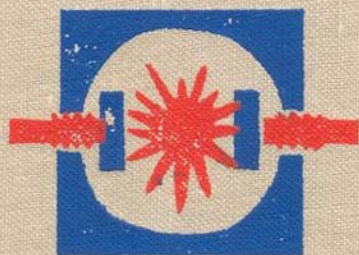


И. Н. СЛИВКОВ

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИЯ
И РАЗРЯД
В ВАКУУМЕ



И. Н. СЛИВКОВ

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИЯ
И РАЗРЯД
В ВАКУУМЕ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1972

Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1972, 304 стр.

Вакуумная электроизоляция и самостоятельный разряд в вакууме широко используются в современной науке и технике. Однако успешное их применение часто представляет сложную задачу, тем более что некоторые процессы, возникающие в вакууме при наличии высокого напряжения, изучены недостаточно полно. В книге излагаются и систематизируются экспериментальные данные о разнообразных процессах, возникающих в результате приложения постоянного, импульсного или высокочастотного напряжения к электродам и изоляторам, находящимся в вакууме. Кроме многочисленных сведений прикладного характера книга содержит подробное описание и анализ физической картины и существующих теорий рассматриваемых процессов.

Рисунков 85, таблиц 70, библиография из 377 наименований.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вышедшая в 1966 г. книга «Электрический пробой и разряд в вакууме» * была первой попыткой создания монографии по этому вопросу. Эта книга очень быстро разошлась, что свидетельствует об актуальности рассмотренных в ней вопросов и необходимости ее переиздания. Однако интенсивные исследования пробоя и разрядов в вакууме и технологические разработки, проведенные в последние годы, привели к столь значительным результатам, что их изложение в новом издании потребовало больших дополнений и существенной переработки большей части материала. Вниманию читателя предлагается практически новая книга.

Изменения касаются, во-первых, вопросов, связанных с практическим использованием электроизоляционных свойств вакуума. К ним относятся разработка способов приготовления электродов и создание условий, обеспечивающих высокую электропрочность вакуумной изоляции (направленное изменение микрорельефа поверхности, нанесение изоляционных покрытий на катод, создание особых вакуумных условий и т. д.). Существенно расширен раздел о поведении твердой изоляции в вакууме. Во-вторых, подробно описаны результаты новых исследований начальных стадий развития вакуумного разряда, которые в последнее время нашли применение в создании наносекундных импульсных потоков ускоренных частиц колоссальной, недостижимой другими способами мощности. Наконец, значительно дополнены сведения о физических процессах, приводящих к пробою вакуумной изоляции. Достижения в изучении этих процессов в последние годы таковы, что в ряде случаев позволили перейти от качественных гипотез о механизме вакуумного пробоя к количественным теориям этого явления, подтвержденным многими экспериментальными данными. В связи с этим глава, посвященная физическим явлениям, приводящим к пробою, почти полностью написана заново.

* Сливков И. Н., Михайлов В. И., Сидоров Н. И., Настюха А. И. Электрический пробой и разряд в вакууме. Под ред. Б. М. Гохберга. М., Атомиздат, 1966.

Достижения последнего десятилетия в области изоляции и разрядов в вакууме в значительной мере обязаны работам, проведенным в СССР. Удельный вес и значение работ советских исследователей существенно возросли, и это также нашло отражение в предлагаемой книге. Появившиеся в последние годы монографии позволили опустить имевшийся в указанной выше книге обзор по эмиссионным процессам и адсорбции на поверхности электродов. Благодаря этому, а также в результате изъятия устаревшего или менее важного материала удалось изложить дополнительный материал по основной теме, охватывающий более 150 оригинальных работ, лишь ненамного расширив общий объем книги.

Несколько слов о содержании. После вводной гл. 1, где описаны самые общие свойства вакуумной электроизоляции и разряда в вакууме и указаны области их применения, в гл. 2 описываются свойства поверхности электродов, определяющие качество вакуумной электроизоляции. Хотя при написании этой главы использован материал первого издания (часть написанного Н. И. Сидоровым разд. 2 гл. 2 первого издания), в целом это новая глава, где помимо описания различных физических процессов на поверхности изложены новые и весьма важные сведения о методах получения поверхностей электродов с высокими электроизоляционными свойствами.

Экспериментальные данные, характеризующие свойства вакуумной электроизоляции при постоянном, импульсном и высокочастотном напряжениях, приведены в гл. 3—5. Здесь обращено внимание на то, что характерный для вакуумной изоляции разброс и даже некоторая противоречивость различных экспериментальных данных в значительной мере объясняются плохо контролируемыми условиями эксперимента, а в некоторых случаях и неточностями в терминологии (особенно это касается более ранних работ). Чтобы помочь читателю разобраться в действительной картине явлений и облегчить практическое использование изложенного, при описании различных экспериментов указываются условия, в которых были получены те или иные данные. Кроме того, в соответствующих местах приведены определения различных понятий.

Получение высоких постоянных или импульсных напряжений в вакууме почти неизбежно связано с применением изоляторов, поверхностная электропрочность которых очень часто является наиболее слабым звеном всей конструкции. Описанию свойств твердой изоляции в вакууме отведена гл. 6. Один из параграфов этой главы посвящен применению твердой пленочной изоляции в качестве покрытия катода, что позволяет существенно улучшить изоляцию при постоянных напряжениях выше 100—200 кВ и больших поверхностях электродов.

В последние годы интенсивно исследовалась слепопробойная стадия развития разряда, нашедшая важное применение как

исключительно интенсивный импульсный источник ускоренных заряженных частиц. Особенно успешные работы проведены в Томске по выяснению физической картины явлений в наносекундном диапазоне. Результаты этих и других работ по исследованию послепробойной стадии разряда, а также разряда с искусственным инициированием изложены в гл. 7. В этой же главе приведены основные сведения о вакуумной дуге.

В восьмой, заключительной главе книги дан анализ различных физических процессов, приводящих к пробое вакуумной изоляции при различных условиях эксперимента. Исследования последних лет привели к созданию количественных теорий вакуумного пробоя, которые изложены здесь же. Возможно, при изложении не удалось избежать некоторой пристрастности, вызванной тем, что сам автор в течение ряда лет занимался разработкой теории вакуумного пробоя и в данной книге попытался изложить с единой точки зрения многочисленные и часто противоречивые данные о физике рассматриваемых явлений. Автор примет с благодарностью от читателей все замечания и предложения.

В заключение хотелось бы выразить признательность Г. А. Месяцу, П. В. Пошехонову, А. Л. Радионовскому, Л. В. Тарасовой, Г. Н. Фурсею, А. С. Денхолму, К. Жермену и другим за предоставление материалов и полезные дискуссии. Особую благодарность автор приносит П. Н. Чистякову, просмотревшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

Все приведенные в книге формулы и эмпирические выражения даны в нерационализированной системе СИ для ее основных единиц (если нет оговорок). В тексте, таблицах и на рисунках для удобства используются кратные единицы.

Ниже приведены условные обозначения наиболее часто встречающихся величин.

- A — площадь рабочей поверхности электродов;
- $A_{эм}$ — площадь эмиттирующей поверхности катодных выступов;
- A_N — атомный вес;
- c — удельная теплоемкость;
- C — электрическая емкость;
- e — заряд частицы (электрона);
- E — напряженность электрического поля;
- E_{μ} — напряженность в местах увеличения поля микровыступами поверхности электродов;
- \bar{E} — средняя напряженность вблизи электродов, не учитывающая влияние микрорельефа реальной поверхности электродов (при идеально гладких электродах, а также при реальных электродах вне области поля, искаженного шероховатостью поверхности электродов $E = E_{\mu} = \bar{E}$);
- f — частота высокочастотного напряжения;
- h — высота (неровностей на поверхности электродов и т. п.);
- I — сила электрического тока;
- j — плотность электрического тока;
- k — постоянная Больцмана;
- $k_{э}$ — коэффициент вторичной электронной эмиссии;
- $k_{и-э}$ — коэффициент ионно-электронной эмиссии;
- $k_{и-и}$ — коэффициент ион-ионной эмиссии;
- l — расстояние;
- L — теплота возгонки;
- m — масса заряженной частицы (электрона);
- M — масса иона;
- p — давление;
- q — заряд,
- qs — заряд на единицу площади;
- Q — энергия активации;
- r — радиус;
- R — электрическое сопротивление;
- R_d — сопротивление между высоковольтным генератором и высоковольтным электродом;
- s — межэлектродный зазор;
- t — время;
- T — температура;
- U — электрическое напряжение;

- v — скорость;
- W_k — кинетическая энергия;
- W_p — потенциальная энергия;
- α_S — коэффициент поверхностного натяжения;
- δ — плотность вещества;
- ϵ — диэлектрическая постоянная вещества;
- ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума;
- λ — теплопроводность;
- μ — коэффициент усиления напряженности электрического поля;
- $\mu_{ср}$ — усредненное значение μ для эмиттирующей поверхности катодных выступов;
- ρ_a — удельное сопротивление;
- σ_i — сечение ионизации;
- σ_p — сечение перезарядки;
- τ — постоянная времени;
- Φ — работа выхода электрона из металла;
- ψ — угловая фаза переменного напряжения.

ГЛАВА I

ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ И ЕЕ СВОЙСТВА

Свойства вакуумной электроизоляции и самостоятельного разряда в вакууме изучаются уже много десятилетий, но особенно интенсивно — в последние два десятилетия. Ежегодно только в ведущих научных и технических журналах появляется несколько десятков оригинальных работ, посвященных этим вопросам; много нового докладывается также на регулярно проводимых международных симпозиумах. Интерес к вакуумной изоляции и к разрядам в вакууме объясняется их все более возрастающим практическим значением. Этому способствует непрерывное проникновение электривакуумных приборов и аппаратов во многие области науки и техники. Большую роль здесь играет бурный рост сравнительно новых отраслей, таких, как ядерная физика, космические и плазменные исследования, где электрические процессы в вакууме или сильно разреженном газе непосредственно являются объектом или методом исследования.

Можно выделить две основные области применения вакуумной электроизоляции. Для первой характерно использование некоторых преимуществ вакуума как изолятора по сравнению с другими средами. Прежде всего появляется возможность получать очень интенсивные электрические поля и, следовательно, значительные напряжения между близко расположенными электродами, большие плотности поверхностного электрического заряда и значительные электростатические силы. Применение вакуумной изоляции в этом случае определяется ее конкурентоспособностью. С этой точки зрения полезно сравнить вакуумную и газовую изоляции. Из рис. 1 видно, что наибольшее преимущество вакуум имеет при напряжениях до 20—30 кв. Разброс в значениях пробивного напряжения отражает большое влияние на качество вакуумной изоляции условий ее работы.

Дальнейшее развитие вакуумной техники и изучение свойств вакуумной изоляции несомненно должны привести к улучшению последней, и преимущества ее перед газовой будут еще значительнее. Как пример улучшения вакуумной изоляции можно привести предложенное сравнительно недавно покрытие катода тонкой изоляционной пленкой или использование в качестве

катода полупроводников с ионной проводимостью (гл. 6). Это уменьшает на несколько порядков токи, текущие между электродами при напряжении ниже пробивного, а само пробивное напряжение становится заметно выше приведенных на рис. 1 значений $U_{пр}$ для чисто металлических электродов.

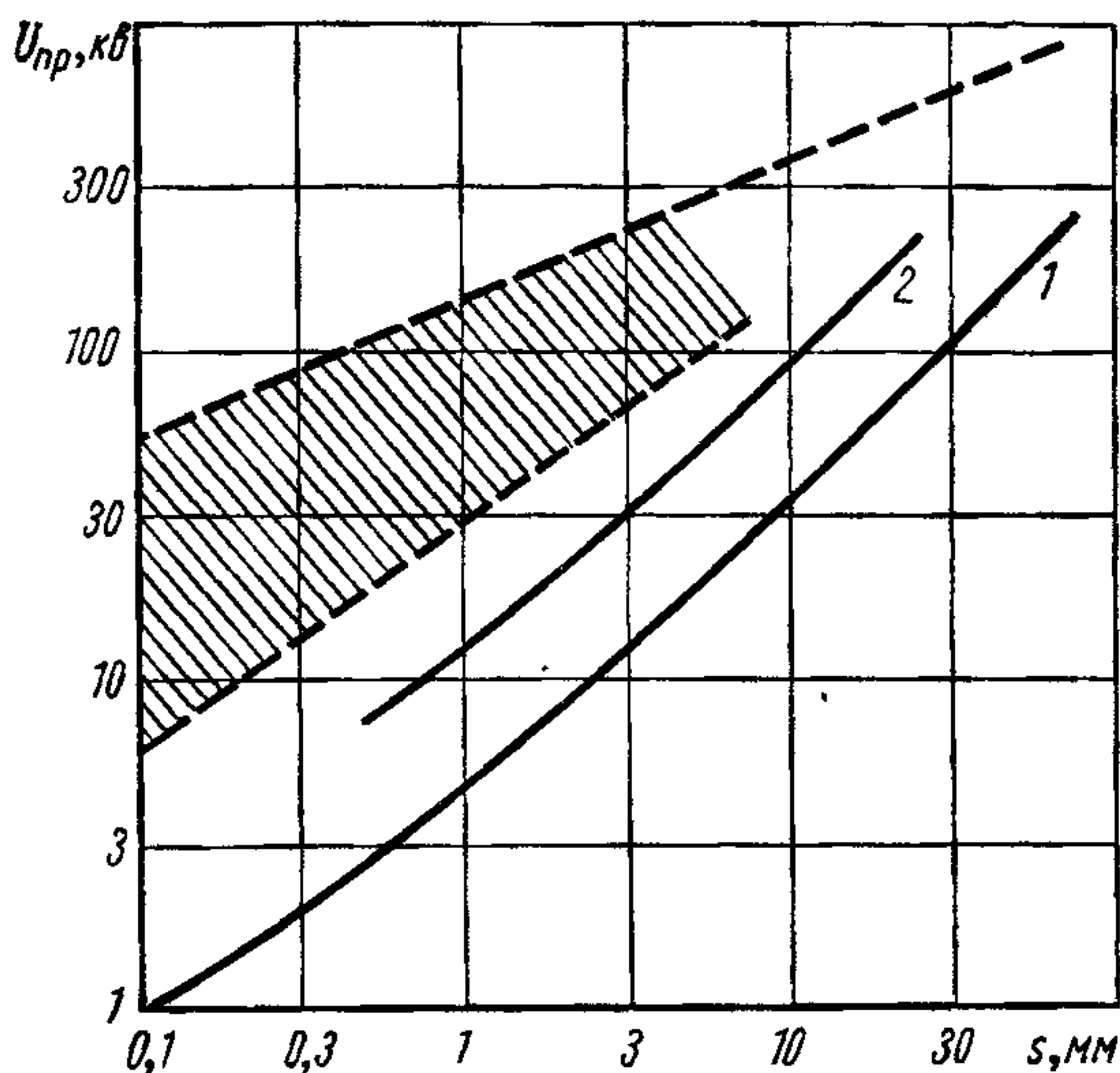


Рис. 1. Зависимость пробивного напряжения $U_{пр}$ от межэлектродного расстояния для газовой и вакуумной изоляции:
 1 — воздух $p=1$ ата; 2 — элегаз $p=1$ ата; заштрихованная область — вакуумная изоляция

Из-за относительной сложности получения вакуума и хорошего обезгаживания деталей применение вакуумной электроизоляции в этой области еще сравнительно невелико, однако развитие техники и особенно бурный рост исследований космического пространства (с его «бесплатным» вакуумом) неизбежно приведут к расширению ее применения. Высокое качество вакуума как изолятора в некоторых случаях дополняется другими преимуществами, например отсутствием потерь на трение о газ или жидкость при наличии движущихся деталей. Это может оказаться очень выгодным при создании электростатических генераторов [1, 2]. Одним из интересных примеров использования преимуществ вакуума и вакуумной изоляции является попытка использования электростатических сил для подвешивания быстровращающегося ротора гироскопа, для работы которого очень важно свести к минимуму трение в опорах и вентиляционные потери [3].

Второе наиболее важное и широкое применение вакуум как изолятор находит там, где он представляет естественную сре-

ду, вне которой невозможны основные процессы в том или ином приборе или аппарате. Сюда относятся различного рода ускорители заряженных частиц, электрореактивные космические двигатели, электростатические сепараторы быстрых заряженных частиц, электронные микроскопы и подавляющее большинство разнообразных электровакуумных приборов. В отличие от первой области, где некоторые задачи могут быть решены применением других видов изоляции, здесь нет иного пути, кроме создания вакуумной изоляции при тех напряжениях, напряженностях и конфигурации электродов, которые необходимы для выполнения основных функций.

Диапазоны напряжения и других параметров в этом случае очень широки, и часто обеспечение надежности представляет настолько сложную задачу, что ограничивает возможности создания того или иного прибора.

О том, насколько могут быть велики трудности, вызванные нарушениями вакуумной электроизоляции, свидетельствует история разработки сильноточного линейного ускорителя ионов МТА Марк I (Ливермор, США) [4]. Этот ускоритель имел поистине гигантские размеры. Основная часть ускорителя — высокочастотный объемный резонатор, внутри которого ускорялись ионы, имела длину более 18 и диаметр около 17 м. Резонатор был помещен в вакуумный бак диаметром 18 и длиной около 26 м, откачиваемый 44 мощными диффузионными насосами. Хотя при конструировании величина ускоряющего поля на основе опыта создания ускорителей меньших размеров была выбрана, казалось бы, с большим запасом, основная и до конца не преодоленная трудность при наладке ускорителя вызывалась пробоями. Громадные размеры резонатора обусловили большую величину запасаемой в нем электромагнитной энергии. Это и, по-видимому, не учтенное при конструировании отрицательное влияние магнитного поля привело к интенсивному разрушению электродов при пробоях, что, в свою очередь, снижало пробивное напряжение. В течение полутора лет добиться устойчивой, без пробоев работы ускорителя так и не удалось. Его разобрали на детали, и дальнейшую разработку вели на основе других электрических и конструктивных параметров.

Применение самостоятельного разряда в вакууме или сильно разреженном газе связано с возможностью быстрого перехода от состояния высококачественной электроизоляции к состоянию высокой проводимости и обратно. Возможность очень быстрого перехода без использования подвижных частей от состояния изоляции на десятки киловольт к высокой проводимости, когда при токах в несколько килоампер падение напряжения составляет меньше 100 в, используется в вакуумных разрядниках и искровых вакуумных реле. Вакуумные разрядники получили довольно широкое распространение в лабораторной практике для

коммутации очень больших импульсных токов [5]. Имеются разрядники, способные коммутировать при напряжениях до 150 кВ токи до 2000 кА при скорости нарастания тока $2 \cdot 10^{12}$ А/сек [6]. Преимущество вакуумных разрядников по сравнению с воздушными — бесшумность работы. В некоторых случаях важно, что энергия, необходимая для перевода реле или разрядника из изоляционного состояния в проводящее, может быть очень небольшой. Так, для включения искровых реле на 20 кВ и импульсный ток в несколько килоампер достаточна энергия 5 мкДж. Эти реле обладают хорошими временными характеристиками: нестабильность времени срабатывания меньше 10 нсек, а скорость нарастания тока достигает 10^{11} А/сек при весьма малых размерах самих реле [7, 8].

Быстрое (меньше 10^{-3} — 10^{-4} сек) восстановление электрической прочности вакуумного промежутка после прекращения разряда (например, во время перехода тока через нуль при переменном напряжении) позволяет создавать весьма быстродействующие вакуумные высоковольтные выключатели на напряжение до 132 кВ и рабочие токи до 27 кА при отключаемой мощности до 3600 Мвт [9, 10]. Благодаря своему быстродействию вакуумные выключатели обладают большими преимуществами при работе на повышенной частоте.

Еще одна важная область применения самостоятельного разряда в вакууме связана с тем, что в начальной стадии пробоя (естественного или вызванного вспомогательной искрой) у одного из электродов образуется довольно плотная высокоионизованная плазма, в то время как основная часть межэлектродного зазора сохраняет электропрочность и высокое разрежение. На эту часть и приходится поданное на электроды высокое напряжение. Электроны или ионы из приэлектродной плазмы вытягиваются электрическим полем в межэлектродный зазор и ускоряются там приложенным напряжением; получаются мощные импульсные потоки ускоренных заряженных частиц.

Это свойство вакуумного пробоя используется для получения очень мощных импульсов рентгеновского излучения. Например, около 15 лет назад были разработаны источники мощных рентгеновских вспышек, которые позволяли за один импульс длительностью 0,2 мксек получать рентгеновский снимок стальной болванки толщиной 70 мм. Группа из 4—8 таких импульсных рентгеновских трубок, работавших в строгой временной последовательности, давала снимки массивных деталей, двигавшихся со скоростью до 5 км/сек [11]. В самые последние годы на том же принципе использования начальных стадий вакуумного пробоя были созданы совершенно уникальные ускорители релятивистских электронов, от которых получают импульсные потоки с энергией, превышающей 10 Мэв, и током электронов силой несколько сот килоампер при длительности импульса не-

сколько десятков наносекунд [12, 13]. Импульсная мощность потока ускоренных электронов на уже работающих ускорителях превышает $4 \cdot 10^{12}$ вт.

Как известно, вероятность возникновения самостоятельного разряда между находящимися в газе электродами в очень широком диапазоне давлений определяется процессами в самом газе, хотя при давлениях существенно выше атмосферного или ниже нескольких миллиметров ртутного столба начинают играть заметную роль и процессы на поверхности электродов. Газовый характер разряда, определяющий зависимость напряжения его возникновения от произведения ps , наблюдается в области низких давлений вплоть до значений $ps = 0,02 \div 0,04$ мм рт. ст. · см. Меньшие ps относятся к вакуумной изоляции, где возникновение разряда определяется процессами на электродах. Давление и состав остаточного газа играют роль лишь в той мере, в какой от них зависит состояние поверхности электродов. В некоторых случаях эта зависимость бывает весьма сильной.

Переход от газового разряда к вакуумному внешне проявляется прежде всего изменением характера зависимости напряжения возникновения разряда от давления, а именно прекращением роста $U_{пр}$ с уменьшением p , который наблюдается при газовом разряде в левой ветви кривой Пашена, т. е. при $ps < 0,1 \div 1$ мм рт. ст. · см. Давление, при котором происходит переход, зависит от многих факторов, и в частности от величины зазора s и состояния поверхности электродов: чем больше s и чище электроды, тем меньше это давление. Указанная выше экспериментально полученная граница газового разряда $ps = 0,02 \div 0,04$ мм рт. ст. · см соответствует расстоянию между электродами больше 100 мм, а $U_{пр}$ измеряется при этом десятками и сотнями киловольт [14]. При меньших зазорах напряжение возникновения вакуумного пробоя может быть ниже, и поэтому переход от газового характера пробоя к вакуумному происходит при больших значениях ps .

Визуальные наблюдения также позволяют различать газовый и вакуумный разряды: газовый разряд при низких давлениях в области, определяемой левой ветвью кривой Пашена, развивается по максимальному расстоянию между электродами, где ps больше, а вакуумный пробой возникает в местах, где напряженность электрического поля близка к максимальной, т. е. при наименьших расстояниях между электродами. Однако такое разделение газового и вакуумного разрядов в чистом виде проявляется не всегда. Например, десорбция газа при различных процессах на электродах может привести к тому, что вакуумный пробой между электродами (в месте максимальной напряженности поля) в некоторых случаях сопровождается газовой вспышкой, охватывающей весь объем. Такие газовые вспышки часто возникают в начальных стадиях тренировки

электродов под напряжением даже при довольно низком среднем давлении.

Характер нарушения вакуумной изоляции зависит от величины и вида приложенного напряжения, а также от условий на электродах. При постоянном напряжении в общем случае могут наблюдаться три основных вида нарушения вакуумной изоляции.

1. Появление более или менее стабильных токов с плотностью, достигающей до $10^{-4}—10^{-3}$ а/см², резко зависящих от приложенного к электродам напряжения. Эти токи обычно называют темновыми или предпробойными. Мы будем их называть темновыми, а термином предпробойные токи — темновые токи, непосредственно предшествующие возникновению пробоя.

2. Возникновение периодически повторяющихся самогасящихся маломощных импульсов тока силой $10^{-4}—10^{-3}$ а, длительностью $10^{-4}—10^{-3}$ сек, частотой повторения от долей до десятков и сотен герц. Возникновение таких импульсов, называемых микро разрядами, не сопровождается сколько-нибудь заметным спадом напряжения на электродах.

3. Возникновение пробоя — искрового разряда с резким спадом межэлектродного напряжения и (при достаточной мощности источника электропитания) с дальнейшим переходом к дуговому разряду в парах вещества электродов.

Хотя перечисленные нарушения вакуумной изоляции последовательно все более нарастающие, из-за различной зависимости от условий на электродах, напряжения и т. п. они не всегда предшествуют один другому. В некоторых случаях микро разряды не возникают, в других они предшествуют появлению заметных темновых токов и т. д. При высокочастотном напряжении на электродах темновые токи и пробои могут возникнуть, а микро разряды — нет. Однако может наблюдаться форма разряда, возникающая и существующая только при высокочастотном напряжении, — вторичноэлектронный резонансный разряд. В этом случае решающее значение имеет вторичная электронная эмиссия на обоих электродах, которые поочередно становятся катодами, и электроны в разные части периода высокочастотного напряжения могут двигаться то в одном, то в другом направлении.

При темновых токах, микро разрядах и особенно при пробоях происходит эрозия электродов и перенос их вещества. В результате этого микро рельеф и другие свойства поверхности электродов изменяются, что отражается на качестве вакуумной изоляции.

Требования, предъявляемые к вакуумной электроизоляции, самые разнообразные. Например, для ускорительных высоковольтных трубок, работающих с электростатическими генераторами, недопустимо уже появление микро разрядов или темно-

вых токов даже небольшой величины, так как рабочий ток этих ускорителей составляет обычно единицы и даже доли миллиампера. В некоторых случаях темновой ток непосредственно не нарушает работу данного аппарата, но электронная составляющая темнового тока создает интенсивное рентгеновское излучение, что требует создания специальной радиационной защиты. В других приборах, особенно работающих на импульсном напряжении, требования к вакуумной изоляции не так уже жестки. В них часто допускаются значительные темновые токи и даже отдельные микроразряды.

В разных работах под пробоем вакуумной изоляции понимают иногда различные явления, главным образом те, которые ограничивают подъем напряжения на электродах в данном конкретном случае. Это обстоятельство надо иметь в виду при анализе результатов тех или иных работ. Нуждается также в уточнении и само понятие пробивного напряжения, так как под ним понимают не только напряжение возникновения пробоя при более или менее быстром подъеме напряжения, но и величину длительно приложенного напряжения, при котором лишь изредка возникают пробои. Эти напряжения, из которых второе лучше назвать длительно выдерживаемым, могут заметно различаться, особенно в установках с недостаточно чистыми вакуумными условиями. Это уточнение наряду с приведенными несколько выше определениями понятий пробоя, темновых токов, микроразрядов и пр. сделано с целью избежать в дальнейшем изложении терминологических неточностей.

Одна из характерных особенностей вакуумной изоляции, с которой приходится сталкиваться на практике, состоит в исключительно большом разбросе экспериментальных значений напряжения и напряженности на электродах, при которых возникает тот или иной вид нарушения вакуумной изоляции. Например, для двух пар одинаковых по форме электродов, изготовленных из одного куска металла по одинаковой технологии и помещенных в одну вакуумную систему, при равном межэлектродном расстоянии напряжение появления темнового тока может различаться в 2—3 раза. Так же велик разброс и в величинах пробивного напряжения. Отличие в 1,5—3 раза может наблюдаться при последовательном измерении пробивного напряжения для неизменных внешних условий и одних и тех же электродов. Надлежащим выбором условий протекания токов микроразрядов и последовательных пробоев можно получить существенное улучшение качества вакуумной изоляции. Это явление широко используется и носит название тренировки или кондиционирования электродов.

Чрезвычайно сильная зависимость качества вакуумной электроизоляции от технологии изготовления и режима эксплуатации объясняется самой природой процессов, приводящих к

нарушению изоляции и решающим образом зависящих от состояния поверхности электродов, причем не всей поверхности, а отдельных участков. Размеры таких участков измеряются микронами при площади электродов в несколько квадратных сантиметров, условия же на них могут существенно отличаться от условий на остальной поверхности. Присутствие окислов, инородных включений и адсорбированных паров органических соединений в некоторых случаях существенно ухудшает качество вакуумной изоляции. Значительна роль и микрорельефа поверхности. Здесь следует отметить, что подавляющее большинство методов контроля качества поверхности обеспечивает получение лишь усредненных характеристик, которые, как правило, не отражают наличия на поверхности слабых мест. Так, некоторые из процессов, существенно нарушающих вакуумную изоляцию, возникают на острых микроскопических выступах, число которых на тщательно отполированной поверхности измеряется единицами на 1 см^2 . Обнаружение этих выступов из-за их малого числа представляет практически невыполнимую задачу для обычных методов контроля, включая и микроскопические. Изменение размеров таких выступов, появление их и исчезновение существенно меняют качество вакуумной изоляции, но не отражаются существующими критериями шероховатости поверхности. Это относится и к различным загрязнениям, инородным включениям и т. п. на поверхности.

Поэтому подавляющее большинство исследований вакуумной электроизоляции проведено при малоизвестных условиях на поверхности электродов, непрерывно меняющихся под действием протекающих в вакуумном промежутке токов (темновых, при пробоях и микроразрядах) и в результате воздействия электрического поля на некоторые поверхностные процессы. Однако, несмотря на такое на первый взгляд плохое положение, реальное состояние дел с изучением свойств вакуумной изоляции все же не дает оснований для пессимизма. Имеется немало работ, где полученные данные являются результатом очень большого числа измерений (что существенно повышает их достоверность) и где учтено большинство возможных условий. Во многих случаях для достижения более или менее стабильного, хотя и недостаточно известного состояния поверхности при проведении всего цикла измерений применялась специальная обработка электродов. Поэтому совокупность многих проведенных исследований не только позволяет получать достаточно надежные данные о многих практически важных характеристиках, но и представляет большой и ценный материал для выяснения физических процессов, которые определяют поведение вакуумной электроизоляции, а это, в свою очередь, позволяет искать пути ее улучшения.

Экспериментальные данные позволяют значительно улучшать рабочие характеристики многих приборов и аппаратов.

Удачным выбором материала и конфигурации электродов, а также способа их обработки можно существенно повысить качество вакуумной электроизоляции. В связи с этим хотелось бы обратить особое внимание на зависимость пробивного напряжения от параметров электрической цепи. Зависимость эта довольно сильная, однако она часто не учитывается исследователями, даже специально занимающимися изучением вакуумного пробоя. Если роль активного сопротивления в цепи разряда в большинстве специальных работ учитывается и нередко величина этого сопротивления подбирается, то работ, где учитывалось бы влияние шунтирующей емкости (емкости самих электродов и непосредственно подключенных к ним элементов), очень мало. Величина этой емкости определяет запасенную энергию, а сопротивление в цепи разряда — величину тока, текущего после пробоя. Неудачный подбор параметров, влияющих на эрозию электродов, как видно на примере упомянутого выше ускорителя МТА Марк I, может привести к очень печальным результатам.

В связи с задачей повышения качества вакуумной электроизоляции целесообразно обратить внимание еще на один эффект, отчетливо проявляющийся при высоких напряжениях и большой площади электродов. Это — увеличение электропрочности вакуумного зазора с ухудшением вакуума при переходе от давлений ниже 10^{-5} — 10^{-6} к давлениям 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст., создаваемым напуском инертных газов. Причины этого на первый взгляд парадоксального явления еще недостаточно ясны, однако эффект весьма значителен и стабилен, и его, безусловно, целесообразно использовать в практических конструкциях.

ГЛАВА 2

МИКРОГЕОМЕТРИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОПРОЧНОСТЬ ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

2.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ВЫСТУПОВ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Многочисленные факты свидетельствуют о существенном влиянии микрогеометрии поверхности электродов на характеристики вакуумной электроизоляции. В первую очередь это связано с повышением напряженности электрического поля на выступающих участках поверхности. Так как многие процессы, нарушающие вакуумную изоляцию, например автоэлектронная и некоторые другие виды эмиссии, сильно зависят от напряженности электрического поля, то повышение ее на выступах приводит к тому, что процессы, нарушающие вакуумную изоляцию, начинаются и развиваются именно здесь. Кроме того, искажение электрического поля вблизи выступающих участков способствует притягиванию подлетающих к электроду заряженных частиц. В результате этого фокусирующего действия поля вблизи выступов они подвергаются более интенсивной бомбардировке, чем остальная поверхность электрода. Сильному нагреву выступов в результате бомбардировки способствует также и худший отвод тепла от них в основное тело электрода. Наконец, не последнюю роль играют и большие электростатические силы, воздействующие на выступающие участки поверхности, которые в основном и определяют качество всей электродной поверхности.

Все сказанное приводит к естественному выводу: чем более гладкая поверхность, тем лучше электропрочность изоляции. Однако хорошо известно, что тщательно очищенные обезгаженные и отполированные до зеркального блеска электроды в большинстве случаев оказываются существенно хуже, чем электроды, испещренные многочисленными следами пробоев, неровности на которых хорошо видны даже невооруженным глазом. Этот парадоксальный на первый взгляд факт свидетельствует, что: почти идеальная (с обычной точки зрения) поверхность электродов обладает далеко не самыми лучшими электроизоляционными свойствами; в процессе работы происходят значительные изменения поверхности, которые могут, в частности, улучшить свойства вакуумной электроизоляции; обычные критерии гладкости и чистоты оказываются совершенно недостаточными для оценки качества поверхности электродов, работающих

в вакууме при высоких напряжениях. Все это вместе взятое делает совершенно необходимым рассмотрение вопросов, связанных с рельефом электродов, зависимостью рельефа от различных методов обработки. Необходимо также остановиться на критериях оценки состояния поверхности в отношении ее электроизоляционных характеристик. Однако, прежде чем перейти к этим вопросам, необходимо рассмотреть связь между геометрией выступающих участков электродов и электрическим полем, так как именно эта связь определяет влияние микро-рельефа на электропрочность вакуумной изоляции.

Если высота выступа значительно меньше зазора между электродами, то для расчета поля такого одиночного выступа можно воспользоваться решением известной из электростатики задачи о проводящем эллипсоиде, находящемся во внешнем электрическом поле, параллельном одной из главных осей эллипсоида [15]. Это эквивалентно полуэллипсоидальному выступу, находящемуся на плоской поверхности. Обычно применяемые при расчетах таких полей соотношения, где в качестве параметров фигурируют главные полуоси, не обладают простотой и наглядностью. Если же в качестве основных параметров использовать радиус кривизны вершины выступа r и его высоту h , формулы значительно упрощаются. На вершине полуэллипсоидального выступа, имеющего форму тела вращения, коэффициент усиления поля

$$\mu = (E/\bar{E}) = \beta (h/r) + 1, \quad (1)$$

где β — медленно и монотонно меняющаяся функция h/r ; при $h/r = 5 \div 250$ $\beta = 1,0 \div 0,4$, т. е. практически $\mu \approx h/r$ (рис. 2).

Если полуэллипсоидальный выступ не является телом вращения, а имеет в плане вытянутую форму, то для его вершины μ близко к среднегеометрической величине, подсчитанной из значений μ для эллипсоидов вращения с радиусами кривизны, равными минимальному и максимальному у вытянутого эллипсоида.

Принимая за выступ промежуточные эквипотенциали поля эллипсоида, можно существенно расширить «ассортимент» конфигураций выступов, поля которых аппроксимируются соотношениями, относящимися к эллипсоидам. Если для осесимметричного случая (выступ — тело вращения) контур промежуточной эквипотенциали, принимаемый за контур выступа, характеризовать теми же параметрами h и r , то выражение (1) оказывается справедливым и для этого случая, а величина μ близка к соответствующим значениям для эллипсоидов. Для иллюстрации на рис. 3 приведены контуры двух выступов с одинаковыми значениями h и r . Один из выступов 2 имеет форму полуэллипсоида, а другой 1 — форму промежуточной эквипотенциали более вытянутого эллипсоида. Хотя даже на половине высоты выступов их ширины различаются в 1,62 раза, для бо-

лее широкого выступа величина μ меньше только на 6,5% ($\mu = 31,2$ и $29,2$ соответственно).

В работе [16] рассмотрено усиление поля на вершинах грядкообразных выступов, параллельных друг другу и имеющих

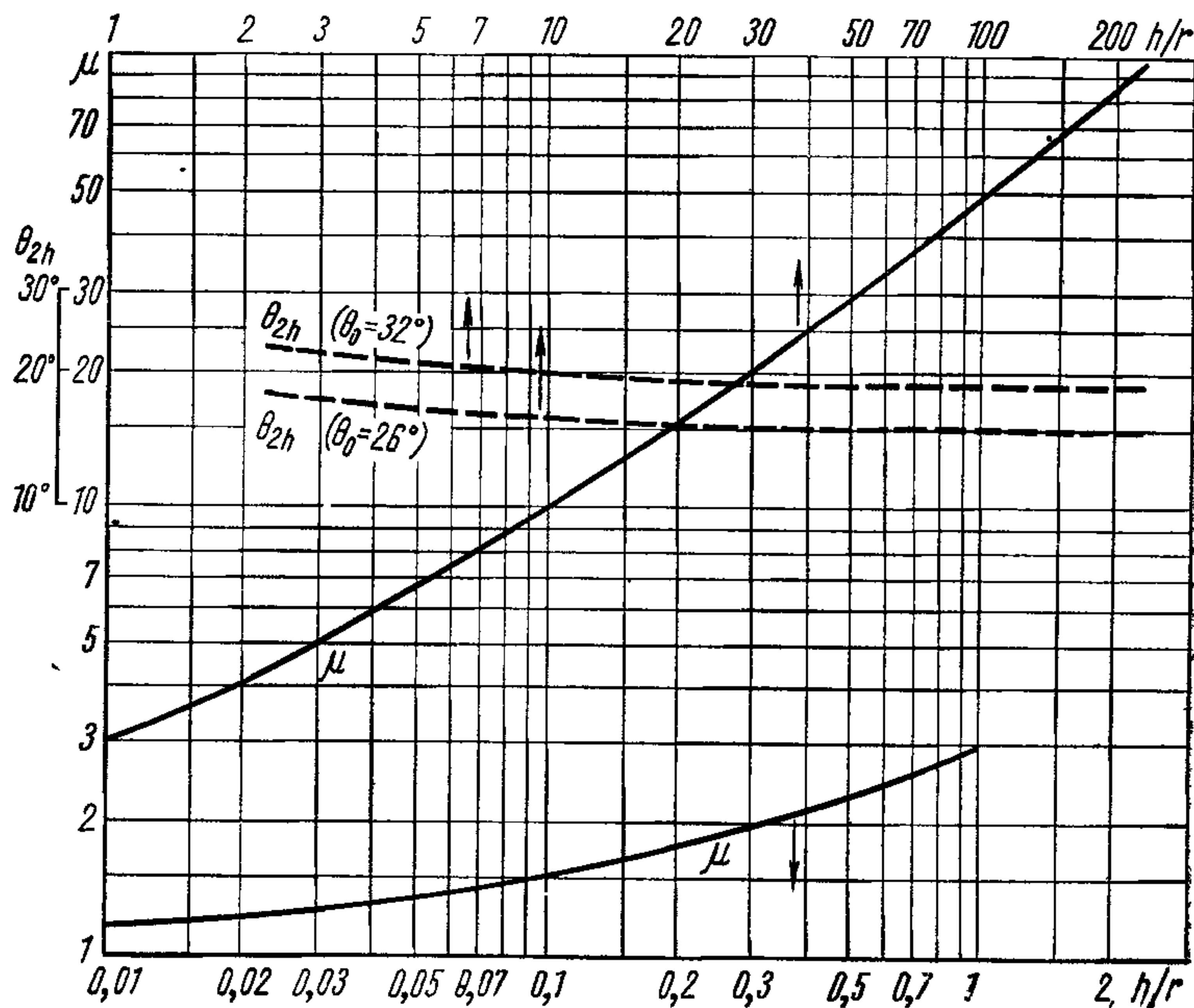


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления напряженности поля μ и угла расходимости электронного пучка θ_{2h} от параметра h/r , характеризующего форму эллиптического выступа на плоской поверхности.

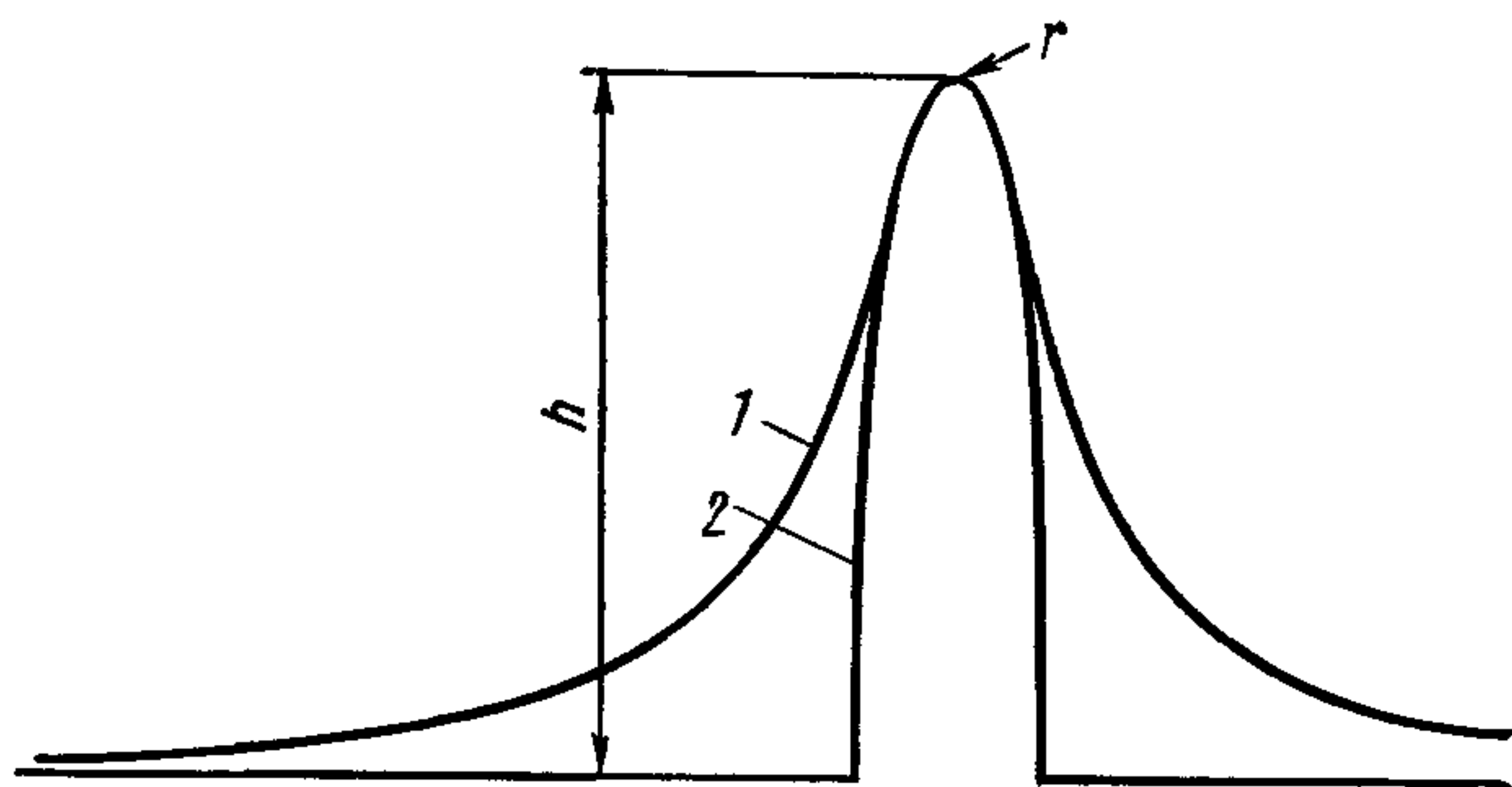


Рис. 3. Различные формы выступов, создающие примерно одинаковое усиление поля на вершине.

поперечное сечение в виде полуэллипса. На рис. 4 приведены значения $\bar{\mu}(x)$, определяемые по формуле

$$\bar{\mu}(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \mu(x) dx \quad \text{при } x \neq 0, \quad (2)$$

где x — расстояние от вершины выступа по направлению вектора напряженности поля. На вершине при $x=0$ $\bar{\mu}(x) = \mu$.

На усиление поля у вершин выступов влияет не только геометрия самих выступов, но и расстояние между ними.

Из рис. 4 кроме непосредственной зависимости $\bar{\mu}(x)$ от геометрических параметров можно получить сведения о размерах

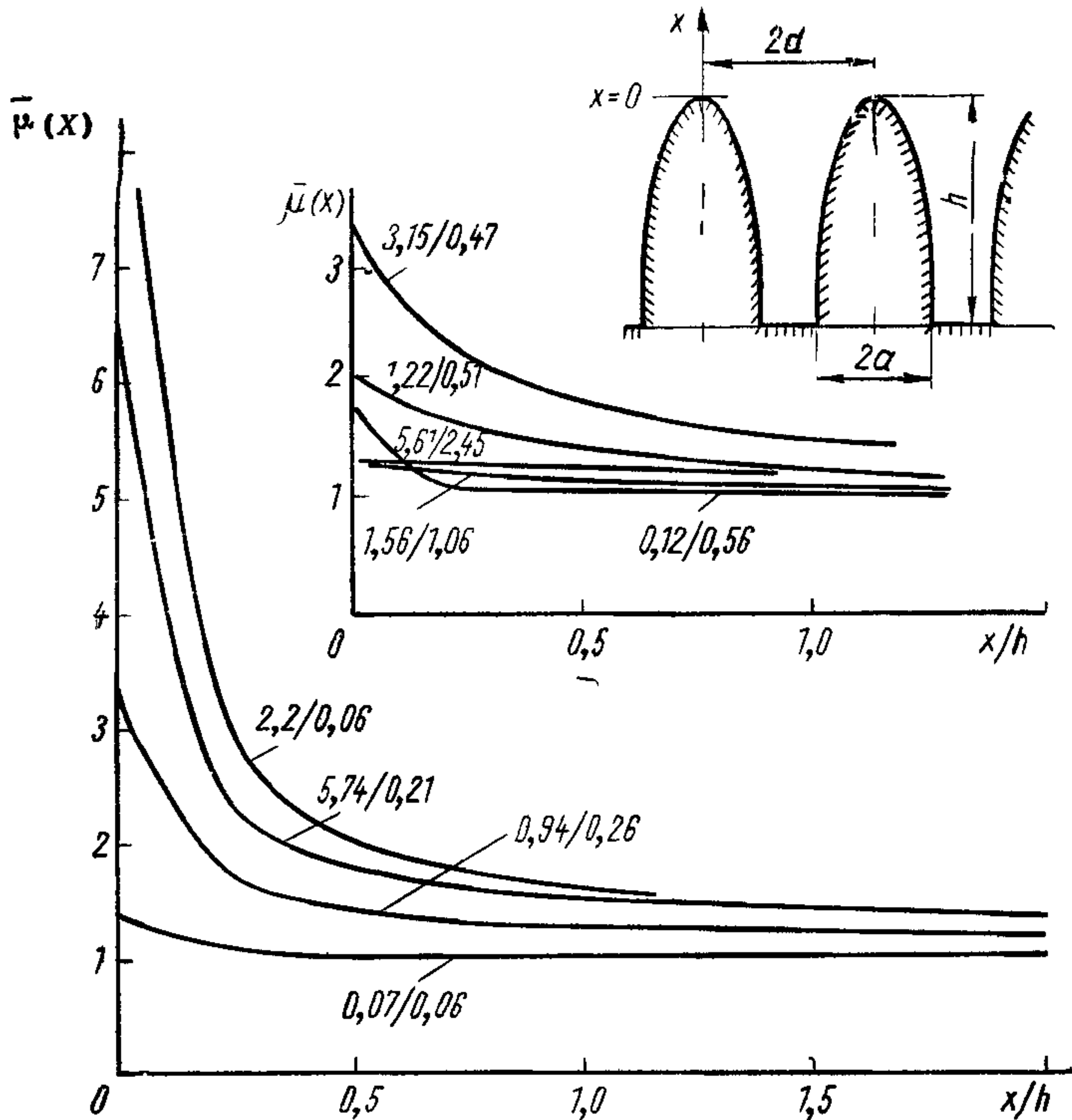


Рис. 4 Коэффициент усиления напряженности $\bar{\mu}(x)$ вблизи периодически расположенных грядкообразных выступов (на вставке — профиль и взаимное расположение выступов, числа на кривых числитель — величина отношения d/h , знаменатель — a/h).

области, где поле искажено наличием выступов. Если на границе этой области x_1 (удаленной от электрода с выступами) $\mu(x_1) = 1$, то разность потенциалов, приходящаяся на область искаженного поля,

$$\Delta U = \bar{E}(h + x_1) = \bar{E} \int_0^{x_1} \mu(x) dx = \bar{E} \bar{\mu}(x_1) x_1$$

и, следовательно, $\bar{\mu}(x_1) = 1 + (h/x_1)$.

Эти выражения справедливы для выступов любой формы. Если область искаженного поля ограничена значением $x_1 = h$

или $x_1 = 2h$, то соответственно $\bar{\mu}(x_1) = 2$; $\Delta U = 2\bar{E}h$ или $\bar{\mu}(x_1) = 1,5$, $\Delta U = 3\bar{E}h$. Лучше всего к этим значениям приближаются кривые для острых и редко расположенных выступов (см рис. 4), т. е. ширина области искаженного поля для таких выступов соизмерима с высотой выступов, хотя μ для них имеет большую величину. В то же время для менее острых или более густо расположенных выступов величина μ существенно меньше, а область искаженного поля значительно шире

Так как автоэлектронная эмиссия с выступов на поверхности катода может создавать электронный ток с большой локальной плотностью (а это весьма опасно для вакуумной электроизоляции), полезно рассмотреть связь между параметрами пучка электронов, эмиттируемых вершиной выступа и его конфигурацией. К таким параметрам прежде всего относится общий ток с выступа и форма электронного пучка. От формы пучка, точнее, от сечения пучка вблизи анода зависит интенсивность локального нагрева на аноде и, следовательно, интенсивность процессов, возникающих в связи с ним. Такое рассмотрение тем более желательно, что автоэлектронная эмиссия с выступа в результате вторичных процессов может привести к пробое.

Ток и конфигурация электронного пучка определяются прежде всего электрическим полем вблизи вершины эмиттирующего выступа. Для одиночных полуэллипсоидальных выступов высотой h и радиусом кривизны вершины r значения μ на вершине были приведены на рис. 2. Если $h \gg r$, то при удалении от вершины $\mu(x)$ быстро падает. На расстоянии r от вершины радиус кривизны соответствующей эквипотенциали в 3 раза больше. Учитывая это и считая, что r линейно увеличивается с увеличением x , $\mu(x)$ можно представить в виде, подобном формуле (1):

$$\mu(x) = 1 + \beta(h + x)/(r + 2x)$$

или, пренебрегая членами второго порядка малости,

$$\mu(x) = \mu r / (r + 2x).$$

Поэтому потенциал вблизи вершины выступа в этом случае

$$U(x) = \bar{E} \int_0^x \mu(x) dx = \bar{E} \int_0^x \mu r dx / (2x + r) = (\beta/2) \bar{E} h \ln [(2x + r)/r]. \quad (3)$$

Для возникновения автоэлектронной эмиссии высокое значение напряженности электрического поля должно быть не только непосредственно на поверхности, но и на достаточном удалении от нее, чтобы падение потенциала, соответствующее работе выхода электрона из металла, приходилось на расстояние, не превышающее нескольких межатомных расстояний в металле. Только при этом уменьшится толщина потенциального

барьера на границе металла с вакуумом, что необходимо для протекания автоэлектронного тока. Это условие можно записать в виде $eU(x) = \Phi$ при $x = (1 \div 3) a$, где a — межатомное расстояние в металле. Из этого условия и условия (3) вытекает, что только выступы высотой больше определенного значения $h = h_{\text{мин}}$ могут эмиттировать автоэлектроны. Подставляя это значение в выражение (3), получаем

$$h_{\text{мин}} \geq 4\Phi/e\bar{E}, \quad (4)$$

так как при $h/r \gg 1$ $\beta \approx 0,5$, а r не может быть меньше нескольких межатомных расстояний. Например, при $E = 50$ кВ/мм $h_{\text{мин}} \approx 0,4$ мкм.

При удалении от вершины эллипсоидального выступа в сторону вдоль его поверхности μ падает по закону [15]

$$\mu(\theta) = \mu(0) \cos \theta,$$

где θ — угол между вектором E (осью x) и нормалью к поверхности в данной точке. Как известно, плотность тока автоэлектронной эмиссии уменьшается на один порядок при уменьшении напряженности на 10—15% (см. табл. П.3 в приложении). Если принять за эмиттирующую поверхность ту часть выступа, на границе которой плотность автоэлектронного тока в 10 раз меньше, чем на вершине, то $\theta = \theta_{\text{гр}} = \arccos(0,85 \div 0,90)$. Тогда площадь эмиттирующей поверхности

$$A_{\text{эм}} \approx 2\pi r^2 (1 - \cos \theta_{\text{гр}}) = (0,63 \div 0,94) r^2 \quad (5)$$

и общий ток выступа, согласно выражению (5) и формуле автоэлектронной эмиссии (см. Приложение),

$$I = jA_{\text{эм}} = 1,5 \cdot 10^{-6} \Phi^2 (h\bar{E})^2 \exp(-\text{const}/\mu\bar{E}). \quad (6)$$

Угол $\theta_{\text{гр}}$ есть также начальный угол расходимости электронного пучка. Графо-аналитическое определение угла расходимости пучка после прохождения им разности потенциалов $2h\bar{E}$, т. е. области поля, искаженного наличием выступа, дало значение $\theta_{2h} = 18 \div 22^\circ$ (см. рис. 2) [17]. Дальнейшее движение электронов происходит в равномерном поле, где радиальная составляющая скорости не изменяется (рассматривается случай плоских электродов). Если $h \ll s$, то при среднем значении $\theta_{2h} = 20^\circ$ радиус автоэлектронного пучка вблизи анода

$$r_{\text{э. а}} \approx \sqrt{hs}. \quad (7)$$

В работе [18] расчет другим методом для выступов цилиндрической формы привел к следующему выражению для радиуса пучка вблизи анода:

$$r_{\text{э. а}} \approx 2 \sqrt{\mu s r_{\text{э}} \sin \theta_{\text{гр}}},$$

где $r_{\text{э}}$ — радиус пучка в месте его эмиссии на катодном выступе. Так как $\sin \theta_{\text{гр}} \approx r_{\text{э}}/r$, а $\mu = 1/2 \cdot h/r$, то эти выражения дают

примерно одинаковые значения $r_{э.а.}$. В расчетах не учитывалось влияние объемного заряда пучка на траекторию электронов. Оценка показала, что это правомерно при общем токе, эмиттированном выступом, силой $I \leq 8 \div 10$ ма [17].

2.2. МИКРОГЕОМЕТРИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОСЛЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ И КРАТКОВРЕМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В соответствии с существующими стандартами (ГОСТ 2789—59) шероховатость поверхности определяется следующими параметрами.

1. Средним арифметическим отклонением X_A , определяемым как среднее отклонение высот (x_1, x_2, \dots, x_n) точек измеренного профиля от его средней линии:

$$X_A = \frac{1}{l} \int_0^l |x| dy. \quad (8)$$

Рельеф поверхности рассматривается в пределах некоторой базовой длины l , характерной для данного типа неровностей.

2. Высотой неровностей X_Z — средней разностью высот, находящихся в пределах базовой длины пяти высших точек (выступов) и в пяти низших точках (впадин), измеренных от некоторой линии, параллельной средней линии профиля:

$$X_Z = \frac{(h_1 + h_3 + h_5 + \dots + h_9) - (h_2 + h_4 + \dots + h_{10})}{5}. \quad (9)$$

В табл. 1 приведены значения X_A , X_Z и l для различных классов чистоты обработки и указаны способы получения такой чистоты плоской поверхности при механической обработке стали и близких к ней (по механическим свойствам) металлов.

Механическая обработка позволяет получить поверхности с весьма небольшими неровностями. Однако механическая обработка поверхности сопровождается образованием поверхностного аморфного слоя, что отрицательно сказывается на качестве вакуумной электроизоляции. Помимо разрушенных и сильно деформированных зерен металла в этом слое присутствуют остатки абразивных материалов и карбидов, образующихся под воздействием высоких температур, развиваемых при трении, и другие продукты возможных химических реакций, а также загрязнения. Деформации придают поверхностным слоям повышенную твердость. Нормальная структура металла располагается на значительной глубине, зависящей от свойств металла и характера обработки. Например, шлифы из твердой стали обнаруживают слой повышенной твердости на глубине 2—5 мкм, в медных и алюминиевых образцах — до 30—80 и 50—150 мкм соответственно. В некоторых случаях в подповерхностных слоях наблюдались трещины размером 1—2 мкм [19].

Т а б л и ц а 1

Значения X_A , X_Z и l для различных классов чистоты и способы обработки

Класс чистоты	X_A , мкм	X_Z , мкм	l , мм	Способ обработки
	не более			
7	1,25	6,3	0,8	Чистовые фрезерование, строгание и торцевое точение
8	0,63	3,2	0,8	Тонкие фрезерование, строгание и торцевое (алмазное) точение
9	0,32	1,6	0,25	Тонкое шабрение, зачистка микронной шкуркой после резца и фрезы, тонкое плоское шлифование, ручная средняя доводка
10	0,16	0,8	0,25	Чистовая механическая доводка, обычное полирование
11	0,08	0,4	0,25	Тонкая притирка, чистовая ручная доводка
12	0,04	0,2	0,25	Тонкое полирование
13	0,02	0,1	0,08	Отделочная ручная доводка
14	0,01	0,05	0,08	Зеркальная ручная доводка

Более высокие микрогеометрические качества приобретают поверхности металлов после электролитической полировки. Электролитическое полирование основано на преимущественном растворении выступающих частей, в результате чего поверхность приобретает лишь незначительную плавную волнистость, если в металле отсутствуют изоляционные включения. Наилучшие результаты получаются при этом на химически чистых металлах. На монокристаллических образцах алюминия неровности после обработки не превышают 100—150 Å и могут быть доведены почти до атомарных размеров [19]. Поверхности металлов при электролитическом полировании покрываются тонкой пленкой окислов, возникающей либо в процессе полирования, либо при последующей обработке и соприкосновении с воздухом; возможно также присутствие других химических соединений и загрязнений.

Дополнительной характеристикой шероховатости поверхности (помимо параметров, приведенных в табл. 1) может служить отношение средней высоты неровностей к среднему расстоянию между соседними неровностями \bar{h}/\bar{l} : чем больше этот параметр, тем круче боковые стороны выступов на поверхности, тем в общем случае больше увеличение напряженности электрического поля на вершинах неровностей. Для различных методов обработки значения $\bar{h}/\bar{l}=0,06 \div 0,4$ [20]. Параметр \bar{h}/\bar{l} влияет также на коэффициент вторичной эмиссии. При больших

значениях \bar{h}/\bar{l} часть вторичных частиц, рождающихся в углублениях поверхности, может улавливаться выступающими частями поверхности, что приводит к уменьшению коэффициента вторичной эмиссии [20]. От величины \bar{h}/\bar{l} зависит также соотношение зеркального и диффузного отражения света. Это свойство иногда используют для оценки шероховатости, измеряя диффузное и зеркальное отражение узкого пучка света, падающего на поверхность под острым углом. Например, этот метод использован в работе [21], причем было найдено, что наибольшая электропрочность вакуумного промежутка между электродами из меди, нержавеющей стали или молибдена получается в тех случаях, когда электрополированные поверхности электродов обладают высоким коэффициентом зеркального отражения.

Нагрев электродов приводит к изменениям в начальном микрорельефе поверхности. Как правило, минимальное значение поверхностной энергии кристаллических тел не соответствует наименьшим размерам их поверхности. Поэтому стремление системы к уменьшению своей энергии связано с образованием некоторой шероховатости на первоначально гладкой поверхности. Общее увеличение размеров поверхности сопровождается при этом уменьшением суммарной энергии за счет выхода граней с меньшим поверхностным натяжением. Появляющаяся таким образом естественная шероховатость образуется часто в виде совокупности параллельных уступов, высота и период ступенек которых меняются от зерна к зерну [22, 23]. Например, на поверхности поликристаллической меди, предварительно полированной механическим и электролитическим способами, после отжига в вакууме при температуре 1000°C на большинстве зерен выступы имели высоту порядка 10 мкм .

