. Униполярные дуги в токамаках	89
§ 12.4. О механизме униполярных дуг	94
Список литературы	96
ГЛАВА 13. ПОВЕРХНОСТЬ ЭЛЕКТРОДОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ	97
§ 13.1. О роли эктонов в газовом разряде	97
§ 13.2. О свойствах поверхности катода в разряде	97
§ 13.3. Адсорбция атомов и молекул на поверхности металлов	102
§ 13.4. Диэлектрические пленки и вкрапления на катоде	105
§ 13.5. Начальные электроны при пробое газа	109
13.5.1. Время запаздывания пробоя газа	109
13.5.2. Экзоэлектронная эмиссия	111
13.5.3. Эмиссия электронов при адсорбции газов	113
13.5.4. Автоэлектронная эмиссия с микроострий на катоде	117
Список литературы	120
ГЛАВА 14. РОЛЬ ЭКТОНОВ В НАРУШЕНИИ ЗАКОНА ПАШЕНА	123
§ 14.1. Закон Пашена для пробивных напряжений	123
14.1.1. Что такое закон подобия?	123
14.1.2. Простейшая теория закона Пашена	125
14.1.3. Экспериментальная проверка закона Пашена	127
§ 14.2. Пробой микропромежутков	129
§ 14.3. Разряд при низких давлениях газа	133
§ 14.4. Сжатые и высокопрочные газы	137
Список литературы	145
ГЛАВА 15. ПЕРЕХОД ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ДУГОВОЙ	148
§ 15.1. Тлеющий разряд и его контракция	148
§ 15.2. Катодный слой и электрическое поле на катоде	149
§ 15.3. Механизм катодной неустойчивости	156
15.3.1. Большая плотность тока	156
15.3.2. Малая плотность тока	159
Список литературы	161
ГЛАВА 16. ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗЕ	163
§ 16.1. Границы существования различных типов разрядов	163
16.1.1. Таунсендовский разряд	163
16.1.2. Стриммерный разряд	166
16.1.3. Разряд при больших перенапряжениях	167
§ 16.2. Пространственная структура разряда	172
§ 16.3. Напряжение на промежутке	174
16.3.1. Спад напряжения	174
16.3.2. Катодное падение потенциала	176
§ 16.4. Эктоны в импульсных разрядах	180
§ 16.5. Контракция разряда после возникновения эктона	184
§ 16.6. Импульсные разряды при сверхвысоких перенапряжениях	190
Список литературы	194

ГЛАВА 17. ЭКТОНЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ С ИНТЕНСИВНОЙ ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИЕЙ	198
§ 17.1. Общее описание разряда	198
§ 17.2. Теоретическое описание	201
17.2.1. Основные уравнения	201
17.2.2. Разряд, инициируемый пучком быстрых электронов	203
17.2.3. Разряд, поддерживаемый пучком быстрых электронов	204
§ 17.3. Свойства катодного слоя	205
§ 17.4. Переход объемного разряда в искровой	210
17.4.1. Разряд с ионизационным размножением	210
17.4.2. Несамостоятельный разряд	212
§ 17.5. Возникновение и функционирование пятен	216
§ 17.6. Модель образования канала разряда	220
Список литературы	224
ГЛАВА 18. ДРУГИЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ	228
§ 18.1. Коронный разряд	228
§ 18.2. Псевдоискровые разряды	231
§ 18.3. Импульсный разряд по поверхности диэлектрика в газе	234
§ 18.4. Замыкание и размыкание контактов	237
§ 18.5. Разряды в жидкостях и твердых диэлектриках	239
Список литературы	240

Геннадий Андреевич Месяц

ЭКТОНЫ

Часть 2

Рекомендовано к изданию
ученым советом
Института электрофизики УрО РАН

Редактор Л. А. Урядова
Обложка художника А. В. Шатунова
Технический редактор Е. М. Бородулина
Корректоры Н. В. Каткова, Г. Н. Старкова

ЛР № 020293 от 27.11.91
Сдано в набор 06.04.94. Подписано к печати 02.08.94.
Формат 60×90 1/16. Бумага типографская № 2.
Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 15,5. Уч.-изд. л. 17,2. Усл. кр.-от. 15,5.
Тираж 1500. Заказ № 611.

Уральская издательская фирма «Наука».
620219, Екатеринбург, ГСП-169,
ул. Первомайская, 91.
Издательско-полиграфическое предприятие
«Уральский рабочий», 620219, Екатеринбург,
ул. Тургенева, 13.

ВЫШЛА В СВЕТ

монография Г. А. МЕСЯЦА
«Эктоны», часть 1

В первой части рассматривается взрывная эмиссия электронов. Изучение этого явления позволило подойти к пониманию сути эктонов.

Заявки присылать по адресу:

*620219 Екатеринбург, ГСП-169,
ул. Первомайская, 91.
УИФ «Наука»*

ГОТОВИТСЯ К ПЕЧАТИ

монография Г. А. МЕСЯЦА
«Эктоны», часть 3

Третья часть посвящена роли эктонов в электрофизических устройствах: в импульсных ускорителях электронов, импульсных источниках рентгеновских лучей, вакуумных разрядниках и т. д.

Заявки присылать по адресу:

*620219 Екатеринбург, ГСП-169,
ул. Первомайская, 91.
УИФ «Наука»*