Возникновение естественной шероховатости связано с процессами испарения (и конденсации), которые начинают протекать с заметными скоростями при температурах, примерно вдвое меньших температуры плавления. Формирование рельефа при прогреве металлов в вакууме происходит под влиянием и многих других процессов: поверхностной деформации, рекристаллизации, фазовых превращений, анизотропии коэффициентов расширения и т. д. На рис. 5 представлены некоторые из наиболее характерных рельефов, возникающих при тепловой обработке металлических образцов в вакууме [24]. Схемы *a* — *г* соответствуют рельефам, образующимся на полированной металлической поверхности при нагреве, рельефы на схемах *д* — *з* — при охлаждении образцов. Для рельефов первой группы характерно образование канавок, полос, уступов, сдвигов. При прогреве образцов Ст. 45 до температуры 1100°C и выдержке их в течение 1 ч глубина канавок составляла примерно $2\text{—}3\text{ мкм}$, а 5-минутная выдержка приводила к появлению канавок глубиной не более $0,2\text{—}0,3\text{ мкм}$.

Быстрое охлаждение нагретых образцов может привести к образованию рельефов со сложным игольчатым (мартенситным) или полосчатым рисунком (рис. 5, е). Рельефы подобного типа наблюдаются на образцах стали и некоторых других чистых металлов и сплавов. Охлаждение на воздухе образцов

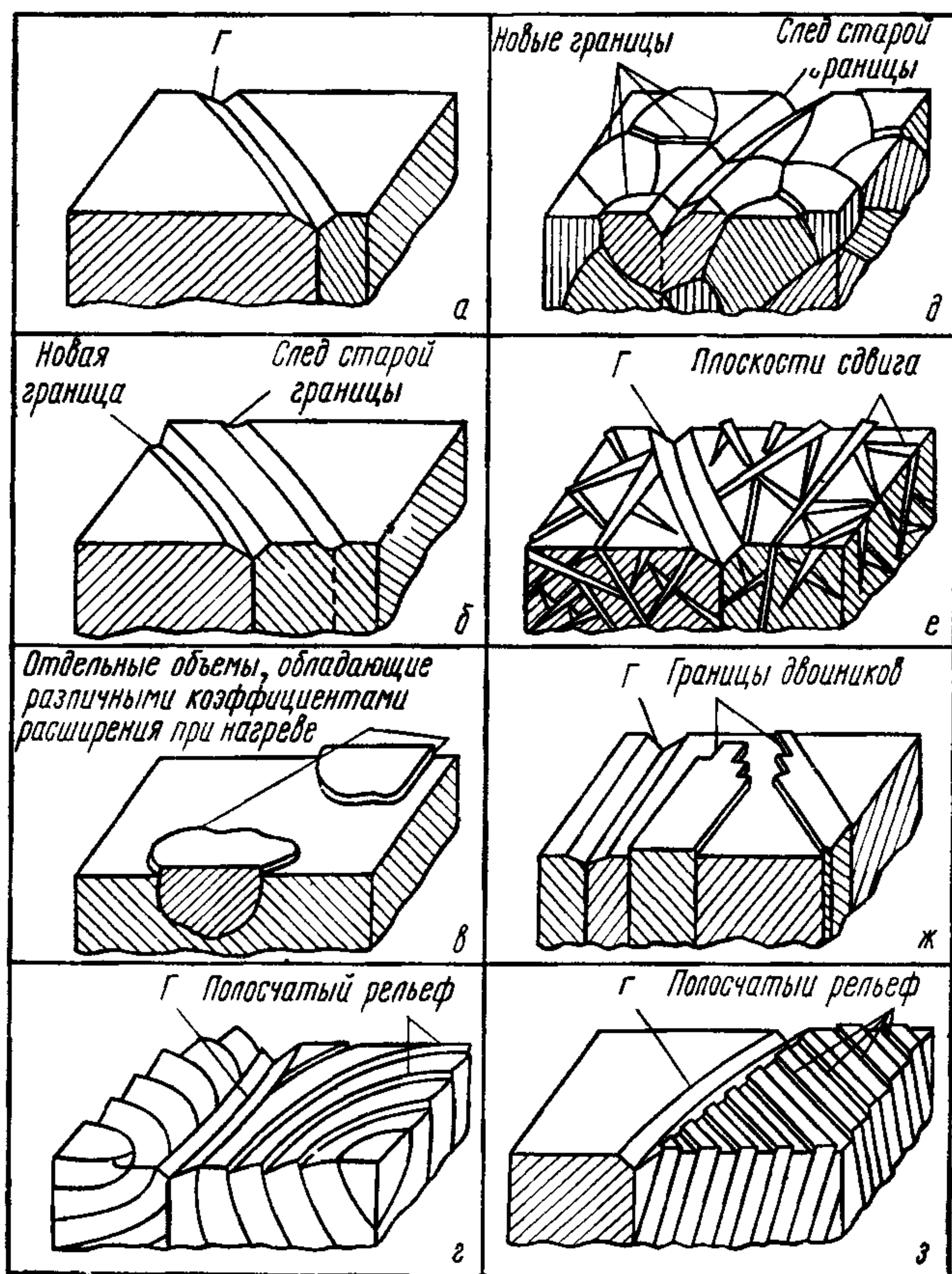


Рис 5 Схемы различных видов рельефов, возникающих на полированной поверхности образцов металлов, подвергнутых нагреву и охлаждению в вакууме (Г — граница зерна)

Ст 45, предварительно нагретых и выдержанных в течение 9 ч при температуре 1100°C , приводило к образованию выступов высотой примерно 1,4 мкм.

Из сказанного выше и оценки высоты опасных выступов, сделанной в предыдущем разделе, казалось бы, следует, что, доведя чистоту поверхности до 10—11-го класса, аккуратно выбрав режим нагрева и охлаждения электродов (при обезгаживании), можно не опасаться неблагоприятного влияния микро-

неровностей поверхности на электроизоляционные характеристики. Однако известно, что при тщательно подготовленных чистых поверхностях электродов автоэлектронная эмиссия наблюдается при средних напряженностях электрического поля порядка 10 кВ/мм , что возможно, если имеются выступы высотой не менее микрона, на вершине которых кратность увеличения напряженности электрического поля достигает значений не менее 50 [20, 25, 26]. О существовании таких выступов говорит пятнистый характер распределения автоэлектронной эмиссии по поверхности электродов и наличие в составе автоэлектронного тока очень тонких пучков (см гл. 3).

Литтл, Уитни и Смит [27, 28] впервые четко показали, что никакая механическая или электролитическая полировка, а также тщательная очистка поверхности не спасают от появления на ней редко расположенных острых выступов высотой $1\text{--}2 \text{ мкм}$, на вершинах которых кратность увеличения поля достигает 100 и более. На рис. 6 приведены фотографии таких выступов, полученные с помощью теневого электронного микроскопа. Чтобы обнаружить место, где имеется такой выступ, проводился предварительный поиск с помощью люминесцентного анода, светившегося в местах попадания электронов, эмиттированных наиболее острыми выступами. Выступы, подобные приведенным на рис. 6, наблюдались для всех исследованных материалов электродов: нержавеющей стали, вольфрама, никеля, тачтала, меди, алюминия, магния.

Последующие работы этих же и других исследователей [29—31] показали, что такие выступы неизбежно появляются при первом же приложении к электродам высокого напряжения

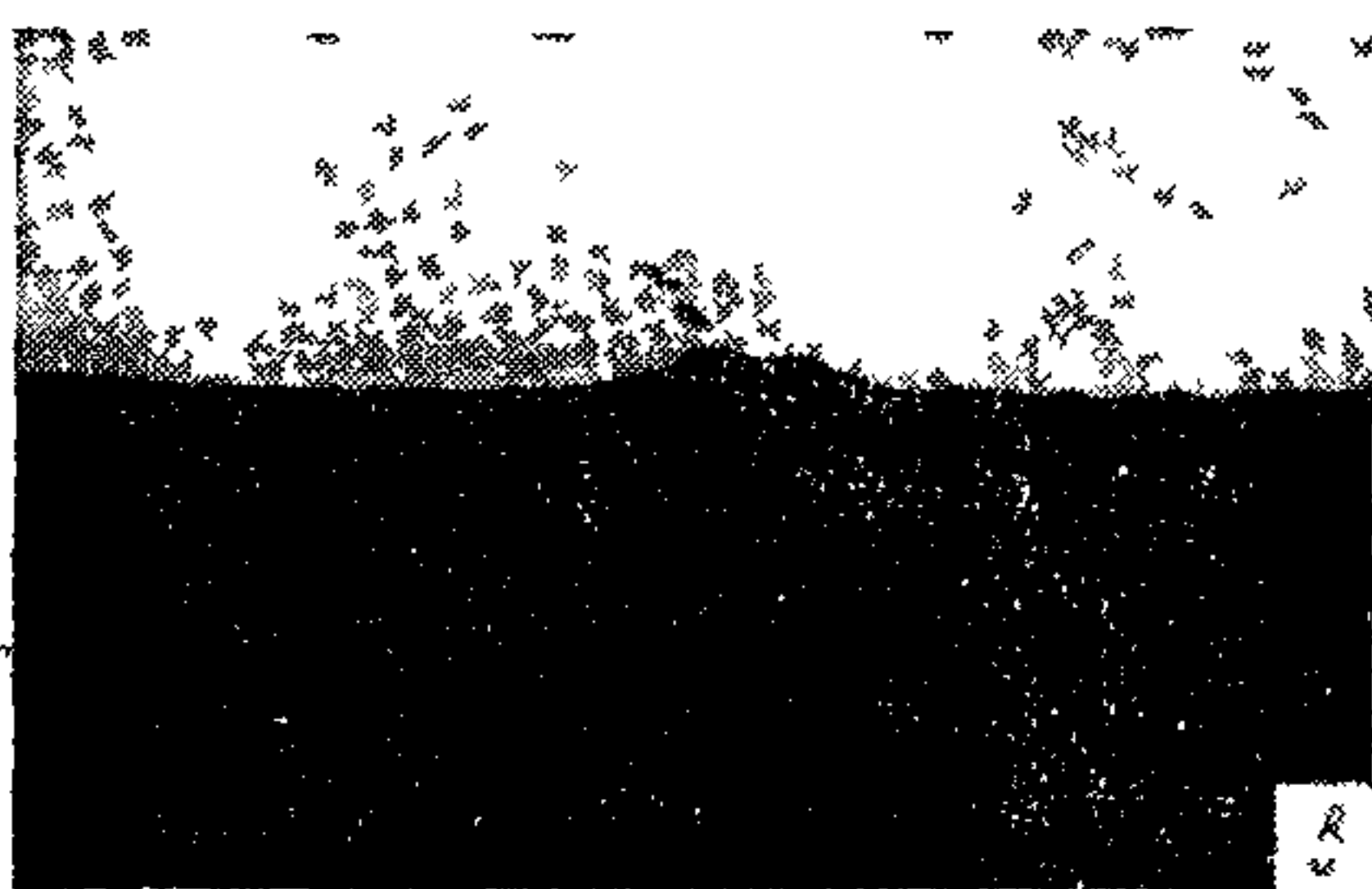
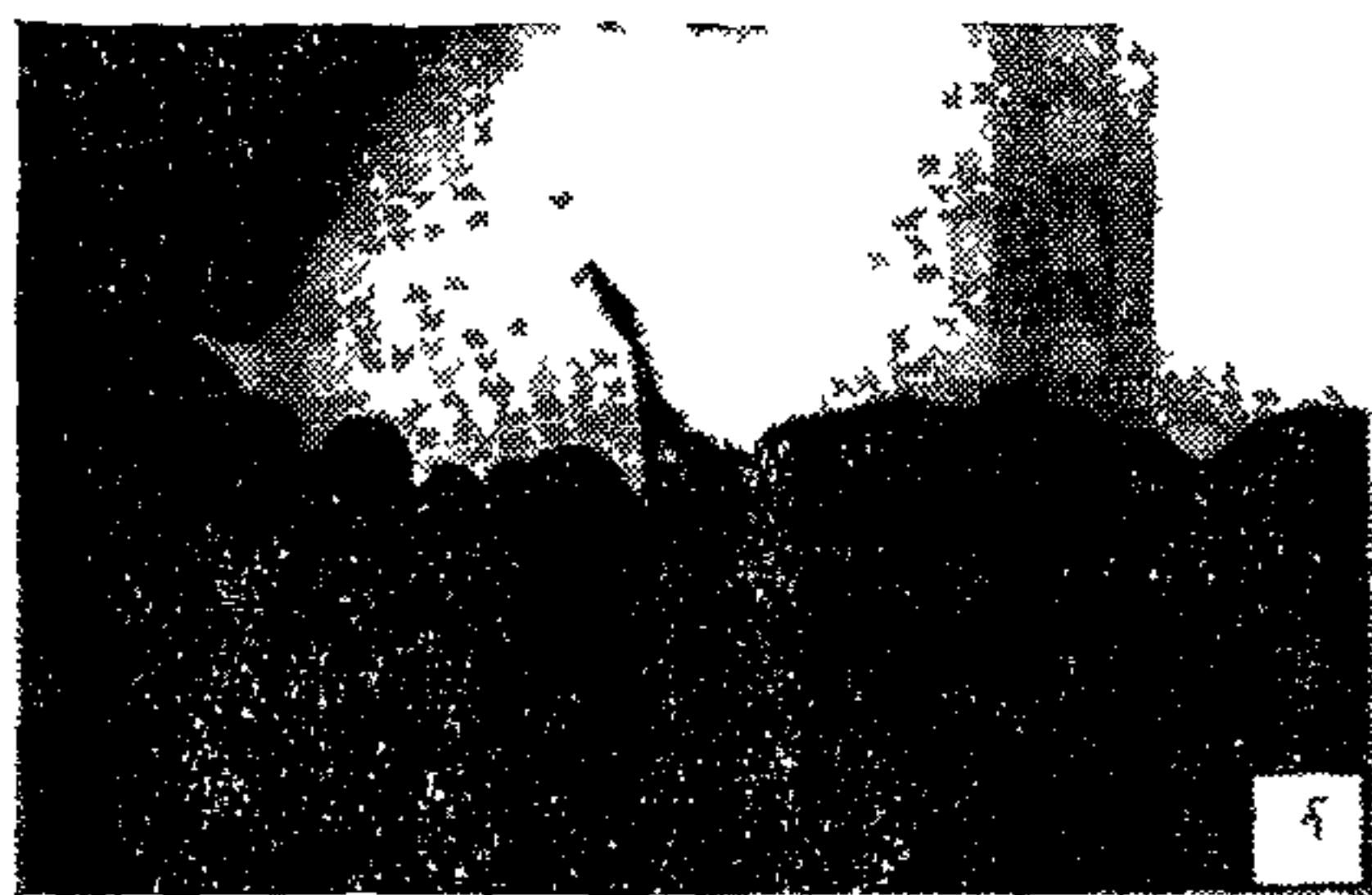
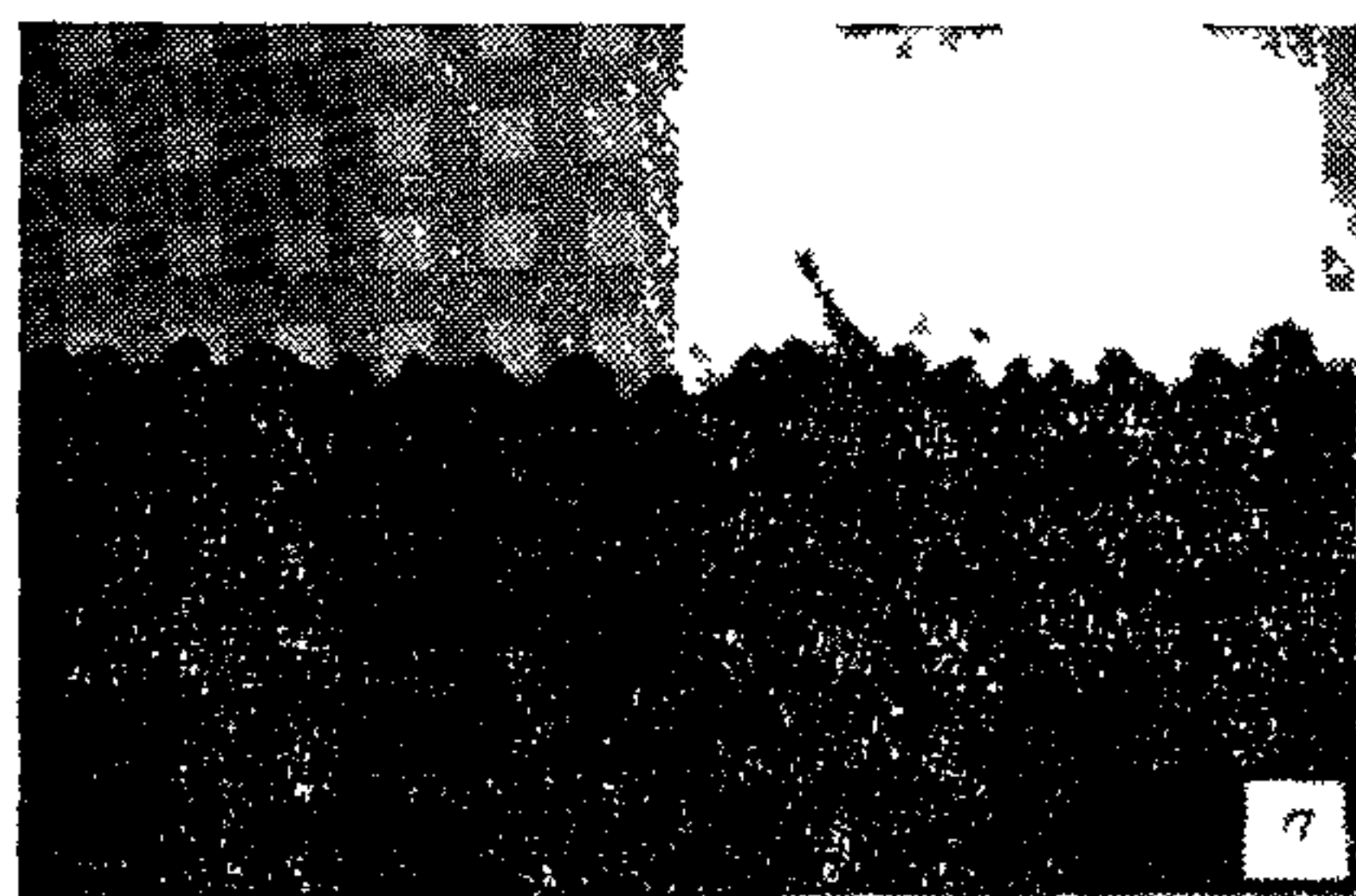


Рис. 6 Микровыступы на оптически полированных поверхностях различных металлов ($\times 1000$)
а — алюминий *б* — никель, *в* — серебро

Так, Литтл и Смит [30], предварительно обследуя электроды из алюминия, кобальта, нержавеющей стали или меди, зеркально отполированные алмазной пастой 0,5 мкм и затем очищенные ультразвуком, обнаружили только выступы округлой формы высотой и радиусом закругления 1—1,5 мкм. Однако в результате приложения напряжения 7—10 кВ к межэлектродному зазору 0,24 мм внезапно (в течение 10^{-3} сек) появлялся темновой ток. При микроскопическом обследовании поверхности электродов после этого броска тока были обнаружены аномально большие и острые выступы высотой до 10—20 мкм. Они имели неправильную форму и появлялись на обоих электродах.

Возникновение выступов в столь короткое время (соизмеримое с временем нарастания броска тока) можно объяснить, например, тем, что они уже были на поверхности, но находились в лежащем положении и под действием электрического поля поднялись. Второе возможное объяснение — выступы образовались при застывании в электрическом поле (электростатические силы) материала электродов, расплавившегося на небольших участках в результате неясного тогда еще процесса. Последующие исследования подтвердили и развили второе предположение. При этом не отвергается ни первое предположение (лежащие выступы), ни то, что аномально большие выступы могут быть на полированной поверхности, еще не подвергавшейся воздействию электрического поля.

Прежде всего было обнаружено, что многие аномально большие выступы образуются на краях кратеров диаметром несколько микрон, появляющихся на катоде в результате приложения к электродам высокого напряжения. Предполагая, что появление таких кратеров вызвано ударами о катод частиц вещества микроскопического размера, оторвавшихся от анода*, Литтл и Смит провели опыты в сильном поперечном магнитном поле [32], чтобы сместить на аноде электронный пучок, эмиттируемый вновь образовавшимся выступом, так как в отсутствие магнитного поля этот пучок, попадая на место предполагаемого отрыва частицы анода, оплавлял его, не позволяя вести наблюдения. На том месте анода, куда должен был бы попасть в отсутствие магнитного поля электронный пучок от вновь образовавшегося катодного выступа, был четко виден след отрыва частицы микронных размеров. Для большей убедительности Смит и Литтл искусственно создали условия отрыва микрочастиц от анода и их удара о катод. Кратеры и выступы, образовавшиеся на катоде при этом эксперименте, оказались очень похожими на те, которые получались в естественных условиях. Этот эксперимент позволил также определить, какова должна быть кинетическая энергия оторвавшейся от анода частицы к моменту ее соударения с катодом, чтобы при ударе образовались кратер и выступ.

* Отрыв таких частиц был обнаружен ранее Хаули и Уолли [33]

пы. Оказалось, что для частиц размером несколько микрон эта энергия не менее 10^{-9} дж. Было обнаружено также, что места отрыва частиц от анода при первой подаче высокого напряжения на электроды располагаются обычно в центрах концентрации загрязнений, на границах зерен или вблизи этих границ.

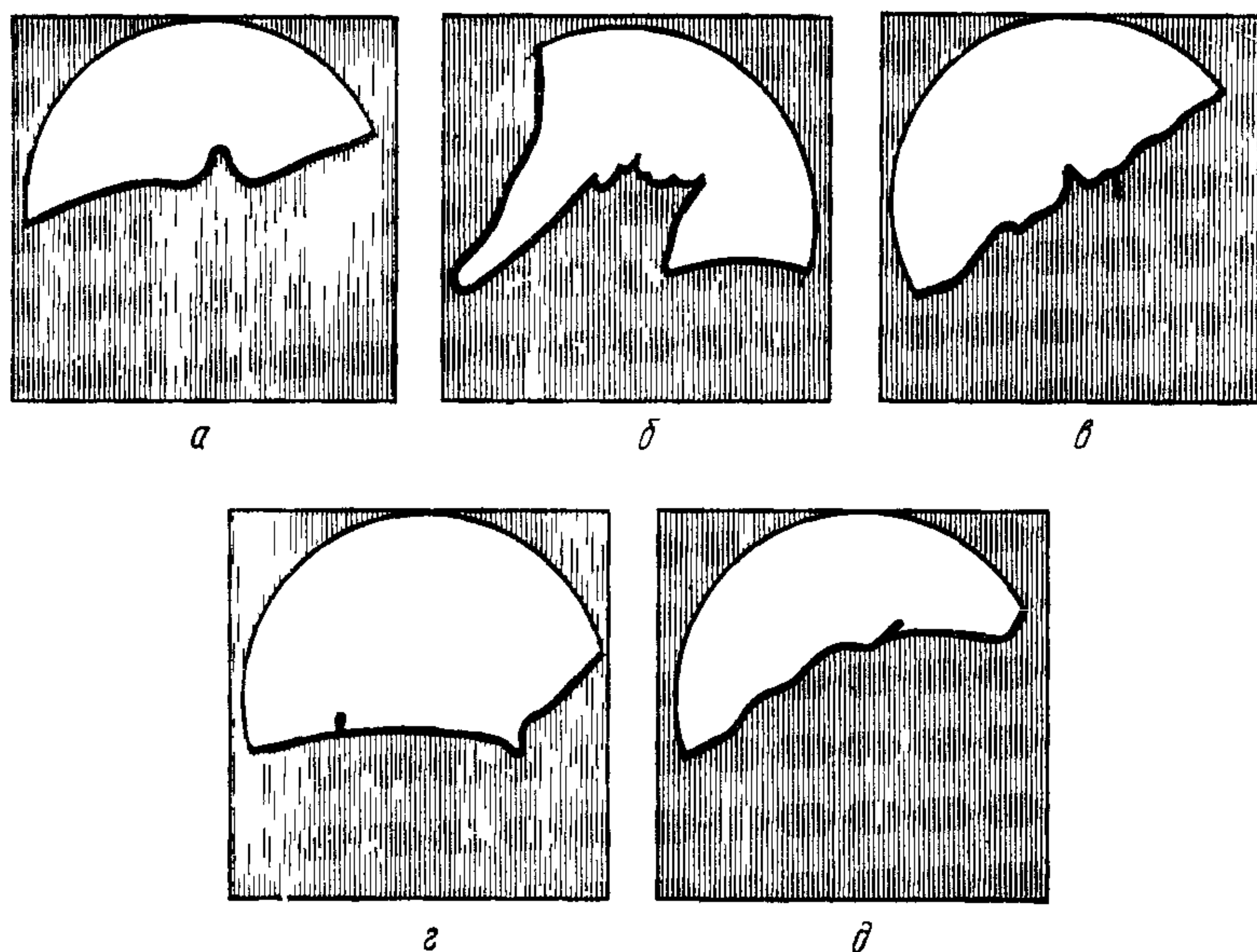


Рис 7 Профили выступов на поверхности молибденовых электродов, снятые с помощью теневого электронного микроскопа с увеличением 3000

а — после электролитической полировки и последующего прогрева в вакууме *б* — результат контакта электродов в вакууме *в* — сглаженные интенсивным прогревом выступы типа *б* *г, д* — после работы с высоким напряжением

Более ранние наблюдения поведения медных электродов в электрическом поле в вакууме показали, что легче разрушаются поверхности, обработанные механическими способами [33]. На таких поверхностях наблюдались отдельные углубления размером около 20 мкм, которые возникали при напряженности электрического поля примерно 13 кВ/мм. На электролитически полированной поверхности отрыв несколько меньших частиц (около 1,5 мкм) происходил при более высоких полях, примерно при 65 кВ/мм. Интересно отметить, что отрыв частиц наблюдался в основном на аноде. Некоторые опыты позволяют предположить, что существуют неясные еще процессы, затрудняющие отрыв мелких частиц с катода [32].

Исследования вновь образовавшихся на катоде выступов показали также, что при первом приложении напряжения они часто бывают из чужеродного вещества, видимо из вещества

анода. Например, при вольфрамовом катоде и алюминиевом аноде первоначально появившиеся катодные выступы были из легкоплавкого вещества и могли быть ликвидированы прогревом катода до 700°C [34]. По другим измерениям на свежеприготовленном вольфрамовом катоде, прогревом до 800°C , первоначально острых выступов не было. После выдержки под высоким напряжением появлялись острые выступы, которые можно было удалить прогревом, если анод был медным. Если анод был из вольфрама, то прогрев не ликвидировал образовавшихся острых выступов [31].

Кроме описанных выше процессов к образованию на электродах острых выступов может привести касание в вакууме чистых электродов [35]. Выступы, оставшиеся от первоначальной обработки и образовавшиеся при касании, часто можно несколько скруглить интенсивным прогревом электродов (рис. 7 [35]). Изменение рельефа электродов при наличии на них расплавленных участков рассмотрено в разд. 8.1.

2.3. ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НАПРЯЖЕНИЯ

При длительном воздействии напряжения большое влияние на микрорельеф поверхности, в частности на образование острых выступов, могут оказать процессы поверхностной диффузии. При температурах, соответствующих примерно 30% температуры плавления [36], поверхностные атомы металлов приобретают достаточную подвижность и оказываются способными перемещаться на значительные расстояния. Поверхностная миграция атомов никеля, серебра, молибдена наблюдалась соответственно при температурах 370 , 500 и 770°K . В связи с изменением формы острых выступов в автоэлектронных микроскопах поверхностная миграция на вольфраме и железе подробно изучалась в работах [37—41].

Перемещение атомов может происходить под действием сил поверхностного натяжения, электрического поля и температурного градиента. Согласно теории, развитой Херрингом [42], поток атомов по поверхности определяется выражением

$$N = -D \nabla M_s / A_0 kT, \quad (10)$$

где N — поток атомов, *атом/(см·сек)*; $D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right)$ — коэффициент поверхностной диффузии, *см²/сек*; A_0 — площадь, приходящаяся на один атом, *см²*; Q — энергия активации процесса, *дж/моль*;

$$M_s = M_0 + V_{\text{ат}} \left[\alpha_s \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + \rho_{\text{хх}} \right]$$

химический потенциал поверхности; $V_{\text{ат}}$ — атомный объем, см^3 ; M_0 — химический потенциал плоской поверхности; α_s — коэффициент поверхностного натяжения, н/см ; r_1, r_2 — радиусы кривизны поверхности в данной точке, см ; $p_{\text{хх}}$ — внешнее усилие, н/см^2 (для электрического поля $p_{\text{хх}} = \epsilon_0 E^2 / 8\pi$).

В отсутствие внешних напряжений, когда, например, $E = 0$, атомы металла мигрируют под действием сил поверхностного натяжения от вершины к основанию острого выступа, при этом он затупляется и высота его h изменяется со скоростью, определяемой выражением [39]

$$\frac{dh}{dt} = -1,25 \frac{\alpha_s V_{\text{ат}}^2}{r^3 A_0 kT} D_0 \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right). \quad (11)$$

Интегрируя это уравнение, можно получить соотношение между величиной изменения радиуса r и необходимым для этого временем: $r^4 - r_0^4 = a't$, где r_0 и r — начальный и конечный радиусы вершины выступа соответственно; a' — постоянная, зависящая от температуры, свойств металла и геометрии выступа.

На рис 8 представлены полученные из этого уравнения значения r для вольфрамового катода в виде одиночного острья в зависимости от температуры при разном времени прогрева [28]. Только очень длительным прогревом при высоких температурах можно затупить острие так, что его радиус увеличится до нескольких микрон. Наиболее эффективен нагрев для острий, у которых r не превышает 1 мкм. На рис. 9 показано изменение радиуса вершины вольфрамового острья в зависимости от времени прогрева при температуре 2800°К . Сравнительно быстрое вначале затупление в дальнейшем, когда r достигает значения около 0,7 мкм, замедляется [38]. При прогреве вольфрамовых электродов, имевших форму сферы (диаметром 6,25 мм) и плоскости, не удавалось сгладить выступающие части поверхности так, чтобы коэффициент усиления поля μ стал меньше 10 [28]. Затупление выступов легко-

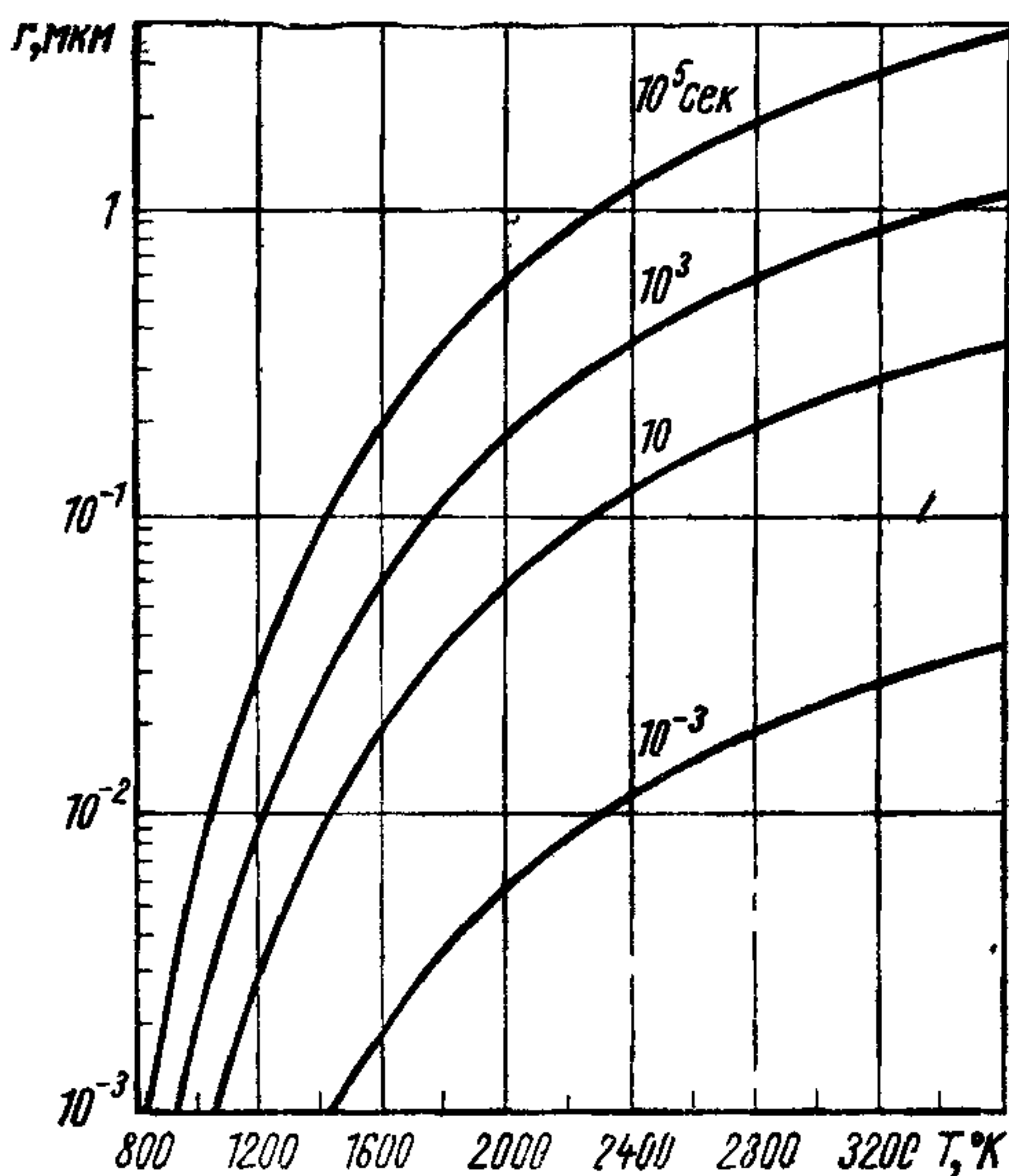


Рис 8 Изменение радиуса вершины вольфрамового острья, прогреваемого в течение указанного на кривых времени при различных температурах

плавких металлов (Fe, Pt и Ni) происходит с большими скоростями.

При наличии электрического поля миграция атомов определяется совместным действием сил электрического поля и поверхностного натяжения. Скорость изменения высоты острого выступа в этом случае

$$\left(\frac{dh}{dt}\right)_E = \left(\frac{dh}{dt}\right)_0 \left(1 - \frac{r}{\alpha_s} \cdot \frac{\epsilon_0 E^2}{8\pi}\right), \quad (12)$$

где E — напряженность на вершине выступа. Действие электростатических сил может полностью компенсировать поверхностное натяжение: $\epsilon_0 E^2/8\pi = \alpha_s/r$. Скорость миграции в этом случае $(dh/dt)_E = 0$, и геометрическая форма нагреваемого выступа не

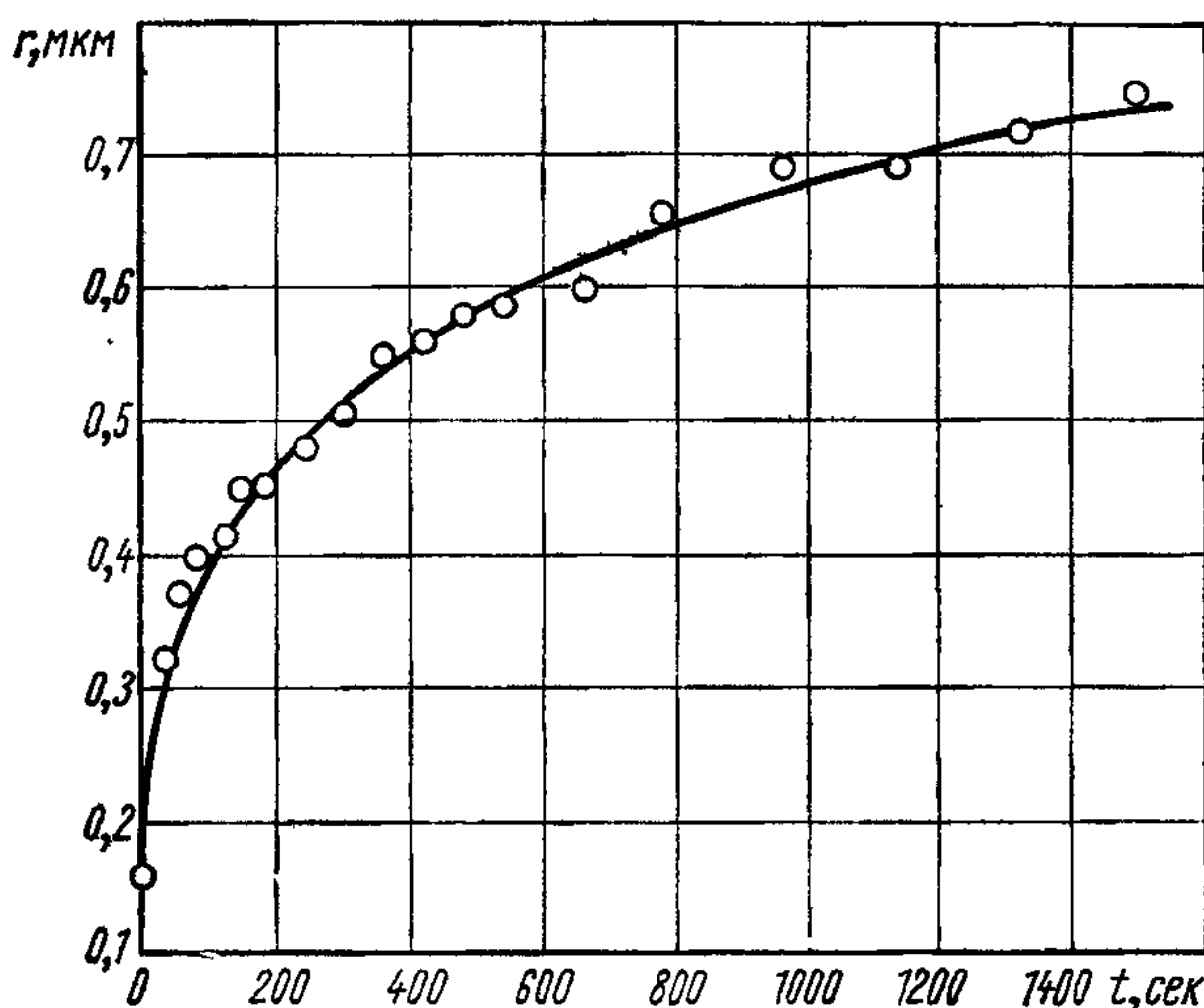


Рис. 9. Изменение радиуса вершины вольфрамового острого в зависимости от длительности прогрева при температуре 2800°K .

меняется. Это позволяет, в частности, измерить поверхностное натяжение металла при температурах ниже точки плавления. Для вольфрама при температуре 2000°K и $r=0,55$ мкм равновесие достигалось в полях с $E \approx 1,1 \cdot 10^6$ в/мм, что соответствует значениям $\alpha_s=0,029$ н/см (при $T=3380^\circ \text{K}$, $\alpha_s=0,023$ н/см). Аналогичные оценки для молибдена в области температур 1200 — 1900°K дают значение $\alpha_s=0,026$ н/см (для жидкого молибдена $\alpha_s=0,0208$ н/см) [41].

При дальнейшем увеличении напряженности электрического поля атомы металла начинают мигрировать от основания к вершине острого, что приводит к перестройке и росту его. Время перестройки экспоненциально зависит от температуры

$$t \sim \exp(Q_E/kT). \quad (13)$$

Существенно, что под влиянием электрического поля происходит значительное уменьшение энергии активации поверхностной диффузии Q_E и соответствующее увеличение скорости миграции. В табл. 2 представлены измеренные значения энергий активации поверхностной диффузии на вольфраме и молибдене при $E=0$ и $E \neq 0$, когда наблюдалась перестройка острий.

Таблица 2

Измеренные значения энергий активации поверхностной диффузии на вольфраме и молибдене ($E=0$)

Металл	Энергия активации, эв/атом	Направление миграции	Область температур, °К	Литература
Вольфрам	$3,5 \pm 0,3$	Затупление	1200—1500	[40a]
»	$3,2 \pm 0,2$	»	1200—1600	[40]
»	$3,14 \pm 0,08$	»	1800—2700	[39]
Молибден	$2,86 \pm 0,15$	»	1200—1900	[41]
Вольфрам	$2,36 \pm 0,2$	Рост	1200—1600	[43]
»	$2,44 \pm 0,05$	»	1700—2100	[44]
Молибден	$2,00 \pm 0,05$	»	1200—1900	[41]

Изменение формы эмиттирующего острия в электронном прое­кторе наблюдалось многими авторами [41, 43, 44]. Происходящая в электрическом поле перестройка острия связана обычно с превращением вершины его из округлой в граневую. В поле напряженностью приблизительно 10 Мв/мм на гладком вольфрамовом аноде, нагретом до температуры около 1000° К , за время примерно 20 мин возникало большое число острых выступов с коэффициентом $\mu \approx 3 \div 4$. Поле обратной полярности напряженностью приблизительно $4,3 \text{ Мв/мм}$, приложенное к поверхности, на которой уже имелись некоторые неровности, приводило ко росту их уже при комнатной температуре [28].

Наличие на поверхности загрязнений существенно облегчает поверхностную диффузию и снижает значение напряженности электрического поля, при котором происходит изменение направления диффузии (в места с более высокой локальной напряженностью поля). Формально это объясняется уменьшением энергии активации поверхностной диффузии и поверхностного натяжения при наличии загрязнений. Существенно подчеркнуть, что мигрируют не только сами загрязнения, но и атомы основного материала.

Изменения, происходящие на поверхности электродов в электрическом поле, наблюдались в работе Л. В. Тарасовой и др. [45]. Ими производилась микрокиносъемка поверхностей

медных электродов, имевших заостренную форму с радиусом вершины около 0,1 мм. Электроды находились в вакууме порядка 10^{-5} мм рт. ст. с непрерывной откачкой масляным диффузионным насосом без вымораживания паров масла. В первой серии опытов электроды были покрыты значительной пленкой масла. В таком состоянии они обычно находятся, если система

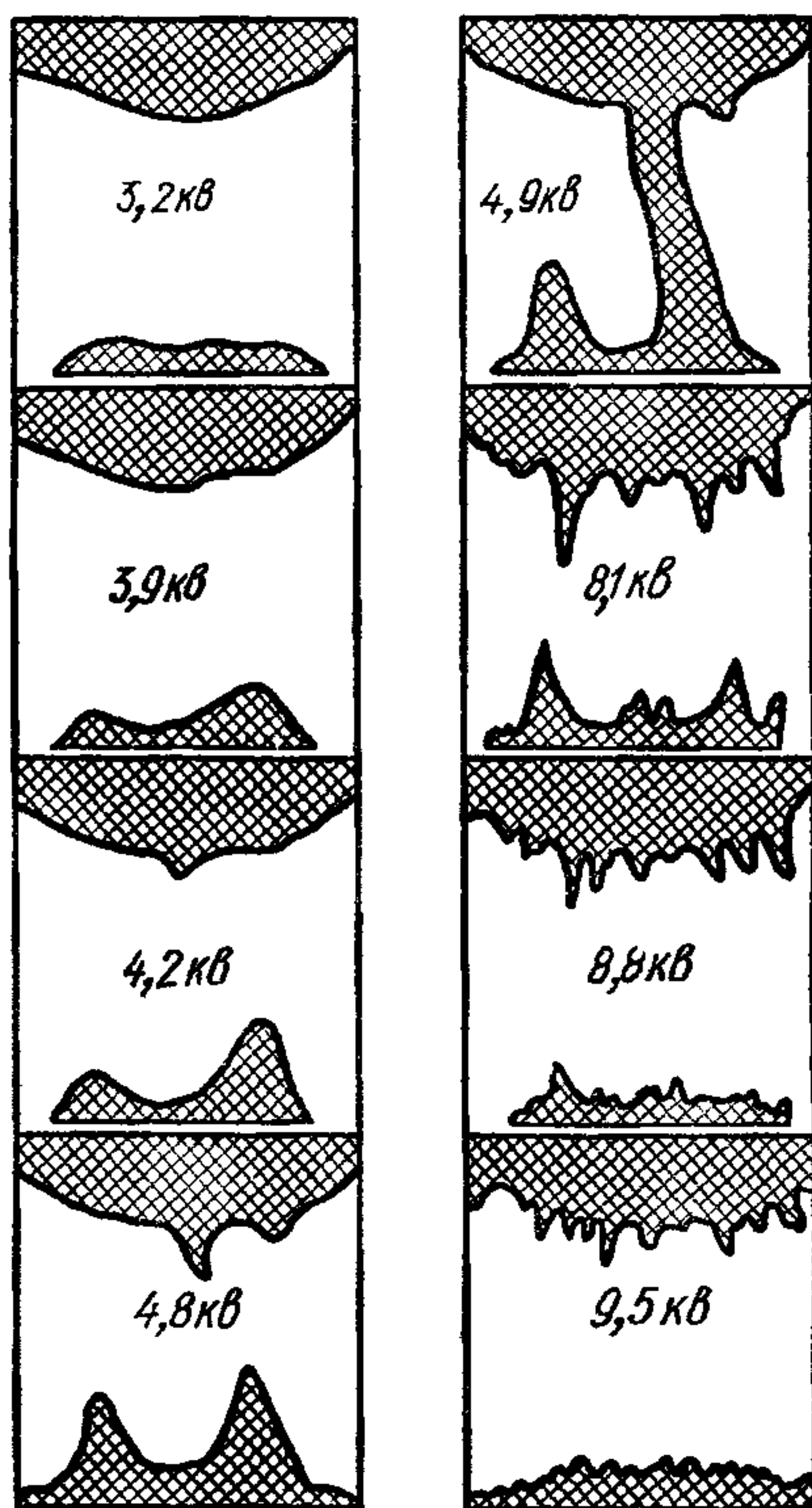


Рис 10. Рост масляных выступов на электродах в результате приложения высокого напряжения

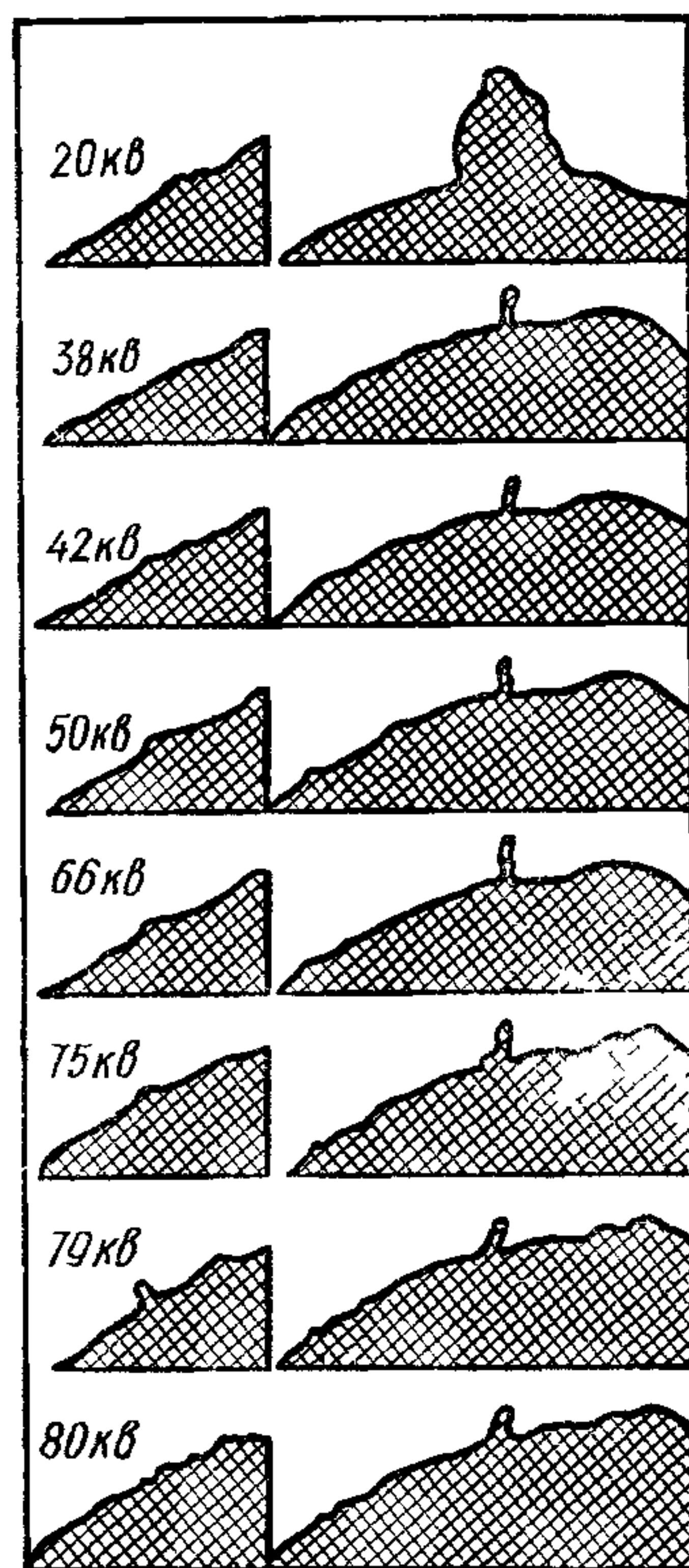


Рис. 11. Рост металлического острого выступа на аноде.

откачивается паромасляным насосом в течение нескольких дней. Во второй серии опытов электроды промывались растворителями, но пары масла опять не вымораживались. Удалось отчетливо наблюдать изменение формы поверхности электродов: перемещение крупных частиц, рост и исчезновение отдельных острых выступов. На рис. 10 приведены фотографии поверхностей электродов, загрязненных пленкой масла. Расстояние между электродами равно 0,1 мм. Верхний электрод — катод, нижний — анод. Выступы, образуемые пленкой масла, удлиняются с ростом напряжения, радиус кривизны вершины уменьшается. Грубая оценка размеров радиуса вершины из условия

стабильности $2\alpha_s/r \approx \epsilon_0 E^2/8\pi$ для разных напряжений дает результат, совпадающий с опубликованными экспериментальными данными.

На рис. 11 приведено изменение профиля анода во второй серии экспериментов. Расстояние между электродами примерно 1 мм. Слева — участок анода, воспроизведенный с увеличением примерно в 2,7 раза больше, чем правый ряд фотографии. На левых фотографиях отчетливо виден рост острого выступа и его отрыв (при 80 кВ), вызвавший пробой промежутка. Справа на рис. 11 видна круглая частица (десятки микрон), слабо связанная с поверхностью анода. Ее отрыв (при напряжении 20 кВ) не сопровождался пробоем вакуумного зазора. Справа при 38—80 кВ виден выступ длиной около 20 мкм, прочно скрепленный с электродом. Пробой, который произошел перед кадром при 75 кВ, был локализован, по-видимому, справа от тонкого выступа и привел к сильному изменению профиля вершины анода.

Образование выступов в электрическом поле на пленках распыленного в вакууме металла наблюдали Судан и Гонзалес-Перец [46]. Исследовалась электронная эмиссия с холодной вольфрамовой нити, на которую могли осаждаться пары меди. Медь распылялась при электрическом пробое вспомогательного вакуумного промежутка, образованного медными электродами. Откачка системы ионным насосом сводила к минимуму возможные загрязнения. Измерения проводили в вакууме порядка 10^{-9} мм рт. ст. После пробоя между медными электродами электронный ток с вольфрамовой нити, наблюдавшийся по свечению флуоресцирующего экрана, возникал при напряжении, примерно в 2,5 раза меньшем, чем для незапыленной нити. Эмиссия происходила из отдельных центров на той части поверхности вольфрамовой нити, которая обращена в сторону вспомогательных электродов. Часть центров со временем пропадала, что свидетельствовало об уничтожении выступов. Картина повторялась при последующих пробоях вспомогательного промежутка. Подобное явление наблюдал и Джединак [29].

Появление острых выступов на поверхности электродов может быть связано с ростом нитевидных кристаллов (вискеров или усов), которые характеризуются высоким совершенством структуры и очень большим отношением длины кристалла к его диаметру (до 1000 и более, согласно работе [47]). Эти нитевидные кристаллы образуются на поверхности электродов или специальной подложки при конденсации на них перенасыщенных металлических паров. Наиболее благоприятные условия для зарождения и роста нитевидных кристаллов создаются в местах, где температура подложки составляет 0,5—0,7 температуры плавления конденсирующегося вещества, а степень перенасыщения паров порядка 10. Давление остаточных газов около

10^{-6} мм рт. ст., причем в их составе содержание кислорода должно быть минимальным. В этих условиях и при давлении конденсирующихся паров 10^{-6} — 10^{-5} мм рт. ст. скорость увеличения высоты нитевидных кристаллов может достигать нескольких микрон в минуту. При менее благоприятных условиях, например при более низкой температуре подложки, скорость на несколько порядков ниже.

В отсутствие электрического поля самопроизвольный рост нитевидных кристаллов наблюдали при нагревании до 200 — 700°C таких металлов, как латунь, медь, золото, железо, свинец, молибден, никель, тантал, вольфрам, серебро и другие [48]. После 30 — 100 ч прогрева можно было с помощью электронного микроскопа наблюдать многочисленные кристаллы высотой 1 — 2 мкм. Самопроизвольный рост кристаллов наблюдали также на тонких металлических слоях, созданных гальванопластикой и другими способами [47], причем скорость роста очень сильно увеличивалась с температурой подложки и была значительно выше при наличии в подложке механических напряжений.

Очень тонкие нитевидные кристаллы диаметром порядка 100 Å и длиной до 10 мкм выращивали при осаждении паров металла, испаряемых нагреванием в высоком вакууме [49, 50]. Время роста нитевидных кристаллов из титана, платины, железа, молибдена, меди, золота, серебра, алюминия и др. (до высоты 10 мкм) при давлении паров металлов 10^{-5} мм рт. ст. составляло 5 — 10 мин. В наиболее благоприятных условиях могли возникать и значительно более толстые кристаллы диаметром до 1 — 20 мкм.

Работа электродов в вакууме при наличии высокой напряженности электрического поля и межэлектродного тока может способствовать образованию и росту рассматриваемых нитевидных кристаллов. В результате местного нагрева электродов или катодного распыления в некоторых местах может создаться повышенная концентрация паров металла, значительно превосходящая равновесную, соответствующую средней температуре электродов. В таких условиях может происходить рост нитевидных кристаллов, что и наблюдается экспериментально [29]. П. В. Пошехонов с сотрудниками изучали образование нитевидных кристаллов на сетках мощных модуляторных ламп [51—53]. В этих лампах используется оксидный катод, а сетки изготавливаются из вольфрама или молибдена, покрытых золотом. Во время работы лампы температура некоторых ее элементов такова, что материал может испаряться. Вблизи мест испарения имеются участки электродной поверхности с более низкой температурой, более оптимальной для образования и роста нитевидных кристаллов. При исследовании микроструктуры поверхности сеток с помощью электронного микроскопа и автоэлектронного цилиндрического проектора были обнаружены золотые

острые выступы на витках золоченых сеток после нескольких часов их работы. Число и высота выступов зависели от температуры сетки. Усредненные величины, отражающие эту зависимость, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Средние высоты нитевидных кристаллов и их число в зависимости от температуры сетки из золоченой молибденовой нити диаметром 0,3 мм

Температура нити, °С	Высота кристаллов, мкм	Количество кристаллов на длине 1 мм	Температура нити, °С	Высота кристаллов, мкм	Количество кристаллов на длине 1 мм
20	—	0	700	5,5	500
300	1,5	20	800	3	80
500	4	120			

Диаметр образовавшихся кристаллов изменялся от 0,06 до 2 мкм. При более низкой температуре сетки относительное число толстых кристаллов было больше. Кроме кристаллов из золота наблюдались также образования нитевидных кристаллов из продуктов испарения оксидного катода. Наиболее интенсивный рост таких кристаллов происходил при температуре сетки около 600° С, которая довольно близка к рабочей температуре сеток мощных модуляторных ламп.

В работе [53] исследовалось влияние электрического поля на образование нитевидных кристаллов. Было найдено, что электрическое поле, приложенное к подложке во время образования и роста кристаллов, приводит к заметной ориентации кристаллов в направлении поля. Приложение электрического поля средней напряженностью 30 кВ/мм в случае, когда подложка (нить) с предварительно выращенными кристаллами была катодом, приводило к разрушению нитевидных кристаллов; локальная напряженность на вершине кристаллов достигала при этом 0,4—2 МВ/мм. Воздействие электрического поля такой же напряженностью при обратной полярности не вызывало заметного изменения микрорельефа, если ток, идущий с противоположного электрода, не достигал силы нескольких микроампер. Увеличение этого тока, т. е. интенсивности электронной бомбардировки, сопровождалось плавлением кристаллов, однако их полное разрушение происходило лишь при разогреве подложки до температуры плавления ее золотого покрытия. Авторы считают, что более быстрое разрушение нитевидных кристаллов в электрическом поле при отрицательной полярности подложки связано с выделением джоулева тепла в кристалле из-за протекания по нему автоэлектронного тока, эмиттируемого вершиной кристалла. В этой же работе наблюдали отрыв в электрическом поле целых кристаллов от подложки.

2.4. НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ

Из предыдущих разделов нетрудно заключить, что контроль состояния поверхности электродов должен отражать, по крайней мере, три основные характеристики поверхности: микро-рельеф, поверхностные загрязнения и свойства основной поверхности электродов. При этом последние две характеристики важны не только из-за того, что от них непосредственно зависит эмиссия электронов и ионов с поверхности, газовыделение, испаряемость и пр., но также из-за влияния их на поверхностную диффузию, которая при длительном приложении электрического поля может привести к опасному росту выступов и локальной концентрации загрязнений.

В этом отношении состояние поверхности электродов сравнительно просто и с достаточной полнотой контролируется только в случае электродов в виде одиночных острий или тонких нитей. При таких электродах исключительно ценным средством контроля оказывается автоэлектронный проектор, безлинзовый эмиссионный микроскоп очень простой конструкции, обладающий громадными увеличением и разрешающей способностью. При исследуемом электроде в виде острия автоэлектронный проектор, называемый по имени его изобретателя проектором Мюллера [54], позволяет получать увеличение до 10^6 и разрешение порядка 10 \AA . В таком проекторе исследуемое острие помещают примерно в центре сферической или конической стеклянной колбы. На внутреннюю поверхность колбы напротив острия наносят люминофор и покрывают его тонким металлическим слоем для создания электропроводности. Колбу откачивают до глубокого вакуума, а к исследуемому острию прикладывают отрицательное напряжение несколько киловольт относительно металлического слоя, покрывающего люминофор. При этом на вершине острия возникает автоэлектронная эмиссия, эмиттируемые электроны расширяющимся пучком движутся к стенкам колбы и создают на люминесцентном экране сильно увеличенное изображение эмиттирующей поверхности.

В тех случаях, когда исследуемое острие изготавливают электрохимическим травлением с последующим сглаживанием вершины острия прокалкой в вакууме (обычная технология изготовления острий [55]), острие имеет вид усеченного конуса со сферической головкой, как это показано на рис. 12. Распределение электрического поля вблизи острия в этом случае наиболее точно аппроксимируется совокупностью легко рассчитываемых полей: поля гиперболоида вращения с асимптотами, соответствующими углу раствора конуса, и поля сферы радиуса, равного радиусу вершины реального острия [56]. Эта аппроксимация позволяет рассчитать траектории электронов, вычислить получаемое в проекторе увеличение, разрешение и пр., а также

решить и обратную задачу: по полученному изображению определить форму эмиттирующей поверхности. В тех случаях, когда необходимо знать только радиус кривизны эмиттирующей поверхности на вершине острия, оказывается достаточным определить только одну точку вольт-амперной характеристики

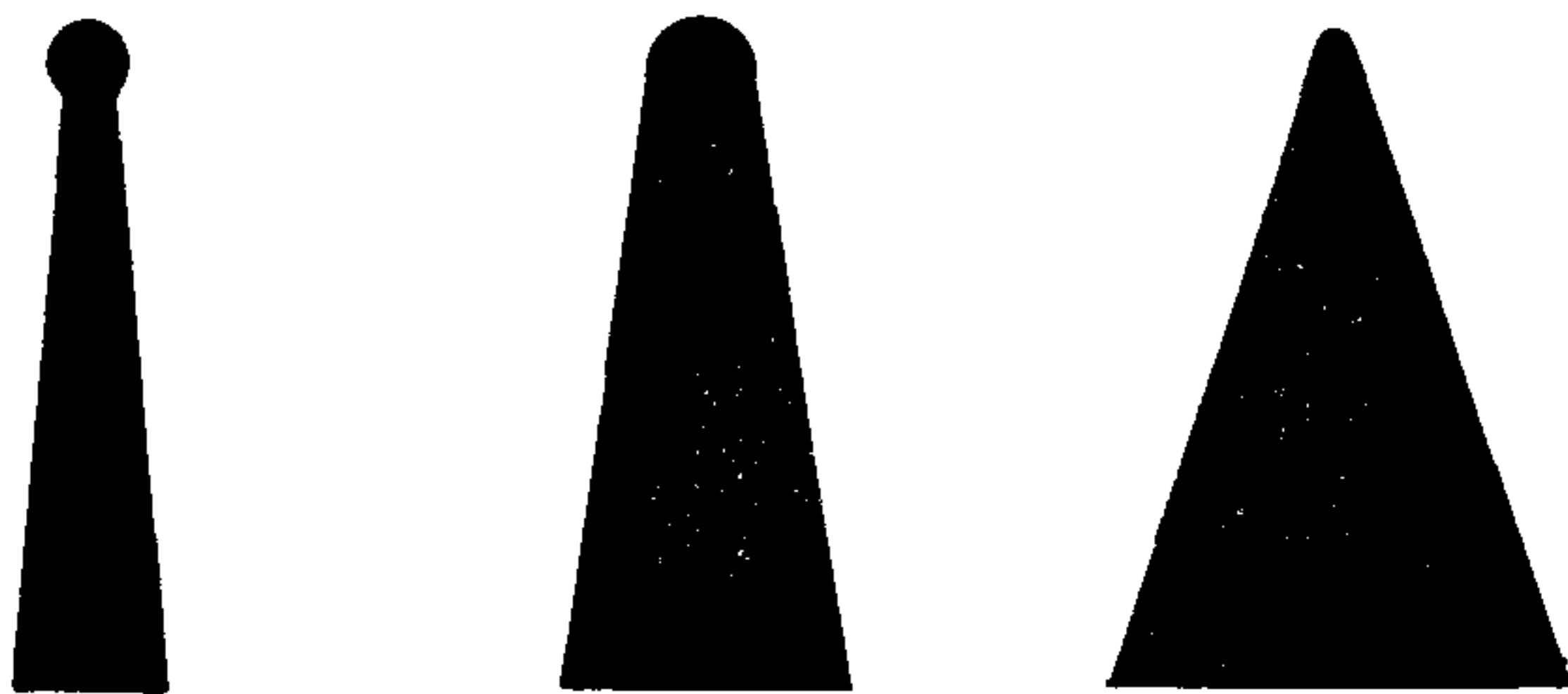


Рис. 12. Формы острых выступов, получаемых электрохимическим травлением с последующим термическим сглаживанием.

автоэлектронной эмиссии с острия и воспользоваться соотношением, полученным Дрехслером и Хенкелем [56]:

$$r = 0,15U/\Phi, \quad (14)$$

где r — искомый радиус Å ; Φ — работа выхода, эв; U — напряжение, в, при котором автоэлектронный ток равен 10 мка.

Так как автоэлектронная эмиссия зависит не только от напряженности поля, но и от работы выхода, то эмиссионная картина, получаемая на экране электронного проектора, отражает не только форму эмиттирующей поверхности, но и наличие на ней различного рода загрязнений, адсорбированных газов и пр. Это позволяет детально исследовать многие поверхностные процессы, такие, как адсорбция, поверхностная диффузия, поверхностная ионизация, изменение структуры и формы эмиттирующего острия при различных воздействиях на него и т. д. Исследования, проведенные с помощью электронных проекторов, позволили выяснить много важных деталей процессов, связанных с электропрочностью вакуумной изоляции. Во многих местах настоящей книги приводятся результаты исследований, проведенных с помощью электронных проекторов.

Значительно сложнее контроль состояния поверхности электродов не столь малых размеров, как острие или тонкая нить, например, в случае плоских электродов сантиметровых размеров. Неоднократно говорилось, что наиболее существенным свойством микрорельефа таких электродов является наличие на поверхности катода острых выступов, способных эмиттировать автоэлектронный ток. Отмечалось также, что обычные методы контроля микрорельефа поверхности (например, применяемые в машиностроении) не позволяют надежно обнару-

живать такие выступы. Действительно, число аномально больших выступов на 1 см^2 электродной поверхности может измеряться всего единицами, а размеры выступов в плане значительно меньше 1 мкм^2 . Если попытаться обнаружить такие выступы, например, путем микроскопического обследования всей поверхности, то для обнаружения одного выступа необходимо просмотреть 10^4 — 10^6 различных участков поверхности. Так как на каждом участке будет немало различных деталей микро-рельефа, то надежно зафиксировать таким методом аномально большие выступы на электродах площадью более 1 см^2 практически невозможно. То же самое можно сказать не только о микроскопическом, но и любом другом методе обследования поверхности. Ясно, что успешным может быть метод, при котором аномально большие и редкие выступы как бы выявляют сами себя.

Один из таких методов, впервые успешно примененный Литтлом и др. [27, 28], был описан в разд. 2.2. Этот метод основан на предварительном поиске мест расположения выступов с помощью люминесцентного анода — экрана, который светится в местах попадания на него электронов, эмиттированных указанными выступами. Зафиксировав таким образом район расположения аномально большого выступа, проводят уже подробное микроскопическое обследование только этого сравнительно небольшого участка. Однако в подавляющем большинстве случаев важно знать не столько места расположения указанных выступов, как параметры этих выступов, например коэффициент усиления электрического поля на вершинах выступов, размеры эмиттирующей поверхности и т. п. Поэтому вполне естественно, что для определения указанных параметров попытались прежде всего использовать характеристики тока, текущего между электродами при напряжении ниже пробивного.

Обычно лучшему состоянию электродной поверхности соответствуют меньшие значения силы тока при прочих неизменных условиях. Поэтому наиболее простой метод оценки состояния поверхности заключается в измерении силы межэлектродного тока при каком-то определенном значении напряжения. Такой метод относительной оценки состояния электродов нередко используют в процессе тренировки электродов длительным приложением напряжения, тлеющим разрядом и пр. При этом нередко оказывается более простым измерять создаваемое током рентгеновское излучение. Однако такой метод контроля сугубо относителен и для каждой конкретной конструкции приходится опытным путем определять силу токов, соответствующих различным электропрочностям вакуумного зазора.

Большой универсальностью и информационной емкостью обладает другой метод, основанный на обработке кривой зависимости межэлектродного тока от напряжения между электро-

дами. Считая, что весь ток — это ток автоэлектронной эмиссии с острых и больших катодных выступов (обоснование и критику этого метода см. в разд. 3.2), подставляют экспериментальные данные о зависимости тока от напряжения в формулу автоэлектронной эмиссии и определяют по ней эквивалентное значение эмиттирующей площади $A_{эм}$ и усредненное значение кратности увеличения поля на вершине эмиттирующих выступов μ [см. формулу (16)]. Оба определенных таким образом параметра, особенно μ , принимают за параметры, характеризующие состояние поверхности катода. Практическим обоснованием такого критерия во многих случаях, особенно при небольших межэлектродных расстояниях, служит определенная корреляция: чем меньше μ , тем больше пробивное напряжение. Поэтому расчетные значения μ_p и A_p могут служить полезными индикаторами состояния катодной поверхности, особенно при конструкциях с небольшими межэлектродными расстояниями. В случае больших межэлектродных расстояний и соответственно больших рабочих напряжений токи при напряжении ниже пробивного существенно меньше, чем в случае малых зазоров, что может затруднить снятие вольт-амперных характеристик.

Большим преимуществом μ_p как индикатора состояния поверхности является возможность оценки электропрочности вакуумного зазора в процессе обработки электродов или их тренировки без непосредственного определения пробивного напряжения, что нередко сопряжено с опасностью порчи поверхности электродов или нежелательно по другим причинам. Кроме того, значения μ_p при разных материалах электродов, но идентичной их обработке не сильно различаются, т. е. μ_p является довольно универсальным критерием. Отметим, что высококачественной обработке электродов соответствуют значения $\mu_p = 10 \div 40$; при электродах, не подвергающихся такой обработке (например, если ограничились только механической обработкой), значения μ_p на один или два порядка больше.

При определении значения μ_p по вольт-амперной характеристике в формулу для автоэлектронной эмиссии подставляют значение работы выхода, соответствующее чистометаллической поверхности катода. Однако наличие на поверхности катода диэлектрических пленок и загрязняющих примесей с пониженной работой выхода сильно повышает электронную эмиссию с катода. Поэтому расчетный параметр μ_p характеризует не только микрорельеф, но в какой-то мере и чистоту поверхности, т. е. при неизменном микрорельефе расчетное значение μ_p будет выше, когда на поверхности имеются загрязнения. Во многих случаях даже удобно, что μ_p может быть обобщающим критерием состояния поверхности электродов. Но часто желательно разделить факторы, характеризующие микрорельеф и наличие загрязнений.

Как описано в гл. 3, при недостаточно чистой поверхности электродов возникновению пробоев при постоянном напряжении на межэлектродных зазорах более 1—2 мм предшествует появление микроразрядов, самогасящихся импульсов тока. Чем чище поверхность, тем выше порог возникновения микроразрядов. Если поверхность электродов полностью свободна от загрязнений, включая окисные пленки и адсорбированные пары органических соединений, микроразряды вообще не возникают. Поэтому микроразряды, как это предложил А. Л. Радионовский, могут быть простейшим индикатором загрязнений электродной поверхности.

В качестве очень чувствительного индикатора наличия на поверхности электродов диэлектрических включений и тонких пленок, например окисных, П. Н. Чистяков предложил использовать послеразрядную эмиссию [57]. Как показывает само название, эта эмиссия наблюдается после прохождения между электродами электрического разряда, причем только при наличии на поверхности электродов диэлектрических пленок или включений. Во время разряда в результате эмиссии электронов под действием ультрафиолетового излучения и бомбардировки ионами, а также осаждения ионов на поверхности диэлектрических пленок возникает положительный заряд, сохраняющийся в течение нескольких секунд и даже минут после окончания разряда. Под действием электрического поля этого заряда электрод эмиттирует электроны даже в отсутствие внешнего электрического поля. За исключением тех случаев, когда диэлектрическая пленка на катод нанесена специально, ток послеразрядной эмиссии очень мал (10^{-14} — 10^{-18} а/см²) и в своем нижнем пределе соизмерим с фоновым током, возникающим под действием космического излучения и излучения радиоактивных источников Земли. Чтобы при измерении столь малых токов исключить влияние других видов электронной эмиссии, необходимо соблюдать предосторожности: электроды при измерениях должны находиться в полной темноте; при температуре не выше комнатной; внешнее электрическое поле у поверхности электродов должно быть меньше 1 кв/мм.

Если электроды находятся в вакууме, то наиболее чувствительным методом измерения малых электронных токов может быть счет отдельных электронов с помощью вторичноэлектронных умножителей или регистрации вспышек в специальных сцинтилляторах. Одним из простых способов измерения токов послеразрядной эмиссии является метод импульсного пробоя. В этом случае камеру наполняют тщательно очищенным инертным газом до давления 10—20 мм рт. ст., а к электродам прикладывают прямоугольный импульс напряжения с амплитудой, более чем в 1,5 раза превышающей напряжение статического пробоя. При столь большом перенапряжении первый же эмиттированный катодом электрон рождает электронную лавину,

перерастающую в пробой. Время запаздывания возникновения пробоя практически равно промежутку времени от подачи напряжения до появления первого электрона с катода. Поэтому, измеряя среднее время запаздывания возникновения пробоя, можно определить средний интервал между отдельными эмит-

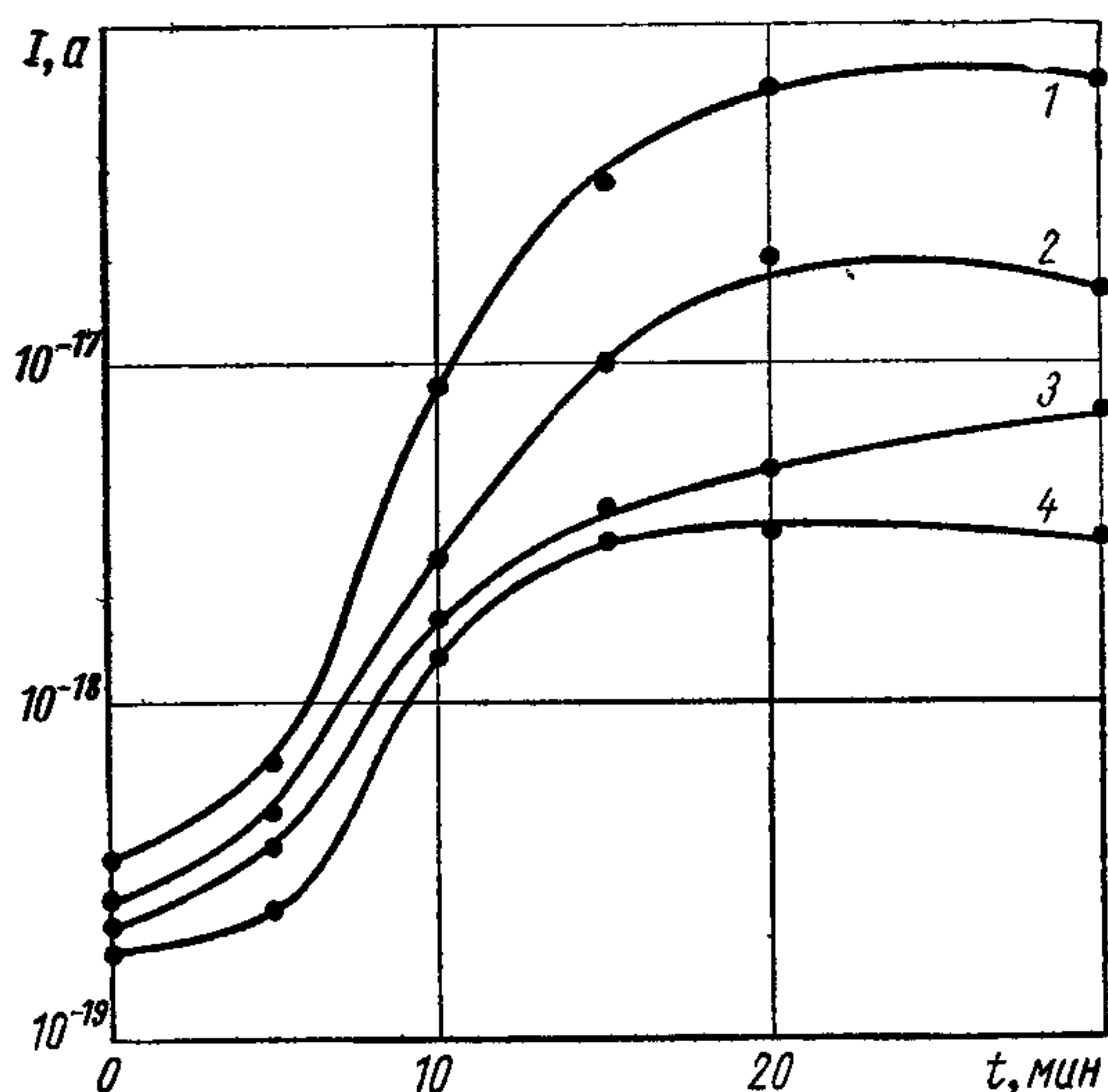


Рис. 13 Зависимость послеразрядной эмиссии от длительности пребывания электродов в атмосфере паров масла ПФМС-2 (Кривые 1—4 получены спустя соответственно 10, 30, 60 и 90 сек после окончания разряда, возбуждающего послеразрядную эмиссию.)

тированными катодом электронами и, следовательно, величину электронного тока.

Возможность применения послеразрядной эмиссии для оценки состояния поверхности электродов иллюстрируется на рис 13, где приведены зависимости силы тока послеразрядной эмиссии от длительности нахождения тщательно очищенных электродов в вакууме, содержащем пары диффузионного масла. Количество паров примерно соответствовало количеству их в остаточном газе вакуумной камеры, откачиваемой паромасляным диффузионным насосом без охлаждаемой ловушки [58]. Из приведенного рисунка видна большая чувствительность послеразрядной эмиссии: она позволяет обнаруживать диэлектрические пленки (в данном случае масляную) толщиной, соизмеримой с толщиной мономолекулярного слоя.

Метод измерения запаздывания импульсного пробоя при всех его достоинствах (простота, чувствительность и т. п.) позволяет в лучшем случае установить лишь общую количественную характеристику загрязнения поверхности электродов без расшифровки характера загрязнений, распределения их по

поверхности и т. п. В этом смысле он аналогичен другим методам определения чистоты катодной поверхности, например по работе выхода, стабильности и величине нормального катодного падения в тлеющем разряде, величине сухого трения, по характеру конденсации перенасыщенных паров и т. д.

В то же время для вакуумной электроизоляции далеко не безразличен характер распределения загрязнений по электродной поверхности. Для процессов, вызываемых пробой, очень важны локальные характеристики, например плотность тока, а не общая величина тока. В этом смысле отдельные микроскопические вкрапления, сконцентрированные загрязнения могут вызвать более серьезные отрицательные последствия, чем равномерно распределенный тонкий диэлектрический слой. Другими словами, характер влияния загрязнений на электропрочность в какой-то мере аналогичен влиянию на нее микро-рельефа катода, когда более важна не общая шероховатость поверхности, а наличие аномально больших, хотя и редко расположенных выступов. Основное отличие заключается в том, что распределенное по поверхности загрязнение в большей степени, чем шероховатость поверхности, способствует образованию существенных локальных неоднородностей.

Указанные обстоятельства делают более желательными методы измерения послеразрядной эмиссии — индикатора состояния поверхности электродов, при которых помимо определения общего тока можно выявлять и места повышенной плотности тока. Такие измерения могут быть осуществлены в вакууме с помощью регистрации вспышек в люминесцентном аноде — экране и возбуждения послеразрядной эмиссии, например, слабым потоком ионов. При этом представляется перспективным сочетание измерений послеразрядной эмиссии, проводимых при малых и при больших напряжениях, когда возникает автоэлектронная эмиссия с наиболее острых выступов. Совместный анализ полученных характеристик, включая вычисление μ_p и A_p , позволит получить значительно более полное представление о состоянии поверхности электродов. При этом, изменяя полярность электродов, можно получить сведения о состоянии и анода.

2.5. БЕСПРОБОЙНЫЕ МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ СОСТОЯНИЯ (КОНДИЦИОНИРОВАНИЯ) ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ

Вопросам вакуумной гигиены и предварительной обработки деталей электровакуумных приборов посвящена довольно обширная специальная литература [59—64]. Это избавляет от необходимости освещать многие вопросы подготовки деталей, работающих в вакууме, и позволяет сосредоточить внимание лишь на тех сторонах обработки электродов, которые непосредственно связаны с электропрочностью вакуумной изоляции.

В лабораторной практике предварительная обработка электродов перед установкой их в вакуум заключается в шлифовке и полировке рабочей поверхности, например, вольфрамовыми сетками. При этом избегают применения каких-либо паст, содержащих органические соединения. Для последующего обезжиривания электродов применение различных растворителей при надлежащей их чистоте примерно одинаково влияет на электропрочность. Однако после мытья электродов в растворителе необходимо удалить остатки растворителя, не давая ему высухать на рабочей поверхности электродов. После обезжиривания не допускается прикосновение к электродам руками или необезжиренным инструментом. Хорошие результаты дает также и электрополировка при специально подобранном режиме и принятии мер против последующего появления на поверхности окислов [65].

По данным работы [32], электрополировка не дает лучшую, чем тщательная механическая полировка, поверхность, но все же на заключительной стадии обработки электрополировка предпочтительнее, так как, выявляя дефекты структуры поверхности, наличие инородных включений (помимо убыстрения процесса приготовления поверхности), она облегчает контроль качества поверхности. Пробивное напряжение повышается и при механическом упрочнении поверхностного слоя рабочей части электродов. Так, поверхностная закалка стальных электродов может повысить пробивное напряжение почти в 1,8 раза [66]. Повышение пробивной прочности электродов из меди наблюдалось, когда их поверхность была упрочнена наклепом.

Большое внимание должно быть уделено борьбе с пылью. По измерениям Н. Б. Розановой, пробивное напряжение для никелевых электродов при зазоре 0,4 мм снижалось с 65 до 7—9 кВ, если на электродах появлялись свободно лежащие металлические крупинки размером 5—40 мкм [67]. Аналогичные результаты были получены в работе [68]. При исследовании работы высоковольтных модуляторных ламп было установлено, что загрязнения, остающиеся после сборки ламп в виде ворсинок и металлических частиц, образующихся из выплесков металла при сварке, в несколько раз снижают пробивное напряжение при наличии вибрации, видимо, из-за облегченного отрыва частиц от электродов [68а].

Источником загрязнения электродов может быть сама вакуумная камера. Так, в работе [69] в общей вакуумной камере над электродами была расположена небольшая металлическая трубка, не прошедшая специальной очистки от пыли. Когда по этой трубке ударяли, то между электродами возникал пробой, хотя напряжение на них было значительно ниже обычного пробивного. Время запаздывания пробоя относительно удара соответствовало времени свободного падения тела в вакууме от трубки до электродов. В экспериментах Дональ-

сона и Рабиновича наблюдалось двукратное снижение пробивного напряжения после сильного нагрева небольшого участка стеклянной трубки, находившейся недалеко от электродов [70]. Электронномикроскопическая проверка показала, что при сильном нагреве стекла из него выделяются пары щелочных металлов, конденсирующиеся затем на окружающих деталях в виде шариков диаметром меньше 1 мкм. Это и привело к снижению пробивного напряжения. В настоящее время для очистки электродов от слабо связанных с поверхностью частиц (пыли и др.) и для механического упрочнения поверхности широко применяется ультразвуковая обработка.

Обычно считается желательным после установки электродной системы на рабочее место в кинетической (постоянно откачиваемой) вакуумной системе провести и обезгаживание электродов путем длительного их нагрева. Для статических (отпаянных) вакуумных систем тщательное обезгаживание электродов перед отпайкой является обязательным. Практически всегда медленный, но продолжительный прогрев электродов до нескольких сот градусов благоприятно сказывается на вакуумной изоляции. Однако в недостаточно чистых вакуумных условиях прогрев (особенно если он производится с помощью электронной бомбардировки или осуществляется быстро) может привести к нежелательным последствиям из-за образования углеродсодержащих или окисных пленок [71, 72]. Кроме того, при прогреве до высокой температуры могут увеличиться микронеровности на поверхности в результате перекристаллизации и поверхностной диффузии; возможно образование аномально больших и острых выступов, что ухудшает вакуумную изоляцию. Видимо, влиянием таких нежелательных процессов при прогреве можно объяснить результаты изучения влияния прогрева электродов на пробивное напряжение, приведенные ниже. Измерения были сделаны для стальных электродов при зазоре 1 мм и давлении 10^{-7} — 10^{-8} мм рт. ст. [73].

Обработка	$U_{пр}$, кв
1. Прогрев при 650°C в течение 1 ч	102
2. Дополнительный прогрев катода при 900°C 3 ч, анода при 650° 1 ч	80
3. После п. 2 напыление слоя меди 10 мкм на катод и последующий прогрев электродов при 650°C 1 ч	94
4. После п. 2 прогрев катода при 900°C 1 ч и при 1200°C 3 мин; напыление меди 19 мкм на катод и прогрев электродов при 650°C 1 ч	80

Слой меди напыляли в вакууме 10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст. для получения поверхностного слоя, свободного от растворенных газов, хотя такой метод получения чистых поверхностей не безупречен. Напыление не привело к улучшению вакуумной изоляции. Возможно, что здесь сказалась недостаточная моно-

литность напыленного слоя. Однако такой результат показывает, что если и существует отрицательное влияние растворенного газа на пробой, то оно незначительно. Такой же вывод напрашивается и из работы [74], где при рабочей температуре никелевых электродов от комнатной до 800°С импульсное пробивное напряжение оставалось неизменным с разбросом $\pm 5\%$. Неэффективность длительного обезгаживания отмечалось и Хердом [66].

Влияние прогрева во всех приведенных случаях рассматривается как влияние дополнительного или более полного обезгаживания, так как исходными считаются электроды, уже прошедшие некоторую температурную обработку и обезгаженные в какой-то мере при тренировке разрядами. К тому же в этих работах измерялось пробивное напряжение, а не длительно выдерживаемое, что, как будет видно из дальнейшего, далеко не одно и то же. Поэтому приведенные данные не следует понимать как доказательство неэффективности или даже вредности нагрева. Скорее их нужно рассматривать как предостережение против непродуманного интенсивного прогрева электродов и больших надежд на существенное увеличение пробивного напряжения в результате полного обезгаживания электродов. Однако большое содержание газа в металлах электродов, безусловно, нежелательно в кинетических вакуумных системах и совершенно недопустимо для отпаянных приборов.

В табл. 4 приведены заимствованные из работы [75] данные по влиянию на пробивное напряжение предварительного обезгаживания прогревом в вакуумной печи электродов

Таблица 4

Влияние температуры и длительности предварительного обезгаживания на пробивное напряжение для стальных электродов

Температура обезгаживания, °С	Длительность обезгаживания, ч	$U_{пр}$, кв, при межэлектродных зазорах, мм		Температура обезгаживания, °С	Длительность обезгаживания, ч	$U_{пр}$, кв, при межэлектродных зазорах, мм	
		0,25	0,50			0,25	0,50
20	0	5	7	1000	1	21	31
600	1	10	19	1000	3	28	42
800	1	16,5	27,5	1000	6	28	43

из коммерческой стали (вакуум при обезгаживании 10^{-2} мм рт. ст.). Пробивное напряжение после трехчасового прогрева увеличивается более чем в 5 раз. Однако следует отметить, что исходное значение пробивного напряжения очень низкое — в несколько раз ниже, чем обычно наблюдается пос-

ле нескольких тренировочных пробоев для электродов, не прошедших предварительной температурной обработки.

Относительное изменение пробивной напряженности в зависимости от температуры предварительного прогрева вольфрамового катода приведено ниже [34].

Температура прогрева °С	Пробивное на- пряжение, отн. ед.	Температура прогрева, °С	Пробивное на- пряжение, отн. ед.
400	1,0	1550	1,7—2,2
700	1,05—1,15	1700	1,9—2,5
850	1,15—1,25	1950	1,6—2,65
1100	1,25—1,45	2100	1,55—2,65
1250	1,5—2,05		

Прогрев значительно улучшает электропрочность вплоть до температуры 1700° С. Более высокий прогрев нежелателен.

Чем больше площадь и сложнее форма электродов, тем большее значение имеет предварительная обработка перед установкой их на рабочее место, так как методы обработки на рабочем месте (тренировка пробоями, очистка тлеющим разрядом) могут быть затруднены или связаны с большой затратой времени.

После обезгаживания нагревом электроды на рабочем месте обычно обрабатываются тлеющим разрядом или многократными тренировочными пробоями в вакууме; часто применяется и то и другое вместе. По данным Андерсона [76] и Денхольма [71], наилучшие результаты дает тлеющий разряд в водороде при давлении 1—10 мм рт. ст., при полярности электродов, обратной рабочей, и плотности тока порядка 0,25 ма/см². Тренировка при таких условиях в течение 3 мин может привести к удвоению пробивного напряжения. Более эффективной может оказаться обработка электродов аномальным тлеющим разрядом в инертных газах по методике, разработанной Пеннингом и др. [77, 78] для получения весьма чистых поверхностей электродов в самой вакуумной системе и развитой далее П. Н. Чистяковым [79, 80].

По методике П. Н. Чистякова, электроды на своем рабочем месте подвергаются многочасовому воздействию тлеющего разряда в атмосфере инертных газов при давлении 10—50 мм рт. ст. и плотности тока, доходящей до 0,1 а/см². При этом разряд зажигается между специально вводимым анодом и соединенными вместе рабочими электродами, которые становятся катодами сильноточного тлеющего разряда. Эти электроды подвергаются интенсивной ионной бомбардировке, что приводит к распылению поверхностного слоя и нагреву самих электродов до нескольких сот и даже тысячи градусов. Температуру электродов ограничивают, помимо прочих причин, недопустимостью перехода тлеющего разряда в дуговой, при ко-

тором ток на катоде стягивается в небольшое пятно из-за появления заметной термоэлектронной эмиссии или значительного испарения катодного вещества.

В результате интенсивного нагрева электроды хорошо обезгаживаются, а содержащиеся в них примеси в значительной мере выходят на поверхность и затем распыляются. В процессе обработки газ в камере несколько раз меняют, и последнюю смену производят после удаления из электродов основной массы примесей и газов. Дальнейшая обработка электродов сильным разрядом приводит к очистке не только электродов, но и газа в камере за счет поглощения образующимся на стенках камеры слоем распыленного с катода металла различных примесей в газе. Кроме того, оседающий на стенках слой покрывает находившиеся на стенках загрязнения, что также способствует очищению газа в камере. Таким образом, в результате обработки сильным разрядом удается получить чистую металлическую поверхность электродов, находящуюся в атмосфере очень чистого инертного газа.

Чистота поверхности, отсутствие на ней окисных и других диэлектрических пленок контролируется измерением тока послеразрядной эмиссии. Как указывалось в предыдущем разделе, при чистой поверхности электродов плотность тока снижается до 10^{-18} — 10^{-19} a/cm^2 , т. е. становится на несколько порядков меньше, чем для обычной «чистой» поверхности, покрытой окисными пленками [80, 81]. Однако в результате такой обработки поверхность получается весьма неровной. Поэтому требуется дальнейшая обработка электродов другими методами, чтобы улучшить микрорельеф и механические свойства поверхности.

Так, в работе П. Н. Чистякова и др. [58] была предпринята попытка получить максимально высокое пробивное напряжение при зазоре 1 мм между молибденовыми электродами диаметром 17 мм. С этой целью электроды были подвергнуты сточасовой обработке сильным тлеющим разрядом в аргоне. Измерения послеразрядной эмиссии (сила тока менее 10^{-18} a) подтвердили, что получена чистая металлическая поверхность. Однако при первом же приложении напряжения в безмасляном вакууме 10^{-9} мм рт. ст. возник столь большой ток с катода, что анод нагревался до высокой температуры. При напряжении 40 кВ сила тока достигала нескольких миллиампер, т. е. на несколько порядков больше, чем в случае обычной обработки электродов.

Визуальное обследование электродов показало, что на катоде имелось множество острых выступов, которые могли эмиттировать автоэлектронный ток. Для уничтожения их электроды тренировали длительным приложением напряжения с многократной его переполюсовкой, доводя межэлектродный ток до такой величины, что анод раскалялся до 800 — $900^\circ C$, что,

по-видимому, приводило к оплавлению выступов. В результате такой процедуры удалось сильно снизить темновые токи и повысить пробивное напряжение. Вплоть до 90 кВ сила тока была меньше 10^{-8} а и при дальнейшем подъеме напряжения начинала сильно расти. При зазоре 1 мм вакуумный промежуток в течение 20 мин выдерживал напряжение 90 кВ, и кратковременно удавалось поднимать напряжение до 100—110 кВ.

В последние годы успешно разрабатывался способ улучшения электроизоляционных характеристик поверхности электродов путем длительного приложения постоянного высокого напряжения в атмосфере инертных газов при вакууме 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст. («полувакуум») и токах между электродами силой порядка 100 мкА. Этот метод еще не получил окончательного названия и иногда называется кондиционированием током в полувакууме. Он основан на том, что автоэлектроны, эмиттируемые катодными выступами, на своем пути частично ионизуют газ, а образующиеся ионы бомбардируют катод. Так как электроны довольно быстро приобретают энергию, при которой сечение ионизации уменьшается с дальнейшим ростом энергии электронов, то основная масса ионов образуется вблизи эмиттирующих выступов над их вершинами. Поэтому ионы, двигаясь к катоду, будут в основном бомбардировать сам эмиттирующий выступ. Повышению концентрации ионов также способствует форма электрического поля вблизи выступа, искаженная его присутствием (рис. 14). В результате плотность потока ионов на эмиттирующий выступ оказывается на много порядков больше средней плотности потока ионов на электрод. Падающие ионы вызывают катодное распыление выступа при сравнительно малом распылении остальной поверхности катода, приводя к сглаживанию неровностей.

Оценки показывают, что наиболее эффективно ликвидируются выступы высотой 1—2 мкм. При давлении аргона 10^{-4} мм рт. ст. для заметного уменьшения таких выступов достаточно протекания эмиттированного выступом электронного тока силой 10^{-5} а в течение нескольких минут. Для выступов высотой меньше 1 мкм область поля, искаженного выступом, меньше, соответственно меньше фокусирующее действие этого поля, а ионы рождаются относительно дальше. В результате поток ионов на выступ меньше и распыление выступа менее эффективно. Для выступов высотой более 10 мкм распыление также малоэффективно, потому что требуется распылять довольно значительное количество вещества, а большая площадь распыления приводит к заметному местному повышению плотности паров (особенно при попытке форсировать распыление) и созданию условия для роста новых выступов из паровой фазы. Поэтому рекомендуется сначала уничтожать особо большие выступы другим путем, например пробоями, а затем проводить кондиционирование электродов током в полувакууме.

Насколько эффективен метод кондиционирования током в полувакууме, видно из приведенных в табл. 5 пробивных напряжений $U_{пр}$, полученных после различных методов обработки плоских электродов диаметром 35 мм из монокристалла вольфрама [82]. Кондиционированием длительным током в полувакууме с последующим обезгаживанием анода удается под-

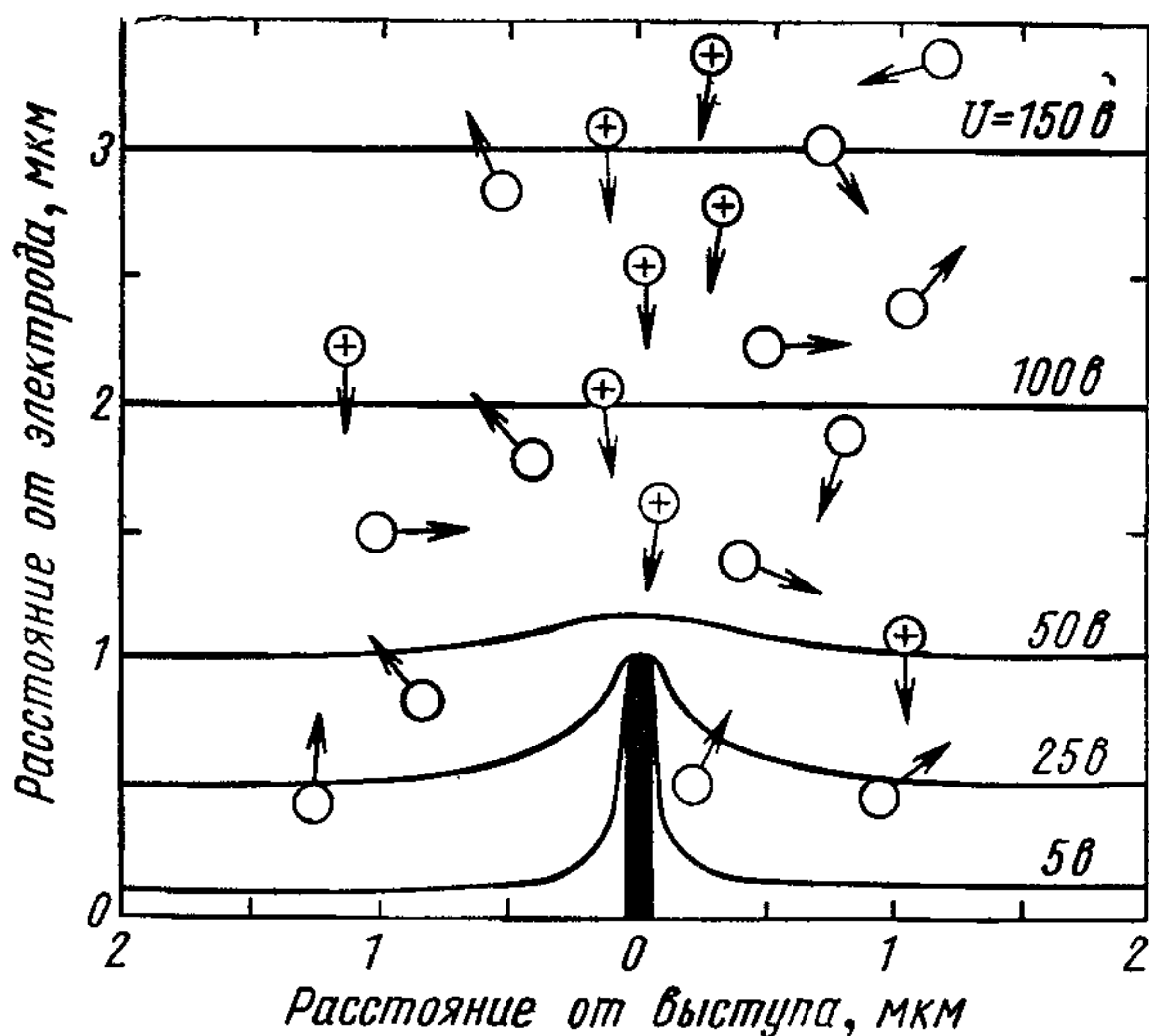


Рис. 14. Поле вблизи выступа высотой ~ 1 мкм и схема избирательной бомбардировки ионами этого выступа.

нять пробивное напряжение в 3—4 раза. В одном из случаев такого кондиционирования удалось получить очень высокое значение электропрочности: при зазоре между вольфрамовыми электродами 0,25 мм пробивное напряжение достигало 81 кВ, т. е. пробивная напряженность превышала 300 кВ/мм. Для медных электродов наилучшие результаты (увеличение пробивного напряжения в 3—5 раз при малых межэлектродных зазорах) давало кондиционирование в течение нескольких часов в аргонном полувакууме $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Напряжение во время кондиционирования поддерживалось такой величины, чтобы ток между электродами был силой около 50 мкА. Во время кондиционирования анод находился при температуре жидкого азота [83].

В табл. 5 приведены определенные по вольт-амперным характеристикам $\mu_{ср}$ и $A_{эм}$. Чем меньше $\mu_{ср}$, тем выше пробивное напряжение. Такая корреляция между пробивным напряжением и значением $\mu_{ср}$ наблюдалась многими исследователями, особенно при небольших межэлектродных расстояниях [83—86].

Таблица 5

Изменение электропрочности вакуумного зазора между вольфрамовыми электродами диаметром 35 мм после различных методов обработки

Метод обработки электродов	Межэлектродный зазор, мм	Пробивное напряжение, кВ	Пробивная напряженность, кВ/мм	$\mu_{\text{ср}}$	$A_{\text{эм}}, \text{см}^2$
Прогрев до 450°C и тренировка последовательными пробоями	0,71	36	51	126	$8 \cdot 10^{-11}$
	0,25	13	52	94	$5 \cdot 10^{-12}$
Кондиционирование током* 10—0,5 мка в течение 15 часов при 10^{-4} мм рт. ст.	0,71	41	58	90	—
	0,25	22	88	60	$3 \cdot 10^{-10}$
Обезгаживание анода, кондиционирование током в полувакууме при температуре анода 80° К	0,71	59	83	71	$8 \cdot 10^{-11}$
	0,25	33	132	36	$7 \cdot 10^{-10}$
Кондиционирование током 100—300 мка в течение нескольких часов при 10^{-4} мм рт. ст.	0,71	116	163	26	$2 \cdot 10^{-9}$
	0,25	52**	208	19	$3,5 \cdot 10^{-9}$

* Ток в процессе кондиционирования падал, так как напряжение при кондиционировании поддерживалось постоянным.

** Через 20 часов кондиционирования в полувакууме.

На рис. 15 приведены гистограммы распределения $\mu_{\text{ср}}$, полученные в работе [87] для большого числа образцов до и после кондиционирования в полувакууме. Видно, что в результате кондиционирования $\mu_{\text{ср}}$ для многих образцов уменьшается в 2—3 раза. Такое изменение $\mu_{\text{ср}}$ можно расценить как сглаживание выступов и, возможно, появление более мелких. Однако после кондиционирования разброс значений $\mu_{\text{ср}}$ и $A_{\text{эм}}$ от образца к образцу больше, чем для свежеприготовленных образцов. Это говорит о существовании малоконтролируемых факторов, сильно влияющих на ход кондиционирования. Следует отметить, что для получения хороших результатов необходимо создание очень чистых вакуумных условий и необходим контроль за составом газа в рабочем объеме при кондиционировании. Например, наличие кислорода может привести при кондиционировании к увеличению $\mu_{\text{ср}}$ [87]. Широко известна отрицательная роль паров органических соединений.

Для получения оптимальных результатов кондиционирования током в полувакууме необходимо сочетать его с другими методами обработки, тем более что преимущество металлических электродов, кондиционированных током в полувакууме, падает при переходе к большим межэлектродным расстояниям [88]. Из табл. 5 видно, что наилучший результат для вольфра-

мовых электродов получается при следующей последовательности: обезгаживание прогревом, тренировка пробоями (видимо, ликвидирует наиболее крупные выступы), кондиционирование током в полувакууме, обезгаживание анода нагревом. Для других материалов оптимальный режим может быть другим и для получения наилучших результатов, по-видимому, необхо-

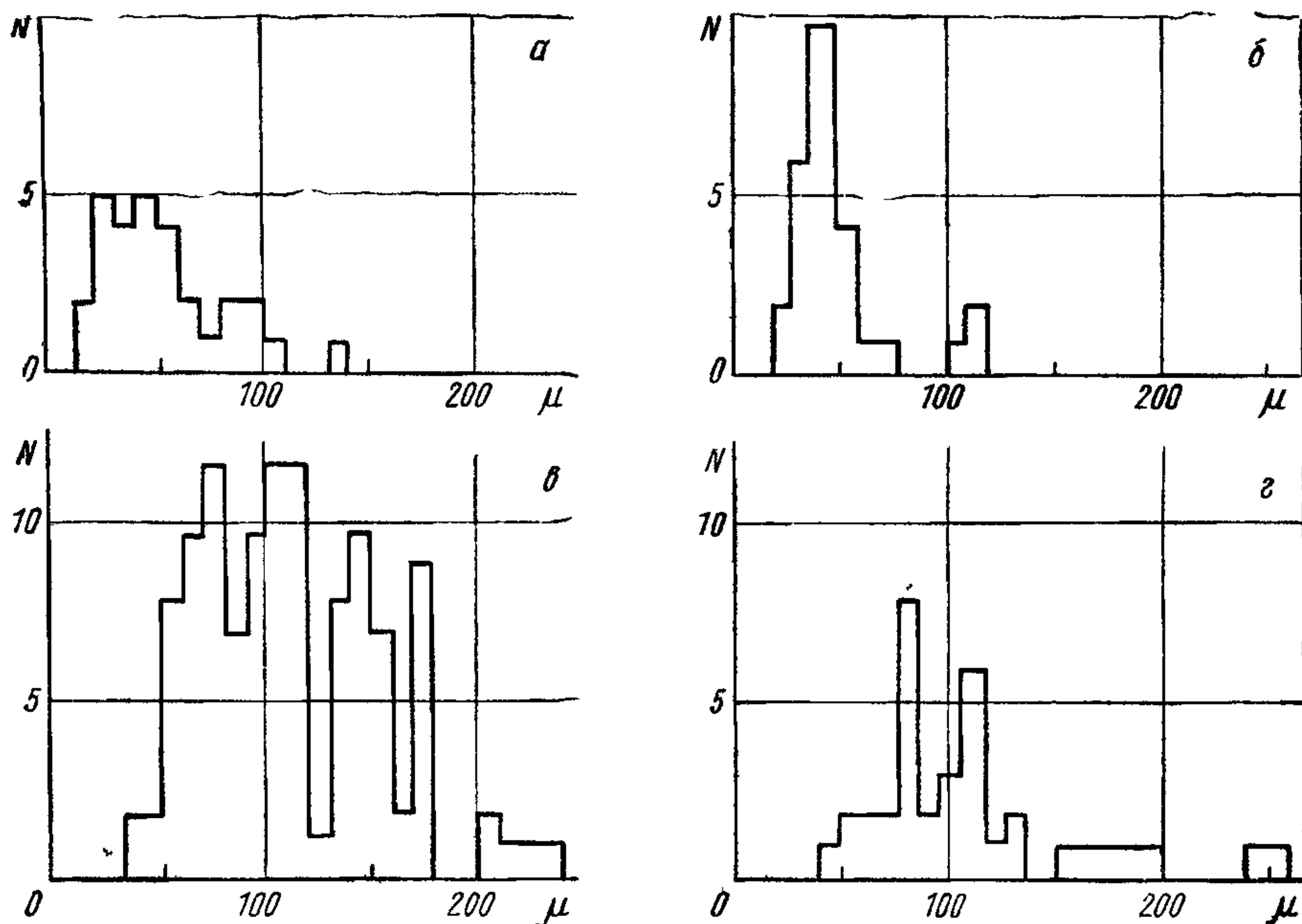


Рис. 15. Гистограмма распределения числа испытанных электродов по расчетному коэффициенту усилению поля $\mu_{ср}$:

а и *б* — электроды из вольфрама и меди после кондиционирования током в полувакууме; *в* и *г* — свежеприготовленные электроды из вольфрама и меди соответственно.

димы дополнительные исследования. Для электродов, работающих при сверхвысоких напряжениях (более 100—200 кВ), хорошие результаты дает покрытие их диэлектрическими пленками. Сведения о свойствах и технологии изготовления таких покрытий приведены в гл. 6.

В заключение приведем технологическую схему предварительной обработки поверхности электродов, разработанную А. Л. Радионовским и др. применительно к промышленному изготовлению крупных запаянных высоковольтных вакуумных приборов [89, 90]. Этот метод комплексного кондиционирования включает следующие операции:

1) предварительную механическую обработку электродов резцами с алмазной заправкой и доведением чистоты обрабатываемой поверхности до 8-го класса;

2) безабразивную полировку рабочей поверхности до 10-го класса с помощью вольфрамовых сеток;

3) обезжиривание в ультразвуковом поле и щелочных растворах с добавлением поверхностно-активных веществ [60] и с контролем чистоты поверхности от загрязнения органическими веществами;

4) электролитическую полировку, при которой снимается слой 3—5 мкм, содержащий обычно наибольшее количество дефектов, окклюдированного газа и т. п.;

5) промывку в деионизованной воде с применением ультразвука для удаления солевых и других отложений и с контролем обработанной воды по удельному сопротивлению (должно быть не меньше 1 Мом·см);

6) высокотемпературный отжиг (750—950° С) в водороде или в безмасляном вакууме для удаления окисных пленок и углеродных отложений;

7) транспортировку в герметической обезжиренной и обеспыленной таре (менее двух пылинок на литр) от места предварительной обработки к месту монтажа;

8) монтаж электродов в обеспыленном помещении с принятием тщательных мер против загрязнения деталей руками, одеждой и дыханием сборщиков;

9) откачку собранного прибора ионносорбционными насосами с прогревом всей конструкции до 450° С и электродов до 800° С в течение 6—8 ч; конечный вакуум $(2—5) \times 10^{-9}$ мм рт. ст.;

10) отпайку прибора от откачной системы и тренировку электродов пробоями при подаче постоянного напряжения через сопротивление 100 ком от выпрямителя с выходной емкостью 0,05 мкф; число тренирующих пробоев 100—300. В результате такой обработки получаются весьма высокие, максимально достигнутые к настоящему времени значения пробивного напряжения.

Ниже приведены значения пробивного напряжения (10 пробоев в минуту при длительном приложении напряжения) при зазоре 1 мм между плоскими электродами диаметром 40 мм, прошедшими указанную выше обработку.

Материал электродов	$U_{пр}, кв$
Нержавеющая сталь Х18Н9Т	120
Сталь Э (армко)	110
Никель	110
Медь МБ-1	82

В процессе описанной обработки электродов осуществлялся постоянный и пооперационный контроль за чистотой электродов. Особенно тщательно контролировалось наличие органических загрязнений, для чего применялся очень чувствительный и несложный метод конденсации. Этот метод основан на наб-

людении за характером смачиваемости поверхности деталей водяным конденсатом, образующимся на детали, предварительно охлажденной ниже точки росы окружающей среды. Этот метод позволяет обнаруживать очень малые загрязнения поверхности ($2 \cdot 10^{-9}$ г/см²). Для сравнения укажем, что при откачке системы паромасляными насосами, снабженными ловушками для вымораживания паров масла, находящиеся в такой системе электроды за несколько часов работы с высоким напряжением покрываются налетом толщиной примерно 10^{-7} г/см².

ГЛАВА 3

ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ПРИ НАПРЯЖЕНИИ НИЖЕ ПРОБИВНОГО

3.1. ТЕМНОВЫЕ ТОКИ

При напряжении ниже пробивного в некоторых случаях возникает проводимость вакуумного изоляционного промежутка. Протекающие токи могут достигать силы 10^{-5} — 10^{-3} а при площади электродов несколько квадратных сантиметров. Они сильно зависят от напряженности на электродах и сравнительно медленно изменяются во времени, хотя нередко наблюдаются и значительные скачкообразные изменения. Эти токи возникают как при постоянном, так и при высокочастотном напряжении, хотя ниже приводятся данные, полученные лишь при постоянном напряжении. Одно из первых измерений общих характеристик темновых токов было сделано Андерсоном для стальных электродов площадью несколько квадратных сантиметров в практически равномерном электрическом поле и при вакууме 10^{-5} мм рт. ст. [76]. При напряжении до 500 кВ он обнаружил, что сила тока зависит от напряженности и от приложенного напряжения. Однако зависимость от напряжения значительно слабее (табл. 6).

Таблица 6

Темновой ток силой I при постоянном напряжении U на стальных электродах [76]

$U, \text{кВ}$	$I, 10^{-8} \text{ а, при различных напряженностях, кв/мм}$		
	21,9	27,4	30
40	0,5	4	6
80	1	20	33
110	1,5	28	45

Для ориентировочного определения состава темнового тока (содержания в нем отрицательно и положительно заряженных частиц) Андерсон измерил скорость нагрева при бомбардировке темновыми токами отдельно катода и анода, которые были хорошо теплоизолированы. Он нашел, что скорость нагрева анода примерно на два порядка выше скорости нагрева катода,

т. е. темновой ток примерно на 99% состоит из отрицательно заряженных частиц. Баурн и др. [91], повторив последние измерения, нашли, что ток отрицательно заряженных частиц при напряжении 80—100 кВ превышает ток положительных ионов в 300 раз для алюминиевых и более чем в 1000 раз для стальных электродов. Определение доли электронов в составе темнового тока было выполнено Л. И. Пивоваром и др. [92], применившими для этой цели поперечное магнитное поле, которое не позволяло электронам с катода попадать на анод, в то время как положительные и отрицательные ионы могли беспрепятственно пересекать межэлектродный зазор. Таким образом, измеряя силу темнового тока в присутствии магнитного поля и без него, определяли электронную и ионную составляющие темнового тока. Результаты этих измерений в вакууме $1 \cdot 10^{-6}$ — $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., создававшемся масляными насосами, для плоских электродов диаметром 12 мм приведены в табл. 7. Общие величины силы тока при указанных в таблице условиях находились в пределах 10^{-9} — 10^{-4} а.

Таблица 7

Соотношение электронной и ионной составляющих темнового тока $I_{эл}/I_{ион}$ при постоянном высоком напряжении [92]

Материал		s, мм	U, кВ	$I_{эл}/I_{ион}$
катода	анода			
Медь	Свинец	3	70	0
		3	81	2,7
		3	93	72
		5	84	3,5
Медь	Медь	5	118	80
		3	83	5
		3	112	10
		3	128	135
		5	100	1
		5	145	121
Медь	Алюминий	3	98	0
		3	126	21
		3	136	110

Из табл. 7 хорошо виден рост электронной составляющей темнового тока с увеличением напряженности. Хотя нет данных об изменении с напряженностью отдельно электронной и ионной составляющих, однако из сравнения табл. 6 и 7 можно заключить, что быстрое возрастание темнового тока с увеличением напряженности происходит главным образом за счет тока электронов.

Измерения, результаты которых приведены в табл. 6 и 7, получены после длительной тренировки электродов разрядами

в вакууме, загрязненном парами органических соединений. Это следует подчеркнуть, так как одна из основных особенностей темновых токов, сильно затрудняющая их количественное описание и практическое использование полученных результатов, — исключительно сильная зависимость силы токов и характера их изменения от условий эксперимента, причем и таких условий, которые практически не поддаются контролю. Например, для двух пар одинаковых по форме электродов, изготовленных из одного куска металла и обработанных по одинаковой технологии, темновые токи при первой подаче напряжения одной и той же величины могут отличаться на порядок и более.

После некоторой тренировки разрядами эта разница обычно уменьшается, но начинают сказываться условия работы электродов: параметры электрической цепи, условия в межэлектродном зазоре, которые бывает трудно учесть и которые не всегда принимаются во внимание различными исследователями. Приводимые в этой главе численные данные, найденные различными авторами в неидентичных условиях, могут дать лишь диапазон тех величин токов, которые получаются в реальных случаях, а приведенные зависимости от напряжения, напряженности, материала электродов и пр. характеризуют скорее общую тенденцию и характер зависимости, чем точные соотношения между током и приводимыми параметрами.

Как указывалось выше, основная характеристика темновых токов — зависимость от приложенного напряжения и напряженности на электродах. Херд [66] для получения большого статистического материала по этому вопросу фотографировал на один кадр большое число кривых, полученных на экране осциллографа, где горизонтальное отклонение было пропорционально приложенному напряжению, а вертикальное — силе темнового тока. Каждая такая фотография была снята при неизменном межэлектродном расстоянии и электродах из определенного материала.

Совокупность большого числа фотографий позволила статистически обоснованно установить основные зависимости. Из-за изменения темнового тока при отдельных пробоях или в процессе длительного выдерживания электродов под напряжением на каждой фотографии получался большой спектр кривых, верхняя и нижняя границы которого показывали тот диапазон темновых токов, который может иметь место при данных условиях. Измерения были проведены в вакууме 10^{-7} мм рт. ст. на установке, где предприняты существенные усилия для уменьшения содержания паров органических соединений, с электродами, подвергнутыми очень большому числу тренировочных пробоев для получения более или менее установившегося значения темнового тока при последовательных пробоях. Было найдено, что при межэлектродных расстояниях доли милли-

метра темновой ток определяется только напряженностью на катоде, а характер зависимости силы тока от этой напряженности близок к аналогичной зависимости для тока автоэлектронной эмиссии:

$$I = BE^2 \exp(-b/E), \quad (15)$$

где B и b — константы, определяемые эмпирически для каждого отдельного случая.

На основе анализа фотографий Херд вычислил константы B и b для верхнего и нижнего пределов силы темновых токов. Величины этих констант приведены в табл. 8. Эксперименталь-

Таблица 8

Константы B и b в формуле (15) и темновой ток при $E=100$ кв/мм [66]

Материал электродов	Число тренирующихся проб	При минимальном токе		При максимальном токе		I при $E=100$ кв/мм, а
		$b, 10^8$ в/м	$B, 10^{-21}$ а·м ² /в ²	$b, 10^8$ в/м	$B, 10^{-21}$ а·м ² /в ²	
Закаленная сталь	24 000	44,5	141	5,8	8,7	$0-3 \cdot 10^{-7}$
Нержавеющая сталь 316	60 000	43,5	32 000	5,2	4,4	$0-3 \cdot 10^{-7}$
	15 000	34	10 000	4,6	10,5	$10^{-15}-10^{-6}$
Хастеллой-В	13 000	30,5	220	3,45	31,5	$10^{-16}-10^{-5}$
30%-ная никелевая сталь	10 000	28	6500	16	150	10^{-14}
						$2 \cdot 10^{-10}$
Инвар	26 000	27	135	9,15	67,5	$2 \cdot 10^{-15}$
						$7 \cdot 10^{-8}$
Инконель	12 000	18	2040	3,25	64,5	$3 \cdot 10^{-10}$
						$4 \cdot 10^{-5}$
Тантал	15 000	17,5	2000	1,05	5,9	—
С-15 (анодный графит)	2500	16	80 000	2,1	71	$10^{-8}-10^{-4}$
Спектрографический графит	10 000	17	25 000	6,4	130	—
Горячекатаная сталь	85 000	14,5	19 000	7	310	—
Марганцевая сталь	27 000	13,5	50	10,5	21	—
Медь, раскисленная фосфором	10 800	13	810000	12	3500	10^{-5}
Никель	13 000	12	4600	1,1	365	—
Медь, переплавленная в вакууме	24 000	9,4	24 000	—	—	$2 \cdot 10^{-5}$
Алюминий разных марок*	9000	3,8	2500	0,31	49	—
	20 000	7,8	4700	0,59	3450	—
Вольфрам	9100	—	—	4,04	13 500	$2 \cdot 10^{-3}$
Молибден	43 000	—	—	2,8	14 00	$6 \cdot 10^{-4}$
Серебро	25 000	2,94	63000	0,38	42 00	—

* У некоторых марок алюминия темновой ток (числа нижнего ряда) больше, чем у вольфрама и молибдена.

ные данные получены при зазоре 0,2 мм между полусферическими электродами диаметром 50 мм. Несмотря на такой размер электродов, очевидно из-за спада напряженности от центра к краям, подавляющая часть темнового тока была сосре-

доточена на площади примерно 1 см^2 . Поэтому приведенные в табл. 8 данные можно считать относящимися к такой площади электродов. В этой же таблице приведены рассчитанные по приведенным константам силы темновых токов при напряженности 100 кв/мм .

Материал табл. 8 был расположен Хердом в порядке возрастания силы темновых токов. Именно такое расположение, по его мнению, составляет основную ценность таблицы, поскольку конкретные значения констант слишком сильно зависят от многих условий и значительно отличаются от значений аналогичных констант, которые можно вычислить по экспериментальным результатам, полученным другими исследователями. Это, в частности, видно из табл. 9, где приведены аналогичные константы b и B , вычисленные на основе экспериментальных данных других исследователей. Для сопоставления с данными табл. 8 значения констант и сила тока пересчитаны на

Таблица 9

Плотность темнового тока после тренировки электродов пробоями и значения констант в уравнении (15) по опытным данным различных исследователей

Максимальное напряжение, кв	Вакуум, мм рт. ст.	Размер и материал электродов	Диапазон при измерениях		$b, 10^8 \text{ в/м}$	$B, 10^{-21} \text{ а.м}^2/\text{в}^2$	Литература
			напряженности, кв/мм	плотности темнового тока, а/см ²			
30	10^{-8}	$0,5 \text{ см}^2$, никель	26—44	$8 \cdot 10^{-9} - 10^{-5}$	3,41	$3 \cdot 10^4$	[93]
17	10^{-10}	Диаметр $0,7 \text{ мм}$: а) чистый вольфрам б) вольфрам, покрытый цезием	140—200	$2 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-4}$	30,5	$4 \cdot 10^7$	[26]
100	$10^{-9} - 10^{-10}$	1 см^2 , молибден (3 экземпляра)	17—40	$4 \cdot 10^{-10} - 3 \cdot 10^{-5}$	1,93 3,82 2,85	60 $3 \cdot 10^5$ 700	[94]
27	10^{-5}	Диски диаметром 18 мм , нержавеющая сталь	19—27	$5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$	1,96	$5,5 \cdot 10^5$	[95]

площадь электродов 1 см^2 . С этой же целью для табл. 9 использованы только значения силы токов, полученные после тренировки электродов пробоями.

По измерениям Херда, Броуди и Беннетта, экспериментальные данные которых приведены в табл. 8 и 9, темновой ток

при изменении межэлектродного расстояния или формы электродов зависит только от напряженности на катоде E_k , а общее приложенное напряжение и напряженность на аноде на ток не влияют. Броуди [93] получил практически одинаковый темновой ток силой около 10^{-7} а при значениях $E_k = 21$ кв/мм для двух различных конфигураций никелевых электродов: в первом случае электроды были плоские, во втором катод был выполнен в виде прямой нити диаметром 0,125 мм такой длины, чтобы площадь поверхности была одинакова с площадью электродов в первом случае, а анод представлял собой концентрический с катодом цилиндр сравнительно большого диаметра. В других опытах Броуди с плоскими электродами при изменении межэлектродного расстояния в пределах 0,25—2 мм ток зависел только от E_k .

Аналогичные результаты были получены Беннеттом и др. [26] и Хердом [66]. Это видимое противоречие с результатами измерений, приведенными в табл. 6 и 7, объясняется, по-видимому, различными условиями эксперимента. Броуди, Беннетт и Херд в своих экспериментах не пользовались напряжениями выше нескольких десятков киловольт, тогда как данные упомянутых таблиц получены при более высоких напряжениях. К тому же вакуумные условия в последнем случае были менее чистыми. Оба эти фактора достаточно существенны и могут повлиять на характеристики темновых токов. Косвенным подтверждением этого служит сравнение результатов Беннетта и др. [26] и Броуди [93], с одной стороны, и Л. И. Пивовара с В. И. Гордиенко [94] и Вийкера [95] — с другой (см. табл. 9). Видно, что в измерениях Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко, проведенных в весьма чистых условиях, но при повышенном напряжении, темновые токи при сопоставимой напряженности больше, чем для чистых электродов в измерениях Беннетта и Броуди. Также больше по величине темновые токи в измерениях Вийкера, которые были проведены при сравнительно небольших напряжениях, но в худших вакуумных условиях.

Следует отметить еще одно отличие: по измерениям Л. И. Пивовара с В. И. Гордиенко и Вийкера, зависимость темнового тока от напряжения (или величины E) заметно отступала от характеристики, соответствующей выражению (15). Отклонения от последней при медных и железных электродах обнаружил и Хаули [96], исследовавший темновые токи при межэлектродных расстояниях 0,5—2 мм на переменном напряжении в вакууме 10^{-5} — 10^{-6} мм рт. ст. Он заметил, что если изобразить на графике зависимость $\lg(1/E^2) = f(E^{-1})$, которая, согласно выражению (15), должна иметь вид наклонной прямой, то в действительности наблюдаются ломаные линии, как это показано на рис. 16. Напряженность в точке излома зависит в основном от материала электрода (в опытах Хаули она равна 23—30 кв/мм). Из этого же рисунка видно, что при

малых напряженностях (до перелома) величина темнового тока зависит от общего приложенного напряжения. Зависимость темнового тока от напряженности и приложенного напряжения для плоских электродов диаметром 44 мм из нержавеющей стали, находившихся в безмасляном вакууме лучше 10^{-8} мм рт. ст., приведена на рис. 17. Видно, что расхождение

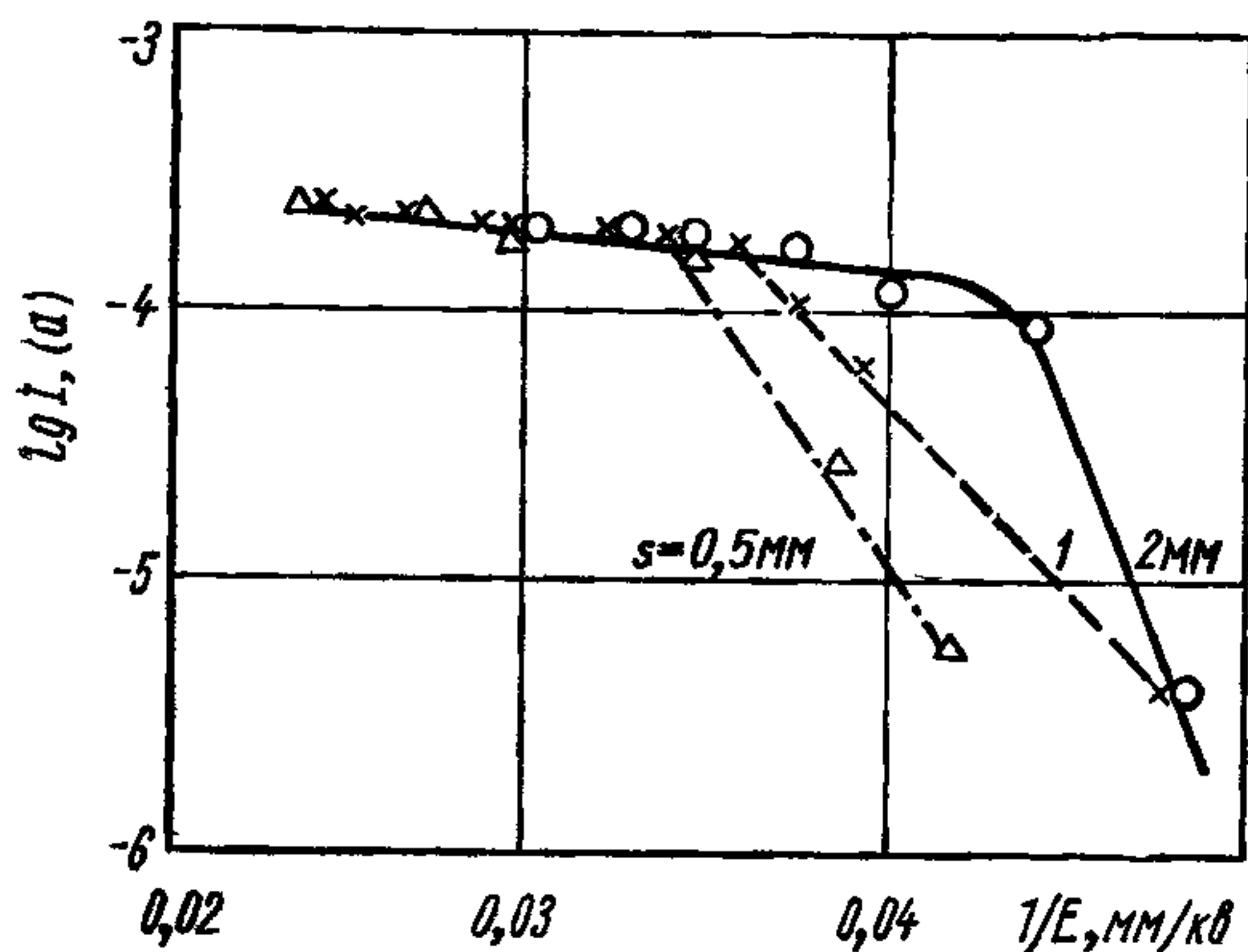


Рис. 16. Темновой ток при плоских медных электродах.

между кривыми, полученными при разных напряжениях, уменьшается при переходе от малых к большим значениям тока. Приведенные в табл. 9 данные Беннетта и др. [26] получены при исследовании влияния работы выхода катода на темновой ток. Эти измерения проводили в отпаянной колбе из алюмосиликатного стекла, в нижней части которой имелся резервуар с цезием. Изменяя температуру резервуара, регулировали давление паров цезия в колбе от 10^{-10} до $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Это совместно с регулировкой температуры электродов позволяло контролировать степень покрытия вольфрама цезием и тем самым изменять работу выхода. Снижение работы выхода от 4,5 до 1,6 эв снижало напряженность, при которой протекал темновой ток определенной силы, приблизительно в 5 раз.

Темновой ток распределен по поверхности электродов крайне неравномерно и состоит в значительной мере из тонких электронных пучков [94, 97—99]. Число таких пучков, их интенсивность и стабильность во времени зависят от многих условий. Так, Броуди [93] после тренировки никелевых электродов разрядами наблюдал одновременное существование около 20 пучков при площади катода около $0,5 \text{ см}^2$. По наблюдениям Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко [94], после высокотемпературного прогрева катода, приводившего к увеличению темнового тока, появляется большое число пучков, распределенных хаотически по поверхности электродов. После обработки электродов микрозарядами на катоде оставалось только 1—3 места эмиссии, но более интенсивных. Наблюдение с помощью микроскопа свечения на аноде позволило обнаружить слабосветящиеся пятна диаметром приблизительно 0,5 мм [99]. При плоских стальных электродах диаметром несколько миллиметров, зазоре 0,42 мм и напряжении 60—70 кВ обычно было 4—5 пятен, но иногда число их возрастало до 20—25.

Для плоских электродов диаметром 44 мм из никеля и алюминия, находившихся в безмасляном вакууме лучше 10^{-7} мм рт. ст., распределение тока изучалось в работе [100]. Чтобы измерить распределение электронной составляющей тока, плоский анод прорезали параллельными щелями размером $0,25 \times 7$ мм (по несколько в ряд с расстояниями между рядами 2,5 мм), а за щелями установили 22 отдельных токоприемника

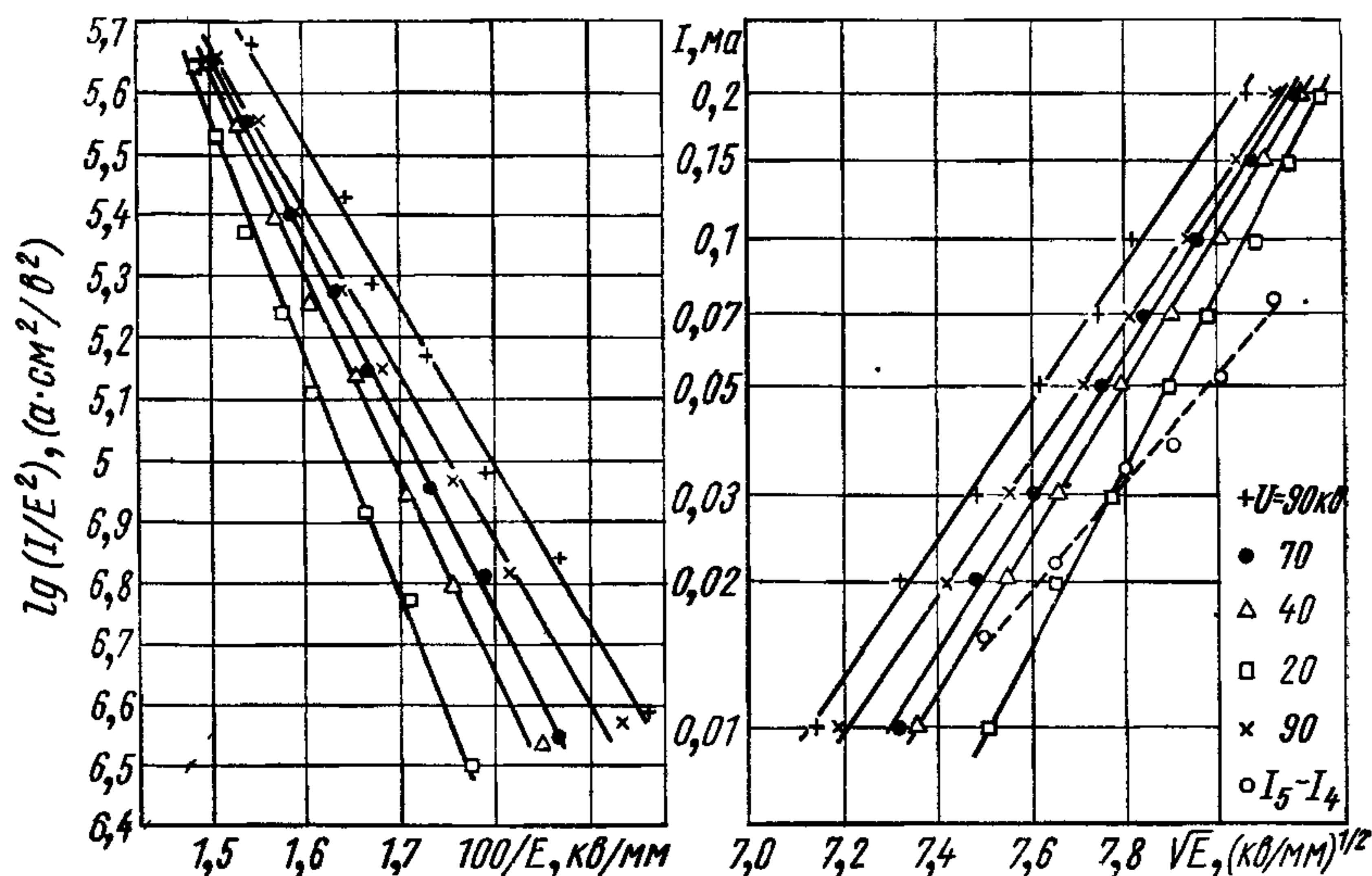


Рис. 17. Темновой ток между плоскими электродами из нержавеющей стали.

(цилиндра Фарадея) так, что идущий от катода на анод ток мог, проходя через щели, попадать в токоприемники. Токовые сигналы от токоприемников (непосредственно или через ячейки памяти 10—20 сек) с помощью системы последовательного опроса подавались на осциллограф. Анод вместе с токоприемниками мог перемещаться параллельно самому себе в направлении, перпендикулярном к щелям, так что в токоприемники мог попадать ток, эмиттируемый разными участками катода. Это позволяло измерять ток с более чем 200 отдельных участков катода, охватывавших почти всю рабочую поверхность последнего.

На рис. 18 приведена типичная картина распределения тока. Каждый кадр снят при неизменном положении электродов, но после съемки очередного кадра анод сдвигался на половину щели, т. е. соседние кадры различаются тем, что картина распределения тока на одном кадре получена для участков, отстоящих от соответствующих участков для второго кадра на 0,125 мм. На каждом кадре два правых пика показывают величину общего тока между электродами, остальные пики —

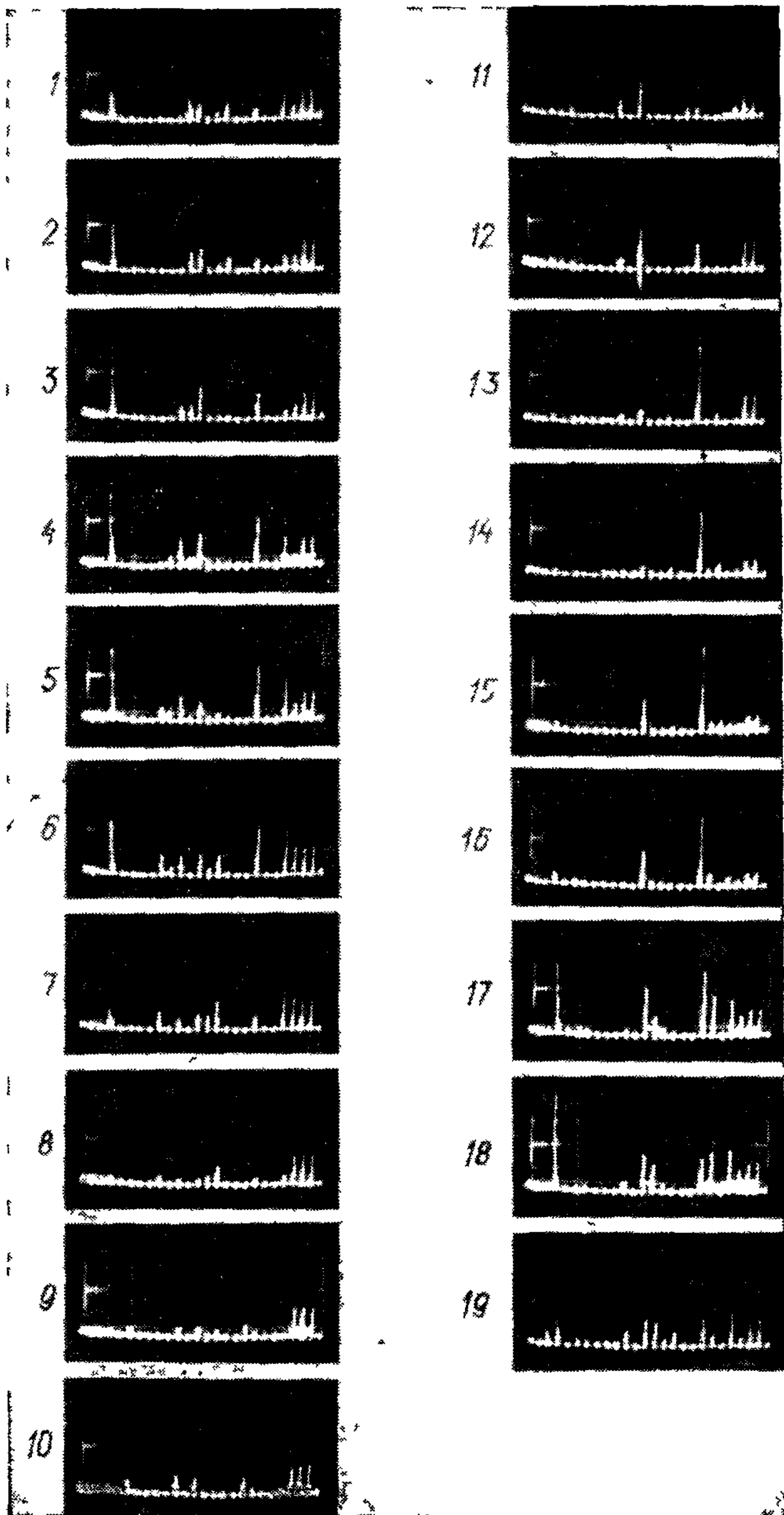


Рис. 18. Распределение тока по поверхности никелевых плоских электродов диаметром 44 мм ($s=1$ мм; $U=12$ кВ; $\rho=1 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст. Сила общего тока 0,3 ма. Кадры 14—16 в масштабе 1 : 2).

токи отдельных токоприемников. Соотношение чувствительности записи таково, что при равномерном распределении тока по поверхности все пики от токоприемников были бы равны между собой и в 2,6 раза меньше пиков общего тока. Поэтому, например, большой пик на кадре 15 показывает, что в этом месте плотность тока была в 16 раз больше усредненной по всей поверхности электрода.

Из рис 18 видно, что ток с катода в данном случае содержал не менее 20 отдельных пучков. В процессе съемок подобных распределений при напряжениях, близких к пробивному, были обнаружены пучки с током силой порядка 1 *ма* и площадью поперечного сечения (на аноде) менее 1 *мм*². Картины распределения тока по поверхности при значительном изменении напряжения не были полностью подобны друг другу. В частности, интенсивные пучки электронов иногда возникали при близком к пробивному напряжении на тех местах, которые при меньших напряжениях не выделялись существенно повышенной эмиссией. Измерения показали также, что даже наиболее интенсивные пучки составляли не более 20—25% всего тока.

Предварительная обработка электродов заметно влияет на величину темнового тока. Так, по данным Броуди [93], темновой ток при прочих равных условиях меньше, когда помимо машинной полировки поверхности электродов была применена и ручная доводка. Ток был меньше при переходе от технически чистого (99%-ного) никеля к никелю повышенной (99,98%-ной) чистоты. Это расхождение в значениях тока существенно уменьшалось после тренировки электродов несколькими рядами и даже выдержки электродов при высокой напряженности электрического поля (оставшееся расхождение не превышало трехкратного).

При первой подаче на электроды постоянного напряжения даже в очень чистых вакуумных условиях темновой ток медленно возрастает в течение нескольких минут (рис. 19) [93]. Это явление обратимо, т. е. наблюдается вновь при повторной после длительного перерыва подаче напряжения. При длительном приложении напряжения токи нестабильны (испытывают плавные изменения и скачки, обычно с общей тенденцией к снижению). Нестабильность тока зависит от вакуума: при 10^{-10} *мм рт. ст.* ток более стабилен, чем при 10^{-8} *мм рт. ст.* Беннетт и др. [26] после интенсивной термообработки вольфрамового полусферического катода диаметром 0,7 *мм* при измерении темнового тока в вакууме лучше 10^{-10} *мм рт. ст.* обнаружили, что если сила тока меньше 1 *мка*, то он стабилен в течение многих часов; если же он больше 10 *мка*, наблюдаются значительные флюктуации в обе стороны. При больших размерах электродов ток бывает стабилен вплоть до максимальной силы, ограниченной пробоем. Однако при этом токи, приходящиеся на малые участки электродов (площадью менее

1 мм²), даже в чистых вакуумных условиях часто испытывают значительные хаотические колебания длительностью меньше 1 сек [100, 101].

Овен и Бейон [102] провели сравнительные измерения темновых токов для одинаковых электродов, находившихся в вакууме 10^{-5} мм рт. ст., создававшемся масляными насосами, и в вакууме лучше 10^{-8} мм рт. ст., создававшемся сорбцион-

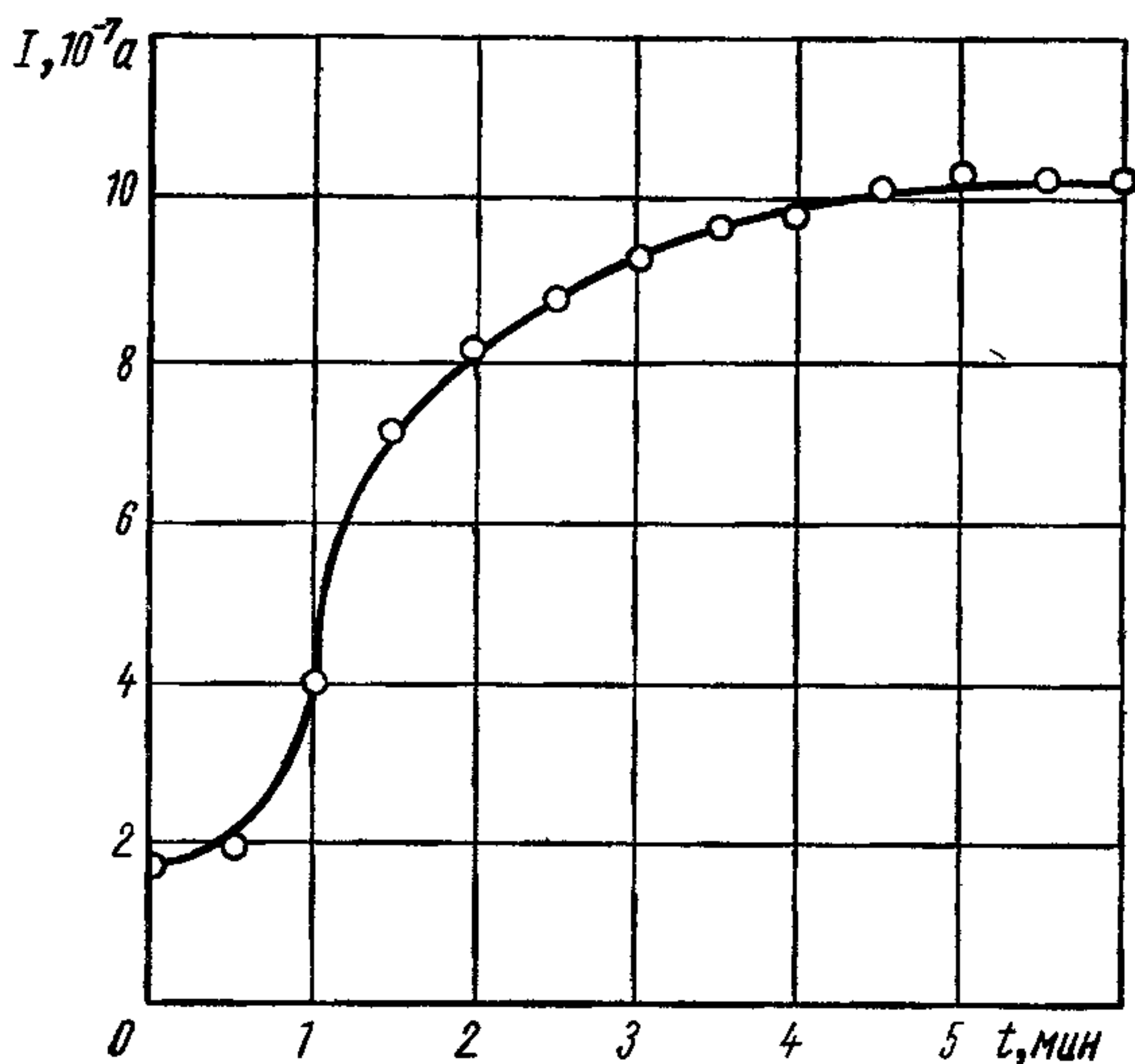


Рис. 19. Изменение темнового тока в первое время после подачи постоянного напряжения на никелевые электроды площадью около $0,5 \text{ см}^2$ ($E = 22,4 \text{ кв/мм}$; $p = 10^{-10} \text{ мм рт. ст.}$).

ными насосами. Они обнаружили, что при вакууме 10^{-5} мм рт. ст. на общем фоне более или менее стабильного во времени темнового тока возникают кратковременные броски; при вакууме 10^{-8} мм рт. ст. таких бросков тока не было, хотя средняя сила тока оставалась примерно такой же. Измерения были сделаны для плоских, тщательно отполированных электродов в виде дисков диаметром 10 мм, изготовленных из золота, никеля и молибдена. При напряжении 5—11 кв и межэлектродном зазоре 0,3 мм средняя сила темнового тока была 10^{-12} — 10^{-8} а.

• Изменение давления в диапазоне 10^{-10} — 10^{-6} мм рт. ст., по измерениям многих авторов, не влияет на характеристики темнового тока, если при этом не изменяется чистота поверхности электродов. Дальнейшее увеличение давления (за счет напуска газов) приводит к заметному уменьшению тока. Так, по данным Рорбаха, при напряженности 10 кв/мм в зазоре 10 мм между электродами диаметром 200 мм из нержавеющей стали сила темнового тока уменьшалась от $5 \cdot 10^{-8}$ до $4 \cdot 10^{-9}$ а,

если давление увеличивали от $3 \cdot 10^{-8}$ до $8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. [103]. Аналогичный эффект наблюдался во многих работах, причем было замечено, что уменьшение тока происходит с некоторым запаздыванием относительно изменения давления: при давлении 10^{-5} мм рт. ст. и темновом токе силой 1 ма это запаздывание было около 10 сек, при давлении 10^{-4} мм рт. ст. — на порядок меньше. При остаточном вакууме выше 10^{-6} мм рт. ст. сила тока в первые моменты приложения постоянного напряжения может существенно отличаться от ее значения спустя некоторое время. При этом если первоначальная сила тока была небольшой, например не более 1 мка, то с течением времени она может уменьшиться в десятки и более раз. Если же первоначальная сила тока превышает 10—50 мка, ток начинает необратимо расти и этот рост в течение нескольких секунд, а иногда значительно быстрее, может привести к пробоем между электродами.

Наиболее подробно влияние остаточного давления на эмиссионные свойства катода при напряжении до 100 кв изучалось Альпертом и др. [84]. Для количественного выражения полученных данных они из вольт-амперных характеристик темнового тока, имевших вид уравнения (15), определяли коэффициенты B и b и вычисляли эквивалентные значения μ и $A_{эм}$ [см. формулу (16)]. Было найдено, что протекание темнового тока в течение нескольких минут при вакууме 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст. вызывает уменьшение μ в несколько раз, а $A_{эм}$ при этом возрастает. При откачке до предельного вакуума 10^{-9} мм рт. ст. значения μ и $A_{эм}$ сохранялись, однако при длительной работе (7—30 дней) в сверхвысоком вакууме происходило медленное увеличение (до двукратного) μ .

Улучшение изоляционных свойств вакуума при переходе к давлениям 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст. было получено и в работе Линдера и Христиана [104]. Для получения высокого напряжения они поместили некоторое количество радиоактивного стронция на высоковольтный электрод, находившийся внутри откачанного сосуда. При активности использованного источника Sr^{90} 250 мкюри ток, соответствующий его излучению (электроны с энергией 650 кэв), составлял 10^{-9} а. Достигнутое на электроде напряжение принципиально не могло превышать величину, соответствующую энергии изучаемых электронов, но в реальном случае оно было меньше и достигало величины, для которой темновой ток (плюс утечки по изоляторам) был равен 10^{-9} а. При изменении давления остаточных газов наивысшее напряжение, а именно 370 кв, было получено при алюминиевых электродах и давлении 10^{-3} мм рт. ст. Для давления 10^{-2} или 10^{-5} мм рт. ст. напряжение было ниже 150 кв. В случае электродов из никеля наивысшее напряжение (240 кв) было при давлении 10^{-5} мм рт. ст.

Сильные изменения темнового тока происходят при пробоях и микрозарядах. После нескольких пробоев, как правило, сила темнового тока уменьшается, но дальнейшее изменение силы тока зависит от параметров электрической цепи, которые определяют при послепробойном разряде силу тока и характер его изменения. В основном играют роль два параметра: демпфирующее сопротивление R_d , стоящее в цепи разря-

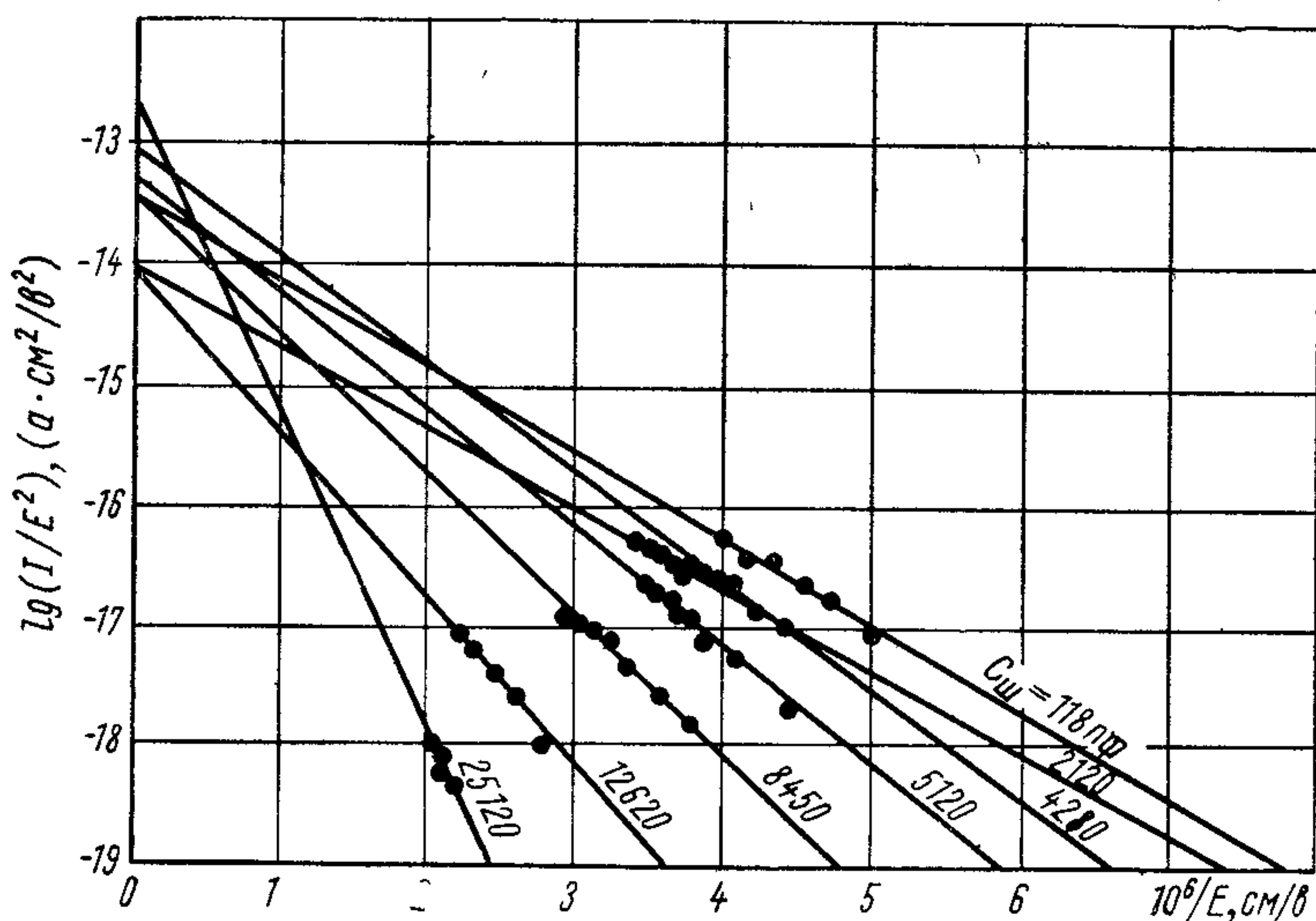


Рис. 20. Изменение темнового тока для электродов из инвара, шунтированных емкостями различной величины, после тренировки многократными пробоями.

да, и шунтирующая емкость $C_{ш}$ электродов и непосредственно подключенных к ним конструктивных элементов (в некоторых случаях специального конденсатора). Если $C_{ш}$ мало, а R_d измеряется мегомами, то в процессе тренировки пробоями темновые токи настолько возрастают, что даже могут ограничить повышение напряжения на электродах. Влияние емкости $C_{ш}$ на характеристику темнового тока после многократных пробоев показано на рис. 20, где приведены данные для электродов из инвара, полученные Хердом [66] при межэлектродном зазоре 0,2 мм в вакууме 10^{-7} мм рт. ст. В этих опытах $R_d = 500$ ком. Из приведенных кривых следует, что наименьшие токи получены при значительных величинах шунтирующей емкости (0,0126—0,025 мкф). Полученные зависимости удовлетворяют выражению (15) при значениях констант, указанных в табл. 10.

Как будет видно из следующего раздела, темновой ток при сравнительно низких напряжениях и чистых вакуумных условиях — это, по-видимому, ток автоэлектронной эмиссии с ост-

рых выступов на катоде, и совпадение по виду эмпирического выражения (16) с формулой автоэлектронной эмиссии (см. приложение) отражает физическую сущность явления. Однако оценки величин μ и эмиттирующей площади $A_{эм}$ с использованием эмпирических значений B и b могут привести к большим ошибкам, о чем будет идти речь в следующем разделе. В то же время тенденцию изменения μ и $A_{эм}$ при изменении условий

Т а б л и ц а 10

Значения констант b и B в выражении (15), определяющих темновой ток, для электродов из инвара в зависимости от величины шунтирующей емкости

$C_{ш}, пф$	$b, 10^8 в/м$	$B, 10^{-21} \frac{а \cdot м^2}{в^2}$	$C_{ш}, пф$	$b, 10^8 в/м$	$B, 10^{-21} \frac{а \cdot м^2}{в^2}$
118	1,29	3980	8 450	2,08	4 170
2120	1,55	1000	12 620	3,15	1 000
4280	1,39	9950	25 120	5,11	35 000
5120	1,64	6030	—	—	—

на электродах определить таким путем можно. Так, данные рис. 20 и табл. 10 показывают, что увеличение $C_{ш}$ приводит к уменьшению μ ($\mu \sim b^{-1}$) и, как правило, к увеличению $A_{эм}$ ($A_{эм} \sim Bb^2$), что логично объяснить более интенсивным оплавлением эмиттирующих выступов при разрядах, когда $C_{ш}$ больше.

Влияние микроразрядов и длительного высокотемпературного прогрева электродов на темновой ток изучали Л. И. Пивовар и В. И. Гордиенко [94]. В вакууме 10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст. электроды из молибдена тренировали микроразрядами до получения наименьшей силы темнового тока. Затем порознь оба электрода прогревали при температуре 1800 — $2000^\circ C$ в течение нескольких часов, причем было исключено попадание продуктов испарения с прогреваемого электрода на противоположный. Напряжение на электроды для измерения силы темнового тока подавали только после полного охлаждения их. На рис. 21 приведены результаты измерений при зазоре между электродами 4 мм. Видно, что длительный интенсивный прогрев катода привел к сильному возрастанию темнового тока, к снижению напряженности появления заметного темнового тока в 5—6 раз по сравнению со случаем, когда электроды были оттренированы микроразрядами. Если же после описанного прогрева катода дополнительно полировали его поверхность, то такого большого возрастания темнового тока не наблюдалось. Длительный прогрев анода также увеличивал темновой ток, но не в такой степени, как прогрев катода. При этом отмечается, что зависимость темнового тока от напряжения (напряженности) после прогрева анода скорее напоминает

эффект Шоттки ($\lg I \sim \sqrt{E}$), чем выражение для тока авто-электронной эмиссии, подобное уравнению (15) *.

Приведенные результаты Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко по влиянию прогрева катода в какой-то мере противоречат часто наблюдаемому сглаживанию выступов на поверхности

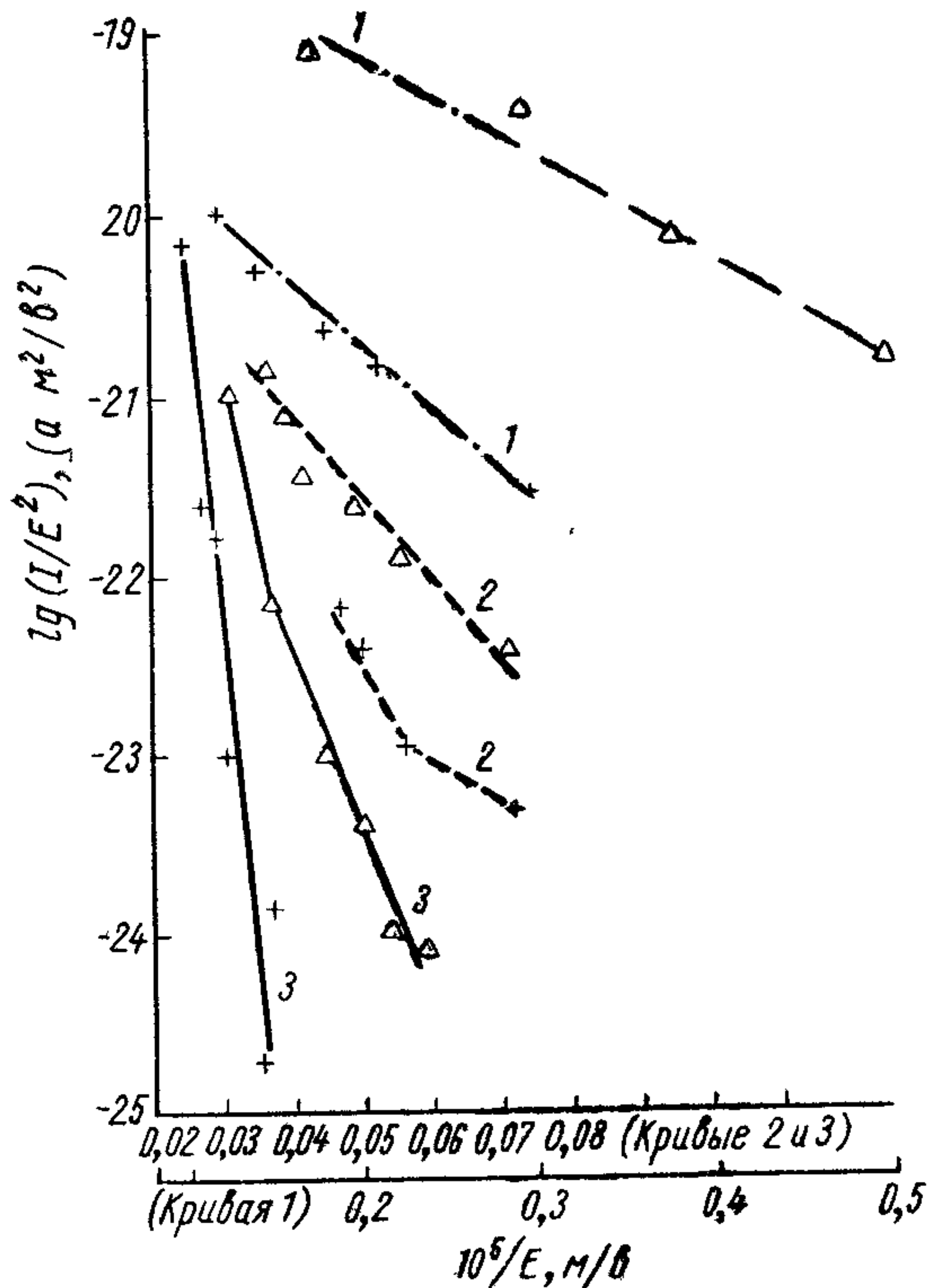


Рис. 21. Изменение тока для двух различных экземпляров молибденовых электродов площадью около 1 см^2 ($s=4 \text{ мм}$; $r=10^{-9} \text{ мм}$ рт. ст.):

1 — после высокотемпературного прогрева катода; 2 — после высокотемпературного прогрева анода; 3 — электроды оттренированы микроразрядами; Δ и $+$ — разные экземпляры электродов.

эмиттера (что ведет в последующем к уменьшению тока при том же напряжении). Видимо, это расхождение объясняется различным режимом нагрева, его интенсивностью и длительностью или же различным исходным материалом для изготовления катода как по составу, так и по сортаменту (в част-

* Влияние рабочей температуры на темновой ток описано в следующем разделе.

ности, Л. И. Пивовар и В. И. Гордиенко использовали тонкую молибденовую ленту в отличие от проволочных или более массивных катодов, применявшихся другими исследователями).

Максимальная сила темнового тока, которая может быть достигнута без возникновения микроразрядов или пробоев, зависит от состояния поверхности электродов, остаточного давления и межэлектродного зазора. Чем меньше зазор, чище электроды и лучше вакуум, тем больше максимально возможная сила темнового тока. При $s=1$ мм, $p \approx 10^{-6}$ мм рт. ст. и хорошо тренированных электродах плотность тока может достигать значений больше 1 ма/см²; при $p=10^{-3}$ — 10^{-4} мм рт. ст. она на 1—2 порядка меньше. Представление о токах при больших межэлектродных зазорах дает табл. 11, со-

Таблица 11

Темновые токи при напряжении возникновения микроразрядов для тренированных плоских электродов из нержавеющей стали

<i>s</i> , мм	$p=3 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст.		$p=5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.	
	<i>I</i> , мка	<i>U</i> , кв	<i>I</i> , мка	<i>U</i> , кв
10	12—100	—	4—10	—
20	1—15	270	0,1—0,3	320
30	0,1—1	290	0,03—0,05	380
40	0,02—0,09	300	10^{-3}	425
50	10^{-3}	—	$2 \cdot 10^{-4}$	460

ставленная по результатам работы [103], где измерения проводились с плоскими тренированными электродами диаметром 200 мм из нержавеющей стали. Максимально возможные токи в этих опытах были ограничены возникновением микроразрядов.

Измерения, проведенные в этой работе, показали, что вольт-амперная характеристика не подчиняется уравнению автоэлектронной эмиссии типа (15): зависимость $\lg(IE^{-2})$ от $1/E$ нелинейна, наклон кривой возрастает с увеличением E . Ток не зависел также от напряжения (при одинаковых значениях E).

Протекание темнового тока сопровождается свечением на аноде в местах попадания электронов. Интенсивность этого голубого или голубовато-фиолетового свечения растет с напряжением и силой тока; при напряжении 10—30 кв и токе силой 100 мка свечение хорошо видно невооруженным глазом. Свечение плоскополяризовано, спектр — сплошной, с максимумом в коротковолновой части, вызвано оно прохождением электронами границы вакуума с металлом [105]. Это свечение, называе-

мое поэтому переходным, иногда используется для определения мест попадания электронов и даже для определения диаметра электронных пучков, бомбардирующих анод. При больших темновых токах на аноде иногда можно заметить и красноватые пятна — тепловое излучение участков анода, нагретых электронными пучками.

Характеристики темнового тока при катодах, покрытых диэлектрическими пленками, описаны в разд. 6.1.

3.2. ПРИРОДА ТЕМНОВЫХ ТОКОВ

В вопросе о природе темнового тока многое еще неясно. Например, пока не существует единого взгляда на причину возникновения темнового тока в условиях технического вакуума и при повышенном напряжении. Темновой ток помимо электронной составляющей содержит и значительный ток ионов, доля которого при небольшой напряженности значительна. Какие именно ионы и основные характеристики ионной составляющей темнового тока — пока не выяснено.

Заслуживает, однако, внимания предположение Н. И. Ионова [106], что основная причина появления ионного тока — поверхностная ионизация веществ с низким потенциалом ионизации, например щелочных металлов, присутствующих в виде примесей в большинстве технически чистых металлов, обычно применяемых в качестве материала для электродов. В пользу такого объяснения Н. И. Ионов приводит результаты работы [107], где наблюдалась эмиссия ионов щелочных металлов, присутствовавших как примесь в технически чистых никеле и вольфраме. При температуре 470°C и напряженности электрического поля $E=0,1$ кв/мм плотности токов были равны 10^{-11} — 10^{-10} а/см². Кроме ионов с массой, соответствующей щелочным металлам, присутствовали ионы с массой порядка 100, что позволяет предположить ионизацию адсорбированных паров органических соединений (измерения проводили в вакууме 10^{-6} мм рт. ст.). Если учесть снижение теплоты испарения вещества в виде ионов под действием электрического поля, то при $E=100$ кв/мм подобная эмиссия должна наблюдаться уже при комнатной температуре.

При таком механизме образования положительных ионов создаваемый ими ток должен возрастать с увеличением неровности анода, так как увеличивается локальная напряженность на выступах, где происходит поверхностная ионизация. Именно этим и объясняли Л. И. Пивовар и В. И. Гордиенко [94] увеличение темнового тока после интенсивного прогрева анода (см. рис. 21), приведшего, по их мнению, к увеличению неровности анода. Другое возможное объяснение этого же эффекта — увеличение на поверхности анода концентрации легкоионизируемых примесей в результате их диффузии из анода. Такой

выход примесей на поверхность наблюдали, например, при нагреве эмиттирующих острий, изготовленных из весьма чистых металлов [108]. В связи с этим можно предполагать, что локальный нагрев анода при бомбардировке его электронами также приведет к выходу примесей на поверхность и к повышению тока положительных ионов.

Ток поверхностной ионизации зависит от напряженности электрического поля слабее, чем ток автоэлектронной эмиссии. Кроме того, максимальная плотность тока поверхностной ионизации ограничена скоростью поступления на поверхность электрода ионизируемых примесей. При отсутствии искусственного источника этих примесей плотность тока ионов вряд ли может превышать 1 мка/см^2 . Поэтому наибольшая ионная составляющая темнового тока должна быть при средних напряженностях до $10\text{--}20 \text{ кв/мм}$, когда существенно влияние поля на поверхностную ионизацию, а автоэлектронная эмиссия еще мала. Приведенные в предыдущем разделе данные подтверждают эти соображения. При наличии тока положительных ионов часть электронной составляющей темнового тока вызвана эмиссией электронов при бомбардировке катода ионами. Коэффициент выбивания электронов возрастает с увеличением энергии ионов, и этим можно объяснить (по крайней мере, частично) часто наблюдаемую зависимость величины темнового тока от общего приложенного напряжения.

Наличие ионного компонента в составе темнового тока может объясняться также ионизацией газа и загрязнений, выделяющихся из анода при бомбардировке его электронами. К такому выводу, например, пришли в работе [109], где обнаружили сильное изменение темнового тока во время работы при замене прежнего анода на новый, не обезгаженный или изготовленный из другого металла.

В литературе долго дискутировался вопрос о природе эмиссии электронов: результат ли это автоэлектронной эмиссии или термоэмиссии, усиленной эффектом Шоттки [65, 110, 111]. В значительной мере этот спор был решен работой Литтла и Уитни [27] по определению рельефа катода в местах эмиссии электронов, проведенной при напряжении до 10 кв и зазоре $0,38 \text{ мм}$ между почти плоскими электродами, находившимися в безмасляном вакууме $10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ В этих опытах прозрачный люминесцирующий анод позволял рассматривать под оптическим микроскопом места на катоде, где эмиттировались электроны. В 80% случаев в местах эмиссии удалось обнаружить очень мелкие выступы. Используя сочетание наблюдения свечения на люминесцентном аноде с наблюдением на оптическом микроскопе (в качестве точного индикатора положения места эмиссии на катоде), авторы работы [27] с помощью теневого электронного микроскопа рассмотрели профили эмиттирующих выступов, которые оказались подобными изображенным на рис. 6. Такие

выступы высотой 1—2 *мкм* и диаметром основания в 8—10 раз меньше были обнаружены на оптически отполированной поверхности нержавеющей стали, алюминия и меди во всех случаях, когда подобной методикой обследовали место эмиссии на катоде.

Эти опыты достаточно убедительно показали, что причиной появления темнового тока может быть автоэлектронная эмиссия с аномально больших и острых выступов, значительно превышающих по размерам неровности, обычно получающиеся при механической обработке поверхности, и резко отличающихся от них по форме. Действительно, в описываемых опытах ток силой 10^{-9} *а* наблюдали при средней напряженности между электродами 18—19 *кв/мм*. Если коэффициент усиления поля на вершине выступов порядка 100 (оценка авторов работы [27]), то, согласно формуле автоэлектронной эмиссии, указанный ток мог эмиттироваться вершиной только одного выступа, подобного приведенным на рис. 6, при работе выхода $\Phi = 3,5 \div 3,0$ *эв*. Таким образом, многолетнюю дискуссию о природе электронной составляющей темнового тока можно считать закончившейся в пользу автоэлектронной эмиссии. По крайней мере, это справедливо в условиях сверхвысокого вакуума при чистых электродах и сравнительно небольших напряжениях для той части электронной составляющей темнового тока, которая не является электронной эмиссией при бомбардировке последнего положительными ионами.

Чтобы подробнее разобраться в основных соотношениях, рассмотрим случай плоских электродов. Если *I* — сила тока, эмиттируемого одним выступом на катоде, то из теоретической формулы автоэлектронной эмиссии (см. приложение) следует

$$\lg(I/E^2) = -5,81 + \lg A_{эм} \mu^2 \Phi^{-1} - 2,98 \cdot 10^9 \Phi^{3/2} \Theta(y) (\mu E)^{-1}, \quad (16)$$

где μ — коэффициент усиления электрического поля на вершине выступа; $A_{эм}$ — площадь эмиттирующей поверхности; *E* — средняя напряженность в межэлектродном зазоре. Так как в обычных условиях функция Нордгейма $\Theta(y) = 0,9 \div 1$, то график $\lg I E^{-2} = f(1/E)$ близок к прямой линии, наклон которой пропорционален μ^{-1} , а отрезок, отсекаемый на оси ординат продолжением этой линии, пропорционален $\mu^2 A_{эм}$. Это позволяет определять значения μ и $A_{эм}$ из экспериментально полученной вольт-амперной характеристики. Такой метод, например, был применен Беннеттом и др. [26], которые проводили эксперименты с вольфрамовыми электродами сфера диаметром 0,7 *мм* — плоскость. Предполагая, что при межэлектродном зазоре 0,04—0,25 *мм* темновой ток обусловлен автоэлектронной эмиссией с одного выступа, они вычислили коэффициент усиления электрического поля на вершине этого выступа μ и радиус эмиттирующей части этой вершины (предполагая осевую симметрию выступа). Результаты такого вычисления, приведенные в

табл. 12, позволили представить изменение эмиттирующего выступа после тренировки электродов пробоями или кратковременного интенсивного прогрева.

Т а б л и ц а 12

Значения μ и радиуса эмиттирующей части вершины выступов на вольфрамовых электродах, вычисленные Беннеттом

Обработка и форма катода	μ	Радиус, $\mu\text{м}$
Сферический или плоский катод после механической обработки и обезгаживания в вакууме	До 100—300	—
Сферический после пробоев	25	0,02
Сферический после прогрева до 2700°C в течение 10 сек при $E = 0$	11	0,26
Плоский после прогрева до 1100°C в течение 180 сек при $E = 0$	16,5	0,013
Плоский после пробоев	20	0,01

В работе [112] теоретически рассмотрен случай, когда на плоском катоде имеется до 100 эмиттирующих выступов с различными значениями μ и $A_{\text{эм}}$. Расчет показал, что суммарная сила тока от этих выступов с большей точностью подчиняется уравнению автоэлектронной эмиссии (15). В этой же работе приведен расчет для 10 эмиттирующих выступов с произвольно выбранными значениями μ и $A_{\text{эм}}$ в пределах $\mu = 70 \div 150$ и $A_{\text{эм}} = 10^{-13} \div 10^{-12} \text{ см}^2$. Оказалось, что значение μ , определенное по суммарной силе тока, близко к значению для наиболее острого выступа, а определенная таким же образом площадь $A_{\text{эм}}$ больше максимального значения для отдельных выступов, но меньше суммы $A_{\text{эм}}$ всех выступов. Это показывает, что оценки μ и $A_{\text{эм}}$ по суммарной силе тока могут характеризовать наиболее острые выступы катодной поверхности. Такие сведения имеют большую практическую важность не только для определения темновых токов, но и для выяснения условий возникновения пробоя. Поэтому вполне закономерно, что в последнее время определение μ и $A_{\text{эм}}$ по вольт-амперным характеристикам темнового тока получило широкое распространение в работах по вакуумной электроизоляции.

Этот метод оценки рельефа поверхности оказался особенно полезным и удобным для характеристики изменения поверхности электродов при различных видах их обработки, тренировки и пр. Однако неправильно считать, что значения μ и $A_{\text{эм}}$, рассчитанные из вольт-амперных характеристик, всегда соответствуют значениям этих параметров для действительно имеющихся катодных выступов. Очевидно, совпадение действительных и расчетных значений μ и $A_{\text{эм}}$ возможно, когда весь темновой ток состоит из ограниченного числа автоэлектронных пучков, эмит-

тируемых выступами с близкими параметрами в чистых вакуумных условиях (постоянство Φ). В других случаях к расчетным величинам μ и $A_{эм}$ следует относиться лишь как к удобным параметрам, характеризующим общее состояние поверхности. Чтобы убедиться в этом, достаточно подсчитать из данных табл. 6 значения $A_{эм}$ для тренированных электродов из алюминия или тантала. Эти расчетные значения $A_{эм}$ получаются

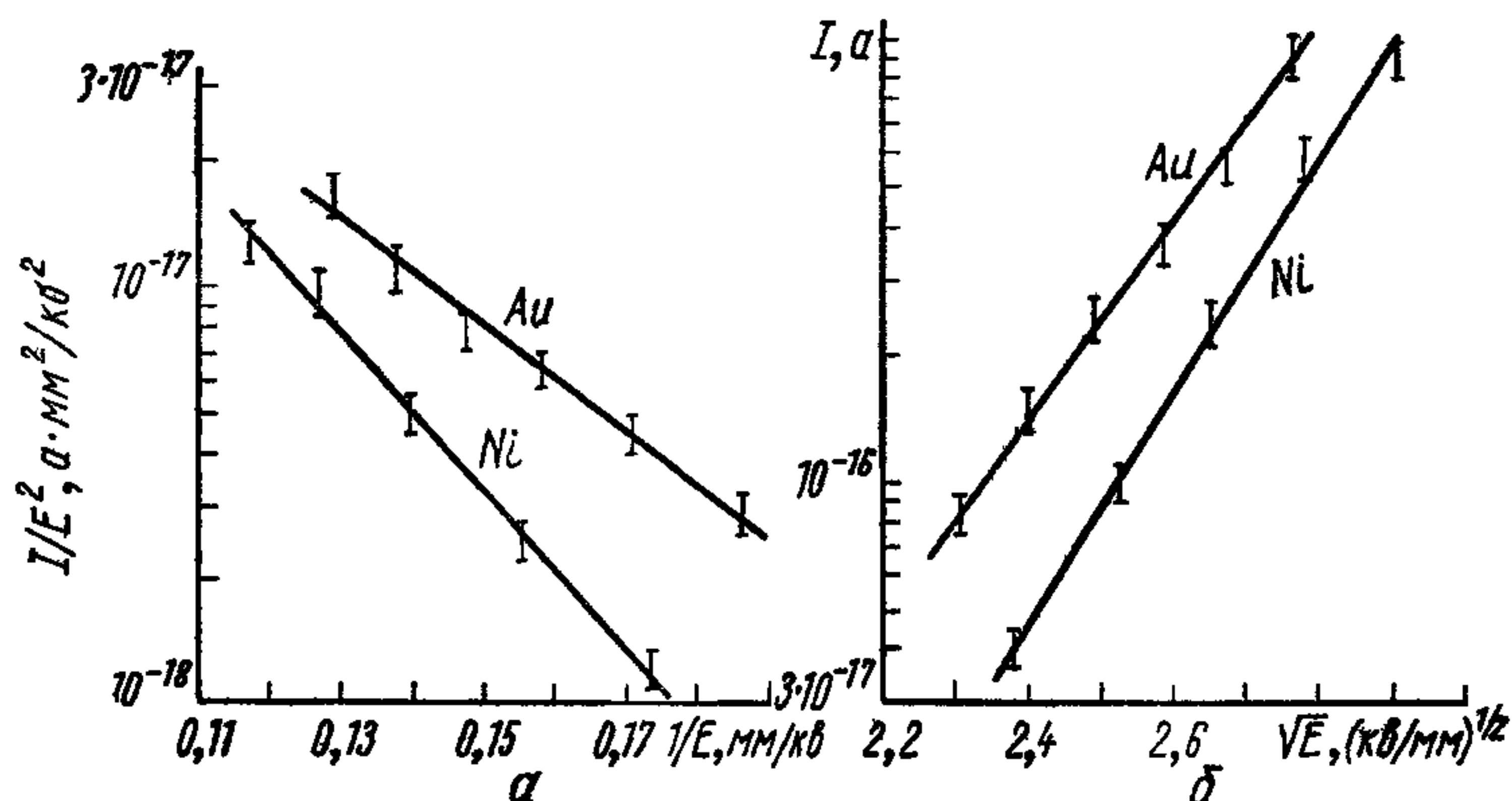


Рис. 22. Интерпретация темновых токов в виде токов автоэлектронной (а) и термоэлектронной (б) эмиссий.

равными примерно 10^{-15} см^2 . Ясно, что эмиттирующая поверхность не может иметь столь малую площадь. В работе [31], где проводилось микроскопическое обследование катодной поверхности, после прокалки катод не содержал острых выступов. В то же время расчет по вольт-амперной характеристике темнового тока давал значение μ около 300.

Следует также отметить, что долголетняя дискуссия о природе электронной составляющей темнового тока основывалась главным образом на вычислении μ , $A_{эм}$ и других параметров по вольт-амперной характеристике [65, 111]. На рис. 22 приведены заимствованные из работы [65] графики зависимости одних и тех же токов от средней напряженности, но построенные в виде, характерном для автоэлектронной эмиссии и для термоэмиссии с эффектом Шоттки. Нетрудно видеть, что сам ход зависимостей на этих графиках (линейность кривых) не дает предпочтения той или другой интерпретации, а из обчислений кривых получаются результаты, приведенные в табл. 13.

Интерпретация темновых токов токами термоэлектронной эмиссии дает более реалистичные значения работы выхода Φ и площади эмиттирующей поверхности $A_{эм}$. Это и есть основной и, на первый взгляд, убедительный аргумент в пользу такой интерпретации. Однако выше были приведены более убедительные доводы в пользу автоэлектронной природы темновых токов. Дополнительным аргументом является также характер зависи-

Таблица 13

Значения μ , Φ и $A_{эм}$, полученные из графиков на рис. 22

Графики на рис. 22	μ	Φ , эв	$A_{эм}$, см ²
Автоэлектронная эмиссия (а)	10*	0,16 (Ni) 0,12 (Au)	$7 \cdot 10^{-20}$ (Ni) 10^{-20} (Au)
Термоэлектронная эмиссия (б)	18 (Ni) 13 (Au)	1,6 (Ni) 15 (Au)	0,1 0,1

* Принят как расчетный параметр.

мости темнового тока от температуры катода. По измерениям Литтла и Уитни [27], а также Беннетта и др. [26], возрастание темнового тока при нагреве электродов до 1000°K близко к увеличению тока автоэлектронной эмиссии. Измерения Ллевеллина-Джонса [113] при температурах 197 и 298°K показали, что ток во втором случае в 6 раз больше, что также близко к теоретической зависимости автоэлектронной эмиссии от температуры в том случае, когда теория учитывает температурное распределение электронов Ферми.

Несмотря на убедительность приведенных экспериментальных данных, все же преждевременно делать окончательный вывод о природе электронной составляющей темнового тока как тока автоэлектронной эмиссии с аномально больших выступов и потока электронов, выбиваемых из катода при бомбардировке его положительными ионами. Хотя эти два вида эмиссии, по видимому, являются доминирующими, однако при наличии на поверхности окисных пленок и загрязнений возможны другие источники электронов, например самоподдерживающаяся эмиссия, эффект Молтера и др. Вполне вероятно, что в этих условиях значительная часть электронного тока может быть результатом автоэлектронной эмиссии с участков катода, имеющих сильно пониженную работу выхода. При этом могут образовываться узкие электронные пучки, подобные тем, которые получают при автоэлектронной эмиссии с аномально больших выступов. Соотношения между параметрами автоэлектронного пучка и геометрией эмиттирующего выступа были приведены в разд. 2.1. Для автоэлектронных пучков, эмиттированных плоскими участками катода (с сильно пониженной работой выхода), аналогичные соотношения приведены на стр. 99—101 в работе [114].

33 МИКРОРАЗРЯДЫ

М и к р о р а з р я д ы — самогасящиеся маломощные импульсы тока продолжительностью 10^{-4} — 10^{-1} сек, периодически повторяющиеся с частотой $0,1$ — 100 гц при длительном приложе-

нии постоянного напряжения. Их возникновение сопровождается слабым диффузным свечением в межэлектродном зазоре и десорбцией с поверхности электродов адсорбированных газов (около 10^{16} молекул за один импульс тока [115]). Микроразряды обычно возникают раньше искровых пробоев, если приложенное напряжение превышает 15—30 кВ, а электроды недостаточно очищены от окисных пленок и загрязнений или находятся в техническом вакууме 10^{-4} — 10^{-7} мм рт. ст., не свободном от присутствия паров органических соединений. Такие условия, в частности, могут иметь место в электронных микроскопах, вакуумных трубках электростатических ускорителей заряженных частиц и других электровакуумных высоковольтных аппаратах, особенно работающих при постоянной откачке. Хотя амплитуда силы тока при микроразрядах не превышает, как правило, 1 ма, они могут существенно нарушать работу электровакуумных приборов и аппаратов с мало-мощными источниками высоковольтного питания, особенно если требуется высокая стабильность рабочего напряжения. Не исключено, что микроразряды могут привести к неприятностям и в более мощных электровакуумных системах, способствуя появлению искровых пробоев с переходом в вакуумную дугу.

Первые исследования микроразрядов были выполнены Бертейном [116], Клиффордом и Фортескью [117], наиболее полно — Арналем [118—123], Л. И. Пивоваром и В. И. Гордиенко [94, 124, 125], а также другими исследователями. Микроразряды в ускорительных трубках (так называемая электронная нагрузка) были исследованы Мак-Киббеном и др. [126—128].

Основные параметры, характеризующие микроразряды, — напряжение их возникновения при его плавном подъеме $U_{\text{мр}}$, длительность $\tau_{\text{мр}}$ и амплитуда импульса тока $I_{\text{мр}}$ и величина переносимого за один импульс электрического заряда $q_{\text{мр}}$. Важное значение имеет и частота возникновения микроразрядов. Представление об этих параметрах и диапазоне наблюдаемых величин дает табл. 14.

Из приведенных в таблице данных виден широкий разброс результатов измерений, что в значительной степени объясняется зависимостью основных параметров микроразрядов от обработки и тренировки электродов, давления и состава остаточных газов, параметров электрической цепи, величины межэлектродного промежутка и материала электродов.

Для свежеприготовленных электродов, если вакуумная система и, следовательно, электроды мало загрязнены парами органических соединений, напряжение возникновения микроразрядов после нескольких разрядов повышается, т. е. наблюдается так называемый эффект тренировки. При длительном нахождении электродов в вакууме, особенно при наличии на электродах напряжения, вызывающего непрерывные микрораз-

Таблица 14

Основные характеристики микрозарядов при постоянном напряжении по измерениям различных исследователей

Материал и форма электродов	Вакуум, мм рт. ст.	Зазор, мм	$U_{\text{мр}}, \text{кв}$	$I_{\text{мр макс}}, \text{мкка}$	$q_{\text{мр}}, \text{к}$	$\tau_{\text{мр}}, \text{сек}$	Литература
Медные диски диаметром 20—50 мм	10^{-4} — 10^{-5}	3	45	20—50	10^{-8}	10^{-4} — $2 \cdot 10^{-2}$	[123]
Медные диски диаметром 60 мм	$2 \cdot 10^{-5}$	5	50	—	10^{-7} — 10^{-5}	—	[115]
Медные диски	$2 \cdot 10^{-5}$	36 2	65 20	— 200	— $(1-4) \times 10^{-6}$	— $5 \cdot 10^{-2}$	[129]
Медные диски диаметром 44 мм	10^{-6} — 10^{-4}	380 2	120	100	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-3}$	[130]
Стальные диски диаметром 20 мм	10^{-5} — 10^{-6}	1	55—82	200— 11 000	10^{-6}	$(6-50) \times 10^{-5}$	[131]
Молибденовые полоски площадью 1 см ² : хорошо очищенные	10^{-9}	4	15—44	10—500	10^{-9}	$5 \cdot 10^{-5}$ — $5 \cdot 10^{-4}$	[131]
окисленные	10^{-9}	4	40—50	—	—	—	[94]

ряды, $U_{\text{мр}}$ сильно зависит от качества вакуума и главным образом от содержания органических паров. В табл. 15 приведены результаты измерений $U_{\text{мр}}$ в вакууме 10^{-5} — 10^{-4} мм рт. ст. [131].

Таблица 15

Зависимость напряжения возникновения микрозарядов, кв, от качества вакуума при зазоре 1 мм между стальными электродами

Вакуумные условия	Начальное значение	После $(2-15) \cdot 10^4$ микрозарядов в течение 8 ч
Пары высоковакуумной силиконовой смазки	44	33
Пары углеводородного масла для диффузионного насоса	40	28
Пары масла для форвакуумного насоса	38	15

При более длительной тренировке (до $2 \cdot 10^5$ микрозарядов) на электродах образовывался налет, по-видимому, вследствие крекинга адсорбированных органических соединений и происходило снижение $U_{\text{мр}}$. Значение $U_{\text{мр}}$ повышается при откачке системы ртутными насосами [117].

Остаточное давление также влияет на напряжение возникновения микрозарядов. По измерениям Мэнсфилда и Фортескья

[129], увеличение давления от 10^{-5} до 10^{-4} мм рт. ст. повышает $U_{\text{мр}}$ на 12—20%. Для большого расстояния между электродами (380 мм) в некоторых опытах они получили очень сильное изменение $U_{\text{мр}}$: от 125 до 420 кв при увеличении давления от $2 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. путем напуска атмосферного воздуха. При напуске водорода изменение $U_{\text{мр}}$ меньше. Двукратное изменение $U_{\text{мр}}$ при изменении давления в том же диапазоне величин наблюдалось и Клиффордом с Фортескью [117]. Влияние давления на напряжение возникновения микрозарядов при сантиметровых зазорах видно также из табл. 11.

Описанное влияние на величину $U_{\text{мр}}$ давления и состава остаточных газов показывает большую роль адсорбированных на поверхности электродов газов и паров, особенно органических соединений. Как известно, состав адсорбированных пленок близок к составу остаточного газа только в начальные моменты адсорбции (например, в первое время после обезгаживания электродов прогревом). Затем из-за разницы в теплотах адсорбции и испарения все больше начинают преобладать углеводороды, которые как бы вытесняют адсорбированные ранее газы. Однако чем меньше содержание углеводородов в остаточном газе и меньше абсолютное значение их парциального давления, тем в меньшей степени и медленнее происходит заполнение адсорбированной пленки углеводородами. Из-за этого, по-видимому, происходит уменьшение $U_{\text{мр}}$ при возрастании парциального давления паров углеводородов (см. табл. 15) и увеличение $U_{\text{мр}}$ с ростом общего давления и сохранением парциального давления паров углеводородов [117, 129]. Уменьшением содержания углеводородов в адсорбированной пленке можно объяснить и наблюдавшееся в течение 10—60 мин временное повышение напряжения возникновения микрозарядов после прогрева электродов до температуры, несколько большей 200°C [129], а также после воздействия на электроды тлеющего разряда в водороде или ускоренных ионов аргона и водорода [122]. В. И. Гордиенко и Л. И. Пивовар [125] нашли, что с ростом температуры электродов от 150 — 200°C до температуры плавления материала электродов (медь, сталь и др.) напряжение возникновения микрозарядов повышается примерно одинаково при нагреве только анода или катода. Однако следует отметить, что при нагретом аноде частота следования микрозарядов выше.

Существенное влияние на появление микрозарядов оказывает наличие на поверхности электродов окисных пленок и различных загрязнений. В табл. 16 приведены результаты Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко [94], показывающие влияние чистоты поверхности анода на напряжение возникновения микрозарядов, особенно окисных пленок, которые, по-видимому, полностью не удаляются при интенсивном прогреве в недостаточно высоком чистом вакууме.

Влияние обработки молибденового анода на напряжение возникновения микрозарядов (межэлектродный промежуток 4 мм)

№ п.п.	Предварительная обработка анода	Вакуум при измерении, мм рт. ст.	$U_{\text{мр}}$, кВ
1	Свежеприготовленный полированный	10^{-6} — $5 \cdot 10^{-7}$	40—50
2	Продолжительный прогрев до 1800 — 2000°C при давлении 10^{-6} мм рт. ст.	10^{-5} — $5 \cdot 10^{-7}$	80—90
3	То же, что и в п. 2, но при давлении 10^{-7} мм рт. ст.	10^{-9} — 10^{-10}	115
4	То же, что и в п. 3, плюс кратковременный прогрев до 600°C в атмосфере водорода	10^{-9} — 10^{-10}	115
5	То же, что и в п. 3, плюс кратковременный прогрев в атмосфере кислорода	10^{-9} — 10^{-10}	40—50
6	То же, что и в п. 3, плюс выдержка при атмосферном воздухе в течение 0,5 ч	10^{-9} — 10^{-10}	80—90
7	То же, что и в п. 3, плюс выдержка при атмосферном воздухе в течение 12 ч	10^{-9} — 10^{-10}	40—50

Напряжение возникновения микрозарядов довольно слабо зависит от межэлектродного зазора. Согласно измерениям Арналя [119], эта зависимость имеет вид

$$U_{\text{мр}} = \text{const } s^{1/2}, \quad (17)$$

где значение константы определяется описанными выше параметрами и материалом анода. Материал катода, по данным Арналя, не сказывается на величине $U_{\text{мр}}$. Влияние материала анода иллюстрируется измеренными Арналем значениями $U_{\text{мр}}$ при зазоре 3 мм между плоскими электродами, 30 кВ для анода из тантала, 45 кВ — из меди, 60 кВ — из магния и 65 кВ — из бериллия. Добавим, что, по измерениям Мэнсфилда и Фортескью, $U_{\text{мр}}$ для алюминиевых электродов на 20% выше, чем для медных [129]. Выражение (17) было подтверждено измерениями Боэрша и др. [131] для свежеприготовленных стальных электродов, а также Ватсоном и др. [132] для плоских электродов диаметром 200 мм из нержавеющей стали. Приведенные в табл. 14 результаты Мэнсфилда и Фортескью [129] также укладываются в такую зависимость. В работе этих исследователей была показана и сравнительно слабая зависимость $U_{\text{мр}}$ от напряженности у электродов, особенно от $E_{\text{к}}$. Проводя опыты в конструкции, представляющей часть многосекционной ускорительной высоковольтной трубки, заглушенной на концах фланцами, которые служили электродами в данных экспериментах, исследователи имели возможность, закорачивая крайние секции, в несколько раз уменьшать напряженность у того или другого электрода. Такое снижение напряженности у катода повысило напряжение возникновения микрозарядов только на 10%; аналогичное снижение напряженности у анода — на 75%.

При зазоре между электродами несколько миллиметров искровые пробои возникают при больших напряжениях, чем микроразряды. Однако, как будет видно из следующей главы, зависимость пробивного напряжения от межэлектродного зазора более сильная, чем соответствующая выражению (17). Поэтому по мере перехода к меньшим межэлектродным расстояниям разница между пробивным напряжением и $U_{\text{вр}}$ уменьшается, а при

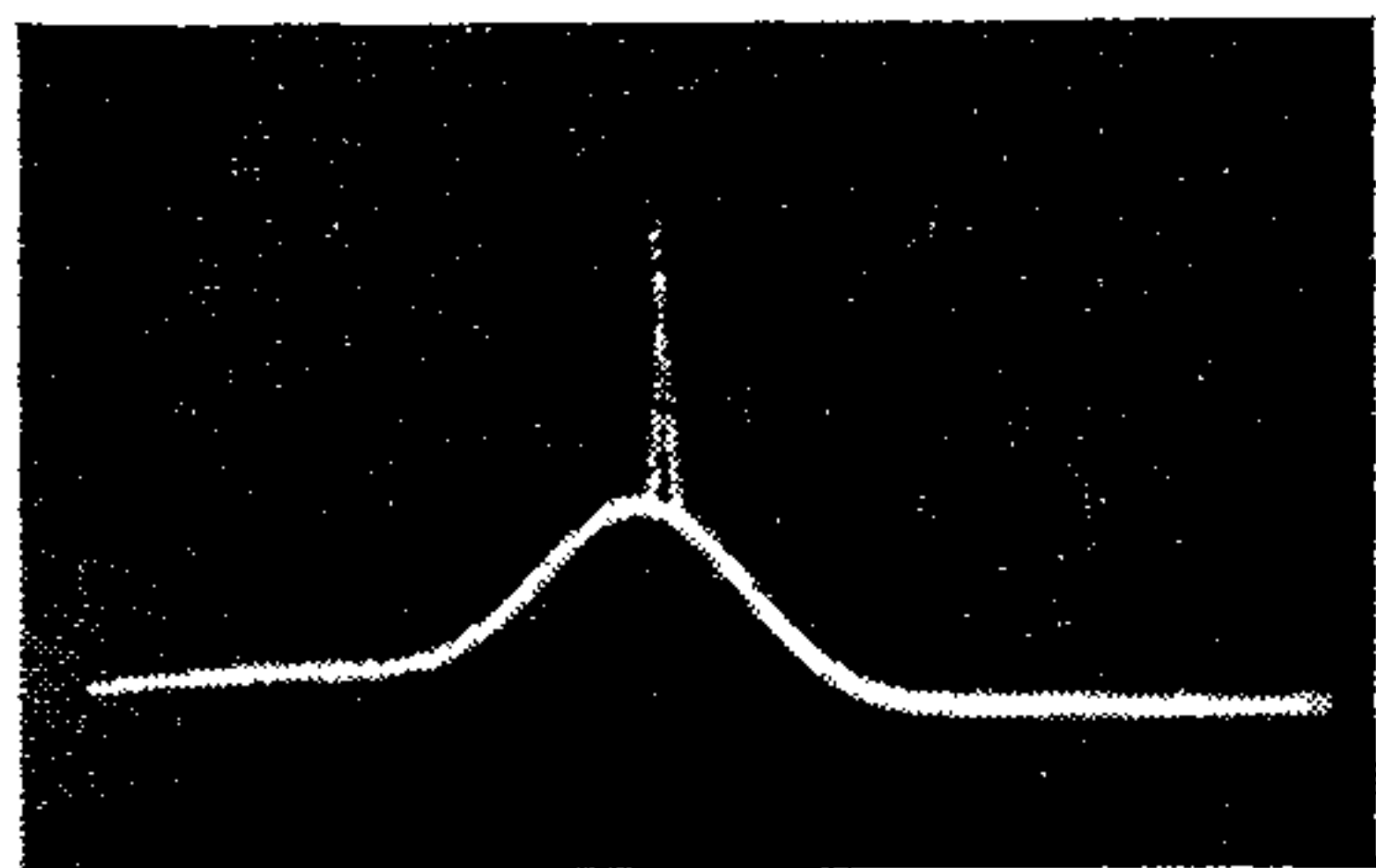


Рис. 23. Осциллограмма тока микроразряда на фоне темного тока (медные плоские электроды диаметром 44 мм, $s=2$ мм, ширина импульса темного тока на половине высоты 2,7 мсек, амплитуда микроразряда 0,5 ма).

зазорах меньше 0,5—1 мм пробои наступают раньше микроразрядов. Помимо этого существует минимальное значение напряжения порядка 15—20 кв, зависящее от конкретных условий, ниже которого микроразряды не могут возникнуть. Такое заключение можно вывести из существующих представлений о физической природе микроразрядов как взаимной ионной эмиссии, коэффициенты которой должны уменьшаться с понижением напряжения. Аналогичная картина получается и в соотношении темновых токов и микроразрядов. При малых зазорах между тренированными электродами микроразряды возникают

на фоне значительных темновых токов (силой до 10^{-3} а). В качестве иллюстрации такого явления на рис. 23 приведена осциллограмма тока между медными электродами в случае приложения к ним полусинусоидального униполярного напряжения частотой 30 кв 50 гц. По мере увеличения межэлектродного зазора темновые токи, предшествующие возникновению микроразрядов, становятся все меньше. Это видно также из табл. 11. При сантиметровых межэлектродных зазорах между свежеприготовленными электродами микроразряды возникают раньше заметных темновых токов (силой 10^{-10} — 10^{-9} а).

Для изучения физики микроразрядов большое значение имело выяснение природы носителей тока. Масс-спектрометрический анализ показал, что ток микроразрядов помимо основной, электронной составляющей содержит положительные и отрицательные ионы: H^+ , H_2^+ , CO^+ , H^- , C^- и O^- , причем преобладают H^+ и H^- . По измерениям Мэнсфилда токи электронов, положительных и отрицательных ионов находятся в соотношении 25:2:1 [129]. По измерениям Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко [124], электронный ток в 3—4 раза превышает ток ионов. Такой состав тока, сильное влияние адсорбции углеводов, влияние окисных пленок и самогашение микроразряда после прохождения сравнительно небольшого заряда, т. е. все основные особенности микроразрядов, привели к практически

единодушному мнению о их физической природе. Согласно этим представлениям, микроразряд — взаимная вторичная эмиссия положительных и отрицательных ионов. Такая взаимная эмиссия может быть самоподдерживающейся и даже возрастающей, когда коэффициент вторичной эмиссии отрицательных ионов при бомбардировке катода положительными ионами $k_{и-и}^-$ и коэффициент вторичной эмиссии положительных ионов при бомбардировке анода отрицательными ионами $k_{и-и}^+$ находятся в соотношении

$$k_{и-и}^- \cdot k_{и-и}^+ \geq 1. \quad (18)$$

Электроны, хотя и являются наибольшей составляющей тока микроразряда, по-видимому, не играют большой роли в возникновении и поддержании микроразряда и представляют собой как бы побочный продукт, получающийся при бомбардировке катода положительными ионами. Малая роль электронов в механизме микроразрядов убедительно была показана Л. И. Пивоваром и В. И. Гордиенко [124], определившими влияние поперечного магнитного поля на микроразряды. Магнитное поле не позволяло электронам, рожденным на катоде, пересечь зазор и бомбардировать анод. Однако это не изменило напряжение возникновения и протекание микроразрядов, хотя переносимый за импульс тока заряд уменьшился в 2—3 раза. Аналогичные результаты получены были Боэршом и др. [133, 134]. Решающая роль ионного обмена показана в работах Арналя и др. [135, 136], где измерялось время развития микроразряда между плоскими электродами, установленными косо относительно друг друга, т. е. электрическое поле в зазоре имело клиновидную форму. Начавшись в узкой части зазора, микроразряд распространялся в сторону больших зазоров в соответствии с характером движения частиц, выбиваемых из электродов, в клиновидном поле. Измерение скорости распространения микроразряда показало, что она определяется движением тяжелых ионов, у которых M/e более 100 протонных единиц.

Для чистых поверхностей электродов значения $k_{и-и}^-$ и $k_{и-и}^+$ ничтожно малы, и условие (18) не может быть выполнено. Однако наличие на поверхности разного рода загрязнений, окисных пленок, адсорбированных газов и особенно паров органических соединений, по-видимому, приводит при достаточно высокой энергии ионов к такому возрастанию $k_{и-и}^-$ и $k_{и-и}^+$, что условие (18) выполняется и микроразряд развивается. В процессе прохождения импульса тока поверхность электродов частично очищается, главным образом от адсорбированных газов и паров, коэффициенты $k_{и-и}^+$ и $k_{и-и}^-$ уменьшаются и разряд прекращается вплоть до того момента, когда из-за увеличения адсорбированного слоя условие (18) становится вновь выполненным. Закономерности этого процесса теоретически рассмотрены в работе

[137]. Увеличение адсорбированного слоя может происходить не только за счет поступления молекул остаточного газа из вакуумного объема, но также из-за диффузии на поверхность примесей и растворенных газов из электродов.

Если сделать довольно естественное предположение, что $k_{и-и}^-$ и $k_{и-и}^-$ возрастают с увеличением напряжения при неизменном состоянии поверхности электродов, а при фиксированном напряжении с увеличением количества адсорбированных газов и паров, то становятся понятными и такие характеристики, как зависимость длительности микроразрядов и частоты их возникновения от параметров электрической цепи, а также малая разница между напряжением возникновения микроразрядов и напряжением их горения.

Согласно измерениям некоторых исследователей, при возникновении микроразрядов снижение напряжения составляет не более 1—2%. Если из-за большого сопротивления в электрической цепи напряжение на электродах при протекании тока разряда падает сильнее, то разряд прекращается. Однако вследствие сокращения длительности разряда поверхность электрода меньше освобождается от загрязнений и адсорбированных газов и паров, поэтому следующий микроразряд возникает скорее, т. е. частота возникновения микроразрядов возрастает. По измерениям Арналя [121], с медными электродами собственной емкостью 10 *нф* и сопротивлением в разрядной цепи $R_d = 1$ *ком* длительность импульсов микроразрядов $\tau_{мр} = 10^{-2} \div 10^{-1}$ *сек*, а частота возникновения их приблизительно 0,2 *гц*; при $R_d = 10 \div 40$ *Мом* $\tau_{мр} = 10^{-4}$ *сек*, а частота больше 10 *гц*. Соответственно с величиной $\tau_{мр}$ изменялся и прошедший за 1 импульс заряд. Однако интегральное значение заряда за большой промежуток времени почти не изменялось. Увеличение приложенного напряжения сверх порога возникновения микроразрядов приводит к увеличению частоты возникновения последних и амплитуды тока, но без увеличения интегрального заряда; напряжение горения разряда незначительно отличается от повысившегося напряжения возникновения микроразрядов. Качественно это можно объяснить тем, что при повышенном напряжении разряд начинается при меньшем адсорбционном покрытии электродов. Увеличение емкости электродов замедляет спад на них напряжения при микроразрядах, способствуя тем самым увеличению длительности импульса тока и величины прошедшего заряда. По измерениям Л. И. Пивовара и В. И. Гордиенко [124], увеличение $C_{ш}$ в 100 раз (от 200 до 20 000 *нф*) приводило к увеличению $\tau_{мр}$ в 2—4 раза.

Объяснение основных характеристик микроразрядов на основе ион-ионного обмена еще не означает, что природа микроразрядов полностью ясна. Имеются основания сомневаться в правильности такой трактовки. Пока нет непосредственных измерений $k_{и-и}^+$ и $k_{и-и}^-$, которые подтвердили бы условие (18)

[138]. Непонятно, почему мала скорость развития микроразряда (ток растет 10—20 мксек, что приводит к сильному возрастанию напряжения возникновения микроразрядов и даже к отсутствию их при микросекундных импульсах напряжения). Неизвестно, чем ограничены амплитуда и плотность тока микроразряда, что имеет большое значение, так как, по-видимому, от этого зависит возможность перерастания микроразряда в искровой пробой вакуумного промежутка с переходом к дуговому разряду в парах материала электродов.

Помимо описанных выше обычных микроразрядов существуют микроразряды иной природы, представляющие собой как бы недоразвившиеся пробои, т. е. начальные стадии вакуумного пробоя, не развившиеся в полный пробой из-за малой мощности иницирующего процесса. Гольдман и др. [139] осциллографировали одновременно ток микроразрядов, видимое свечение в межэлектродном зазоре и рентгеновское излучение между медными электродами (зазор 3 мм). Так как рентгеновское излучение вызывается электронами, а свечение в зазоре — ионизационными процессами в объеме, т. е. в значительной мере ионами, то сопоставление этих трех явлений позволяло судить о характере микроразрядов. При измерениях кроме обычных микроразрядов, когда наблюдается свечение и рентгеновское излучение (особенно интенсивное во время нарастания тока микроразряда) было обнаружено еще два типа более редких микроразрядов: 1) ток и рентгеновское излучение такие же, как при обычном микроразряде, а свечение почти отсутствует; 2) значительно более длительный микроразряд (несколько миллисекунд) с постепенным нарастанием тока, сопровождающимся столь же постепенным ростом рентгеновского излучения и видимым свечением, наиболее интенсивным в начале микроразряда. Первый тип авторы работы [139] интерпретируют как результат разрушения небольшого эмиттирующего центра на катоде (недостаточно мощного, чтобы вызвать пробой). Вторым типом — результат удара о катод частицы, оторвавшейся с анода, и последующий рост и разрушение эмиттирующего центра на катоде.

В работе [140] Е. П. Мартынов измерил число электронов и ионов, эмиттированных в межэлектродный зазор при возникновении микроразряда между электродом и подлетающей к нему частицей, оторвавшейся от противоположного электрода. При стальных или никелевых частицах диаметром 0,2—1,25 мм в зазор между плоскими алюминиевыми или медными электродами эмиттируется $6 \cdot 10^5$ — $2 \cdot 10^8$ электронов. Зависимость числа эмиттированных электронов N_e от радиуса частицы $r_{\text{ч}}$ м и напряженности электрического поля E в/м удовлетворительно описывалась эмпирической формулой

$$N_e = (1300 + 2800) r_{\text{ч}}^{2,9} E^{2,1}. \quad (19)$$

Измерения проведены при межэлектродных зазорах от 4,5 до 6,9 мм. В этих пределах N_3 не зависело от величины зазора. Измерения показали также, что число эмиттированных ионов примерно в 3 раза меньше, чем число электронов.

Интересно отметить, что зависимость N_3 от радиуса частицы и напряженности электрического поля примерно такая же, как зависимость электростатической энергии частицы от этих же параметров, связанной с зарядом частицы, приобретаемым ею при отрыве от электрода. Так как при микроразряде между электродом и подлетающей частицей выделяется именно эта энергия, то отмеченная схожесть двух характеристик показывает, что образование иона или электрона в микроразряде мало зависит от напряженности поля, размера частиц и соответственно от общей энергии разряда.

В связи с затронутым вопросом об эмиссии электронов и ионов, вызванной пролетом между электродами маленьких частиц материала, отметим также результаты работы [141], где изучали эмиссию электронов при ударе об электрод микроскопических частиц, летящих со скоростями больше 1 км/сек, т. е. при весьма значительной кинетической энергии, приходящейся на единицу массы частицы. Было найдено, что число эмиттированных электронов и соответственно их суммарный заряд

$$q_V \approx r_0^3 v^3 A_N^{-1}, \quad (20)$$

где v и A_N — скорость ударяющей частицы и атомный вес ее вещества. При скорости ударяющих частиц из железа 4 км/сек $q_V/r_0^3 = (0,15 \div 0,8) \cdot 10^6$ к/м³ в зависимости от материала мишени.

3.4. ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕ И ПЕРЕНОС МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ МИКРОРАЗРЯДНЫХ И ТЕМНОВЫХ ТОКАХ

Возникновение микроразрядов между свежеприготовленными электродами сопровождается интенсивным газовыделением, достигающим до 100 атомов на один прошедший элементарный заряд. В вакуумной системе с очень малым содержанием органических соединений и необезгаженными электродами десорбируемый из электродов газ содержит в основном H_2 , H_2O , CO , O_2 , CO_2 [103]. При большой площади электродов газовыделение так велико, что не позволяет поднимать напряжение из-за опасности возникновения газового разряда с большой силой тока [132]. По мере тренировки напряжением (особенно при наличии микроразрядов) газовыделение постепенно уменьшается, изменяется и состав десорбируемых газов (почти совсем исчезает O_2 , а относительная доля CO_2 возрастает почти вдвое). Общее газовыделение может быть меньше 1 атома на элементарный заряд [103]. Десорбция газа из электродов в меньших

количествах, чем при микроразрядах, происходит и при темновых токах [142].

Темновой ток и микроразряды сопровождаются переносом материала с одного электрода на другой. Впервые это явление при темновых токах было обнаружено Андерсоном [76]. Когда катод изготавливали из стали, а анод — из меди, то после продолжительного выдерживания электродов под напряжением даже в отсутствие пробоев на катоде появлялся коричневатый налет — следы меди, перенесенной с анода. При обратной полярности электродов переноса меди не обнаружено. Методика меченых атомов позволила более подробно изучить перенос материала с одного электрода на другой, и в частности определить отношение массы перенесенного материала M к количеству прошедшего через межэлектродный зазор электрического заряда q . В работе Л. В. Тарасовой и А. А. Разина [143] величина M/q выражается в единицах *масса/заряд* однозарядного иона основного материала электродов, т. е. если весь ток и перенос материала обязаны прохождению ионов металла, то $M/q=1$. Измерения с медными электродами при напряжении 35—100 кВ и вакууме 10^{-5} мм рт. ст. показали, что перенос материала пропорционален прошедшему заряду. При темновых токах силой 10^{-8} — 10^{-6} а $M/q=1,5\div 8$ при переносе материала с анода на катод, т. е. 1—5 мг/к; перенос материала в обратном направлении значительно меньше, $M/q=0,045$, т. е. примерно 0,03 мг/к. При микроразрядах перенос материала с анода на катод и обратно приблизительно одинаков, и $M/q=1,5\div 2,6$. Практически такие же значения M/q получил Швабе [144] для темновых токов, химически выделяя перенесенный материал с последующим спектральным анализом. Электроды при этом изготавливались из разных металлов, не содержащих материала противоположного электрода даже как примесь.

Основная доля переносимого при темновых токах и микроразрядах заряда приходится на электроны, ток же ионов мал, поэтому даже при $M/q=1$ основная масса материала переносится не в виде ионов (при микроразрядах ионы металла не обнаружены). Частично материал переносится в виде многоатомных электрически заряженных агрегатов, так как их отрыв от электрода происходит в электрическом поле. В пользу этого говорят наблюдения Швабе [144], который обнаружил в перенесенном на катод слое отдельные вкрапления размером 3—5 мкм, а на противоположном электроде примерно такие же углубления. Кроме того, при плоских электродах перенесенный материал соответствует по форме противоположному электроду (точнее, форме его активированной части, так как перенос определялся методом меченых атомов) [143]. Это можно интерпретировать как перенос под действием электрического поля заряженных микрочастиц материала. Механизм образования многоатомных агрегатов неясен. Возможно, что часть их является

обломками, образовавшимися при механической обработке поверхности электродов. Например, Швабе заметил, что при электрополированных электродах перенос меньше, чем при электродах, полированных механическим способом. Возможно, что определенную роль играет поверхностная диффузия, приводящая к образованию острых выступов, которые потом отрываются в электрическом поле. Так, Броун [145], покрывая один из электродов тонким слоем радиоактивного полония, обнаружил на противоположном электроде сгустки микроскопических размеров, в которых плотность радиоактивного вещества превышала на два порядка плотность в нанесенном слое, что, по-видимому, является результатом диффузии перенесенного материала на поверхности.

Практическое значение переноса материала не ограничено только количественной стороной этого явления, которая не так уже велика. Более существенно, что он приводит к изменению микрорельефа, особенно там, где отлагается материал. В результате осаждения материала и последующей его поверхностной диффузии могут в присутствии электрического поля образовываться острые выступы, что ухудшает качество вакуумной изоляции. Некоторые сведения об образовании выступов при ударе об электрод многоатомных агрегатов, оторвавшихся от противоположного электрода, приведены в гл. 2. Изменение микрорельефа в месте отрыва частицы материала с анода исследовано в работе [146].

ГЛАВА 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ПРОБОЮ ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ ПРИ ПОСТОЯННОМ И ИМПУЛЬСНОМ НАПРЯЖЕНИЯХ

4.1. ТРЕНИРОВКА ЭЛЕКТРОДОВ ПРОБОЯМИ. ВЛИЯНИЕ ВАКУУМА И ДРУГИХ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ

Пробой — разряд с резкопадающей вольт-амперной характеристикой — неминуемо сопровождается изменением поверхности электродов. В местах возникновения пробоя и протекания межэлектродного тока происходит нагрев, плавление и испарение вещества, которое затем осаждается на окружающие участки электродов и вакуумной камеры. В результате этих процессов могут изменяться микрорельеф и другие свойства заметной части поверхности электродов. Естественно, что наиболее сильные изменения происходят в месте возникновения пробоя, где электрическая прочность была ослаблена (например, наличием острого выступа). Поэтому пробой может способствовать ликвидации слабых мест на электродной поверхности и, следовательно, повышать электропрочность вакуумной изоляции. Это широко используется для тренировки или кондиционирования многократными пробоями свежеприготовленных электродов.

Число тренировочных пробоев для достижения высокого установившегося пробивного напряжения может достигать десятков тысяч [66] при площади электродов несколько квадратных сантиметров, но часто тренировка ограничивается сотнями или десятками пробоев.

Типичный характер изменения пробивного напряжения в ходе такой тренировки показан на рис. 24. Установившееся значение пробивного напряжения вдвое превышает первоначальное. Достигнутое при этом значение пробивного напряжения не сохраняется, если в течение нескольких часов на электродах отсутствует напряжение. Однако после такого перерыва достаточно 5—10 тренировочных пробоев, чтобы полностью восстановить результаты первоначальной тренировки [95]. Повторная тренировка ускоряется даже после кратковременного напуска в рабочий объем атмосферного воздуха (лучше сухого азота).

В табл. 17 приведены данные, характеризующие влияние перерыва в подаче напряжения на электроды из нержавеющей стали в вакуумной системе, откачиваемой масляными насосами до 10^{-6} мм рт. ст. (межэлектродный зазор 0,1 мм, напряжение — импульсное, длительностью 1 мсек [95]).

Некоторые сверхвысоковольтные электровакуумные аппараты, например электростатические анализаторы заряженных частиц и ускорительные трубки, тренируют до напряжения, превышающего номинальное (рабочее) напряжение, чтобы работе на номинальном напряжении не мешали случайные пробои. Однако при длительной работе происходит постепенное сниже-

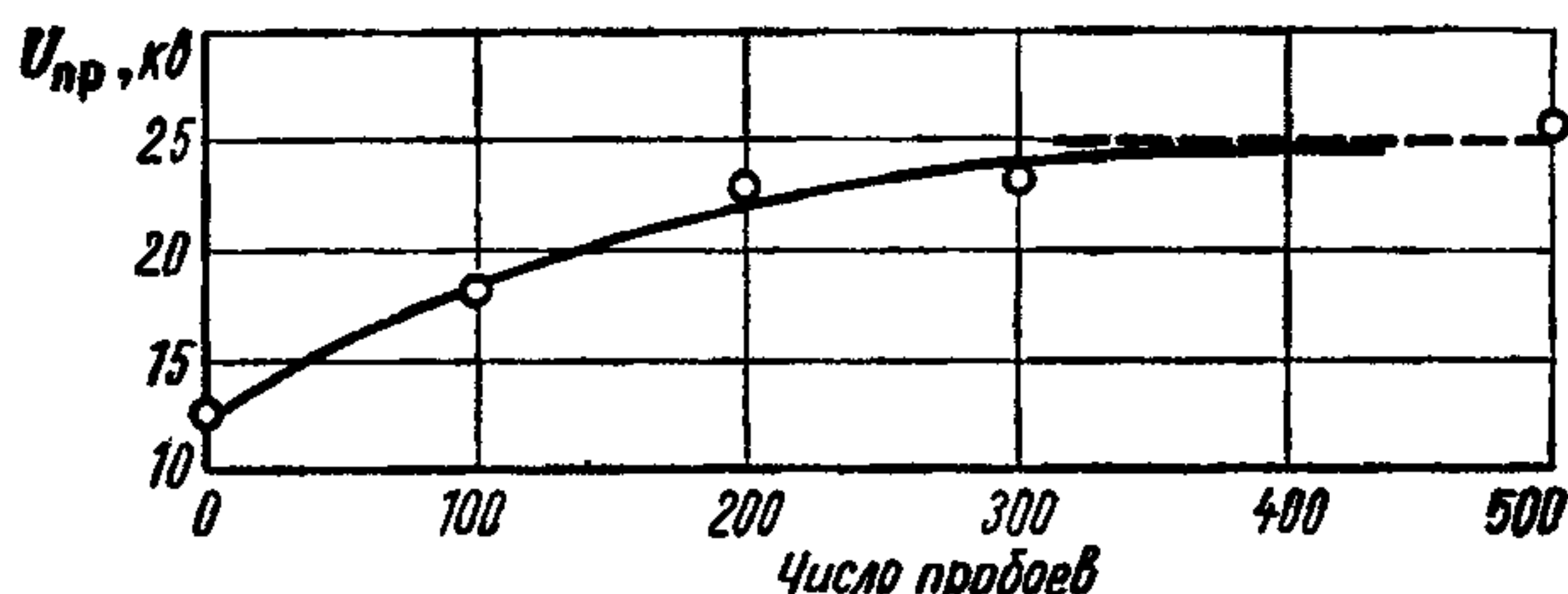


Рис. 24. Рост пробивного напряжения с увеличением тренирующих пробоев (стальные электроды, $s=0,1 \text{ мм}$):

----- средняя величина $U_{пр}$ для хорошо кондиционированных электродов

ние электропрочности (начинают возникать редкие пробои), и нужна периодическая, дополнительная тренировка [147, 148].

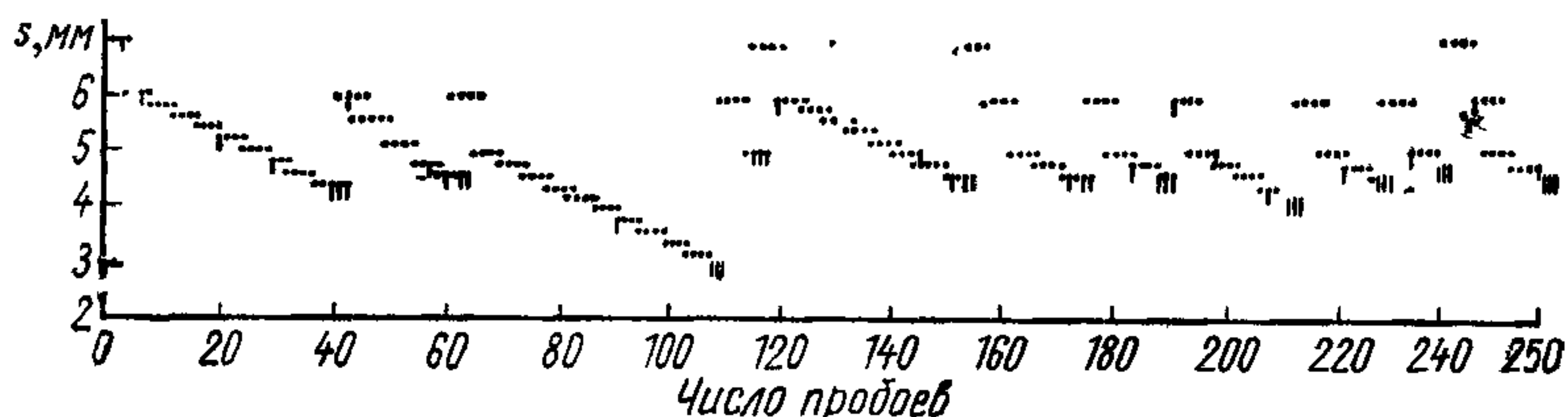


Рис. 25. Изменение электропрочности при многократной подаче импульсов напряжения 350 кВ.

Хорошие результаты дает тренировка пробоями импульсным напряжением, причем, как и при постоянном напряжении, полярность должна совпадать с полярностью рабочего напряжения [149]. Изменение электропрочности вакуумного зазора при последовательных пробоях приведено на рис 25. На стальные электроды (катод—плоскость, анод—сфера диаметром 9,3 мм) с интервалом 20 сек через сопротивление 9 ком подавалось импульсное (1,5/40 мксек — отношение времени нарастания фронта к длительности импульса) напряжение 350 кВ [150]. Зазор между электродами, первоначально установленный с запасом, после каждых трех-четырех импульсов, если не было пробоев, уменьшали до тех пор, пока в трех случаях из пяти не наблюдали пробоя. Это расстояние фиксировали как про-

Влияние перерыва в подаче напряжения на пробивное напряжение

Длительность перерыва в подаче напряжения, ч	Пробивное напряжение, кв		Длительность перерыва в подаче напряжения, ч	Пробивное напряжение, кв	
	при первом пробое	среднее из пяти последующих пробоев		при первом пробое	среднее из пяти последующих пробоев
0,1	22,5	26,7 ± 1,0	4	21,5	25,4 ± 1,1
0,5	19,5	25,9 ± 0,9	6	17,5	25,7 ± 1,1
2	22,5	25,8 ± 1,2	7	17	25,3 ± 1,2

бивное, электроды разводили и процедуру повторяли. На рис. 25 пробой отмечены вертикальными штрихами; импульсы напряжения, при которых пробоев не было, — точками. Пробой при больших расстояниях между электродами (менее интенсивные) обычно улучшают электроизоляционную прочность, тогда как пробой при малых расстояниях и том же напряжении ухудшают ее (после таких пробоев следующие пробой наступают при значительно больших зазорах между электродами). Это отражает довольно известное практическое правило, что после мощного пробоя для восстановления хорошей изоляции желательна дополнительная тренировка электродов разрядами меньшей мощности, например при пониженном напряжении.

Практикой также установлено, что электроды большой площади удобнее тренировать при напряжении несколько ниже напряжения возникновения регулярных пробоев. В этих условиях случайные пробой постепенно как бы ликвидируют слабые места без порчи остальной поверхности электродов, и тем самым уровень вакуумной изоляции повышается. Довольно хорошим индикатором состояния поверхности электродов при такой тренировке служит сила темнового тока (и, по-видимому, усредненного тока микроразрядов и слепопробойных искр), который в практике физических лабораторий часто регистрируется по рентгеновскому излучению. Напряжение на электродах при тренировке регулируют так, чтобы рентгеновское излучение поддерживалось на определенном уровне с постоянной тенденцией к снижению. Особенно этот метод удобен при высокочастотном напряжении, где измерение силы токов, текущих в зазоре, крайне затруднительно. На рис. 26 приведена кривая изменения рентгеновского излучения в процессе тренировки электродов [151]. Рентгеновское излучение по мере тренировки электродов при одном и том же напряжении уменьшается. Примечательно, что возникновение пробоев наблюдается, как правило, не при самой большой силе электронного тока.

Для выяснения значения тренировки каждого из электродов Миллер и Фаралл [152] анод или катод заменяли под вакуумом на свежеприготовленный. Проводя измерения с медными (ваку-

умной плавки) электродами диаметром 16 мм при напряжении до 80 кВ, они нашли, что существенное значение имеет тренировка лишь катода.

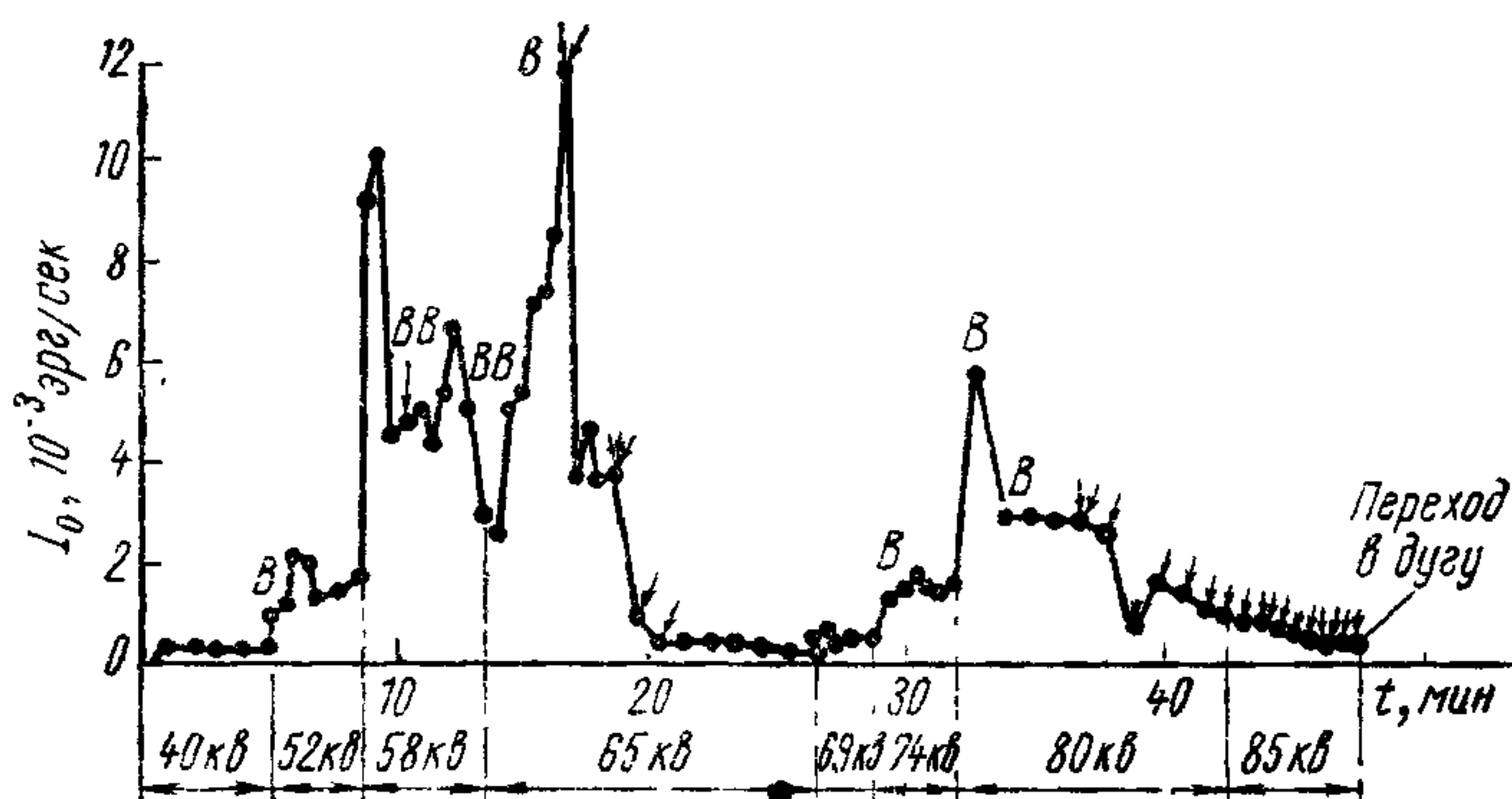


Рис. 26. Интенсивность рентгеновского излучения при постепенном подъеме напряжения и во время тренировки электродов разрядами:

Стрелками показаны пробой; $B_{\text{в}}$ — газовая вспышка в объеме; наибольший пик рентгеновского излучения соответствует электронному току около 2 ма.

Изменение пробивного напряжения при многократных пробоях в очень сильной степени (иногда решающим образом)

зависит от параметров электрической цепи: мощности генератора (емкости и индуктивности конденсатора при импульсном напряжении), сопротивления в цепи разряда, емкости электродов и непосредственно подключенных к ним элементов и конструкций. Иногда соотношение этих параметров бывает настолько неудачным, что в процессе последовательных пробоев происходит не увеличение пробивного напряжения, а уменьшение его. На рис. 27 приведены кривые зависимости пробивной напряженности на катоде E_k от зазора для сферических электродов (стальной анод диаметром 10 мм и медный катод диаметром 40 мм).

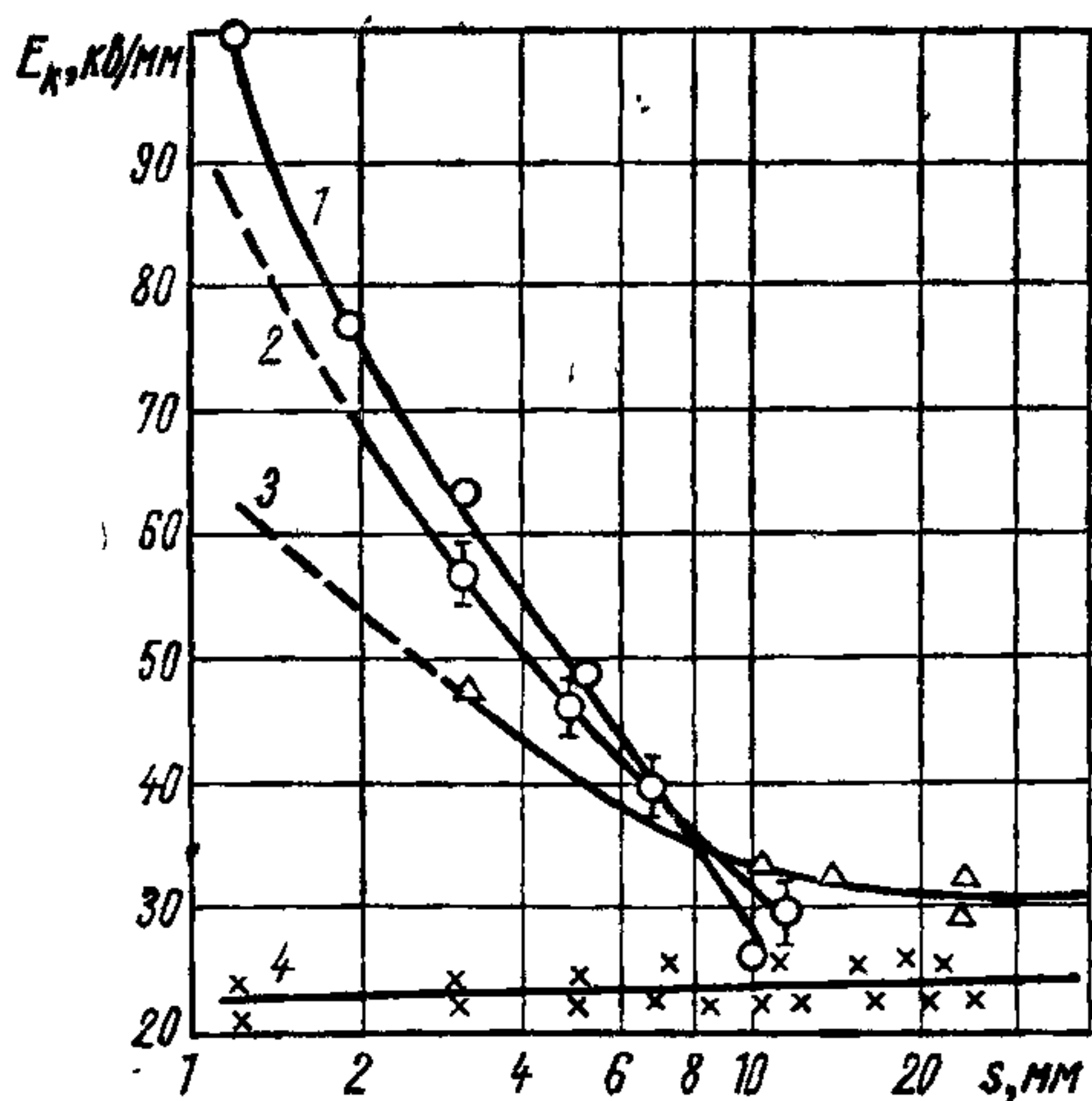


Рис. 27. Зависимость пробивной напряженности на катоде от межэлектродного зазора при тренировке электродов маломощными разрядами. (Очередность кривых 1—4 соответствует все большему числу тренирующих разрядов.)

Кривая 1 получена для электродов после тренировки тлеющим разрядом, но без тренировки пробоями; кривые 2—4 — для тех же электродов соответственно после все большего количества пробоев [97]. При увеличении числа пробоев не только уменьшилось абсолютное значение пробивного напряжения, но и изменился характер зависимости пробивной напряженности от межэлектродного зазора. Очевидно, при этом произошли изменения и в самом механизме пробоя. В приведенном только что случае источником тока служил маломощный (150 мка) электростатический генератор постоянного напряжения. Ток, проходящий при пробое через вакуумный зазор, был настолько мал, что, по-видимому, не мог оплавить образовавшиеся при пробое или при предпробойных явлениях микронеровности на катоде. Кроме того, при такой мощности генератора напряжение могло ограничиваться не пробоем, а темновыми токами, особенно в конечной стадии опыта. Кривую 4 можно считать подтверждающей такое предположение, так как в этом случае E_K постоянно.

Влияние емкости электродов $C_{ш}$ и сопротивления в цепи разряда R_d на пробивное напряжение объясняется тем, что эта емкость в значительной мере определяет ток через промежуток в начальных стадиях пробоя, а сопротивление, так же как мощность генератора или его емкость, определяет ток и его продолжительность в заключительных стадиях пробоя и при последующем разряде. Величина и длительность тока влияют на конечное изменение поверхности электродов при пробое. Эти изменения, безусловно, зависят и от материала электродов, качества вакуума и т. п. Поэтому оптимальные значения $C_{ш}$ и R_d при разных условиях могут быть различными, и в каждой конструкции для получения максимального значения пробивного напряжения при многократных пробоях необходим подбор $C_{ш}$ и R_d .

Во многих случаях применения вакуумной электроизоляции, особенно в кинетических вакуумных системах, даже при большом запасе прочности не исключены отдельные пробои, преимущественно в начале работы с высоким напряжением. Поэтому даже при отсутствии специальной тренировки пробоями возможно влияние параметров электрической цепи на уровень и качество вакуумной электроизоляции.

Для иллюстрации важности подбора R_d и $C_{ш}$ ниже и в табл. 18 приведены зависимости пробивного напряжения от величин этих параметров электрической цепи.

$C_{ш}, \text{ пф}$	$U_{пр}, \text{ кв}$
24	10
$1,25 \cdot 10^4$	60
$5 \cdot 10^5$	5

Эти данные получены для полусферических электродов диаметром 50 мм из инвара при зазоре $s=0,25$ мм (постоянное

Влияние демпфирующего сопротивления R_d на среднее и максимальное значения пробивного напряжения

R_d , ком	Среднее $U_{пр}$, кв	Максимальное $U_{пр}$, кв	Среднее отклонение $U_{пр}$, %
0	48,6	53	4,11
100	38,7	49,5	21,6

напряжение; $R_d=100$ ком) [66]. В табл. 18 приведены результаты десятикратных измерений при почти плоских стальных электродах диаметром 32 мм и зазоре $s=0,4$ мм [71]. Емкость фильтра маломощного генератора постоянного напряжения

0,01 мкф, а $C_{ш}=500$ пф. Сопротивление R_d отделяло электроды с собственной емкостью 500 пф от емкости 0,01 мкф. Подпитка разряда от сети из-за малой мощности генератора даже при $R_d=0$ была очень малой.

Влияние параметров электрической цепи на пробивное напряжение при плоских электродах довольно значительной площади (300 см²) изучали Симон и Мишелье [153]. Катод в этих экспериментах изготовлен из оксидированного алюминия, анод — из нержавеющей стали.

На рис. 28 приведена полученная в этой работе зависимость пробивного напряжения от электростатической энергии, запасенной в емкости электродов и непосредственно подключенных к ним элементах (кабели и т. д.). Начиная с энергии 15—30 дж при зазоре $s=10$ мм и с энергии 8—10 дж при $s=6$ мм $U_{пр}$ падает с увеличением энергии. В этих экспериментах основная доля электростатической энергии запасалась в конденсаторе, непосредственно подключенном к электродам. Включение даже небольшого сопротивления между этой дополнительной емкостью и электродом влияло на пробивное напряжение. Например, при емкости 1450 пф и зазоре 10 мм пробивное напряжение следующим образом зависело от величины

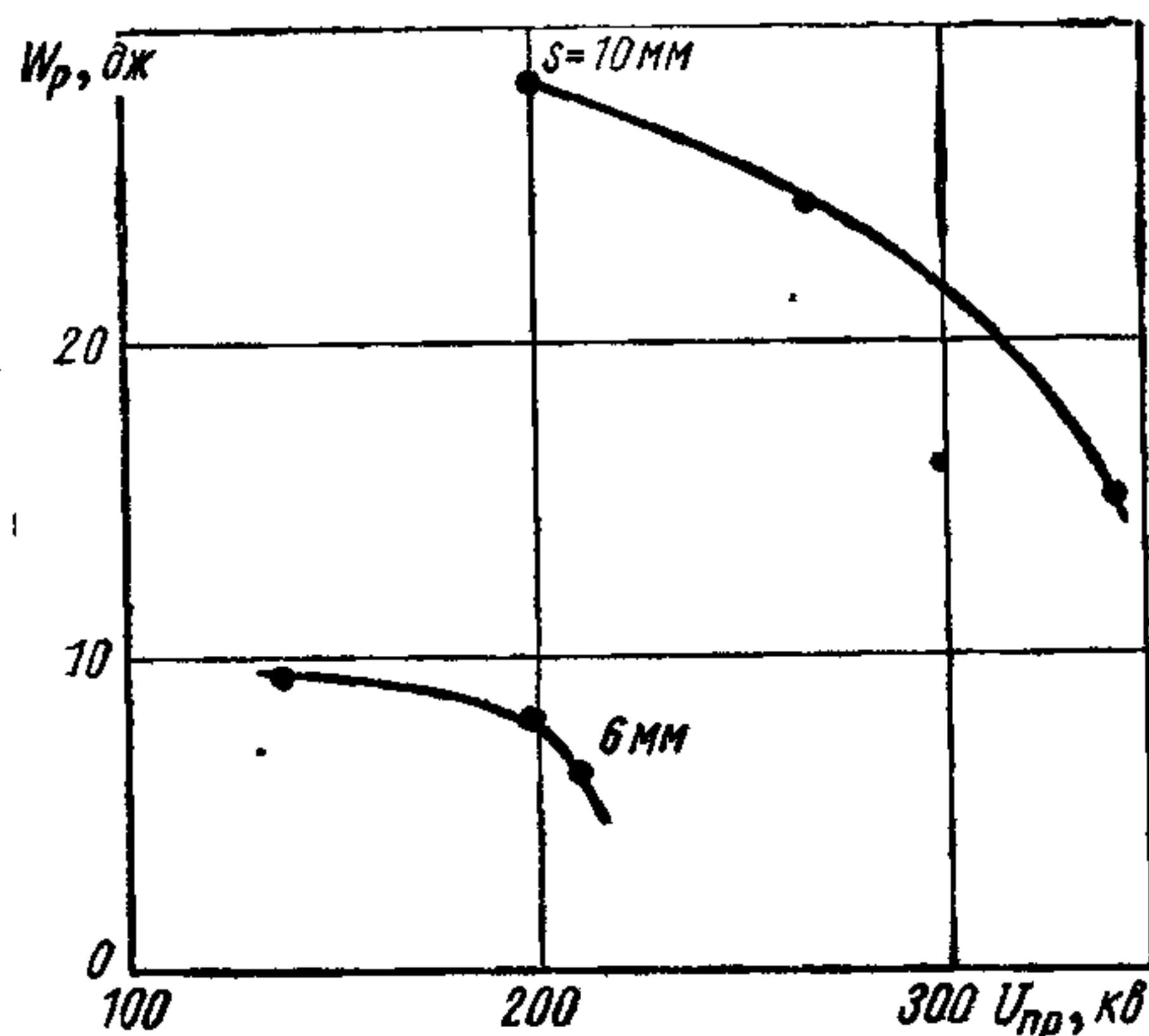


Рис. 28. Влияние запасенной в емкости электродов энергии на максимальное пробивное напряжение

указанного сопротивления:

R_d , ом	$U_{пр}$
0 . . .	215
50 . . .	270
360 . . .	370
1000 . . .	380

Увеличение сопротивления больше 1 ком не повышало пробивное напряжение. В практических случаях роль подключенного к электродам конденсатора может играть высоковольтный кабель, подводящий напряжение к электродам. Как показывают приведенные выше данные, установка небольшого сопротивления между высоковольтным вводом и электродами может заметно увеличить пробивное напряжение, получаемое в результате тренировки электродов последовательными пробоями.

Несмотря на практическую важность, вопрос о выборе R_d и $C_{ш}$ исследован очень мало. Судя по приведенным данным, а также по отрывочным и недостаточно четким данным некоторых других работ, наиболее благоприятными являются $R_d = 10^5$ ом, а $C_{ш}$ такой величины, чтобы при рабочем напряжении запасенная в этой емкости энергия была приблизительно 10—20 дж при чистометаллических электродах и в 5—10 раз меньшей при катодах, покрытых диэлектрическими пленками. Еще большее ограничение энергии может потребоваться при малой поверхности электродов и в тех случаях, когда на электроды для улучшения их характеристик нанесены очень тонкие слои благородного металла [154]. Такие значения $C_{ш}$, вероятно, обеспечивают мощность искрового разряда, достаточную, чтобы оплавить неровности электродов. При большой величине R_d ток через зазор после разрядки емкости $C_{ш}$ будет мал и быстро прервется, в результате чего разрушение электродов и сопровождающее его увеличение неровности поверхности электродов будут незначительными.

Хотя вакуумная электроизоляция работает в условиях, когда процессы в остаточном газе не играют заметной роли, тем не менее общее давление и состав остаточного газа могут существенно влиять на электропрочность вакуумной изоляции. Опыт работы многих электровакуумных приборов, ускорителей заряженных частиц и других приборов свидетельствует о вредном влиянии паров органических соединений и активных газов на электропрочность вакуумной изоляции. Даже в тех случаях, когда их парциальное давление значительно меньше давления других остаточных газов и не превышает 10^9 — 10^{10} мм рт. ст., концентрация углеводородов в адсорбированной пленке на поверхности электродов может быть весьма значительной. При бомбардировке электродов электронами и ионами происходит крекинг углеводородов с образованием очень прочной углеродсодержащей пленки. Толщина этой пленки постепенно возрас-

тает. Поэтому, когда в составе остаточных газов имеются пары углеводородов, длительное приложение напряжения к электродам приводит к постепенному снижению пробивного напряжения. Именно этим объясняется нередко наблюдаемое снижение пробивного напряжения при длительной тренировке свежеприготовленных электродов многократными пробоями [90, 155].

Источником углеводородов в составе остаточных газов могут служить рабочая жидкость высоковакуумных и форвакуумных насосов, уплотнители из органических материалов, а также недостаточно очищенный вакуумный контейнер. Как правило, применение одних только охлаждаемых ловушек не спасает от адсорбции на поверхности электродов паров органических соединений. Для определения загрязняющей способности различных органических веществ Эннос [72] помещал их в вакуумную камеру в количествах, соответствующих типичным условиям в разборных вакуумных установках. Вызываемые загрязнения он оценивал по толщине пленки, образующейся на металлической мишени при бомбардировке ее электронным пучком с плотностью тока около 10 ма/см^2 в течение примерно 100 сек (табл. 19). Измерения проводились при комнатной температуре. С увеличением температуры мишени скорость образования пленки уменьшалась и при 250°C становилась близкой к нулю.

Таблица 19

Характеристики загрязняющей способности некоторых вакуумных материалов

Материал	Обработка	Толщина пленки, Å
Диффузионное масло	Спецочистке не подвергалось	1700
Силиконовое диффузионное масло	То же	500
Вакуумная замазка	»	1500
Апиезон (типа пицеина)	»	50
Листовая резина	Кипячение в водном и спиртовом растворе поташа	1100
Черный неопрен	То же	50
Круглые резиновые прокладки	»	600
Бакелит	Спецочистка	50
Фотопластинки	То же	50

Источником загрязнения электродов окислами щелочных металлов могут быть стеклянные части вакуумной системы, если в процессе монтажа или работы они подвергаются сильному нагреву (например, отпайка штангелей, припайка манометрических ламп и пр.). Выделяющиеся при нагреве из стекла окислы Na_2O , K_2O , BaO и др. осаждаются на более холодных частях установки в виде отдельных легкоподвижных шариков диаметром меньше 1 мкм. Согласно данным работ [70, 156], наличие этих шариков на поверхности электродов может вдвое снизить

пробивное напряжение. Для удаления таких загрязнений электроды промываются водой

Л. В. Тарасова и В. Г. Калинин определяли влияние на пробой чистоты вакуумных условий, используя различные системы вакуумной откачки рабочего контейнера [157]. Они нашли, что максимально достижимое пробивное напряжение при многократных пробоях мало зависит от типа вакуумных насосов. Но напряжение, при котором появляются пробои, в несколько раз меньше при откачке системы масляными диффузионными насосами по сравнению со случаем, когда в системе отсутствуют уплотнители и другие детали из органических материалов, а камера откачивается ртутными или сорбционными насосами. Применение в системе, откачиваемой масляным насосом, охлаждаемых ловушек несколько повышало минимальное пробивное напряжение.

Для количественной оценки влияния органических загрязнений поверхности электродов на вакуумную электроизоляцию А. Л. Радионовский и Д. С. Трещикова [89] на тщательно очищенные и оттренированные пробоями медные электроды микропипеткой наносили титрованные растворы масла ПФМС-1 в дихлорэтане, широко используемого как рабочая жидкость в диффузионных насосах. После этого определяли вольт-амперную характеристику темного тока и пробивное напряжение. Результаты измерений в вакууме 10^{-9} мм рт. ст., создававшемся сорбционно-ионными насосами, приведены в табл. 20. За пробивное напряжение принималось напряжение, при котором возникало 10—20 пробоев в минуту.

Таблица 20

Пробивное напряжение и напряжение, при котором сила межэлектродного тока $I = 100$ мка, в зазоре 1,5 мм между медными электродами диаметром 40 мм с разной степенью их загрязненности

Состояние поверхности электродов	$U_{100 \text{ мка}}, \text{ кВ}$	$U_{\text{пр}}, \text{ кВ}$
Чистые электроды	45	88
Загрязнения $2 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2$ с последующим прогревом электродов в вакууме при 650°C в течение 8 ч	33	72
Загрязнения $2 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2$ без последующего прогрева	27	42
Загрязнения $2 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^2$ с последующим прогревом электродов в вакууме при 650°C в течение 8 ч	28	53
Загрязнения $2 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^2$ без последующего прогрева	26	40

Вакуумная изоляция сильно ухудшается при загрязнении электродов пленкой диффузионного масла. Последующий длительный и интенсивный прогрев ликвидирует вредное действие загрязнений только в том случае, когда загрязненность электро-

дов небольшая. Отметим, что выбранные для исследования количества загрязнений соответствуют загрязнениям, образующимся за несколько часов на электродах, находящихся под напряжением, когда вакуум создается паромасляным насосом при наличии и отсутствии ловушки для вымораживания паров масла.

Приведенные данные показывают, что пары углеводородов особенно неблагоприятно влияют на длительно выдерживаемое напряжение, которое обычно близко к минимальному пробивному напряжению. При импульсном напряжении отрицательное действие паров углеводородов слабее, так как в этом случае крикинг углеводородов и соответственно образование на электродах углеродсодержащей пленки меньше.

Если общее давление остаточного газа меньше 10^{-6} мм рт. ст., оно практически не влияет на пробивное напряжение [70, 73]. Увеличение давления до 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст., достигаемое напуском в высоковакуумную систему инертных газов, азота (или их смесей), приводит к увеличению пробивного напряжения

Таблица 21

Зависимость пробивного напряжения, кВ, от межэлектродного зазора и давления в рабочей камере для плоских стальных электродов

p, мм рт. ст.	Межэлектродный зазор, мм					
	10	20	40	60	100	200
10^{-6}	167	290	400	470	580	750
10^{-4}	170	350	500	600	820	1100

[84, 147, 158—159 а]. Максимум пробивного напряжения наступает при давлении, всего в 2—3 раза меньшем давления зажигания между электродами газового разряда, соответствующего левой ветви кривой Пашена [88]. В табл. 21 приведены данные для плоских электродов из нержавеющей стали диаметром 200 мм [160]. Вакуум 10^{-6} мм рт. ст. создавался ртутными насосами. Эти данные показывают значительное увеличение пробивного напряжения при повышении давления до 10^{-4} мм рт. ст., если межэлектродный зазор превышает 10 мм. При меньших зазорах подобного роста пробивного напряжения не наблюдается. Последнее согласуется с результатами других работ. Так, в работе [161] при зазоре 1 мм между плоскими кондиционированными электродами из нержавеющей стали площадью около 100 см^2 пробивное напряжение (40 кВ) оставалось неизменным при изменении давления от 10^{-5} до $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., т. е. вплоть до зажигания газового разряда. Однако в случае некондиционированных электродов при увеличении давления в

тех же пределах пробивное напряжение возрастало от 15 до 30—40 кв. Следует отметить, что при увеличении остаточного давления необходимо принимать меры против возможности зажигания газового разряда в остальном объеме рабочей камеры [161].

Влияние магнитного поля на свойства вакуумной изоляции зависит от его ориентации относительно электрического поля электродов. Продольное магнитное поле непосредственно мало влияет на пробивное напряжение*. Однако в сильном магнитном поле (несколько сот или даже тысяч эрстед) при постоянном напряжении должен наблюдаться тот же эффект, что и при высокочастотном напряжении. Если напряженность магнитного поля выше определенной величины, зависящей от зазора между электродами, вследствие лучшего отшнуровывания разряда происходит сильное разрушение электродов при пробоях, что приводит к существенному снижению пробивного напряжения при последующих пробоях. Этот эффект должен сильно зависеть от $C_{ш}$, и, возможно, подбор $C_{ш}$ может дать хорошие результаты.

Когда магнитное поле перпендикулярно к электрическому и его величина достаточна для предотвращения сквозного движения электронов от катода к аноду, то вакуумная изоляция, по данным Л. И. Пивовара и др. [92], улучшается. В таких условиях они получили более чем 20%-ное увеличение максимально достижимого напряжения на электродах (до 160 кв, при зазоре 3 мм). Однако в цепи разряда было установлено сопротивление 40 Мом, и напряжение могло ограничиваться не пробоями, а темновыми токами или микроразрядами. Если магнитное поле, перпендикулярное к электрическому, только изменяет место попадания электронов темнового тока на анод, то внезапное изменение величины напряженности магнитного поля может привести к броску тока, если на аноде есть загрязнения [162]. Аналогичным эффектом можно объяснить полученное в работе [163] снижение пробивного напряжения на $\sim 20\%$ при поперечном магнитном поле с индуктивностью 250 гс.

В. А. Ергаков и др. [159], исследуя работу электростатических сепараторов ускоренных заряженных частиц, обнаружили влияние поперечного магнитного поля на зависимость пробивного напряжения от давления остаточных газов: давление, при котором пробивное напряжение максимально, с включением магнитного поля уменьшалось в несколько раз. При зазоре 50 мм между плоскими электродами из нержавеющей стали площадью $1,75 \text{ м}^2$ максимальное пробивное напряжение 320—330 кв устанавливалось при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., создаваемом в

* Некоторое снижение пробивного напряжения может вызвать фокусировка (сжатие) продольным магнитным полем автоэлектронных пучков, эмиттируемых катодными выступами (подробнее см. в разд. 8.3).

вакуумном контейнере напуском гелия или аргона. При включенном магнитном поле напряженностью 250 э оптимальное давление при напуске гелия было $(4-8) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. ($U_{пр} = 320$ кв) и $(3-6) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. при напуске аргона ($U_{пр} = 250$ кв). При недостаточно высоком вакууме поперечное магнитное поле может привести к ухудшению вакуумной изоляции из-за удлинения пути электронов и возникновения электронных лавин.

Чтобы дать более четкое представление об этом явлении и продемонстрировать методы улучшения вакуумной изоляции в конкретных условиях, опишем опыт наладки инжектора быстрых молекулярных ионов водорода термоядерной исследовательской установки «Огра» [164]. Этот инжектор должен создавать пучок ионов с силой тока несколько сот миллиампер и энергией до 200 кэв. В инжекторе ионный источник дугового типа расположен под высоким (положительным относительно земли) напряжением, и ионы из выходной щели источника размером 4×40 мм вытягиваются и ускоряются электрическим полем, создаваемым двумя электродами: ближним к источнику, который отрицателен относительно земли (10—15 кв), и выходным, заземленным электродом. Таким образом, напряжение между источником и первым электродом на 10—15 кв превышает напряжение, соответствующее энергии выходящего ионного пучка.

Такая конфигурация электрического поля не позволяет электронам, образующимся из остаточного газа вне ускоряющего ионы межэлектродного промежутка, ускоряться в нем и бомбардировать источник ионов, нарушая его работу. Ускоряющие электроды — плоские, площадью 400 см². Лицевая поверхность источника, где расположена щель для выхода ионов (т. е. анод ускоряющего промежутка), также плоская и имеет площадь 80 см². Сам источник ионов и ускоряющие электроды находятся во внешнем магнитном поле напряженностью 1—2 кэ, перпендикулярном к электрическому полю в ускоряющем зазоре. Вакуум в рабочем зазоре порядка 10^{-5} мм рт. ст. Высокое ускоряющее напряжение на ионный источник относительно земли подается через сопротивление 7,5 ком от выпрямителя постоянного напряжения.

При медных электродах и работающем ионном источнике из-за непрекращающихся пробоев в ускоряющем промежутке размером 8 мм первоначально невозможно было поднять напряжение выше 75 кв. При увеличении зазора пробои наблюдались реже (один в несколько минут), но при этом возникали электронные лавины, которые проплавливали детали, находящиеся под положительным потенциалом относительно земли. Происхождение лавин А. Л. Безбатченко и др. [164] представляют себе следующим образом. Образующиеся в результате ионизации остаточного газа в межэлектродном зазоре электроны не всегда

прямо попадают на анод — лицевую поверхность ионного источника.

В магнитном поле, перпендикулярном электрическому, электроны двигаются по трохоиде, и если межэлектродный зазор достаточно велик (больше высоты трохоиды), то электроны могут выйти из ускоряющего зазора. В конечном счете электроны все равно попадут на источник или другие детали, находящиеся под высоким положительным потенциалом, но суммарная длина пути электронов резко возрастет. Это создает возможность ионизационного экспоненциального размножения электронов, т. е. образования электронной лавины. Особенно благоприятные условия для образования мощной лавины создаются при частичных разрядах (микроразрядах) в ускоряющем промежутке, когда помимо появления большого количества электронов в зазоре повышается и давление во всем вакуумном контейнере из-за десорбции газов из электродов. При неизменной геометрии ускоряющей системы место попадания лавины (место проплавления), как правило, одно и то же, причем металл может проплавиться на несколько миллиметров, несмотря на интенсивное водяное охлаждение.

Для борьбы с возникновением лавин (точнее, для борьбы с вредными последствиями этих лавин) эффективным оказался метод перехвата — установка на пути лавины вспомогательного электрода-ловушки. При сокращении длины пути лавины приблизительно в 3 раза мощность последней настолько снизилась, что она не приводила к плавлению электрода-ловушки, даже если он не охлаждался. На мощность возникающих электронных лавин влиял и способ подачи высокого отрицательного напряжения на промежуточный электрод. Если мощность генератора этого напряжения достаточно велика, так что при пробое между источником и промежуточным электродом общий потенциал пробитого зазора был отрицательным, то вредное действие лавин сильно ослаблялось. Мощность лавин сильно возрастала, когда из-за большого внутреннего сопротивления генератора потенциал на промежуточном электроде при пробое между ним и ионным источником становился положительным.

Хотя описанные меры борьбы с лавинами были успешными, они все же оказались недостаточными, чтобы поднять рабочее напряжение до нужного уровня, — пробой по-прежнему мешал этому. Решающее влияние на повышение электроизоляционной прочности оказали следующие мероприятия: 1) замена материала электродов сначала на нержавеющей сталь, а затем на молибден вакуумной плавки; 2) предварительное обезжиривание отдельных деталей в электролизной щелочной ванне с последующей электрополировкой рабочих поверхностей и прокаливанием до 800°C в вакуумной печи и 3) предотвращение запыления электродов перед их установкой в рабочий объем. Эти меры, а также установка электрода-ловушки на пути ла-

вины и подбор мощности источников высокого напряжения позволили поднять напряжение на электродах и соответственно энергию ионов до 200 кэв при общем токе в ионном пучке силой порядка 1 а. При этом ускоряющий зазор был несколько увеличен, что стало возможным благодаря успешному подавлению электронных лавин. При ионном токе силой до 2 а и энергии ионов 200 кэв ускоряющий зазор был 18 мм, при энергии 120 кэв зазор составлял 8 мм. Без тока электрическая прочность ускоряющих зазоров увеличивалась на 15—20%. При электродах из молибдена вакуумной плавки и рабочем напряжении 230 кв удалось уменьшить межэлектродный зазор до 14 мм.

По отрывочным данным, следует, что прохождение через зазор электронных токов не ведет к снижению пробивного напряжения, если не ухудшается поверхность электродов, например из-за образования диэлектрических пленок. При тренированных электродах темновые токи иногда достигают таких величин, что анод раскаляется докрасна, однако это не снижает пробивного напряжения. По-видимому отрицательное воздействие потока электронов вызывается не общим значением силы тока, а его большой плотностью, т. е. интенсивным нагревом небольшого участка анода. Так, в работе [165] бомбардировка анода миллиамперным электронным пучком диаметром 0,1 мм в течение 1 мсек вызывала межэлектродный пробой при напряжении на 20% ниже пробивного электронного пучка.

4.2. ТОКИ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ ПРОБОЯМ. ПРЕДПРОБОЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Сила предпробойных токов, непосредственно предшествующих пробоям, даже при внешне одинаковых условиях может различаться на несколько порядков. Однако можно уловить и определенную тенденцию зависимости силы предпробойных токов от условий эксперимента, и прежде всего от межэлектродных расстояний (пробивных напряжений) и состояния поверхности электродов. Для свежеприготовленных электродов пробои могут возникать при исчезающе малых предпробойных токах, особенно в случае больших межэлектродных расстояний. По мере тренировки электродов пробоями пробивное напряжение и предпробойные токи возрастают (по данным работы [147], на 1—2 порядка). В качестве иллюстрации на рис 29 приведена гистограмма распределения пробоев по величинам силы предпробойных токов в зазоре 0,1 мм между молибденовыми электродами площадью 1 см² в безмасляном вакууме лучше 10⁻⁷ мм рт. ст. (для тренированных электродов пробивное напряжение было 15—30 кв) [166].

На рис. 29 иллюстрируется еще одна характеристика предпробойного тока — влияние тренировки электродов на характер

поведения предпробойного тока в последние несколько микросекунд перед пробоем. Согласно измерениям, проведенным в работах [166, 167] с плоскими электродами диаметром 44 мм из молибдена, никеля и алюминия при длительном воздействии напряжения, ток между электродами в последние несколько микросекунд перед пробоем может или самопроизвольно возрасти или же оставаться неизменным и переходить в ток пробоя за время меньше 0,2 мксек. На рис. 30 а, б приведены типичные осциллограммы неизменного (а) и возрастающего (б) пред-

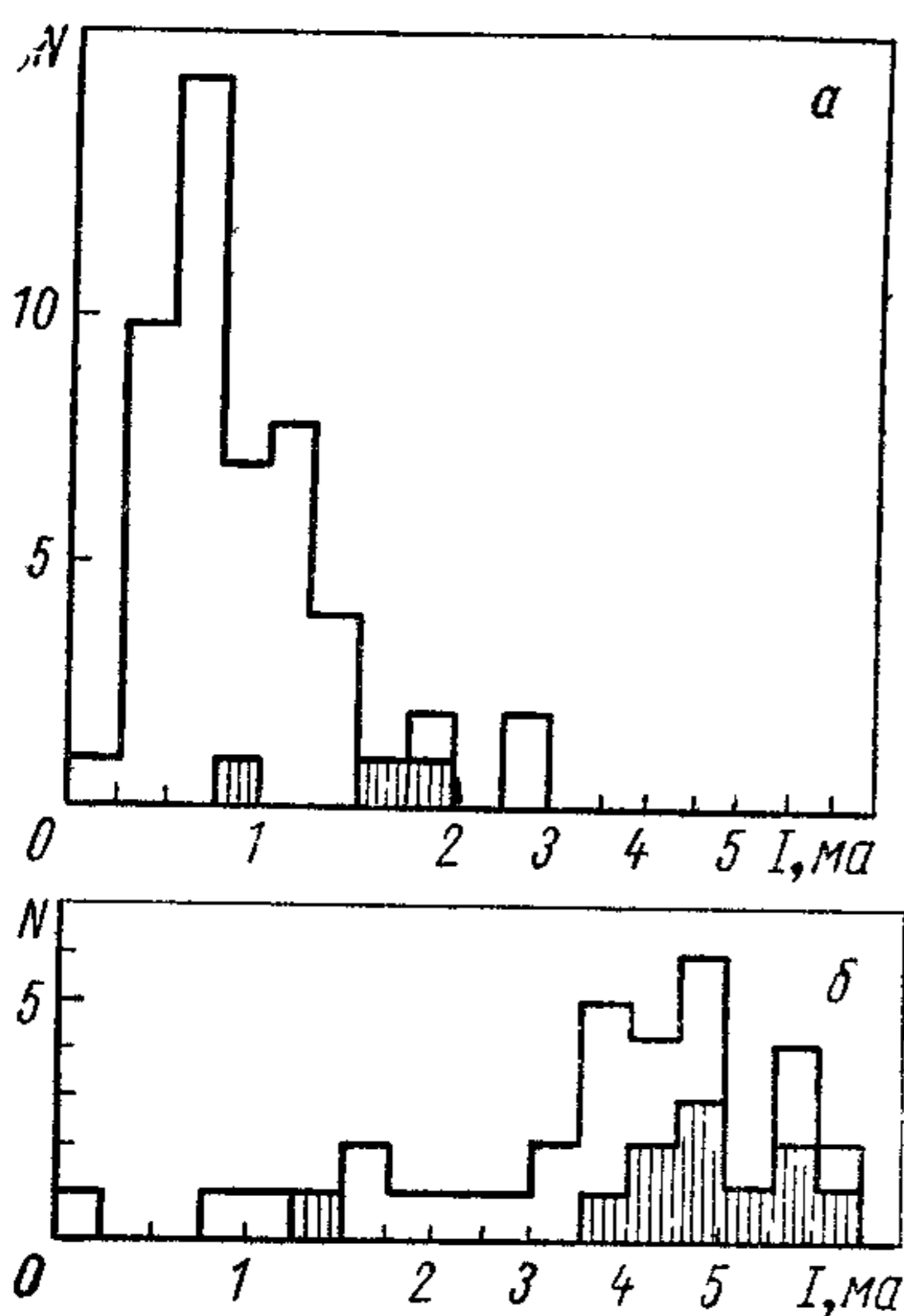


Рис. 29 Гистограмма распределения пробоев по величинам предпробойных токов для молибденовых электродов при напряжении 15—30 кВ.

а — малотренированные электроды, б — электроды, оттренированные пробоями. Заштрихованы случаи пробоев с возрастающим предпробойным током.

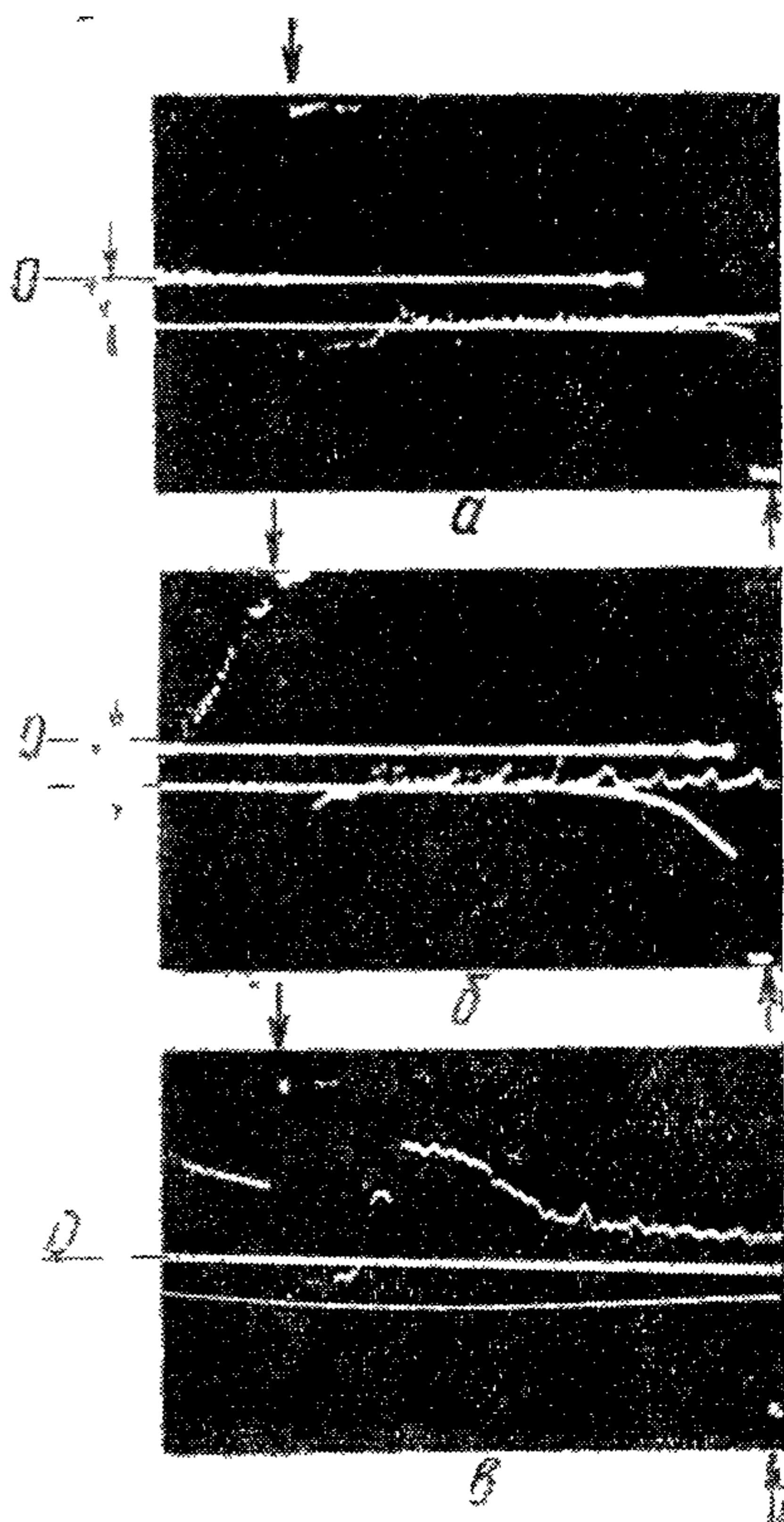


Рис. 30 Осциллограммы предпробойных токов [166] (Стрелками показаны моменты пробоя. Из-за перегрузки усилителей током пробоя после обрыва послепробойного тока лучи отклоняются в противоположные стороны и испытывают колебания, связанные с переходными процессами после перегрузки)

а — предпробойный ток неизменен, б — самопроизвольное возрастание предпробойного тока, в — пробой в конце микро-разряда.

пробойных токов. При съемке осциллограмм ждущая развертка двухлучевого осциллографа запускалась при пробое, а сигнал, пропорциональный силе межэлектродного тока, подавался на осциллограф через линии задержки. Нижний луч

(положительное отклонение вниз, задержка сигнала 28 мксек) регистрировал силу полного межэлектродного тока, верхний луч (положительное отклонение вверх, задержка 8 мксек) регистрировал с большей чувствительностью изменение силы тока в последние микросекунды перед пробоем. Обработка осциллограмм показала, что самопроизвольно предпробойный ток возрастает в среднем на 0,4 ма в течение последних 3—5 мксек перед пробоем [167].

Относительное число случаев возрастающего и неизменного предпробойного тока при многократных пробоях зависело, в частности, от степени тренированности электродов. На рис. 29 показано, что для тренированных электродов число случаев возрастания тока перед пробоем больше, чем для тех же электродов в начале их тренировки. Относительная доля пробоев с возрастающим предпробойным током максимальна при напряжении до 15—30 кв и достигает 60—80% для молибденовых и примерно вдвое меньше для никелевых и алюминиевых электродов [166, 167]. При напряжениях выше 30—50 кв возрастание предпробойного тока наблюдалось значительно реже (не более 10%). Загрязнение поверхности электродов, например работа в вакууме 10^{-6} мм рт. ст., создавшемся масляными диффузионными насосами, приводило к сильному уменьшению доли пробоев с возрастающим предпробойным током при любых напряжениях. Количество случаев возрастающего предпробойного тока также уменьшалось, если выбранный режим тренировки не приводил к существенному повышению пробивного напряжения.

Иной характер поведения тока перед пробоем обнаружен в работе [168], где исследовалась электрическая прочность мощных модуляторных ламп. В этих лампах пробой может возникнуть главным образом между анодом и экранной сеткой, напряжение между которыми всего на 1—1,5 кв меньше анодного напряжения. При запертой управляющей сеткой лампе ГМИ-90 и анодном напряжении 30 кв иногда самопроизвольно возрастает сила тока с экранной сетки на анод. Нарастание силы тока длится от 0,02 до нескольких сот секунд и в конечном счете приводит к пробую (рис. 31 а, б). При этом прирост силы тока достигает 10—50 мка при силе общего сеточного тока 400—500 мка. В некоторых случаях прирост силы тока прерывался без перехода в пробой, в других — пробой возникал без предварительного нарастания (рис. 31, в). После пробоя на сетке появляются новые острые выступы высотой десятки, а иногда сотни микрон, автоэлектронная эмиссия с которых и могла определять предпробойный ток. Авторы считают, что появление больших выступов связано с конденсацией испаряемого при пробоях вещества электродов.

Как видно из рис. 29, при напряжениях 15—30 кв плотности предпробойных токов достигают 0,1—5 ма/см². При переходе

к большим напряжениям предпробойные токи уменьшаются. Так, при напряжениях 100—200 кВ (и соответственно больших межэлектродных расстояниях) сила предпробойных токов не превышает 10^{-5} а [169], а при напряжениях, приближающихся к 1 МВ, сила предпробойных токов снижается до 10^{-7} а, даже при большой площади электродов (см. разд. 6.1).

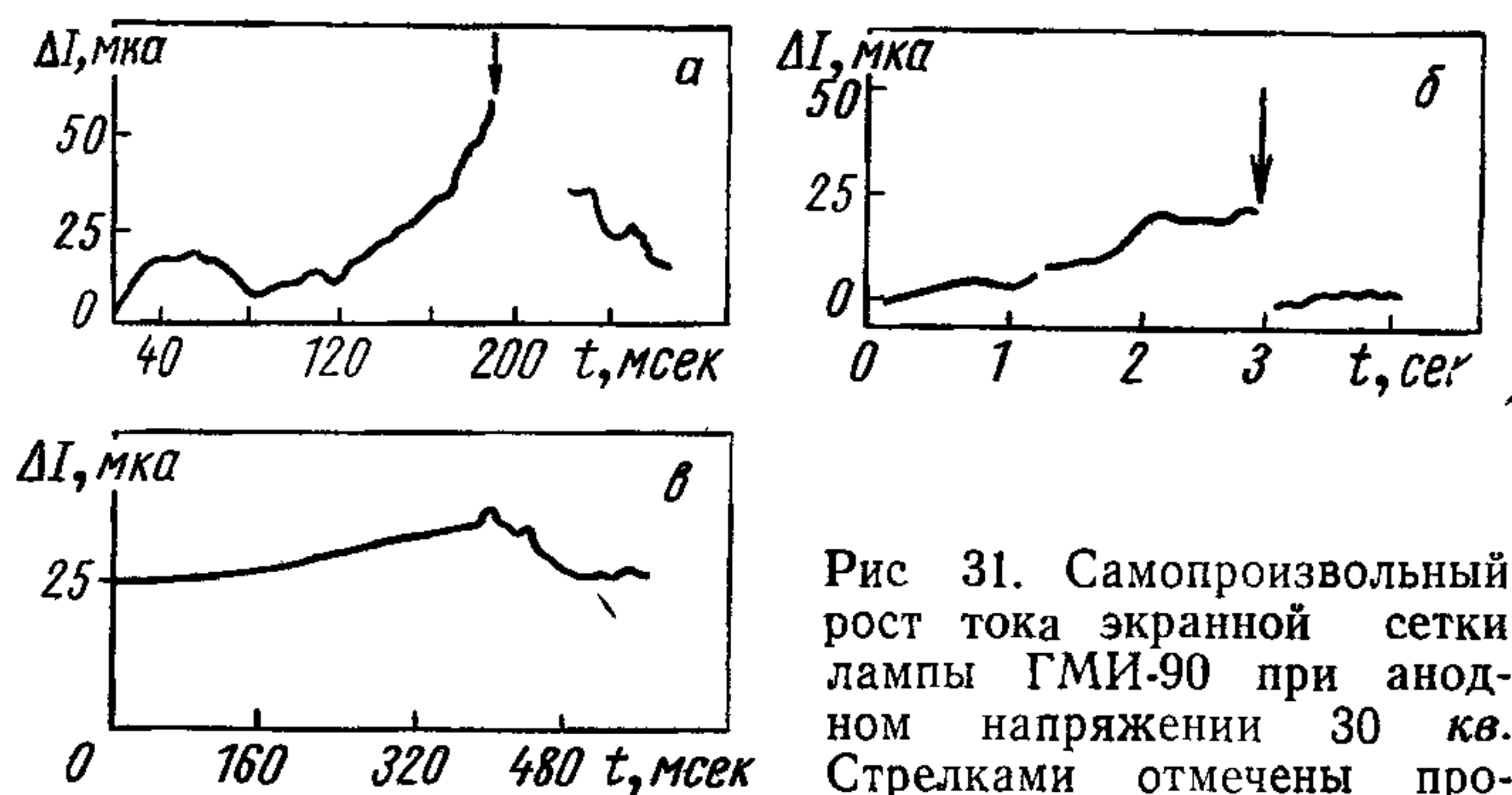


Рис 31. Самопроизвольный рост тока экранной сетки лампы ГМИ-90 при анодном напряжении 30 кВ. Стрелками отмечены пробой.

Интересно отметить, что при сантиметровых зазорах между электродами большой площади (условия, обычные для сепараторов заряженных частиц) в диапазоне давлений, где пробивное напряжение максимально, токи минимальны.

При напряжениях выше нескольких десятков киловольт и электродах, находящихся в техническом вакууме, возникновению пробоев часто предшествуют микроразряды. В работах [130, 170] изучалось возникновение пробоя между медными плоскими электродами диаметром 44 мм в присутствии систематически возникавших интенсивных микроразрядов, чтобы выяснить связь между пробоями и микроразрядами. При медленном увеличении приложенного к электродам полусинусоидального напряжения до 90 кВ, частотой 50 гц осциллографировались микроразряды и предпробойные токи. Измерения показали, что в присутствии интенсивных (до 11 ма) микроразрядов пробой может возникать как во время горения микроразряда, так и в интервалах между микроразрядами. В качестве примера на рис. 30, в приведена осциллограмма предпробойного тока при возникновении пробоя в конце горения микроразряда. Обращает на себя внимание резкий переход к пробую без перерастания тока микроразряда в пробой. Для выявления связи между возникновением пробоев и самим фактом возникновения или существования микроразрядов были сняты кривые распределения микроразрядов, всех пробоев и пробоев, возникших не в фазе с микроразрядами, по угловой фазе приложенного напряжения (рис. 32). Для их анализа весь диапазон фаз подразделили на

равные интервалы и предположили, что часть пробоев вызвана микрозарядами В этом случае общее число пробоев в данном интервале фаз

$$C_i = A_i + \delta_{м п} B_i, \quad (21)$$

где A_i — количество пробоев, не связанных с микрозарядами; $\delta_{м п} B_i$ — количество пробоев, вызванных микрозарядами, причем B_i — вероятность существования микрозаряда, а $\delta_{м п}$ —

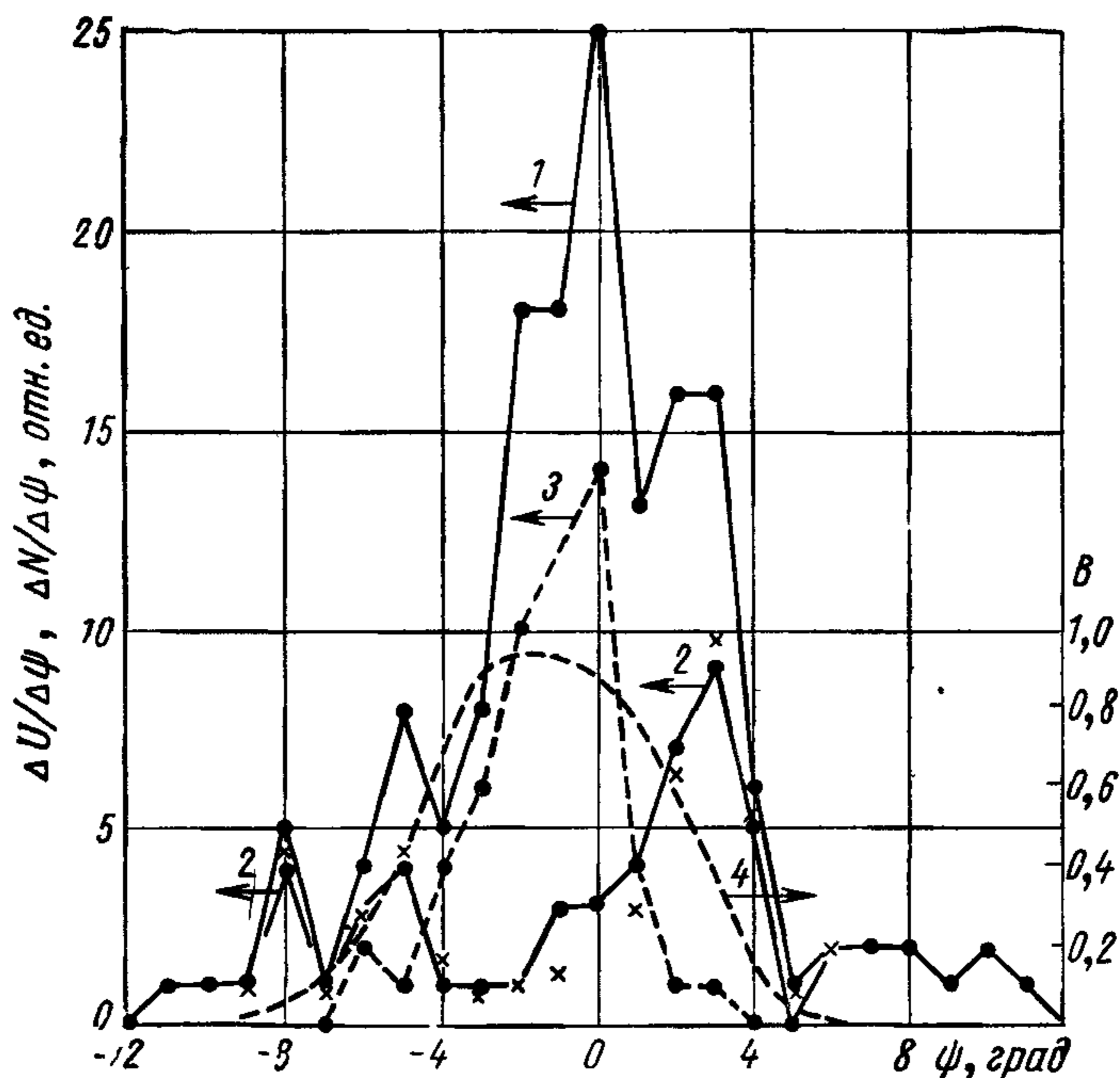


Рис. 32 Распределение по угловой фазе приложенного полусинусоидального напряжения ($\psi=0$ при $U=U_{\max}$) общего числа пробоев (1), числа пробоев, не совпадающих с микрозарядами (2), числа микрозарядов (3), а также вероятности B существования микрозарядов (4)

× — расчетные значения ординат кривой (2) в предположении, что пробой и микрозаряды — независимые друг от друга явления, ● — экспериментальные значения Электроды медные $s=2$ мм

коэффициент, определяющий связь между микрозарядом и возникновением пробоя Если $\delta_{м п} > 0$, то микрозаряды вызывают пробой, если $\delta_{м п} < 0$ — микрозаряды подавляют пробой, $\delta_{м п} = 0$ — пробой не связан с микрозарядами

Число пробоев, возникающих в данном интервале фаз во время существования микрозарядов $F_i = A_i B_i + \delta_{м п} B_i$, где $A_i B_i$ — случайные совпадения, а число пробоев, не совпадающих с микрозарядами, $E_i = A_i - A_i B_i$ Если средняя продолжи-

тельность микроразряда τ такова, что микроразряд длится $2k$ фазовых интервалов, то вероятность существования микроразряда в данном интервале фаз

$$B_i = \Psi \sum_{i-k}^{i+k} \Delta N_{\text{мр}} / \Delta \Phi, \quad (22)$$

где $\Delta N_{\text{мр}} / \Delta \Phi$ — распределение микроразрядов по фазовым интервалам, приведенное на рис 32; Ψ — нормировочный множитель, который можно найти, просуммировав вероятности по всем интервалам ($\sum B_i = 2k$).

Приведенные соотношения позволяют найти как функции неизвестного пока значения τ (или k) величины B_i и $\delta_{\text{м п}}$, усредненную по всему диапазону фаз

$$\delta_{\text{м п}} = \frac{\sum F_i - \sum B_i C_i}{\sum (1 - B_i) B_i}. \quad (23)$$

Наиболее вероятное значение τ и, следовательно, $\delta_{\text{м п}}$ определили методом наименьших квадратов. Для этого, задавшись рядом значений τ , вычислили B_i и $\delta_{\text{м п}}$. Затем по одной из найденных экспериментально кривых распределения пробоев C_i вычислили другую кривую распределения E_i и определили сумму квадратов отклонения этой расчетной кривой от полученной экспериментально. Минимум суммы квадратов отклонений получился при значении $\tau = 360$ мксек и $\delta_{\text{м п}} = 0$. Последнее означает, что отсутствуют пробойи, вызванные микроразрядами, т. е. наблюдавшиеся пробойи во время микроразрядов есть случайное совпадение двух независимых явлений. При набранной статистике возможная ошибка этого заключения составляла менее $\pm 15\%$. Это значит, что небольшая часть пробоев все же могла возбуждаться микроразрядами или что микроразряды могли незначительно повышать пробивное напряжение.

Заключение об отсутствии связи между пробоями и микроразрядами нельзя распространять на случай некондиционированных свежеприготовленных электродов. При таких электродах микроразряды сопровождаются весьма интенсивной десорбцией газа из электродов, что может вызывать пробойи. Примеры возникновения пробоев из-за десорбции газа описаны в разд 4 5, здесь же отметим еще один эффект, возникающий при первых включениях высокого напряжения. Подъем постоянного напряжения на свежеприготовленных необезгаженных электродах большой площади сопровождается заметным увеличением давления в вакуумной камере из-за десорбции газа из электродов. Прекращение подъема напряжения приводит к постепенному (в течение минут) уменьшению десорбции, которая вновь может возрасти при дальнейшем увеличении напряжения. Чтобы предотвратить возникновение разряда в десорбируемом газе, ско-

рость подъема напряжения ограничивают, используя показания вакуумметра для определения допустимой скорости подъема напряжения.

4.3. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПРИЛОЖЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ И ВЕРОЯТНОСТЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРОБОЯ

Запаздывание пробоя*. Возникновение пробоя на осциллограммах отмечается резким спадом напряжения за время меньше 10^{-7} сек. При обычно используемой для исследования пробоя форме импульсного напряжения

$$U = U_0 \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right],$$

где величины τ_1 и τ_2 определяют соответственно фронт и спад импульса ($\tau_1 < \tau_2$), пробой может наблюдаться как на фронте импульса, так и на спадающей его части [71]. В работе [150] при импульсном (1,5/40 мксек) напряжении до 350 кВ и зазоре более 5 мм наблюдались запаздывания несколько микросекунд, т. е. отмечаемое по осциллограмме напряжение возникновения пробоя было также на спадающей части кривой напряжения.

Смит и Мазони [171, 172] подавали импульсы напряжением до 300 кВ и длительностью 4—5 мксек ($\tau_1 = 1 \div 4$ мксек) на плоские электроды диаметром 540 мм из нержавеющей стали, находившиеся в техническом вакууме $6 \cdot 10^{-6}$ мм. При зазоре между электродами 10—20 мм наблюдались два типа осциллограмм возникновения пробоев: 1) с запаздыванием 16—28 мксек резко (за время, меньшее 1 мксек), почти до нуля, падало напряжение; 2) напряжение медленно уменьшалось примерно на 100 кВ за 10 мксек после приложения импульса напряжения. Ток между электродами при этом достигал силы примерно 20 а, а в межэлектродный зазор выделилось 1,5 мм рт. ст. \cdot см³ газа. Наблюдалась также комбинация этих двух типов, когда начавшийся медленный спад напряжения завершался резким его падением почти до нуля. Пробои первого типа обычно происходили в начале работы. После примерно 50 пробоев они прекращались. Самуэли и Мезонье [173], проводя аналогичные измерения, нашли, что при нетренированных электродах запаздывание пробоев может достигать 300—400 мксек. После тренировки электродов пробои возникают с запаздыванием около 10 мксек, причем оно было примерно пропорционально квадратному корню из межэлектродного расстояния.

Наряду с такими сравнительно большими временами запаздывания пробоя могут наблюдаться и существенно меньшие.

* О запаздывании пробоя при катодах в виде одиночного острья см. в разд. 4.7.

В качестве примера можно привести результаты работы Г. М. Кассирова и В. М. Ковальчука по исследованию времени запаздывания при воздействии на вакуумный промежуток прямоугольных импульсов напряжением до 40 кВ, длительностью до 0,1 мксек [174]. Измерения проводили в вакууме $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. для медных электродов, которые тренировали последовательными пробоями до получения стабильного, но очень низкого значения пробивного напряжения (23 кВ при зазоре 1 мм и импульсах длительностью 0,2 мксек). Кривая запаздывания пробоя при 10%-ном перенапряжении приведена на рис. 33. В 5—8% случаев наблюдались запаздывания, в 5 раз и более превышающие средние значения, приведенные на рис. 33, тогда как промежуточные значения были крайне редки. При увеличении перенапряжения эти аномальные выбросы пропадают, а средние времена запаздывания для разных зазоров сближаются и для 80%-ного перенапряжения и зазоров 0,1—1 мм составляют 5—7 нсек. Аналогичные результаты получены Ютнером и др. [175], проводившими измерения с тщательно очищенными электродами в вакууме 10^{-9} мм рт. ст. В табл. 22 приведена зависимость времени запаздывания пробоя от материала электродов при 10- и 30%-ном перенапря-

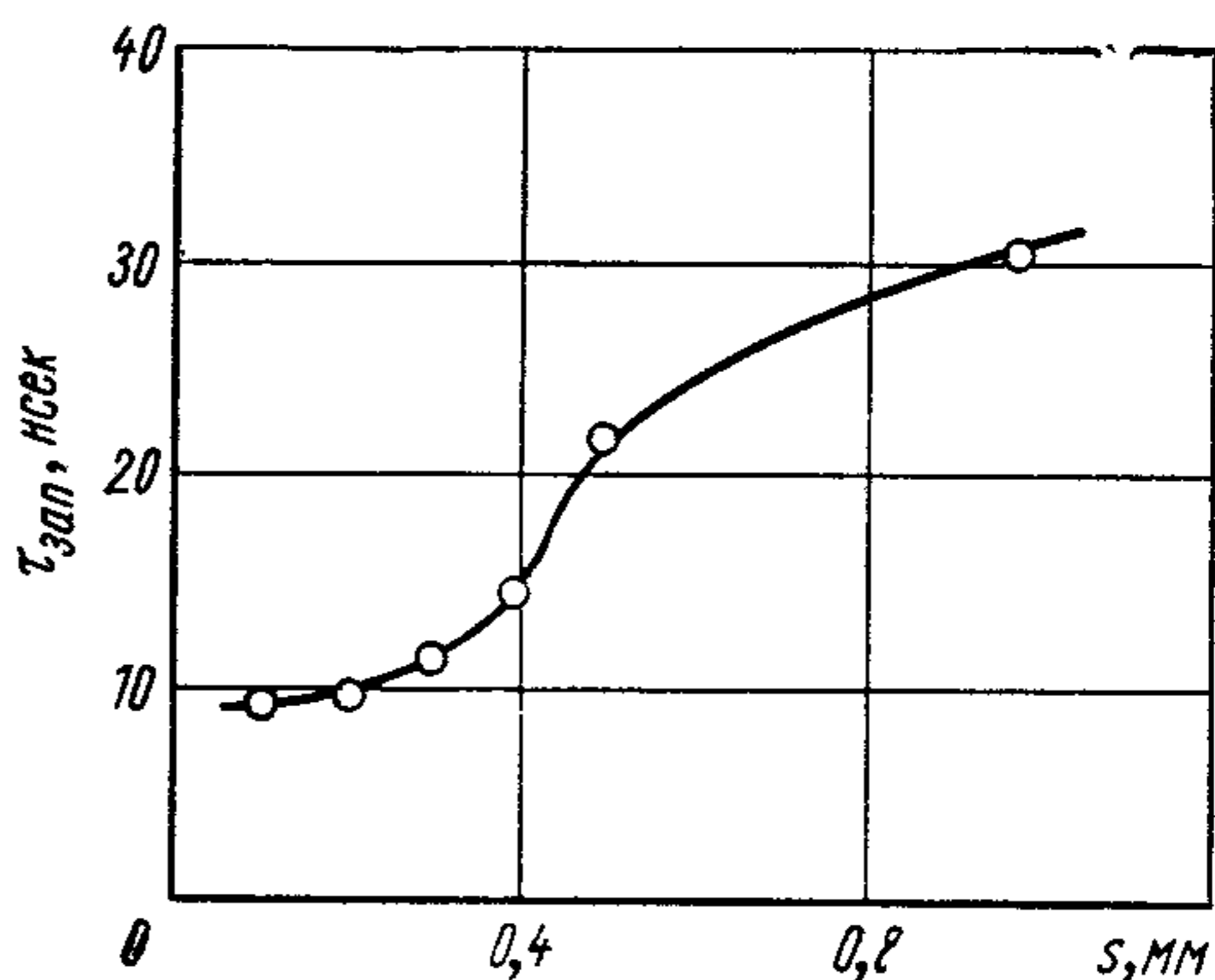


Рис. 33. Запаздывание пробоя между медными электродами при 10%-ном перенапряжении ($s=1$ мм).

Таблица 22

Времена запаздывания пробоя, нсек, в зависимости от перенапряжения K и материала электродов

K	Материал электродов				
	Графит	Медь	Сталь	Алюминий	Свинец
1,1	22	21	22	9	3
1,3	16	14	17	6	—

жении и межэлектродном зазоре 0,5 мм, полученная Г. М. Кассириным [176].

Зависимость времени запаздывания пробоя от напряжения при зазоре 1 мм между медными электродами приведена ниже.

$U, \text{кВ}$	$\tau_{\text{зап}}, \text{нсек}$
32	18
36	14
40	9
42	7
44	6

Более подробно запаздывание при больших перенапряжениях и зазоре 0,1—0,5 мм изучалось С. П. Бугаевым и др. [177] и Г. А. Месяцем и др. [178]. Они нашли, что для тренированных пробоями электродов из различных металлов запаздыва-

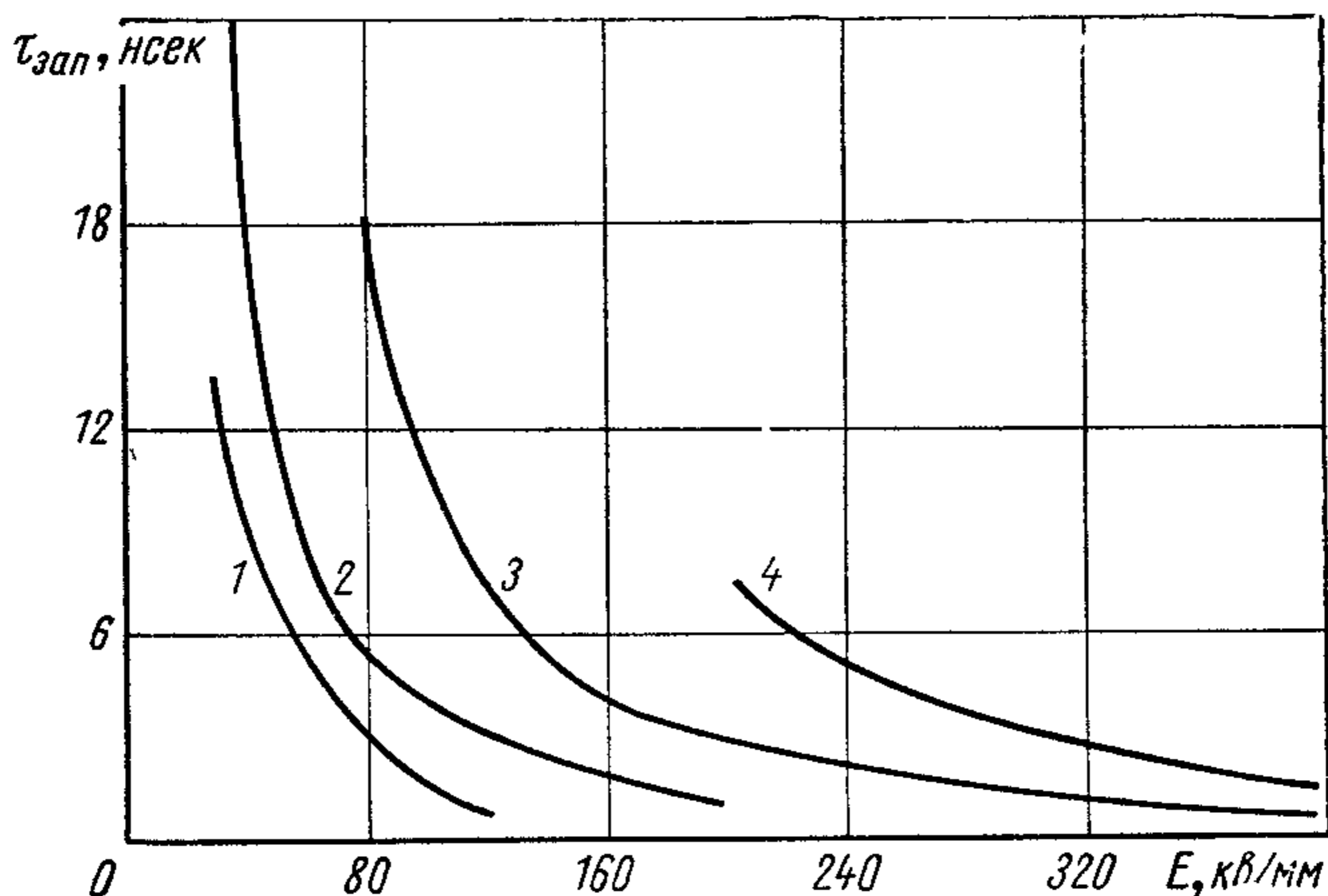


Рис. 34. Запаздывание пробоя в зависимости от напряженности при зазоре 0,1—0,5 мм между электродами из различных материалов:

1 — графит, 2 — свинец, 3 — алюминий, 4 — молибден.

ние, определяемое как время от момента подачи высоковольтного импульса до момента, когда ток через исследуемый вакуумный зазор достигает 10% амплитудного значения, не зависит от величины зазора и при больших перенапряжениях составляет несколько наносекунд (рис. 34). При зазоре 0,35 мм между медными электродами изучалось также влияние на запаздывание остаточного давления и системы откачки (безмасляной и с диффузионными насосами). Статистическое распределение времен запаздывания для этих условий приведено на рис. 35, из которого следует, что в диапазоне давлений 10^{-5} — 10^{-2} мм рт. ст. время запаздывания мало зависит от вакуумных условий.

Аналогичный вывод о независимости времени запаздывания от межэлектродного заряда сделан в работе [179], где изучали пробой в зазорах 1,5—5 мм. Однако этот вывод представляется неубедительным, так как хотя он и подтвержден специально приведенной кривой, но противоречит результатам проведенного

нами анализа всех других экспериментальных данных, приведенных в этой же работе (табл. 23).

Вармольц изучал запаздывание пробоя для электродов из жидких металлов [180]. Катодом в его опытах служила небольшая чашка, заполненная до краев ртутью или галлием, а

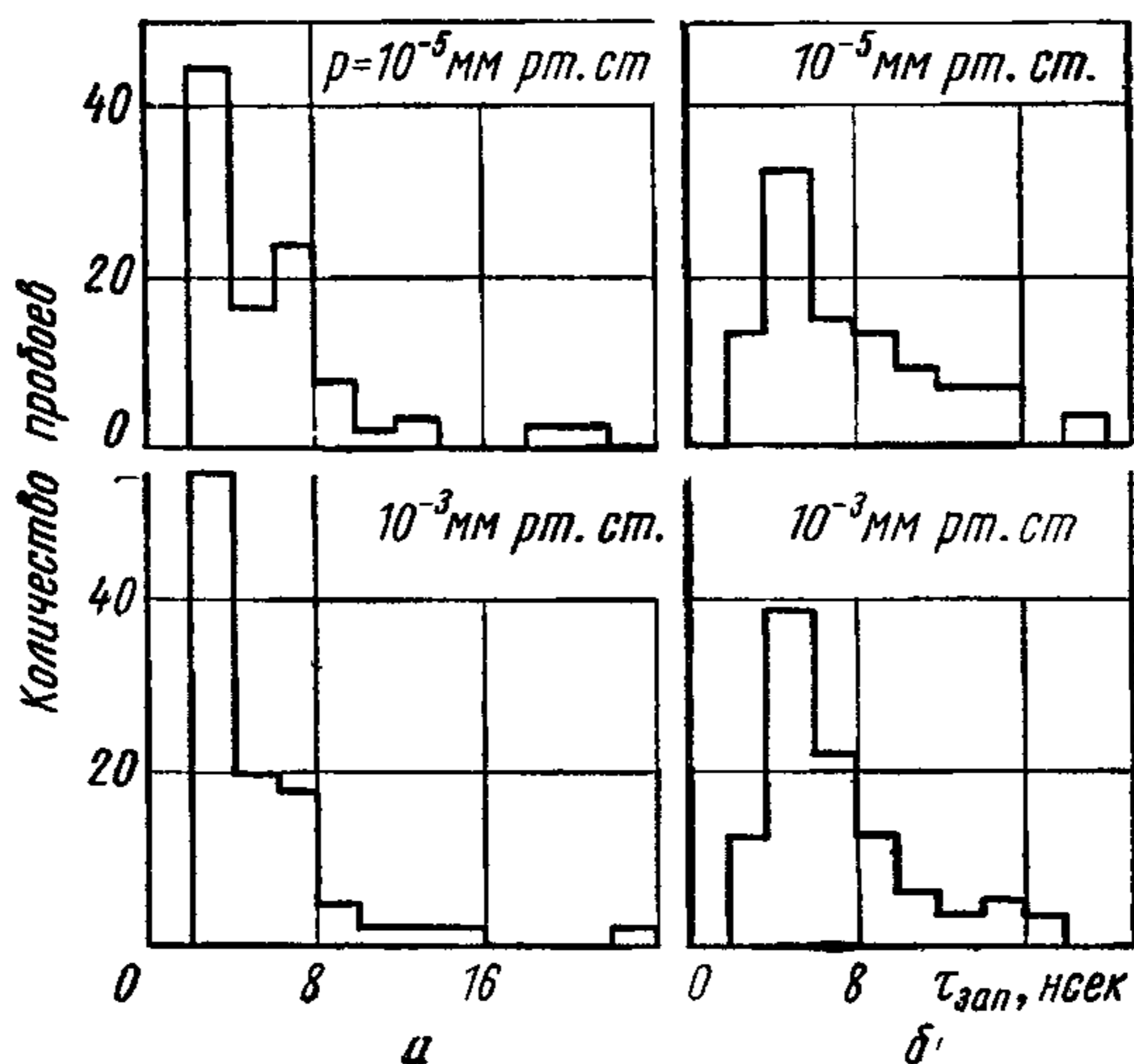


Рис. 35. Распределение пробоев по времени запаздывания.

а — в системе с безмасляной откачкой; *б* — в техническом вакууме.

анодом — закругленный торец вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм или вольфрамовая проволока диаметром 2 мм, согнутая в полукольцо, плоскость которого перпендикулярна

Таблица 23

Зависимость времени запаздывания, нсек, от напряженности, межэлектродного зазора и материала электродов диаметром 30 мм. Технический вакуум 10^{-5} мм рт. ст.

<i>E</i> , кв/мм	<i>s</i> , мм	Молибден	Алюминий	Медь
35	5	31	27	52
35	2,3	16	13	18
50	3,5	11	8	14
50	1,6	5	5	6

катоду. Межэлектродный зазор устанавливался 0,125 или 0,25 мм. Оказалось, что запаздывание пробоя сильно зависит от состояния поверхности анода (рис. 36). Если анод покрыт сплошным слоем ртути (анодом служила капля ртути, державшаяся на проволоке силами сцепления) или анод перед каж-

дым пробоем очищали прогревом от всех следов ртути, то характеристики запаздывания были близкими друг к другу. Если после пробоев анод не очищали и он был загрязнен следами ртути, то при напряженности на катоде $E_k = 250$ кв/см кривая задержки круто падала и существенно снижалось пробивное напряжение.

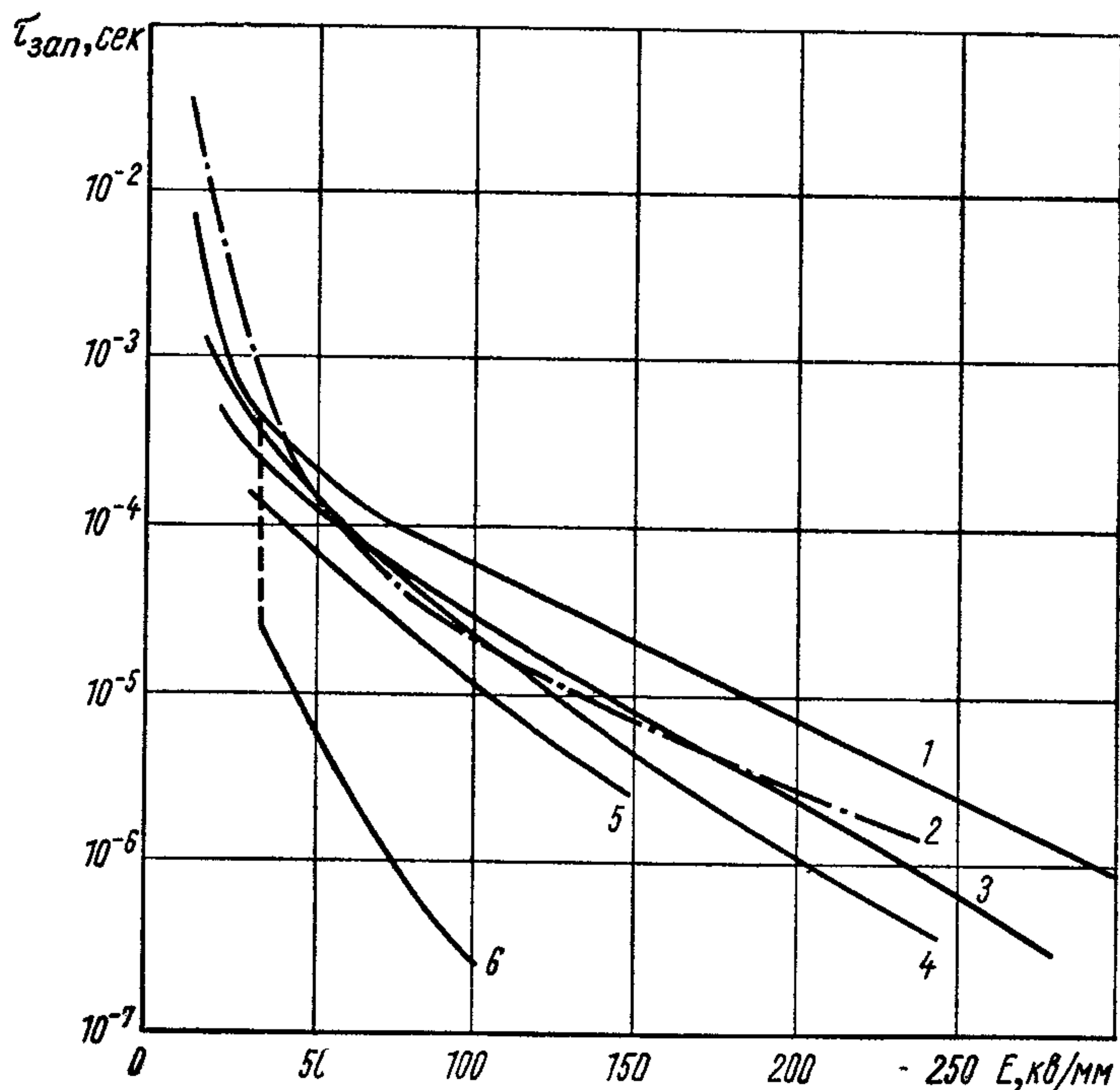


Рис. 36. Запаздывание пробоев между электродами из жидких металлов.

1, 3, 4 и 6 — катод из жидкой ртути, анод — вольфрам; 5 — катод из жидкого галлия, анод — вольфрам, 2 — расчетная кривая [выражение (70, гл. 8)]; 1 и 4 — анод очищен прогревом от ртути; 3 — анод полностью покрыт ртутью, 6 — анод со следами ртути.

Зависимость времени запаздывания от коэффициента перенапряжения является как бы обратной зависимости пробивного напряжения или кратности увеличения пробивного напряжения (коэффициента импульса) от длительности приложенного напряжения. Непосредственно эта характеристика при малых зазорах изучалась И. И. Каляцким и Г. М. Кассировым [181, 182]. По их данным, укорочение импульса напряжения от 2,5 до 0,1 мксек приводило к увеличению пробивного напряжения от 32 до 47 кв при зазоре 0,7 мм между медными электродами диаметром 12 мм. Более полно другие результаты их работ приведены в табл. 24. В этих работах для получения разных времен воздействия напряжения изменялась длительность фрон-

та импульсов варьированием величин $C_{ш}$ и $R_{д}$. Такой метод регулировки мог привести к сильному искажению реальной зависимости вследствие влияния величин $R_{д}$ и $C_{ш}$ на пробивное напряжение.

Видимо, этим можно объяснить полученное Вийкером [95] аномальное увеличение коэффициента импульса от 1,0 до 1,5

Таблица 24

Коэффициент импульса при длительности 2,5 и 0,2 мксек

Материал электродов	Зазор, мм	Пробивное напряжение, кв	2,5 мксек	0,2 мксек
Алюминий	1,5	42	1,3	2,0
»	1	29	1,4	1,8
»	0,25	16	1,0	1,05
Сталь		32	1,55	2,2
Медь	1	29	1,4	1,8
Свинец	1	24	1,7	2,6
Графит	1	12	1,7	2,7

при переходе от длительности порядка 10^{-4} сек к миллисекундам. В этой работе пробивное напряжение промышленной частоты оказалось ниже, чем при постоянном напряжении, что находится в противоречии с результатами, полученными Денхольмом и приведенными в табл. 25 (электроды-диски диаметром 32 мм изготовлены из стали; скорость подъема постоянного напряжения 6 кв/сек [71]).

Как и многие другие характеристики вакуумной изоляции, время запаздывания очень сильно зависит от состояния поверх-

Таблица 25

Коэффициент импульса при напряжении различной формы

Зазор, мм	$U_{пр}$ при постоянном напряжении, кв	При переменном напряжении (50 гц)	При импульсном напряжении (12/50 мксек)
0,1	16	1,28	1,65
0,2	28	1,29	1,57
0,3	38	1,26	1,49
0,4	47	1,20	1,41
0,5	54	1,13	1,29

ности электродов. Например, при миллиметровом зазоре между электродами время запаздывания может различаться на 4—5 порядков при одинаковом коэффициенте импульса. Столь широкий диапазон времен запаздывания объясняется тем, что при разных условиях различные физические процессы могут приводить к пробое, и эти процессы развиваются в течение

различного времени. Подробно этот вопрос разобран в последней главе, здесь же полезно отметить следующее. Механизм пробоя зависит не только от диапазона напряжений материала и формы электродов, но и от микрогеометрии и других свойств поверхности электродов, например обезгаженности, наличия на поверхности пылинок, микроскопических частиц материала и др. От этих же факторов будет зависеть и электропрочность, и длительность запаздывания пробоя. Например, наличие крупинки (пыли) может привести к пробоям при сравнительно низком напряжении с запаздыванием, измеряемым сотнями микросекунд. Большой длительностью отличаются и пробой, связанные с десорбцией газа из электродов. С другой стороны, тренировка электродов пробоями, приводящая к снижению пробивного напряжения, обычно одновременно снижает и запаздывание пробоя. Именно этот случай имеет место в приведенных данных о пробоях при наносекундных импульсах напряжения. Кроме того, низкий уровень вакуумной изоляции при небольших электродах и миллиметровых зазорах, вызванный загрязнениями, обычно способствует уменьшению времени запаздывания от микросекунд до десятков наносекунд [183]. Подтверждением сказанного служат и данные табл. 26, из которых видно, что более высоким пробивным напряжениям при одинаковых зазорах соответствуют и большие времена запаздывания $\tau_{зап}$.

Таблица 26

Сопоставление статического пробивного напряжения и времени запаздывания при разных коэффициентах импульса

Материал электродов	Зазор, мм	$U_{пр}$, кВ	Коэффициент импульса	$\tau_{зап}$, сек	Литература
Сталь	0,2	28	1,55	10^{-5}	[71]
»	0,5	54	1,3	10^{-5}	[71]
Молибден, никель	0,15—0,2	30—50	1,0	10^{-5}	[166, 167]
Сталь	1	120	1,3	10^{-8}	[90]
Сталь, загрязненная маслом	1	40	1,2	10^{-7}	[90]
Сталь	1	33	1,5	10^{-6}	[181]
Медь	1	23	1,1	$3 \cdot 10^{-8}$	[174]

Временные характеристики пробоя между плоскими стальными электродами диаметром 100 мм при напряжении до 500 кВ подробно изучались Н. Ф. Олендзской и М. А. Сальман [184]. На электроды, находившиеся в техническом вакууме 10^{-5} мм рт. ст., подавали косоугольный импульс напряжения и

определяли время возникновения пробоя и пробивное напряжение при зазорах от 5 до 15 мм. Определялось также и статическое пробивное напряжение при длительном приложении напряжения. По мере увеличения крутизны фронта подаваемого на электроды высоковольтного импульса пробивное напряжение возрастало, а запаздывание возникновения пробоя уменьшалось. В табл. 27 приведены полученные коэффициенты перенапряжения

Таблица 27

Коэффициент перенапряжения K и запаздывание возникновения пробоя $\tau_{\text{зап}}$ при косоугольном импульсе напряжения для разных зазоров между стальными электродами диаметром 100 мм

$s, \text{ мм}$	$\tau_{\text{зап}}, \text{ мксек}$				Статическое пробивное напряжение, кв
	0,2	0,3	1,0	10	
5	1,9	1,6	1,3	1,1	90
10	2,3	2,1	1,8	1,4	145
15	3	2,8	2,3	1,6	185

ния (отношение импульсного пробивного напряжения к статическому) и запаздывания возникновения пробоя при косоугольном импульсе напряжения при разных межэлектродных зазорах.

Получив экспериментальную зависимость пробивного напряжения от запаздывания при косоугольном импульсе напряжения, авторы рассчитали истинное время запаздывания, т. е. запаздывание пробоя при прямоугольном импульсе напряжения с бесконечно коротким фронтом. Расчет был сделан на основе следующих рассуждений.

Если обозначить $f(U)$ скорость накопления факторов, определяющих возникновение пробоя, например объемного заряда, и считать, что при накоплении этих факторов до величины G возникнет пробой, то условие возникновения пробоя можно записать в следующем виде:

$$\int_0^{\tau_{\text{зап}}} f(U) dt = G. \quad (24)$$

Когда к электродам прикладывается прямоугольный импульс напряжения, $f(U)$ можно вынести на знак интеграла и писать

$$f(U) = G/\tau_{\text{зап}}, \quad (25)$$

где $\tau_{\text{зап}}$ — запаздывание возникновения пробоя при данной величине напряжения. При косоугольной волне напряжение на электродах растет линейно во времени, т. е. $U = \eta t$ и, следова-

тельно, $dt = \eta^{-1} \cdot dU$. Подставляя это выражение в уравнение (24) и учитывая соотношение (25), получаем

$$\int_0^U dU / \tau_{\text{зап}} = \eta. \quad (26)$$

Взяв производную по верхнему пределу от обеих частей последнего равенства, получим искомое выражение для времени запаздывания пробоя при прямоугольном импульсе напряжения:

$$\tau_{\text{зап}} = dU/d\eta. \quad (27)$$

Для получения истинного времени запаздывания необходимо на основании экспериментов с косоугольной волной напряжения построить зависимость пробивного напряжения от скорости нарастания напряжения на электродах и затем продифференцировать эту кривую. Полученные таким образом данные позволяют рассчитать запаздывание при различных напряжениях или пробивное напряжение при разных длительностях прямоугольных импульсов напряжения. Такие расчетные данные приведены в табл. 28 вместе с аналогичной экспериментальной зависимостью при косоугольной волне напряжения

Таблица 28

Расчетные значения пробивного напряжения при прямоугольном импульсе напряжения $U_{\text{пр. п}}$ и экспериментальные значения пробивного напряжения при косоугольных импульсах $U_{\text{пр. к}}$ в зависимости от их длительности $\tau_{\text{и}}$. Стальные электроды диаметром 100 мм

$\tau_{\text{и}}$, мксек	$U_{\text{пр. п. кв}}$, при s , мм			$U_{\text{пр. к. кв}}$, при s , мм		
	5	10	15	5	10	15
10^{-7}	115	240	400	—	—	—
$2 \cdot 10^{-7}$	—	—	—	140	320	540
10^{-6}	97	180	270	115	230	420
10^{-5}	95	160	218	100	185	270
10^{-4}	—	152	202	—	170	225
10^{-3}	93	145	190	95	150	210

Для больших длительностей были проведены проверочные эксперименты с прямоугольными импульсами напряжения. Полученные при этом данные совпали с расчетными в пределах разброса. Из данных табл. 28 видно, что запаздывание пробоя при косоугольной волне напряжения примерно на порядок больше, чем при прямоугольных импульсах.

В табл. 29 приведены полученные в этой же работе зависимости времени запаздывания от коэффициента перенапряжения при разных межэлектродных зазорах (расчет для прямо-

угольной волны по экспериментальным данным с косоугольной волной напряжения).

Время запаздывания увеличивается при уменьшении перенапряжения и увеличении межэлектродного расстояния. Последнее приводит к тому, что при одинаковых временах запа-

Т а б л и ц а 29

Зависимость времени запаздывания, *мксек*,
от коэффициента перенапряжения при разных зазорах
между стальными электродами диаметром 100 мм

<i>s</i> , мм	Коэффициент перенапряжения		
	1,1	1,5	2
5	1	0,05	0,02
10	10	0,16	0,045
15	20	0,6	0,14

здывания (одинаковой длительности приложенного напряжения) с увеличением межэлектродного расстояния будет увеличиваться коэффициент перенапряжения *K*. Поэтому зависимости пробивного напряжения от межэлектродного зазора при различных длительностях импульсов не будут одинаковы. Так, если при постоянном напряжении указанную зависимость можно представить в виде $U_{пр} \sim s^{0,7}$, то при длительностях импульсов 3 и 0,3 мксек показатель степени при *s* становится равным соответственно 1,0 и 1,2.

Вероятность пробоя. Для практического использования вакуумной изоляции недостаточно знать зависимость пробивного напряжения от различных параметров электрической цепи, межэлектродного зазора, материала и конструкции электродов. Необходимо еще вероятность пробоя, так как она в значительной мере определяет запас прочности вакуумной электроизоляции. Тесно связана с вероятностью пробоя зависимость пробивного напряжения от площади электродов и от длительности приложения напряжения, понимая под последней как общее время работы под напряжением, так и длительность отдельного импульса при периодическом напряжении. Пример кривой вероятности пробоя при различных расстояниях между стальными электродами и импульсном напряжении 350 кВ приведен на рис. 37 [150]. Максимальное и минимальное расстояния различаются приблизительно в 2,5 раза.

Разброс в значениях пробивного напряжения, как уже говорилось, в значительной мере объясняется разным состоянием поверхности электродов. При снятии кривой вероятности, аналогичной приведенной на рис. 37, состояние поверхности зависит главным образом от процессов, происходивших при предыдущих пробоях. Однако состояние поверхности изменяется

не только при пробоях и последующем разряде. В табл. 17 приводились данные о влиянии перерыва в подаче напряжения на пробой. Сам факт такой зависимости доказывает существование сравнительно медленных процессов, изменяющих состояние поверхности, и влияние на эти процессы приложенного напряжения. Напряжение на электродах может ослаблять процессы, ухудшающие вакуумную изоляцию, но может производить и противоположное воздействие: образование углеродсодержащих пленок, рост выступов из-за влияния электрического поля и темновых токов на поверхностную диффузию, а также ползучесть и разрушение материала

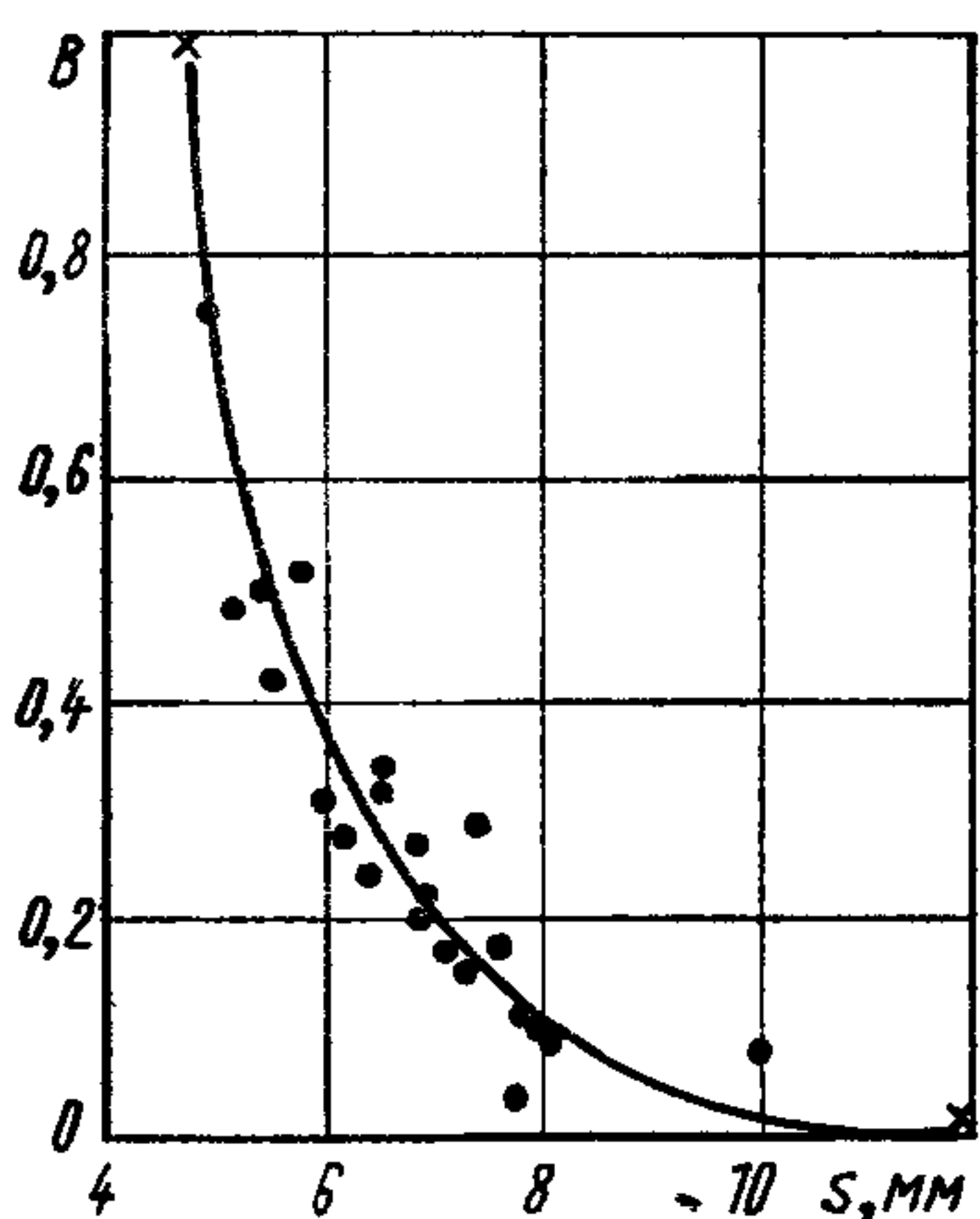


Рис. 37. Вероятность пробоя B при импульсном ($1,5/40$ мксек) напряжении 350 кВ и стальных электродах (катод — плоскость, анод — сфера диаметром $9,3$ мм).

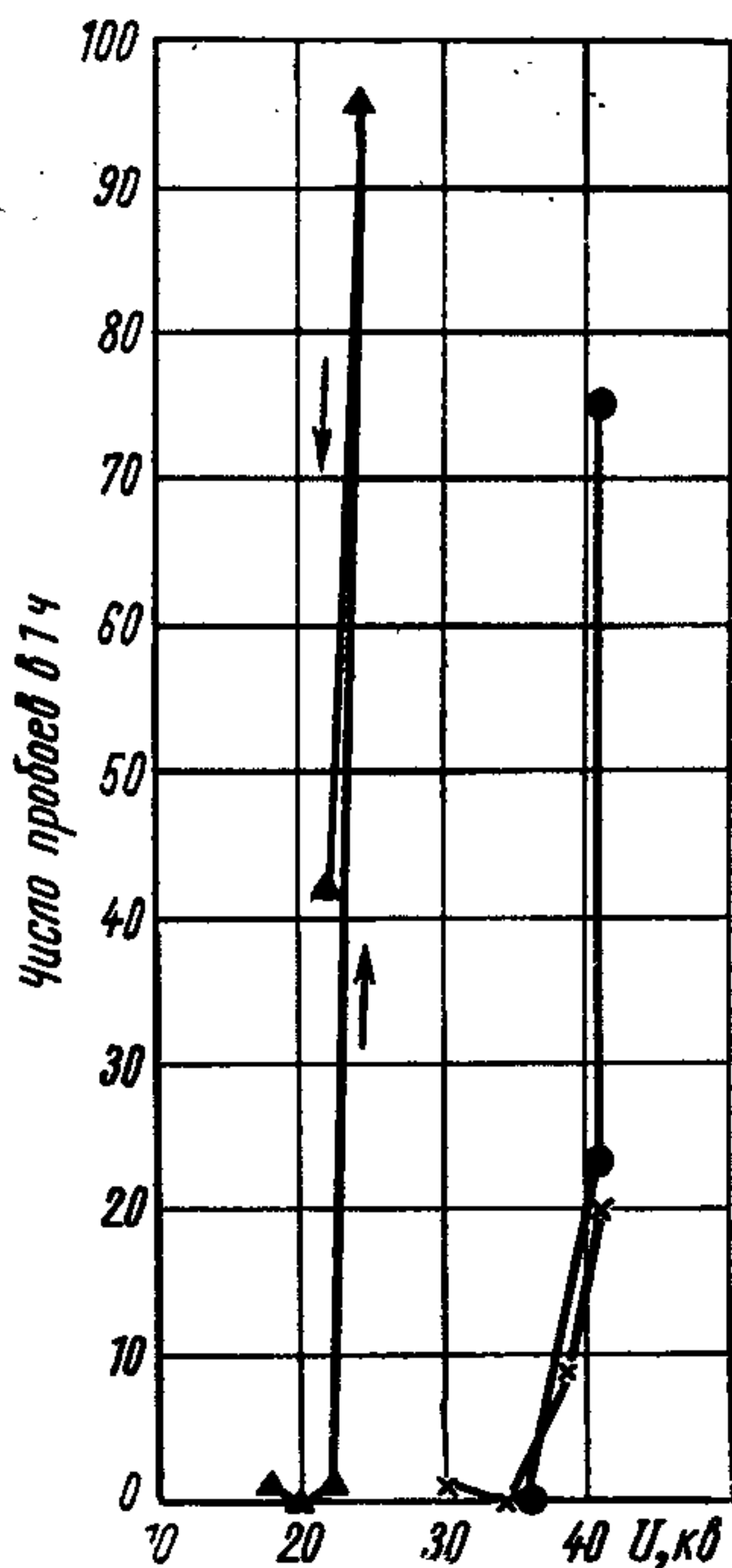


Рис. 38. Частота пробоев при длительном приложении напряжения к плоским стальным электродам диаметром 32 мм:

× — $s=0,5$ мм, тренированные электроды; ▲ — $s=0,25$ мм, нетренированные электроды; ● — $s=0,5$ мм, нетренированные электроды.

электродов под действием электростатических сил и т. д. Эти процессы, рассмотренные в гл. 2, протекают сравнительно медленно, но, по всей вероятности, они определяют спад $U_{пр}$ с увеличением длительности воздействия напряжения при временах, на несколько порядков больших, чем время развития пробоя.

Одной из характеристик зависимости $U_{пр}$ от длительности при больших временах является частота возникновения пробоев при постоянном приложенном напряжении. Такая характеристика, полученная Денхольмом [71] для стальных электродов, изображена на рис. 38.

Обычно при длительном приложении напряжения пробой возникает с некоторой частотой и за пробивное принимается напряжение, выше которого частота возникновения пробоев резко растет. Ясно, что такое определение пробивного напряжения несколько расплывчато, и необходимо кроме величины пробивного напряжения еще знать, какой частоте возникновения пробоев эта величина соответствует. В табл. 30 приведены значе-

Таблица 30

Пробивное напряжение и напряжение, выдерживаемое зазором без пробоя в течение 1 ч

Материал электродов	Зазор, мм	$U_{пр}$, кВ	$V_{1ч}$, кВ
Сталь	0,25	33	20—24
»	0,5	54	34,5—35,5
»	0,8	—	46—51
Медь	0,5	42	25,2
»	1,0	—	51—58
Алюминий	0,5	44	32,4
»	1,0	60	41—46

ния пробивного напряжения и напряжения, выдерживаемого плоскими электродами диаметром 32 мм без пробоев в течение 1 ч (вакуум 10^{-6} мм рт. ст.; насосы масляные) [71]. Напряжение, выдерживаемое без пробоев в течение 1 ч, мало отличается от напряжения, выдерживаемого несколько часов и суток. По крайней мере, разброс измерений при одночасовой длительности превосходит это различие.

В результате многолетних исследований можно считать, что пробой всегда инициируется процессами на каком-то небольшом участке электродов. Поэтому с увеличением площади электродов вероятность пробоя при прочих равных условиях увеличивается. Кривая, аналогичная приведенной на рис. 37, распространится вправо и станет более пологой. В измерениях это будет фиксироваться как увеличение частоты возникновения пробоев или как уменьшение среднего пробивного напряжения при увеличении площади электродов. Действительно, такое снижение отмечалось в работах [185, 186]. Например, для сферических электродов диаметром 20 мм пробивная напряженность на поверхности электродов на 5% ниже, чем для электродов диаметром 9,3 мм (импульсное напряжение 150—350 кВ) [150]. Более подробно влияние площади электродов на пробивное напряжение рассмотрено в разд. 4.6.

Влияние площади электродов на длительно выдерживаемое напряжение еще более заметно, чем на пробивное напряжение. Это хорошо видно из сравнения данных табл. 30 с данными

табл. 31, полученными для электродов большей площади [187] (условия не указаны).

По данным работы [90], для тщательно кондиционированных стальных электродов диаметром 40 мм частота возникнове-

Т а б л и ц а 31

Напряжение, выдерживаемое в течение 10 мин без пробоя при площади электродов 20 см²

Материал и состояние электродов	<i>s</i> , мм	<i>U</i> _{10 мин} , кв	Материал и состояние электродов	<i>s</i> , мм	<i>U</i> _{10 мин} , кв
Сталь со следами пыли	0,7	26	Сталь без следов пыли	0,7	30
То же	1,0	32	То же	1,0	45
»	2,0	40	»	2,0	72
»	2,5	42	Инконель и никель	2,3	77
				1	50

новения пробоев уменьшалась от 10 в мин — до менее одного в 1 ч при уменьшении приложенного напряжения от 122 до 55 кв (зазор 1 мм).

4.4. ЗАВИСИМОСТЬ ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ОТ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО ЗАЗОРА

Изложенное в предыдущих разделах показывает сильную зависимость пробивного напряжения от условий эксперимента, которые во многих случаях не учитываются и самими авторами. Поэтому результаты измерений различных исследователей значительно отличаются друг от друга. К тому же пока не существует общепринятой методики измерения, и, кроме того, в разных работах различные явления могут классифицироваться как пробой.

В некоторых работах (в основном проведенных более 10 лет тому назад), где источником высокого напряжения служил мало мощный генератор или объект был отделен от источника напряжения сопротивлением в десятки мегом, за пробивное напряжение принимали обычно максимальное напряжение, которое можно было получить на исследуемом вакуумном промежутке [186]. Ясно, что в этих условиях напряжение могло ограничиваться не только пробоями, но и темновыми токами или микроразрядами. В других работах, главным образом при меньших ограничениях тока, который мог протекать через исследуемый промежуток, за пробивное принимали напряжение возникновения разряда с резко падающей вольт-амперной характеристикой с последующим переходом (если позволяла мощность генератора) к низковольтному дуговому разряду в парах вещества электродов и выделившихся газах, т. е. именно то явле-

ние, которое соответствует современной терминологии, принятой в настоящей книге.

Некоторое различие в экспериментальных данных можно объяснить также неодинаковым способом подсчета и определения: пробивным напряжением может считаться наиболее вероятное [66], среднее [150] и максимально достигнутое [95] при

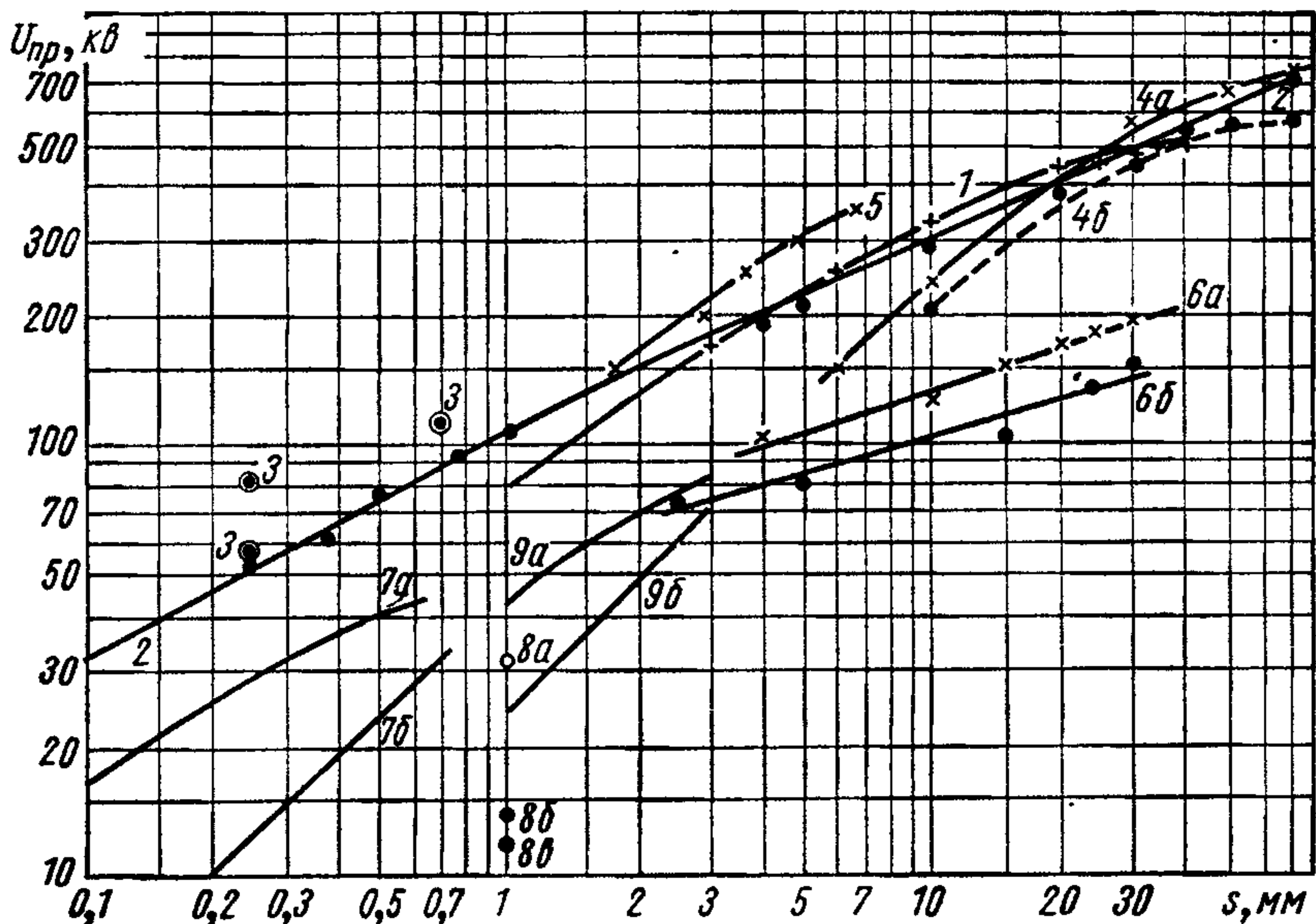


Рис. 39. Зависимость пробивного напряжения от межэлектродного зазора для электродов малой кривизны (цифры на кривых соответствуют нумерации в табл. 32).

многократных пробоях. Однако расхождение из-за этого обычно меньше, чем из-за разницы в условиях эксперимента и различия в определении пробоя. Для иллюстрации разброса пробивного напряжения, полученного в различных работах, ниже приведены $U_{пр}$ для стальных электродов, создававших примерно равномерное поле в зазоре 1 мм:

Литература	$U_{пр}, кВ$	Литература	$U_{пр}, кВ$
[76]	122	[151]	86
[166, 188]	109	[189]	43
[73]	103—112	[181]	32
[90]	120		

Условия эксперимента не всегда достаточно описаны, что затрудняет анализ и делает нецелесообразным представление всех имеющихся сведений о зависимости пробивного напряжения от межэлектродного зазора. Поэтому на рис. 39 приведены только те экспериментальные данные, которые описывают верх-

Т а б л и ц а 32
Экспериментальные условия при определении зависимости $U_{пр}$ от зазора s для кривых, приведенных на рис. 39

Кри- вая	Электрические пара- метры	Вакуум, мм рт. ст., и тип насоса	Характеристики электродов	Обработка электродов	Критерий пробы	Лите- ратура
1	Постоянное напряже- ние малой мощности То же	10^{-5} , ртутный *	Никелевые диски Анод—сфера диаметром 25,4 мм, катод—диск диа- метром 51 мм, оба из стали	Глеющий разряд в водороде То же	Максимально достиг- нутое напряжение То же	[76] [188]
3	Постоянное напряже- ние	Безмасляный вакуум $10^{-7}-10^{-4}$ мм рт. ст.	Обезгаженные нагретом до 450 °С диски диаметром 35 мм из монокристалла вольфрама	Тренировка пробоями и дли- тельным током в вакууме 10^{-4} мм рт. ст.	»	[158]
4	Постоянное напряже- ние	а) $10^{-4}-10^{-8}$ мм рт. ст., создавали напуском гелия б) 10^{-6} мм рт. ст.	Полированные диски диамет ром 200 мм из титана	Тренировка слабым током в вакууме $10^{-4}-10^{-3}$ мм рт. ст.	»	[190]
5	Импульсы $1,5/40$ мксек, $R_D =$ $=9$ ком, $C_{ш} = 100$ пф	(3-7) 10^{-6} , масля- ный	Катод—диск диаметром 100 мм, анод—сфера диа- метром 30 мм, оба из стали	То же	»	[150]
6	Постоянное напряже- ние	Безмасляный, вакуум до $5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст.	Медные, механически полиро- ванные диски диаметром 100 мм а) тренировка пробоями б) не тренированы	Тренировка пробоями перед каждым измерением	3 пробоя при 5 им- пульсах, среднее из 10 измерений	[191, 192]
7	Переменное напряже- ние 50 гц, $R_D =$ $=100$ ком	10^{-5} , масляный	Диски диаметром 18—40 мм; а—медь, б—сталь	Прогрев 6 ч в водороде и ва- кууме при 900 °С	Максимальное пробив ное напряжение при медленном пробое	[95]
8	Импульсы длитель- ностью 10^{-4} сек, емкость генератора 100 пф	$2 \cdot 10^{-6}$, масляный	Катод—полусфера диаметром 12 мм, анод—диск диамет ром 30 мм, а—сталь, б— свинец, в—графит	Предварительное обезгажива ние при 700 °С. После ра- боты на электродах цвета побежалости (загрязнения)	Максимальное напря- жение из 10 пробоев	[181]
9	Постоянное напряже- ние $R_D = 100$ Ом, $C_{ш} = 100$ пф	$5 \cdot 10^{-6}$, масляный	Диски диаметром 80—120 мм; а—сталь, б—медь	Тренировка пробоями лучения стабильного пробив- ного напряжения	Среднее при много- кратных пробоях	[189]

ную и нижнюю границы всей совокупности опубликованных результатов, т. е. максимальную и минимальную величины пробивного напряжения при одном и том же зазоре, или же характеризуют влияние на пробой обработки электродов, остаточного вакуума и пр. Если учесть разброс при измерениях в каждой конкретной работе, то область полученных значений пробивного напряжения еще расширится. Сведения об экспериментальных условиях, в которых получены представленные на рис. 39 результаты, даны в табл. 32. Наилучшие результаты при постоянном напряжении достигнуты, когда тщательное кондиционирование электродов сочеталось с чистыми вакуумными условиями. При импульсном напряжении и небольших размерах электродов основное значение играет режим тренировки электродов пробоями, а вакуумные условия влияют меньше.

Кривые на рис. 39 характеризуют не только абсолютные значения пробивного напряжения, но и зависимость от зазора между электродами. При электрическом поле между электродами, близком к равномерному, зависимость пробивного напряжения от зазора обычно можно выразить в виде

$$U_{\text{пр}} = \text{const } s^{\alpha}, \quad (28)$$

где значение коэффициента α определяет характер зависимости $U_{\text{пр}}$ от s . Если $\alpha=1$, т. е. $U_{\text{пр}} \approx s$, то напряженность E при пробое не зависит от приложенного напряжения; при уменьшении E с ростом напряжения $\alpha < 1$. Величина α помимо большого практического значения также весьма важна для выяснения механизма вакуумного пробоя (см. гл. 8). В табл. 33 приведены сводные результаты определения величины α из экспериментальных данных, накопленных к 1961 г. [193].

Таблица 33

Значения α , полученные в различных работах

α	Число экспериментальных данных	α	Число экспериментальных данных	α	Число экспериментальных данных	α	Число экспериментальных данных
0,2	9	0,5	22	0,8	13	1,0	5
0,3	12	0,6	28	0,9	8	1,1	2
0,4	18	0,7	46				

Наиболее вероятным значением является $\alpha=0,6-0,7$. Из данных на рис. 39 видно, что такое же наиболее вероятное значение α получается из более поздних работ. Однако отклонения от этой величины очень значительны. Разброс частично можно объяснить и тем, что в табл. 33 приведены данные, полученные

при различных напряжениях; зависимость α от напряжения, по-видимому, существует. Так, в работах [66, 188 и др.] отмечается как более или менее известный факт, что до 30—50 кВ пробой возникает при постоянной напряженности на катоде, а при больших напряжениях появляется эффект полного напряжения, т. е. снижение пробивной напряженности с увеличением напряжения ($\alpha < 1$).

Действительно, экстраполяция кривой $U_{пр}(s)$ из области, где $\alpha < 1$, в область более низких напряжений приводит к пробивным напряженностям, превышающим значения, при которых неминуемо должна возникнуть интенсивная автоэлектронная эмиссия. Однако величина напряжения, при котором это произойдет, зависит от условий эксперимента, чистоты обработки электродов, их материала и т. д. В частности, из кривых на рис. 39 видно, что эффект полного напряжения обнаруживается и при напряжении 20—30 кВ. В то же время результат Лаймана и др. [158] (точки 3 на рис. 39) показывает, что при напряжении выше 100 кВ можно получить такое высокое значение пробивной напряженности, которое позволяет предположить отсутствие эффекта полного напряжения в этих случаях. К тому же необходимо отметить отсутствие работ, где бы в одном эксперименте было продемонстрировано изменение α от 1 к более низким значениям при переходе от напряжений в десятки киловольт к более высоким. Так как большинство данных, использованных в табл. 33, получено для металлических электродов при напряжениях выше 20—30 кВ, то значение $\alpha = 0,6 \div 0,7$ является наиболее вероятным именно при этих условиях*.

В связи с данными табл. 33 следует упомянуть работу Крэнберга [194]. Он привел первую, основанную на простых физических соображениях формулу, связывающую пробивное напряжение с зазором между электродами и учитывающую эффект полного напряжения. Эта формула для равномерного поля, совпадающая с выражением [28], при $\alpha = 0,5$ приблизительно верно отражала общий характер экспериментальной зависимости. Работа Крэнберга явилась существенным шагом вперед и оказала заметное влияние на последующие исследования по вакуумному пробую. В некоторых последующих работах утверждается согласие полученных авторами данных с формулой Крэнберга, хотя более тщательное рассмотрение показывает заметное отличие α от 0,5. Это обстоятельство, объясняющееся тем, что кроме формулы Крэнберга в то время не существовало другого критерия для сравнения, ни в коей мере не умаляет ценности указанных работ и должно быть учтено при чтении оригинальных работ. В частности, по формуле Крэнберга,

* Для электродов из графита или металлических, но покрытых изоляционными пленками, α может отличаться от значений для металлических электродов (см. разд. 4.6 и 6.1).

которая более подробно рассмотрена в гл. 8, $\alpha=0,5$ только для равномерного поля. Поэтому считать полученную Трампом и Ван де Граафом [188] кривую $U_{пр}(s)$ (см. рис. 39) как подтверждающую формулу Крэнберга неправомерно. Хотя для этой кривой $\alpha \approx 0,5$, поле между электродами существенно неоднородное. Так, при зазоре $s=70$ мм и диаметре сферического анода 25,4 мм, а плоского катода 51 мм напряженность на электродах в 2—3,5 раза превышает среднюю. Если учесть это и сделать соответствующий пересчет, то получается $\alpha=0,59$.

Пробой при низком напряжении. Бойль и др. [195] исследовали характеристики вакуумной изоляции при микронных зазорах между хорошо обезгаженными вольфрамовыми электродами и прямоугольных импульсах напряжения длительностью 1 мксек. Межэлектродный зазор был образован перекрещивающимися проволоками диаметром 0,75 мм. Кроме пробивного напряжения была измерена также сила предпробойных токов. Последнее позволило рассчитать локальную напряженность на эмиттирующей части катода и, сравнив ее с макронапряженностью, найти коэффициент усиления поля на микронеровностях катода μ . Так как при таких малых зазорах микронеровности на электродах сравнимы с зазором, коэффициент μ зависит от величины зазора.

Результаты измерений при вакууме 10^{-9} мм рт. ст. и данные указанных расчетов приведены в табл. 34. Сила токов и соответственно значения μ являются усредненными значениями из 100 измерений.

Таблица 34

Свойства вакуумной изоляции при очень малых зазорах

Зазор, мм	Сила максимального предпробойного тока, ма	$U_{пр}$, в	μ	Напряженность на катоде, Мв/мм	Локальная напряженность на катоде, Мв/мм
0,5	1,1	390	8	0,78	6,23
2,0	3,9	850	17,5	0,425	7,2
5,2	8,2	1500	26	0,289	7,5
8,0	15,8	2200	28	0,275	7,7

При расчете локальной напряженности по предпробойному току, считая, что это автоэлектронная эмиссия с одного выступа, было принято $\Phi=5$ эв. Плотность тока, соответствующая максимальным значениям предпробойного тока, оказалась равной $6,0 \cdot 10^{10}—1,3 \cdot 10^{11}$ а/м². Обработка осциллограмм напряжения показала, что время запаздывания возникновения пробоя при минимальных перенапряжениях составляла около 0,3 мксек, причем время спада напряжения было меньше 10 нсек.

4.5. ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА И ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОДОВ НА ПРОБИВНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ

Одним из следствий того, что пробой в вакууме определяется в первую очередь процессами на электродах, является зависимость пробивного напряжения от материала электродов. В табл. 35 дана сводка имеющихся данных. Некоторые дополнительные сведения можно получить из табл. 30 и 31. Приведенные в таблице данные Херда представляют собой результат пересчета по формуле Крэнберга данных, полученных при напряжении до 100 кв. Херд не приводит конкретных данных, но утверждает, что эта формула в условиях его экспериментов довольно хорошо оправдывалась.

Таблица 35

Пробивное напряжение, кв, для электродов из разных материалов в пересчете на зазор 1 мм

Материал	По данным Херда [66]	Из других источников
Вольфрам	—	96—102 [151]
Молибден	—	92 [151]
Инвар	192	—
Нержавеющая сталь	179	122 [76], 105 [73], 109 [188]
Марганцевая сталь	172	—
Закаленная сталь (твердость по Роквеллу 65 единиц)	159	—
Медь, покрытая хромом (0,025 мм), с отжигом при 500 °С	143	—
Инконель	134	—
32%-никелевая сталь	134	—
Хастеллой В	126	—
Никель	89,5	84—86 [151], 96 [76], 110 [196]
Медь, покрытая хромом (без отжига)	89,5	—
Горячекатаная сталь	89	86 [151], 102—112 [73], 32 [181]
Медь, раскисленная фосфором (коммерческая медь)	74	78 [151], 37 [76], 98 [73], 29,5 [181]
Кираллой	71	—
Тантал	71	60 [196]
Алюминий	45—57	64—70 [151], 88 [73], 29 [181]
Медь, переплавленная в вакууме	54	73 [196]
Свинец	54	14 [181]
Графит	36	40 [151], 12 [181]
Серебро	27	—

Ввиду неоднократно упоминавшегося расхождения между измерениями различных исследователей сравнивать различные материалы между собой следует по результатам одной работы. Поэтому нельзя делать вывод, который следует из прямого сопоставления данных табл. 35, что электроды из инвара выдерживают большее напряжение, чем из вольфрама или молибдена. Кроме того, при разных условиях эксперимента соотношения между электропрочностью вакуумной изоляции при различных материалах электродов могут изменяться. Это хорошо видно на примере меди и алюминия: по данным табл. 35, пробивное напряжение для медных электродов выше, чем алюминиевых, а в работах [70, 92], где за пробой могли быть приняты микроразряды, картина обратная. Арнольд [160], проводя измерения при напряжениях до 1 Мв, нашел, что наибольшую электропрочность среди металлических электродов обеспечивают электроды, изготовленные из титана (сплав с добавкой 7% Al и 4% Mo), затем электроды из нержавеющей стали 304 и 303. По данным работы [90], вакуумная переплавка технически чистых металлов не дает эффекта.

Если катод и анод сделаны из разных материалов, то при небольшом количестве тренированных разрядов и сравнительно малой энергии, выделяющейся на электродах при пробое, определяющим является материал анода. Однако при пробоях происходит перенос материала в обоих направлениях, и в конечном счете на катоде и на аноде образуется смесь материалов неопределенного состава. Если катод и анод сделаны из материалов с сильно отличными свойствами, то пробивное напряжение может оказаться ниже, чем при обоих электродах из материала, худшего по выдерживаемому напряжению. Данные табл. 36 подтверждают это.

Т а б л и ц а 36

Пробивное напряжение при зазоре 1 мм между электродами из различных материалов

Материал		$U_{пр}$, кв	Лите- ратура	Материал		$U_{пр}$, кв	Лите- ратура
анода	катода			анода	катода		
Алюминий	Алюминий	88	[73]	Инконель	Инконель	134	[66]
Сталь	Сталь	102—112	[73]	Графит	Графит	52	[66]
Сталь	Алюминий	85	[73]	Графит	Никель	48	[66]
Алюминий	Сталь	83	[73]	Инконель	Графит	62	[66]

Некоторые закономерности влияния переноса материала при разнородных электродах видны из рис. 40. На этом рисунке приведены результаты трех серий последовательных измерений пробивного расстояния при напряжении 300 кв для стального

катода и двух взаимозаменяемых в процессе измерений анодов: алюминиевого и стального [150]. Измерения проводили по методике, описанной в разд. 4.1 (см. рис. 25). Сначала было измерено пробивное расстояние для стального анода, затем — для алюминиевого, после чего — опять для стального. Катод при этих измерениях не меняли. После возврата к стальному аноду при первых нескольких измерениях пробивное расстояние оста-

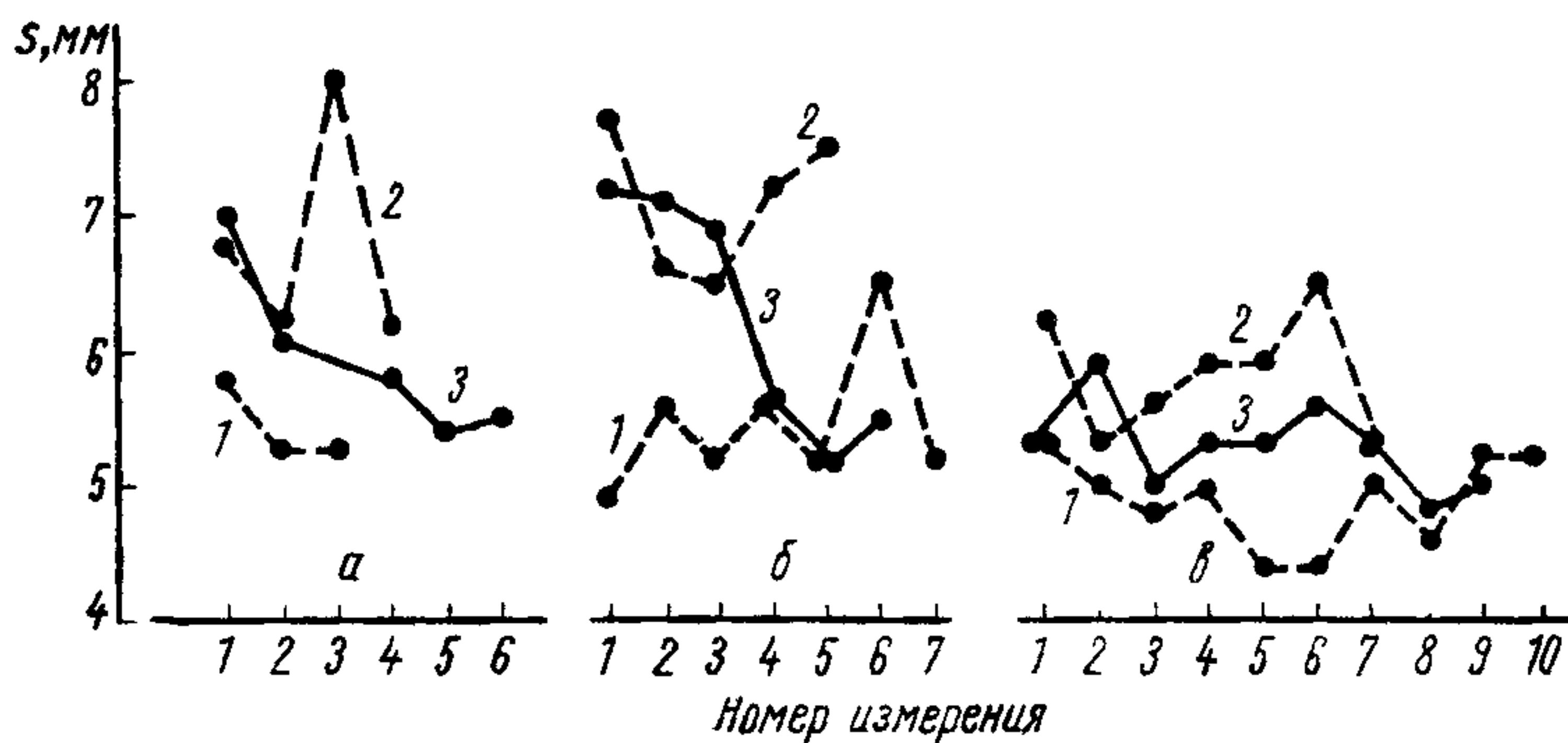


Рис. 40. Изменение электропрочности при смене плоского анода и стальном катоде (сфера диаметром 20 мм):
1 — стальной анод; 2 — алюминиевый анод; 3 — повторные измерения для стального анода; а — первая; б — вторая; в — третья серия измерений.

ется таким же, как и при алюминиевом аноде, и только после нескольких пробоев (первая и вторая серии) восстанавливается электропрочность, соответствующая стальному аноду. Число измерений от серии к серии увеличивалось. Видимо, это привело к тому, что возврат к электропрочности, соответствующей стали, при повторных измерениях со стальным анодом во второй серии произошел позже, чем в первой, а в третьей серии результаты вообще стали менее определенными. Эти измерения показывают, что при малом числе разрядов преобладающее влияние материала анода может объясняться переносом его на катод. Доминирующее влияние материала анода на пробой, объясняемое осаждением его на катоде, подтверждается и работой [198].

Все приведенные выше данные о доминирующей роли материала анода получены при межэлектродных зазорах не более нескольких миллиметров и электродах сравнительно небольших размеров. При переходе к сантиметровым зазорам и значительно большей площади электродов картина может измениться на обратную. Недостаток экспериментальных данных не позволяет высказаться более категорично, хотя в случае электродов, покрытых тонкими изоляционными пленками или изготовленных из проводящих стекол, совершенно определенно доминирует материал катода (см. разд. 6.1).

В связи с вопросом о роли анода отметим результаты Л. И. Праневичюса и И. Ю. Барташюса [199], которые изучали пробой для анодов, изготовленных из тонкой фольги. Для алюминиевых и медных анодов, пробивное напряжение начинало увеличиваться, когда толщина анода становилась меньше длины пробега электронов при энергии, соответствующей межэлектродному напряжению, и при толщине анода, в 5 раз меньшей длины пробега, пробивное напряжение было на 20% выше, чем при массивном аноде. При аналогичных измерениях с анодом из молибдена такого эффекта не наблюдали.

Влияние на пробой рабочей температуры электродов изучено довольно слабо, хотя эта характеристика помимо практической ценности может внести существенный вклад в понимание физических процессов, приводящих к нарушению вакуумной изоляции. Из ранних работ следует упомянуть косвенные данные, полученные Мазоном [200] при напряжении до 50 кВ. Он определял влияние на пробой термоэлектронной эмиссии с катода — вольфрамовой проволоки диаметром 0,7 мм, согнутой в полукольцо. Анод (медный диск диаметром 23 мм) был расположен перпендикулярно к плоскости полукольца. Для получения термоэмиссии катод нагревался до 1500—1700° К. Ток термоэмиссии, усиленный эффектом Шоттки, достигал 70 мкА. Вместо ожидавшегося снижения пробивного напряжения это привело к некоторому увеличению его. Видимо, нет существенного снижения электрической прочности и при нагреве вольфрамового анода, иначе не могли бы работать высоковольтные кенотроны, где в обратный (запорный) полупериод анодом является раскаленная вольфрамовая нить — термоэлектронный эмиттер.

Более подробно влияние температуры изучали при импульсном напряжении 250—300 кВ и в вакууме приблизительно $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. [74]. В этой работе электроды — полые полушеры диаметром 32 мм — имели внутри нагреваемую током вольфрамовую спираль. Результаты измерений при нагретом аноде или катоде приведены на рис. 41. По оси ординат отложено отношение E_T/E_0 , где E_0 и E_T — пробивные напряженности на поверхности электродов соответственно при комнатной температуре и температуре T . Температура противоположного электрода несколько повышалась и равнялась 40; 80 или 190° С при температурах накаливаемого электрода соответственно 200; 500 или 800° С. Измерения проводили как при последовательном повышении температуры, так и при снижении ее. Результаты измерений в обоих случаях в пределах разброса совпадали. Однако при нагреве анодов из меди и особенно никеля выше температуры, при которой начинается снижение электрической прочности, $E_{пр}$ падало и не восстанавливалось даже при снижении температуры. Такое явление наблюдалось при быстром нагреве анода (30—50 град/мин) и существенно уменьшалось

при замедлении нагрева в 5—7 раз. Не исключено, что этот эффект мог повлиять на результаты, приведенные на рис. 41, хотя все измерения были сделаны при медленном прогреве анода.

В этой же работе проводили эксперименты с нагревом обоих электродов. Измерения, проведенные с никелевыми электродами при 600; 730 и 800° С, дали величины пробивной напряженности, совпадающие в пределах $\pm 5\%$ с полученными при ком-

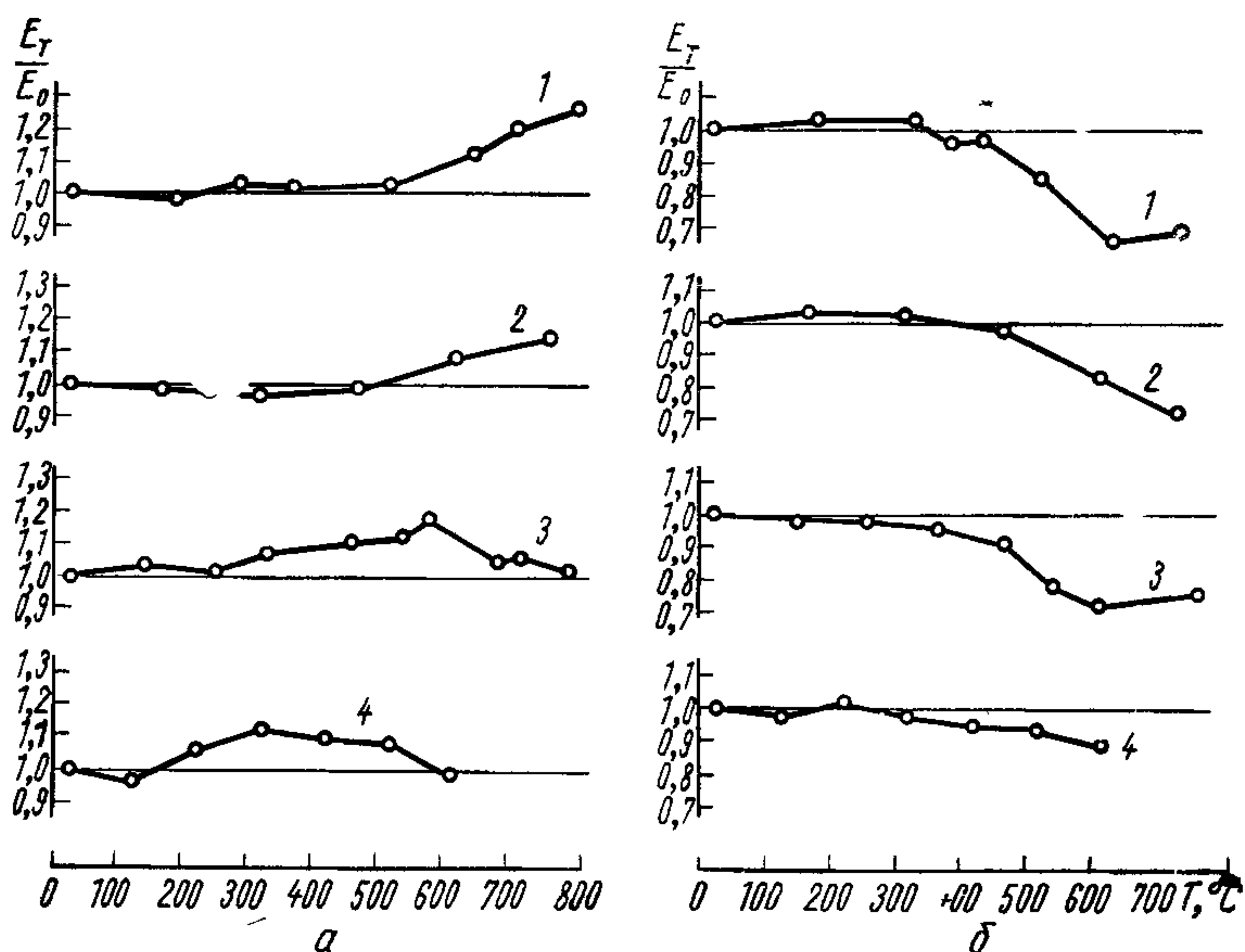


Рис. 41. Влияние рабочей температуры электродов на электрическую прочность вакуумного зазора между полусферическими электродами диаметром 32 мм:

а — нагрев катода; *б* — нагрев анода, 1 — никелевые, 2 — стальные; 3 — медные и 4 — алюминиевые электроды.

натной температуре. Судя по рис. 41, можно предположить, что при этих измерениях влияния нагрева анода и катода взаимно компенсировали друг друга. Несколько отличные результаты получены при меньших напряжениях в работе [201]. При зазоре 1 мм между плоскими медными электродами в вакууме 10^{-10} мм рт. ст. пробивное напряжение 52—62 кВ не изменялось и при раздельном нагреве анода или катода до 640° С.

Охлаждение анода до температуры ниже комнатной, по данным Мейтланда [202], приводит к некоторому повышению электрической прочности вакуумной изоляции. Результаты измерений при постоянном напряжении 7—40 кВ и плоских электродах из одинакового материала приведены в табл. 37.

Интересные результаты получены при внезапном нагреве электродов, находящихся в техническом вакууме. Так, в работе [203], где анодом служила вольфрамовая нить, пробивное на-

пряжение снижалось с 40 до 15—20 кВ, если при постоянно приложенном напряжении анод импульсно нагревался до нескольких сот градусов. Такое снижение электропрочности происходило только в том случае, если перед импульсным нагре-

Т а б л и ц а 37
Увеличение пробивного напряжения при
охлаждении анода

Материал электродов	Температура анода, °С	Увеличение $U_{пр}$, %
Медь	—195	20
Молибден	—91	(3)
Вольфрам	—76	6

вом анод находился при комнатной температуре в течение времени, достаточного для образования мономолекулярной пленки адсорбированных газов и паров. Похожий эффект наблюдался также в работе [204] при импульсном нагреве до 2000°С катода высоковольтного кенотрона.

Более подробно снижение пробивной прочности при импульсном нагреве изучалось Л. В. Тарасовой и В. Г. Калинин, которые на основе этого эффекта предложили прибор для искусственного инициирования вакуумного пробоя импульсным нагревом вспомогательного электрода [205]. Этот вспомогательный электрод — вольфрамовая или никелевая нить диаметром 0,04—0,2 мм помещался между двумя основными электродами, к которым прикладывалось постоянное напряжение ниже пробивного. Сама нить находилась при плавающем потенциале. При импульсном нагреве нити до 200—700°С за 10 мксек электрическая прочность зазора между основными электродами сильно снижалась. Если U_0 — пробивное напряжение при ненагретой нити, а $U_{и}$ — при импульсном нагреве, то отношение $U_0/U_{и} = 2,4 \div 2,6$ при $U_0 = 30—70$ кВ и $U_0/U_{и} \approx 15$ при $U_0 \approx 10$ кВ. Пробой при импульсном нагреве возникал с запаздыванием 5—400 мксек, которое было тем большим, чем больше U_0 и меньше температура нити при импульсном нагреве. Для импульсного нагрева была необходима энергия 0,5—1 дж. Для полного сохранения эффекта снижения прочности при импульсном нагреве частота следования импульсов нагрева не должна была превышать 1 имп/мин. Постоянный нагрев до 800°С вспомогательного электрода не снижал электропрочности.

4.6. РОЛЬ ПЛОЩАДИ И КРИВИЗНЫ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ МАЛОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПОЛЯ

Изменение кривизны поверхности электродов влияет сразу на несколько параметров, от которых зависит электроизоляционная прочность вакуума. В первую очередь это отличие напря-

женности у электродов от средней в зазоре и изменение площади активной поверхности электродов (под активной поверхностью понимается та часть электродной поверхности, где может инициироваться пробой). Кроме того, от кривизны электродов зависят и электроннооптические свойства межэлектродного зазора, т. е. траектории, по которым движутся ионы и электроны в зазоре. Последнее также может играть некоторую роль при инициировании пробоя.

Если оба электрода одинаковы по форме и размерам, то при увеличении кривизны обоих электродов активная площадь уменьшается, а поверхностная напряженность при неизменном зазоре увеличивается. Эти два фактора действуют на пробивное напряжение в противоположных направлениях, что затрудняет анализ экспериментальных данных. Изменение кривизны только одного электрода вызывает увеличение напряженности у одного и уменьшение у противоположного электрода. Так как напряженности на катоде и аноде по-разному влияют на пробой, то это приводит к еще большим затруднениям. Видимо, соотношением указанных факторов, их различным влиянием на пробой и объясняется мнимое противоречие между результатами разных работ: в одних говорится об увеличении электрической прочности при увеличении кривизны [70, 186, 206, 207], в других — наоборот [73, 149].

Для приближенной оценки размеров активной площади электродов логично предположить, что диапазон значений поверхностной напряженности в пределах этой площади тесно связан или даже определяется разбросом при многократных измерениях пробивного напряжения для данных электродов. Другими словами, для оценки активной площади можно положить, что напряженности в центре активной площади $E_{ц}$ и на ее границе $E_{гр}$ относятся друг к другу как максимальное и минимальное значения пробивных напряжений при многократных измерениях и малой площади электродов:

$$E_{ц}/E_{гр} = U_{пр. макс}/U_{пр. мин}. \quad (29)$$

Можно предложить другой метод определения активной площади, возможно более строгий и точный. На основе зависимости вероятности пробоя от зазора для электродов малой площади построить кривую вероятности пробоя для интересующего нас электрода. Это можно сделать, если для каждого элемента поверхности этого электрода принять такую же вероятность пробоя, как и для равного элемента электрода меньшей площади и зазора, равного расстоянию между соответствующими элементами интересующих нас электродов. Однако такой метод требует знания многих параметров и неудобен для оценок. Поэтому дальнейшая оценка производится на основе выражения (29).

Для сферических электродов (шарообразных или в виде сегментов) радиусом r при межэлектродном зазоре $s \ll r$ в первом приближении можно положить, что поверхностная напряженность при удалении от линии центров обратно пропорциональна расстоянию между соответствующими точками электродов. Если на границе активной площади это расстояние $s + \Delta s$, то активная площадь

$$A_{\text{акт}} = \pi r \Delta s = \pi r s (U_{\text{пр. макс}} - U_{\text{пр. мин}}) / U_{\text{пр. мин.}} \quad (30)$$

С другой стороны, отношение напряженности на электроде $E_{\text{ц}}$ к средней напряженности в зазоре E зависит от s/r . При $s/r = 0,1 \div 0,5$ $E_{\text{ц}} s U^{-1} = 1,03 \div 1,18$. Поэтому если $s \ll r$, то изменение r ведет в основном к изменению $A_{\text{акт}}$ и мало влияет на E , тогда как при $r < 10 s$ будет существенно изменяться и E .

После этих предварительных замечаний рассмотрим приведенные в табл. 38 результаты измерений для малотренированных пробоями электродов в виде дисков диаметром примерно 10 мм со сферической рабочей поверхностью радиусом кривизны r при постоянном напряжении [70]. Вакуум $10^{-5} - 10^{-9}$ мм рт. ст. создавали масляными насосами. Разброс от среднего значения $U_{\text{пр}}$, приведенного в таблице, равен $\pm 10\%$; $R_{\text{д}} = 500$ ком. Скорость подъема напряжения около 3 кв/сек. Величины $U_{\text{пр}}$, стоящие в скобках, получены после длительной тренировки электродов пробоями. Аналогичные измерения при увеличенных до 20 мм диаметрах электродов дали результаты, совпадающие с приведенными в табл. 38.

Таблица 38
Влияние радиуса кривизны электродов на пробивное напряжение при малых s/r

Материал электродов	r , мм	$U_{\text{пр}}$, кв, при различных s , мм	
		0,07	0,2
Алюминий	101,6	7,3 (9,7)	17 (21)
»	12,7	10 (16)	19,5 (30)
Медь	101,6	6,6 (9,1)	16,5 (20)
»	12,7	10 (15)	21 (29)
Нержавеющая сталь	101,6	10 (13)	25 (29)
»	12,7	14 (17,5)	31 (38)

Пробивное напряжение увеличивается с увеличением кривизны электродов, вероятно, за счет сокращения активной площади электродов. Действительно, при выбранных значениях s и r поле между электродами практически равномерно, а активная площадь, согласно выражению (30), изменяется в 8 раз.

Если принять для оценки $(U_{\text{пр макс}} - U_{\text{пр мин}}) / U_{\text{пр мин}} = 0,5$, что существенно превышает указанный выше разброс при измерениях, то активная площадь будет иметь диаметр меньше 10 мм. Поэтому наблюдавшееся для диаметров электродов 10 и 20 мм одинаковое $U_{\text{пр}}$ не противоречит высказанному выше предположению, что увеличение пробивного напряжения при увеличении кривизны электродов происходит вследствие уменьшения активной площади электродов.

В более поздних работах тех же авторов [207, 208] были проведены аналогичные измерения для электродов подобной формы, но тренированных пробоями. Характер зависимости $U_{\text{пр}}$ от кривизны (цифры в скобках в табл. 38) в общем остался прежним. Но изменение площади электродов в этом случае влияло на $U_{\text{пр}}$. Так, при уменьшении диаметра электродов с 18 до 10 мм $U_{\text{пр}}$ возрастало приблизительно на 11% при $s = 0,078$ мм и приблизительно на 8% при $s = 0,2$ мм ($r = 102$ мм). Такие противоречивые данные о влиянии площади электродов на $U_{\text{пр}}$, полученные в двух работах одних и тех же авторов и при тех же размерах электродов, можно объяснить зависимостью активной площади электродов от тренировки их пробоями.

Выражение (30) было получено для случая, когда состояние поверхности электродов в центральной части и на периферии примерно одинаковое. Это может быть, например, после механической, электрохимической или термической обработки электродов и после тренировки тлеющим разрядом, охватывающим всю поверхность. Если электроды тренируются пробоями в вакууме, то наибольшее число пробоев приходится на центральную часть электродов, где напряженность больше и тренированность этой части электродов будет лучше, чем периферийных участков. По мере тренировки и повышения пробивного напряжения для центральной части электродов их активная

Таблица 39

Влияние кривизны электродов на пробой при $s/r > 0,1$

Форма и размеры электродов		$s, \text{ мм}$		$E_k, \text{ кв/мм}$		$E_a, \text{ кв/мм}$	
		$U_{\text{пр}} = 200 \text{ кв}$	$U_{\text{пр}} = 350 \text{ кв}$	$U_{\text{пр}} = 200 \text{ кв}$	$U_{\text{пр}} = 350 \text{ кв}$	$U_{\text{пр}} = 200 \text{ кв}$	$U_{\text{пр}} = 350 \text{ кв}$
Катод	Анод						
Пластина диаметром 100 мм	Сфера диаметром 30 мм	2,9	6,6	64,5	45,5	78,5	69,5
Пластина диаметром 100 мм	Сфера диаметром 9,3 мм	2,6	6,4	63,0	34,5	108	113
Сфера диаметром 9,3 мм	Пластина диаметром 100 мм	3,6	10,0	88	98	42	18,5

площадь должна увеличиваться за счет периферийных областей, где меньшее значение поверхностной напряженности как бы компенсируется меньшей тренированностью, т. е. меньшим значением пробивной напряженности. Видимо, этот эффект и обусловил разницу в зависимости $U_{пр}$ от изменения диаметра электродов от 10 до 18—20 мм для слабо и хорошо тренированных электродов, полученную в упомянутых выше работах.

Влияние кривизны электродов изучалось и в других работах. В табл. 39 приведены результаты измерений при импульсном напряжении 1,5/40 мксек для стальных электродов в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. [150]. Напряженности на катоде и аноде подсчитывали по известным формулам для поля двух шаров.

Анализ других данных работы [150] показал, что изменение диаметра сферических электродов от 9,3 до 20 мм изменяет напряженность на электродах при пробое менее чем на 5% (влияние площади). Поэтому данные табл. 39 отражают влияние на пробой напряженности на электродах. Из таблицы видно, что при $U_{пр} = 350$ кВ и разных конфигурациях электродов E_a различались более чем в 1,5 раза, E_a — в 6 раз и E_k — почти в 3 раза. Это показывает, что возникновение пробоя зависит как от E_k , так и от E_a , причем напряженность на катоде оказывает доминирующее влияние*. Однако такой характер зависимости справедлив не для всех материалов электродов. Например, аналогичные измерения для графитовых электродов [209] сфера — сфера диаметром 10—30 мм и сфера — плоскость при импульсном напряжении 150—300 кВ показали, что пробой возникает при постоянном значении напряженности на катоде $E_k =$

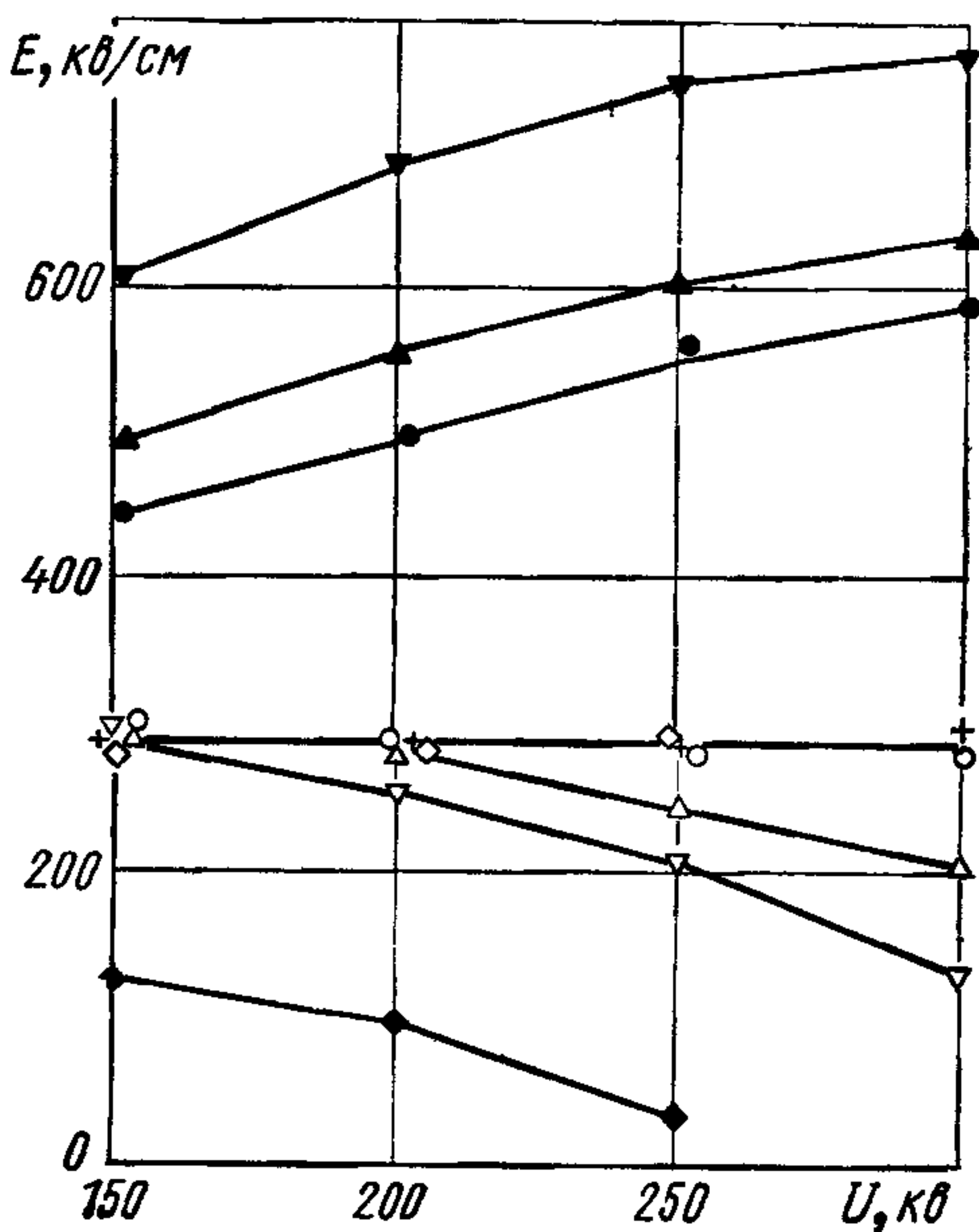


Рис. 42. Напряженности у поверхности графитовых электродов различной конфигурации в зависимости от напряжения пробоя:

▽ и ▼ — плоский катод и сферический анод диаметром 10 мм, △ и ▲ — плоский катод и сферический анод диаметром 15 мм, ○ и ● — плоский катод и сферический анод диаметром 20 мм, + — сферический катод и анод диаметром 30 мм, ◇ и ◆ — сферический катод диаметром 20 мм и плоский анод соответственно, ▼ ▲ ◆ + ● — у анода; ▽ △ ◇ + ○ — у катода.

* Дополнительные сведения о зависимости $U_{пр}$ от E_k и E_a приведены в разд. 8.4.

$=30$ кВ/мм, хотя при этом E_a для электродов различной конфигурации изменялась от 3 до 55 кВ/мм. При большем значении E_a напряженность на катоде начинала падать (рис. 42).

Данные табл. 39 еще раз демонстрируют снижение средней пробивной напряженности при увеличении напряжения. В то же время, как видно из этих данных, при сильной неравномерности поля между несимметричными электродами напряженность у одного из электродов может даже возрасти. Большее влияние напряженности на катоде по сравнению с анодной было показано и в работе [73]. Для стальных электродов сфера — плоскость при $s=1$ мм пробивное напряжение равнялось 103 кВ, если сфера была катодом, и 112 кВ — при обратной полярности. Видимо, доминирующим влиянием катодной напряженности можно объяснить и наблюдавшееся в работах [186, 206] повышение пробивного напряжения при уменьшении радиуса кривизны анода, так как при этом E_k снижалось.

Влияние площади электродов на пробивное напряжение для тренированных плоских электродов видно из табл. 40 [153].

Таблица 40

Влияние площади плоских электродов на пробивное напряжение, кВ

Материал катода	Зазор, мм	Давление, мм рт. ст.	Площадь электродов, см ²				
			7	10	50	300	700
Оксидированный алюминий	6	10 ⁻⁶	215	—	195	185	175
		10 ⁻³	280	265	250	240	240
» Нержавеющая сталь	10	10 ⁻³	450	480	415	375	360
	10	10 ⁻⁶	235	—	200	170	180
		10 ⁻³	290	290	250	200	185

В этих опытах аноды изготовлены из нержавеющей стали, а для исключения влияния на результаты изменения параметров электрической цепи к электродам подключался дополнительный конденсатор такой емкости, чтобы изменение площади электродов не изменяло запасенную электростатическую энергию.

Приведенные в табл. 40 данные с достаточной для практики точностью можно описать эмпирическими формулами:

$$\left. \begin{array}{l}
 \text{для оксидированного алюминиевого катода} \\
 U_{\text{пр}} \approx A^{-0,05}, \\
 \text{для катода из нержавеющей стали} \\
 U_{\text{пр}} \approx A^{-0,1}, \\
 \text{где } A \text{ — площадь электродов.}
 \end{array} \right\} (31)$$

Приведенные зависимости, в общем, подтверждаются опытом работы электростатических сепараторов с площадью электродов

до 1 м^2 [147]. Однако в некоторых случаях наблюдается более сильное падение пробивного напряжения при увеличении площади электродов. По измерениям Н. Ф. Олендзской [210], для тренированных пробоями плоских стальных и графитовых электродов пробивное напряжение одинаково при их площади от 1 до $10\text{--}30 \text{ мм}^2$ и не зависит от способа предварительной обработки электродов. При дальнейшем увеличении площади от 30 до 3000 мм^2 пробивное напряжение уменьшается (примерно вдвое от 100 до 50 кВ при зазоре 1 мм между стальными электродами). В этом диапазоне величин площади предварительная обработка влияет на максимально достижимое напряжение. Автор объясняет свои результаты тем, что при больших поверхностях электродов образующиеся при пробоях пары, частицы материала электродов и т. д. оседают на электродах, что делает неэффективной тренировку их пробоями.

47. ПРОБОЙ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ. КАТОДЫ БОЛЬШОЙ КРИВИЗНЫ

Катоды в виде острий, тонких нитей, дисков с острыми краями и т. п. применяются, как правило, с анодами значительно меньшей кривизны, например плоскими, сферическими или цилиндрическими, окружающими катод. Если расстояние до анода значительно больше радиуса кривизны катода, то электрическое поле сконцентрировано вблизи катода, а напряженность на его поверхности определяется в основном отношением приложенного напряжения к радиусу кривизны и мало зависит от межэлектродного расстояния. Это позволяет при сравнительно небольших напряжениях и значительных межэлектродных расстояниях получать высокие напряженности на катоде, вплоть до появления интенсивной автоэлектронной эмиссии. Так как электрическое поле сконцентрировано у катода и силовые линии расходятся веером, то эмиттированные катодом электроны вблизи его приобретают значительную энергию и движутся к аноду сильно расширяющимся потоком. Плотность этого потока при попадании на анод оказывается незначительной, особенно при больших межэлектродных расстояниях.

При этих условиях бомбардировка анода электронами не вызывает заметного нагрева даже при очень интенсивной автоэлектронной эмиссии с катода и значительной энергии электронов, определяемой приложенным к электродам напряжением. Поэтому процессы на аноде, которые могли бы привести к нарушению электропрочности, очень слабы и не играют существенной роли; электропрочность же вакуумного промежутка целиком определяется явлениями, развивающимися на катоде и вблизи него.

Таким образом, явления, приводящие к пробоям при катодах большой кривизны, проще, чем при других конфигурациях

электродов, например плоских, когда могут играть существенную роль процессы как на катоде, так и на аноде. Поэтому пробой в этом случае изучен более полно, чем при других конфигурациях катода. Выяснению физики развития пробоя способствовало и то, что при малых размерах катода лучше известны микрорельеф, напряженность, работа выхода и другие характеристики в месте возникновения пробоя на катоде. Кроме того, при малых размерах катода, например при катоде в виде острия, легче получить чистую поверхность катода. Все это существенно облегчало изучение и анализ процессов, приводящих к пробую, и уже имеются вполне четкие представления об этих процессах.

Ахерн [211], исследуя свойства вакуумной изоляции при напряжении 10—20 кВ для катода в виде тонкой нити, расположенной по оси цилиндрического анода, обнаружил, что при достижении напряжения у катода около 100 кВ/мм ток между электродами мгновенно возрастал от 10^{-10} до 10^{-3} а. Это явление Ахерн назвал пробоем вакуума. После пробоя прежняя вольт-амперная характеристика не восстанавливалась, и последствия можно было ликвидировать только интенсивным прокаливанием катода. Напряжение возникновения пробоя зависело от величины сопротивления, включенного в разрядную цепь, а при сопротивлении больше 100 Мом пробой вообще не возникал. Последнее показывало влияние тока, текущего в предпробойной стадии, на возникновение пробоя.

При рассматривании поверхности катода после пробоя под микроскопом были обнаружены кратерообразные впадины с острыми выступающими краями. Все эти данные привели Ахерна к заключению, что бросок тока — пробой — происходит вследствие разрушения поверхности катода и образования на ней новых выступов. Причина разрушения — местный разогрев бомбардировкой ионами и джоулевым нагреванием электронами или действием электростатических сил. Последние достигали величины $4,5 \text{ н/мм}^2$ (45 атм), если принять десятикратное усиление поля на неровностях поверхности катода. Ток после пробоя — это усиленный вторичными процессами ток автоэлектронной эмиссии со вновь образовавшихся выступов.

Более подробно пробой при катоде с большой кривизной изучен Дайком с сотрудниками [212—214]. Они первыми применили для подобных исследований электронный сферический эмиссионный микроскоп-проектор (покрытую внутри люминофором и алюминиевой пленкой стеклянную шарообразную колбу, служившую анодом, в центре которой помещался катод — вольфрамовое острие). На катод можно было подавать прямоугольные импульсы напряжения до 100 кВ длительностью 0,5—1 мксек. В колбе поддерживали вакуум лучше 10^{-8} мм рт. ст. при полном отсутствии паров органических соединений. Кроме осциллограмм тока и напряжения получали дополнительные све-

дения о процессах на катоде путем скоростного фотографирования сильно увеличенного эмиссионного изображения катода на экране — сферическом аноде.

Было обнаружено, что возникновению пробоя предшествуют четко выраженные явления. При постепенном увеличении амплитуды импульсов напряжения осциллограмма тока автоэлект-

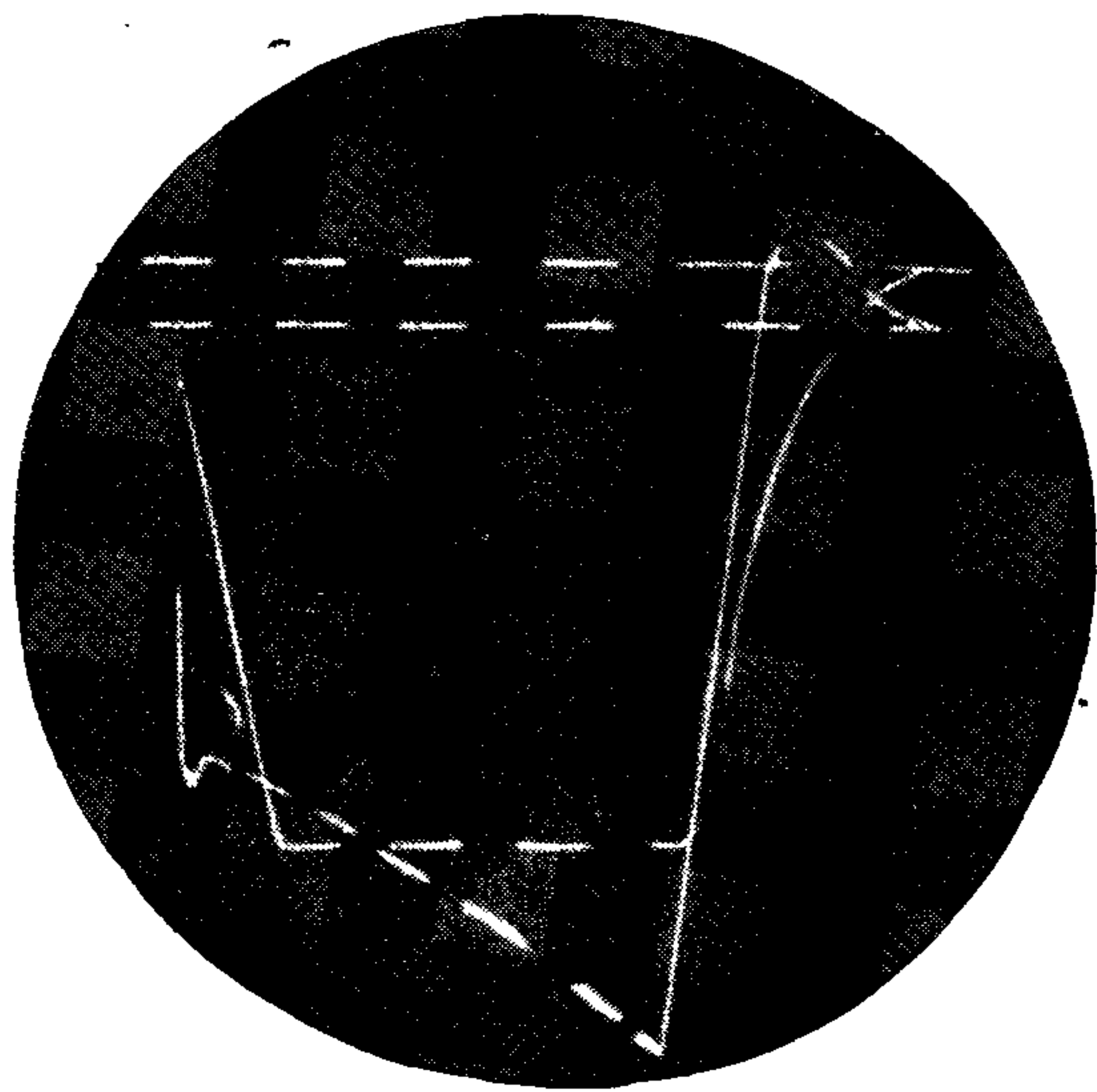


Рис. 43 Осциллограммы самопроизвольного роста тока и импульса высокого напряжения (кривая с плоской вершиной) Метки времени 0,5 мксек

ронной эмиссии начинала искажаться: первоначально прямоугольные импульсы тока становились возрастающими, т. е. происходил самопроизвольный рост тока в течение импульса напряжения (рис. 43) [215]. Одновременно на экране проектора появлялось яркое кольцо, споясывающее прежнее эмиссионное изображение катода. Эти явления хорошо воспроизводились и появлялись при определенной для данного катода силе тока. Однако их возникновение указывало на то, что дальнейшее повышение напряжения на 1—2% (или силы тока на 30—40%) обязательно приведет к пробое: приблизительно 100-кратному броску силы тока за время меньше 0,1 мксек. Пробой сопровождался необратимым изменением катодного острия: последующее микрофотографирование подтвердило, что при пробое происходило сильное оплавление вершины острия, радиус которой увеличивался от долей микрона до нескольких микронов.

Подобные явления наблюдались при катодах — остриях разных размеров и соответственно разных амплитудах приложенного напряжения, и всегда пробой наступал при плотности ав-

тоэлектронного тока 10^{11} — 10^{12} a/m^2 . Дополнительные эксперименты и проверочные расчеты помогли довольно ясно представить физическую сущность описанных явлений. Самопроизвольное возрастание тока логично объясняется сильным нагревом катодного острия джоулевым теплом от проходящего автоэлектронного тока и возникновением благодаря этому термоавтоэлектронной эмиссии. Последняя и вызывает появление яркого кольца вокруг эмиссионного изображения катода. При плотностях автоэлектронного тока больше 10^{11} a/m^2 дальнейший рост тока с увеличением напряжения замедляется из-за влияния объемного заряда электронов. Если температура острия поднимается до температуры плавления, то начинающееся испарение и последующая ионизация паров приводят к компенсации объемного заряда электронов, росту тока, повышению температуры и в конечном счете к броску тока и расплавлению катодного острия.

Результаты экспериментального определения плотности тока, приводящей к пробое и разрушению эмиттирующего острия, приведены в табл. 41. Там же приведены вычисленные значения плотности тока, при которой за время действия высокого напряжения (1 *мксек*) вершина эмиттирующего выступа нагреется до $3000^\circ C$, т. е. до температуры, близкой к температуре плавления. Этот расчет показал, что через 1 *мксек* после начала нагревания температура вершины острия достигает только 25% своего установившегося значения. Из табл. 41 видно, что расчетные данные довольно близки к экспериментальным значениям плотности тока, при которых возникает пробой, хотя в некоторых случаях из-за приближенности расчета имеются значительные расхождения.

Таблица 41

Плотности тока j , приводящие к пробое при вольфрамовом катоде в виде конуса с закругленной вершиной—эмиттером

Радиус эмиттера, <i>мм</i>	Полный угол раствора конуса, <i>град</i>	$j, 10^{11} a/m^2$		Напряжение, <i>кв</i>
		расчетная	экспериментальная	
0,15	3	7,1	4	4,9
0,25	5	7	6	9,2
0,2	16	27	10	16,1
0,32	6	7,4	7	14,2
0,38	6	5,8	5	13,3
1,5	10	2,5	3	60

При расчете реальная форма эмиттирующего острия заменялась прямым усеченным конусом с закругленной вершиной, и предполагалось, что выделяющееся в объеме острия джоулево тепло отводится только благодаря теплопроводности через ос-

нование острия. При удельном электросопротивлении ρ_3 и коэффициенте теплопроводности λ , не зависящих от температуры, решение уравнения теплового баланса приводит к выражению для температуры вершины острия спустя время t после начала протекания неизменного по величине тока

$$T = T_0 + \frac{I^2 \rho_3 h^2}{2\pi^2 \lambda r^2 r_{\text{осн}}^2} f(t), \quad (32)$$

где T_0 — начальная температура, равная температуре основания; h — высота острия; r и $r_{\text{осн}}$ — радиусы соответственно вершины и нижнего основания эмиттирующего острия; $f(t)$ — функция, определяющая изменение температуры во времени. В первом приближении

$$f(t) = 1 - \exp\left[-\frac{2\lambda}{\delta c} \left(\frac{9hr}{9r + r_{\text{осн}}}\right)^2 t\right], \quad (33)$$

где c — удельная теплоемкость; δ — плотность материала острия.

Если $r \ll r_{\text{осн}}$ (что обычно имеет место), то $r_{\text{осн}}/h = \vartheta/2$, где ϑ — угол полного раствора конуса. Для установившейся температуры вершины острия получается при этом следующее выражение:

$$T_\infty = T_0 + 2(jr/\vartheta)^2 \rho_3/\lambda. \quad (34)$$

Эта формула позволяет вычислить параметр jr/ϑ , при котором острие нагревается до температуры плавления.

Соответствующие расчеты для острий из разных материалов были выполнены Шабонье и др. [216] и результаты приведены ниже:

Материал	$\frac{jr}{\vartheta}$, 10^4 а·см/рад
Вольфрам	1,7
Рений	1,0
Молибден	1,2
Платина	1,0
Никель	0,5
Медь	1,7
Алюминий	1,1

Более точные расчеты джоулевого нагрева эмиттирующего острия были сделаны в работе [215]. Учет температурного изменения электросопротивления вольфрама привел к улучшению совпадения экспериментальных и расчетных величин плотности тока, при которой возникает пробой. Этот расчет показал также, что увеличение электрического сопротивления с температурой вызывает прогрессивно нарастающее отклонение кривой роста температуры во времени от обычной кривой с насыщением, характерной для нагрева при постоянном тепловыделе-

нии. Результаты этого расчета, а также измеренные критические значения плотности тока при разных углах раствора конусообразных эмиттеров приведены на рис. 44 [215]. Соответствие экспериментальных и расчетных значений хорошее. При увеличении угла раствора конуса свыше 60° критическая плотность тока сильно возрастает.

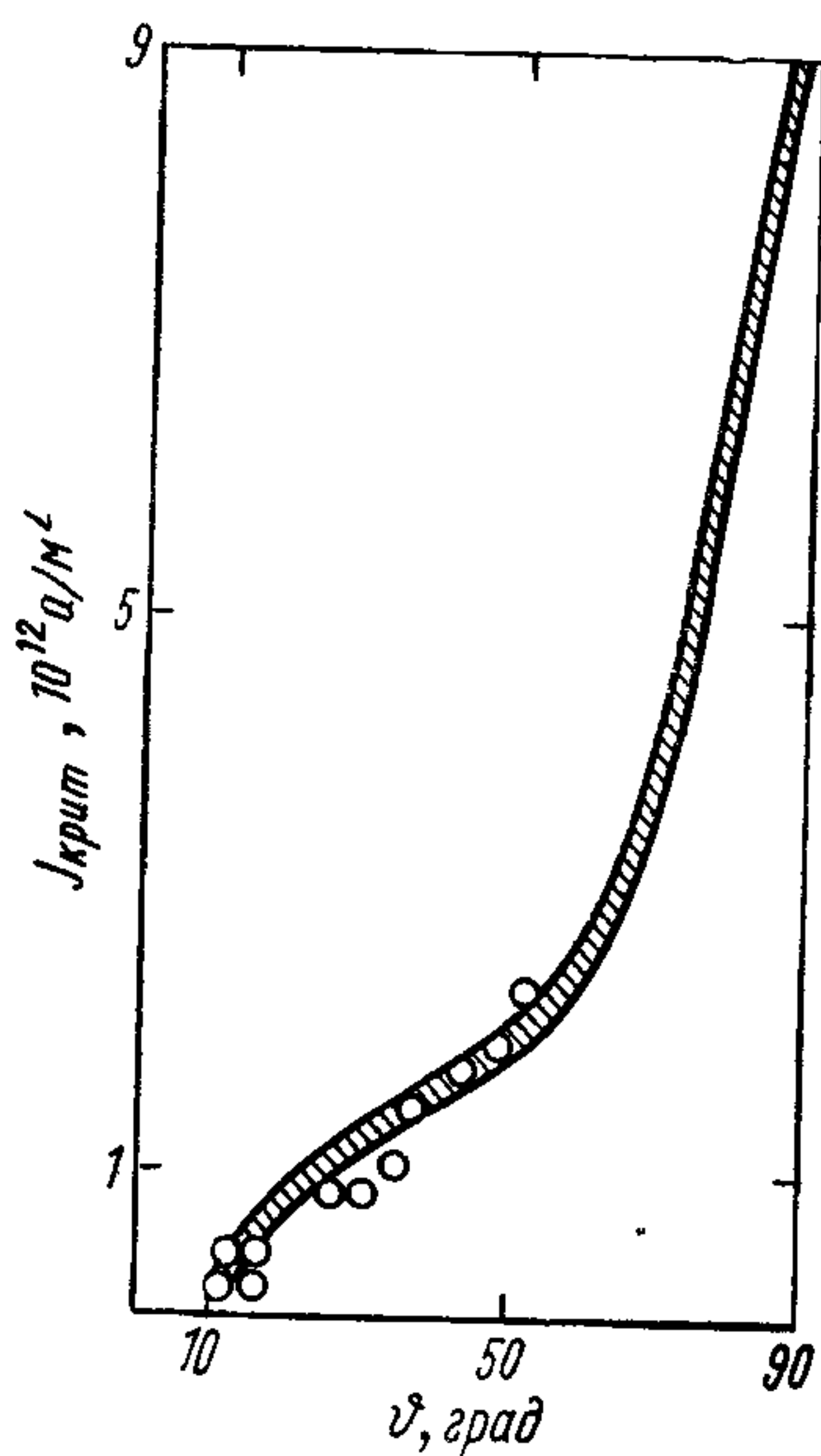


Рис. 44. Критические значения плотности тока автоэлектронной эмиссии от конусообразного вольфрамового острия при разных полных углах раствора конуса:

заштрихованная область — расчет; точки — экспериментальные данные.

места их эмиссии. Такая точка зрения находит свое подтверждение в том, что замедление роста сильнее проявляется при пониженной работе выхода, когда напряженность у эмиттирующего острия ниже (при данной плотности автоэлект-

Более быстрый рост температуры из-за непостоянства электросопротивления может качественно объяснить наблюдаемый на осциллограммах резкий переход от сравнительно медленного нарастания тока к броску при пробое. Однако количественного согласия между расчетной кривой нарастания тока и соответствующей экспериментальной характеристикой нет*. К тому же в некоторых случаях обнаруживается замедление тока перед броском его в момент пробоя [217, 218].

На рис. 45 приведены осциллограммы автоэлектронного тока с острия при нескольких возрастающих от одного к другому прямоугольных импульсах напряжения [218]. Хорошо видно замедление и даже прекращение самопроизвольного нарастания при переходе к большим амплитудам импульсов напряжения, когда пробой возникает с меньшим временем запаздывания. Одной из причин замедления и прекращения роста тока может быть ограничивающее влияние объемного заряда электронов вблизи

* В работе [219] рассчитан на ЭВМ джоулев нагрев эмиттирующего выступа в виде тонкого относительно высокого выступа на плоском катоде. Этот расчет показал, что из-за возрастания электросопротивления с температурой при постепенном подъеме тока температура вершины выступа увеличивается плавно только до определенного критического значения. Дальнейшее небольшое увеличение тока приводит к неограниченному скачку температуры, и выступ при этом должен расплавиться. Критическое значение температуры для вольфрама составляет всего несколько сот градусов (при комнатной температуре электродов). При высоте вольфрамового выступа 1 мкм и $\mu = 100$ скачок происходит при силе тока примерно $0,3 \text{ ма}$.

ронного тока) и, следовательно, относительная роль объемного заряда больше. В то же время обнаруженная приостановка роста тока перед самым пробоем частично противоречит предположению Даика и др. [212—214], что пробой вызывается лавинообразным нарастанием автоэлектронного тока (превращением его в термоавтоэлектронный) при прогрессирующем нагреве

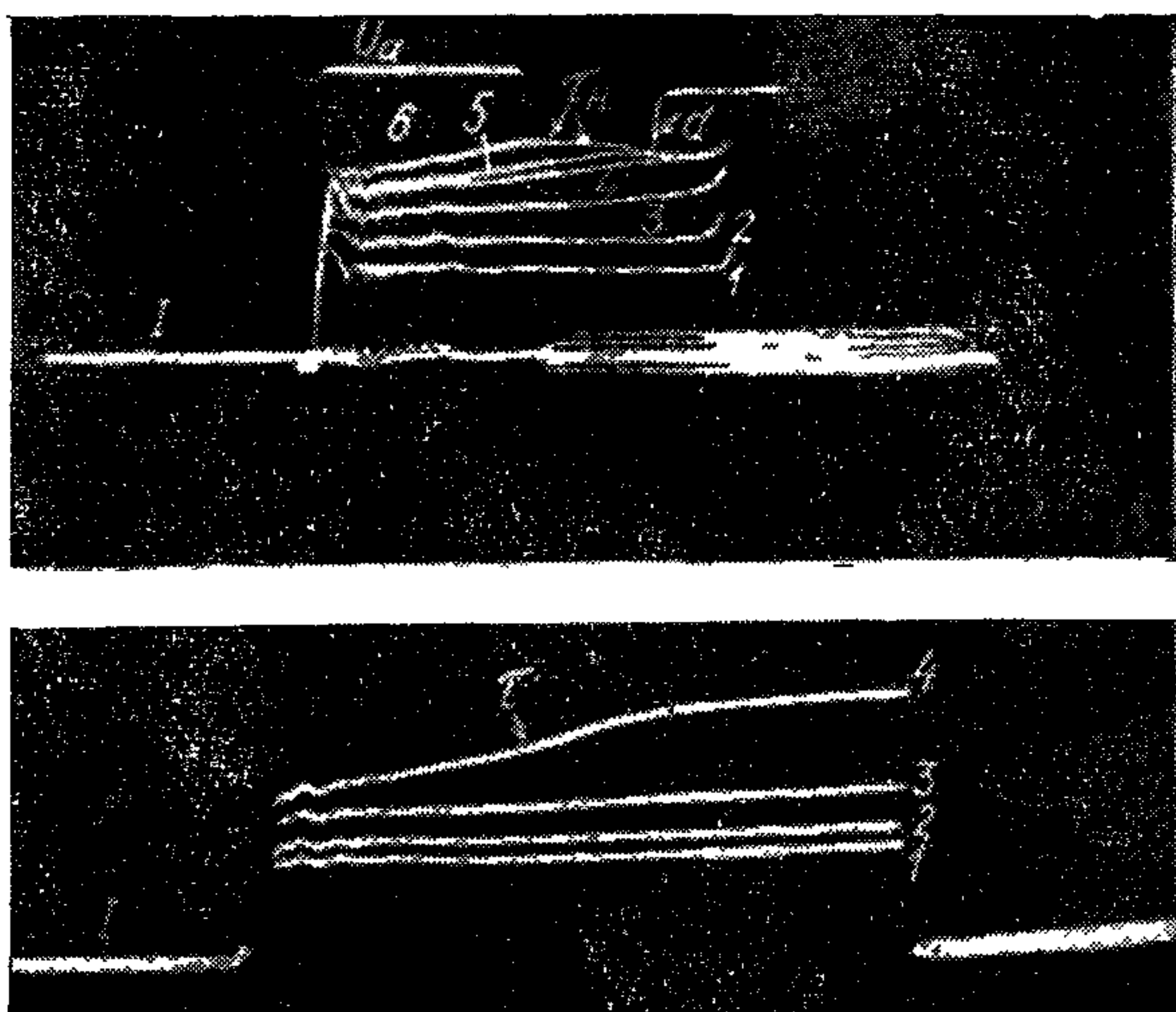


Рис. 45. Самопроизвольное возрастание тока во времени при нескольких прямоугольных импульсах напряжения с возрастающей от импульса к импульсу (1, 2, ..., 6) амплитудой: τ_n — момент насыщения тока, d — кривая нарастания тока в момент пробоя.

эмиттирующего острья, хотя сам факт сильного разогрева острья перед пробоем неоспорим и подтвержден многими исследованиями.

В связи с таким затруднением в объяснении перехода к пробую Г. Н. Фурсеем и И. Л. Сокольской было высказано предположение, что непосредственный переход к дуге может быть связан с процессом, аналогичным электрическому взрыву тонких проволок [220. 221]. Вообще говоря, такой взрыв неизбежен. Если он не происходит в начальной стадии, пока плотность тока не велика и острье не расплавилось, то неизбежен в процессе пробоя, когда ток возрастает на 2—3 порядка за время меньше 10^{-8} сек, а плотность тока достигает значений 10^{12} — 10^{11} а/м², если считать неизменной площадь эмиттирующей поверхности. Образующееся в результате взрыва расширяющееся плотное облако ионизованных паров создает на раскаленной поверхности катода условия, аналогичные условиям в катодных

пятнах дугового разряда [222]. При этом в результате расширения образовавшегося облака во все стороны сильно увеличиваются и размеры той части поверхности катода, которая эмиттирует электроны, что способствует дальнейшему увеличению общего тока разряда. Более подробно этот процесс описан в гл. 7.

Два обстоятельства способствуют взрыву острия. Во-первых, на вершину острия, где особенно велика напряженность электрического поля, действуют значительные электростатические силы (около 1000 кг/см^2). Из-за ослабления механической прочности при высокой температуре и малых размерах острия эти растягивающие силы приводят к значительному изменению геометрии острия за время, меньшее 10^{-7} сек. Во-вторых, благодаря калориметрическому эффекту Ноттингама температура эмиттирующей поверхности оказывается ниже, чем температура внутри острия. Возникающие при этом значительные механические силы, вызванные тепловым расширением, способны взорвать острие и привести к образованию быстро расширяющихся ионизованных паров так же, как это происходит при электрическом взрыве тонких проводников.

Калориметрический эффект Ноттингама, о котором упоминалось выше, заключается в выделении или поглощении тепла при автоэлектронной эмиссии непосредственно на эмиттирующей поверхности. Этот эффект вызван разницей между энергией эмиттируемого электрона и энергией электрона, проходящего на его место в острие из внешней электрической цепи. Это явление аналогично известному охлаждению эмиттера (электронов) при термоэлектронной эмиссии. Но так как при автоэлектронной эмиссии электроны покидают эмиттер сквозь потенциальный барьер на границе металл — вакуум при энергии как выше, так и ниже уровня Ферми, то в зависимости от конкретных условий может происходить как нагрев, так и охлаждение эмиттера. Если температура автоэлектронного эмиттера невысока, то электроны с энергией выше уровня Ферми практически отсутствуют и средняя энергия эмиттируемых электронов на $0,1—0,3 \text{ эв}$ ниже уровня Ферми. На освободившееся место эмиттированных электронов переходят электроны с уровня Ферми, что и приводит к выделению энергии в месте эмиссии электрона*.

По мере увеличения температуры эмиттера увеличивается относительное число электронов, находящихся над уровнем Ферми, и эмиссия их сквозь потенциальный барьер приводит к повышению средней энергии эмиттируемых электронов. При температуре эмиттера выше $900—1800^\circ \text{C}$ (в зависимости от материала эмиттера) эта энергия становится больше, чем соответствующая уровню Ферми, что приводит к поглощению тепла

* Это явление, в частности, не позволяет использовать низкотемпературную сверхпроводимость (когда джоулевы потери отсутствуют) для получения больших плотностей тока автоэлектронной эмиссии.

на эмиттирующей поверхности. Таким образом, эффект Ноттингама способствует быстрому нагреву эмиттирующего острия при низких температурах и замедляет нагрев при высоких температурах. Последнее обстоятельство способствует стабильности эмиттирующего острия при сильном его нагреве. Этим (по крайней мере, частично) можно объяснить замедление роста автоэлектронного тока перед пробоем и последующий мгновенный взрыв эмиттирующего острия (из-за нагрева внутренних частей эмиттирующего острия).

Теория эффекта Ноттингама, основанная на зоммерфельдовской модели металла, приводит к следующему выражению для мощности, выделяемой на эмиттере, при токе автоэлектронной эмиссии силой I :

$$P_N = 9,2 \cdot 10^{-11} E_\mu \Phi^{-0,5} I (\beta' / \text{tg } \beta'), \quad (35)$$

где

$$\beta' = 2,9 \cdot 10^6 E_\mu^{-1} \Phi^{0,5} T.$$

Если температура эмиттера $T = 5,35 \cdot 10^{-5} E_\mu \Phi^{-0,5}$, то $\beta' = \pi/2$ и, следовательно, выделяемая мощность $P_N = 0$. Температура, соответствующая последнему условию, носит название температуры инверсии. При меньшей температуре эффект Ноттингама приводит к выделению энергии на эмиттере, при большей — к поглощению. Шабонье и др. [216] экспериментально измеряли эффект Ноттингама для вольфрамовых острий (чистых или покрытых для уменьшения работы выхода слоем циркония). При температуре острий от комнатной до 1700°C и при плотности тока автоэлектронной эмиссии 10^5 — 10^6 а/см^2 они наблюдали как выделение, так и поглощение энергии за счет эффекта Ноттингама. Полученные экспериментально величины эффекта Ноттингама (от $-0,6$ до $+0,35 \text{ эв/электрон}$) несколько превышали теоретически ожидаемые величины, особенно при поглощении энергии. Температура инверсии оказалась ниже расчетной в $1,5$ — 2 раза. Такое расхождение между экспериментом и теорией авторы объясняют отличием реального энергетического спектра электронов в вольфраме от идеализированного, соответствующего зоммерфельдовской модели свободных электронов.

В работе [223] исследовалось запаздывание пробоя при плотностях автоэлектронного тока, существенно больших критического значения, вплоть до 10^{13} а/м^2 , т. е. при значительных перенапряжениях. Результаты этих измерений, проведенных с коническим (15°) острием из монокристалла вольфрама при подаче на него прямоугольных импульсов напряжения, приведены на рис. 46. При плотностях тока порядка 10^{13} а/м^2 время запаздывания сокращается до нескольких наносекунд. При этом между плотностью тока и временем запаздывания в широком диапазоне этих параметров наблюдается соотношение [224]

$$j^2 \tau_{\text{зап}} \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ а}^2 \cdot \text{сек/м}^4. \quad (36)$$

Такую взаимосвязь j и $\tau_{\text{зап}}$ можно объяснить тем, что при плотностях тока существенно выше критических нагрев эмиттирующего острия джоулевым теплом происходит настолько быстро, что теплопроводность не в состоянии отвести тепло от места его выделения. В таких условиях скорость роста температуры кончика острия

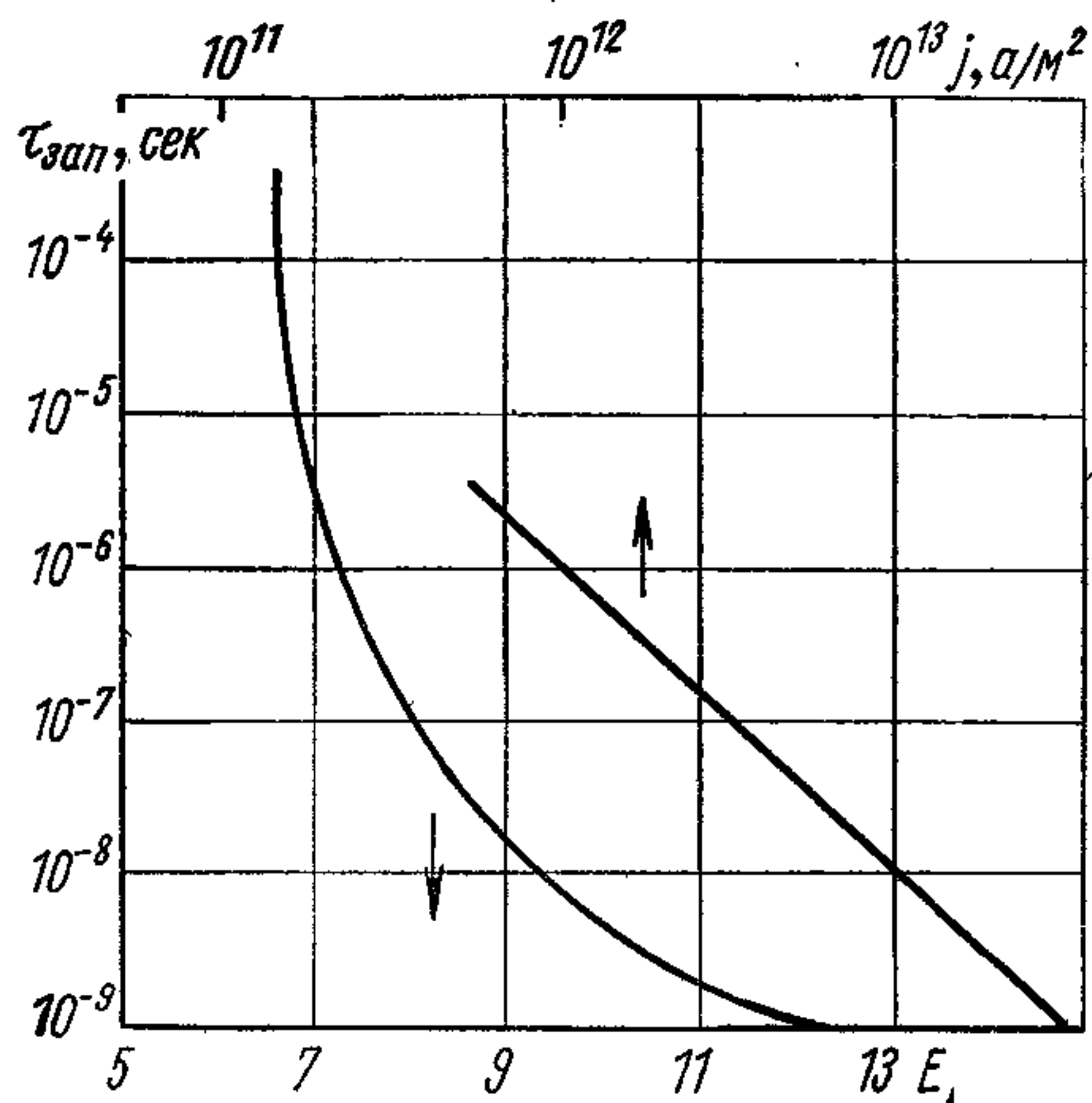


Рис. 46. Зависимость запаздывания для катода в виде острия от напряженности на вершине острия E (кВ/мм) и от плотности автоэлектронного тока.

В рассматриваемом случае, при плотностях тока существенно выше критических, влияние эффекта Ноттингама должно быть мало, так как он линейно растет с плотностью тока, а джоулево тепло пропорционально j^2 . Тем не менее характерные особенности осциллограмм предпробойного тока (самопроизвольный рост тока, наличие плато) сохраняются и при пробоях наносекундными импульсами [223, 225].

Подробное изучение предпробойных явлений при острейном катоде в электронном проекторе позволило уточнить свойства и природу яркого кольца, появляющегося на экране при токе, близком к пробивному значению. Осциллографирование тока кольца убедительно подтвердило термоэмиссионное происхождение этого тока [218]. Источником тока кольца является боковая часть вершины острия. В этом месте конфигурация электрического поля ближе к полю цилиндра, чем сферы. Поэтому вместо пропорционального увеличения электронного изображения по всем осям, что характерно для вершины острия, сохраняется увеличение только в азимутальном направлении, а в радиальном направлении увеличение резко падает. Отсюда и изображение в виде яркого, но тонкого кольца [226].

Явления, приводящие к пробую, при острейных катодах исследованы для других материалов. Явления оказались сход-

$$\frac{dT}{dt} = j^2 (\rho_{\text{э}}/c), \quad (37)$$

где c и $\rho_{\text{э}}$ — теплоемкость и электросопротивление, в общем случае зависящие от температуры. Из этого соотношения вытекает, что время запаздывания пробоя, т. е. время нагрева острия до критической температуры, при которой происходит взрыв острия,

$$\tau_{\text{зап}} = (1/j^2) \int_0^{T_{\text{крит}}} (\rho_{\text{э}}/c) dT. \quad (38)$$

Тогда при любом характере зависимости электросопротивления от температуры $j^2 \tau_{\text{зап}} = \text{const}$.

ными с остриями из вольфрама, но критические значения плотности тока для разных материалов отличались друг от друга. Так, для молибденовых и танталовых эмиттеров они меньше, чем для вольфрамовых, и составляли $5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ а/м}^2$ [227].

Эксперименты Дайка с сотрудниками [212—214] показали, что на возникновение пробоя не влияют процессы на аноде, в частности эмиссия положительных ионов. Прежде всего при сильно заостренных катодах, когда пробивное напряжение было мало, и в случае катодов большого радиуса кривизны, когда пробивное напряжение было на порядок выше и достигало 60 кВ (см. табл. 45), в предпробойных явлениях не было обнаружено никакой существенной разницы. Это объясняется тем, что при малых напряжениях даже самый легкий (водородный) ион не успел бы за время приложения напряжения (1 мксек) пролететь от анода к катоду. Для большей убедительности был проделан эксперимент, в котором катодом служили два близко расположенных, почти одинаковых эмиттирующих острия. Ток одного из них приблизительно в два раза превышал ток другого, и потому пробой произошел из-за разогрева протекающим током именно этого острия. Несмотря на то что в зазоре было много положительных ионов и условия бомбардировки ими обоих острий были почти одинаковы (особенно для ионов, рождавшихся вдали от катода), второе острие осталось неповрежденным и сохранило свою вольт-амперную характеристику.

Присутствие на эмиттирующем острие адсорбированных газов и различных загрязнений облегчает возникновение пробоя и разрушение острия. Причина — снижение в некоторых местах работы выхода электронов и изменение формы острия из-за роста кристаллитов загрязнений [228]. Кроме того, десорбция газа и ионизация его электронами приводят к образованию вблизи острия положительных ионов, бомбардирующих катод и компенсирующих объемный заряд электронов, что способствует росту автоэлектронной эмиссии. Это не изменяет общей картины процесса пробоя, но приводит к сильной нестабильности эмиссии с острий и быстрому разрушению эмиттера [229].

Для уменьшения влияния вакуумных условий проводили исследования работы острийных катодов в режиме постоянного нагрева до $800 - 1000^\circ \text{C}$, когда равновесное количество загрязнений и адсорбированных газов на поверхности эмиттера существенно меньше. Ниже приведены результаты измерений критических значений плотности тока для конических вольфрамовых острий [230] (длительность импульсов напряжений 1—3 мксек):

ϑ , град	j , 10^{11} а/м ²	ϑ , град	j , 10^{11} а/м ²
10	1,5	40	5,0
20	2,0	50	11,5
30	2,8		

Причины неустойчивости автоэлектронного тока при разном остаточном давлении и разных температурах подогрева эмиттирующего вольфрамового острия изучались в работе [231]. Исследования проводились в электронном проекторе, что позволяло осциллографирование тока дополнить киносъемкой эмиссионного изображения и более обоснованно судить о причинах неустойчивости тока. На рис. 47 показаны осциллограммы тока

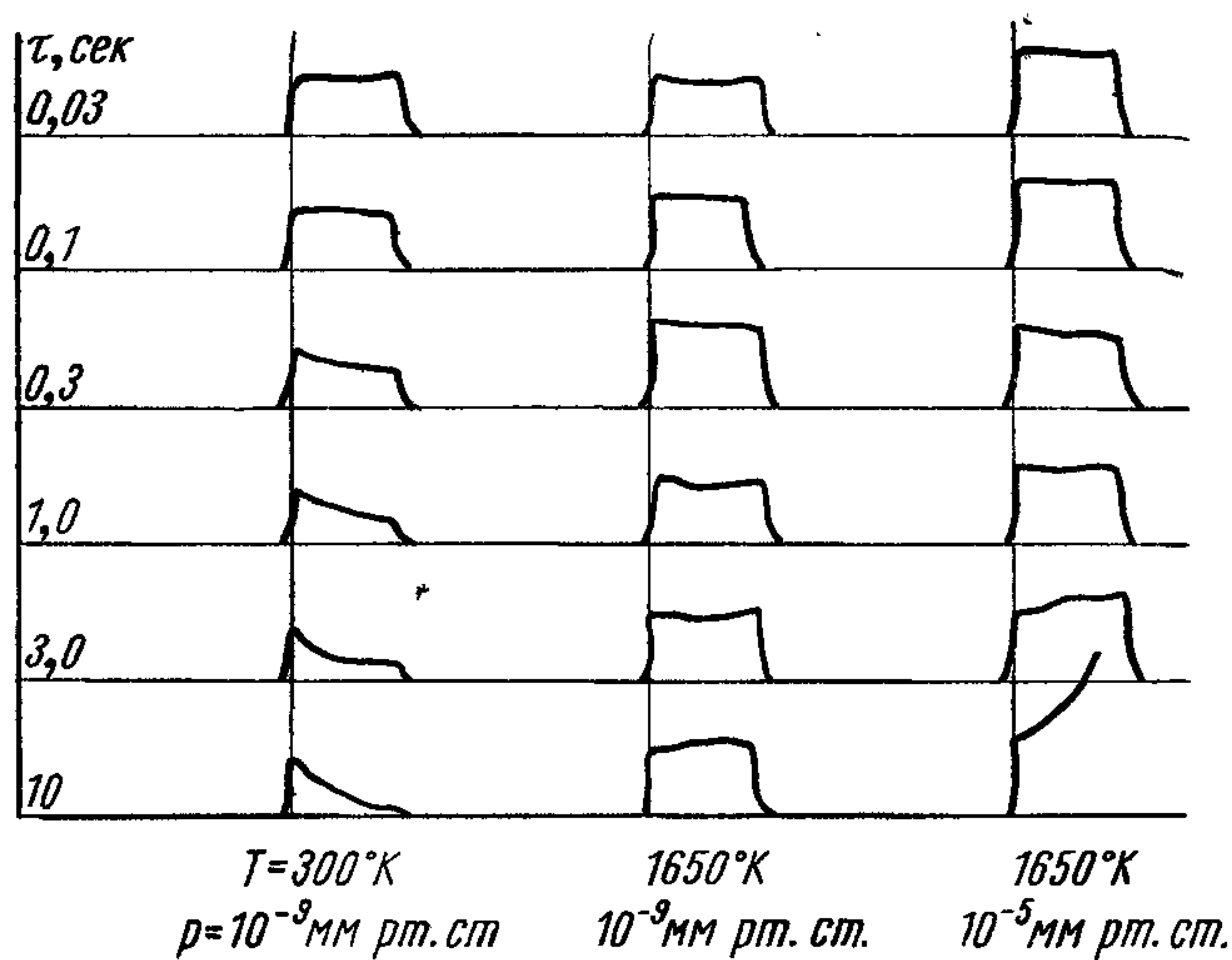


Рис. 47. Изменение тока, эмиттированного вольфрамовым острием, при подаче на него прямоугольных импульсов напряжения различной длительности τ .

при подаче на острие прямоугольных импульсов напряжения различной длительности. Величины токов таковы, что их увеличение могло привести к пробое. При отсутствии дополнительного подогрева острия, находящегося в сверхвысоком вакууме, автоэлектронный ток остается стабильным лишь в течение 0,1 сек, а потом начинает заметно уменьшаться. Наблюдение эмиссионного изображения привело к заключению, что спад тока происходит из-за адсорбции электроотрицательных атомов, увеличивающих работу выхода эмиттирующей поверхности.

Интенсивный подогрев острия позволяет получить более или менее стабильный импульс тока длительностью до 10 сек. При этом на осциллограммах заметен небольшой спад тока в интервале десятых долей секунды, что объясняется небольшой перестройкой острия. Ухудшение вакуума приводит к уменьшению стабильности тока даже при прогревом острия. При длительности тока более 3 сек начинается необратимый рост тока, приводящий к пробое. Отключением напряжения можно предотвратить возникновение пробоя, но при следующем включении

напряжения обнаруживается, что произошли необратимые изменения острия.

Наблюдение эмиссионных картин привело к выводу, что изменения острия происходят в результате перемещения по его поверхности загрязнений вместе с атомами основного вещества. Эта миграция приводит к заострению катода, и при последую-

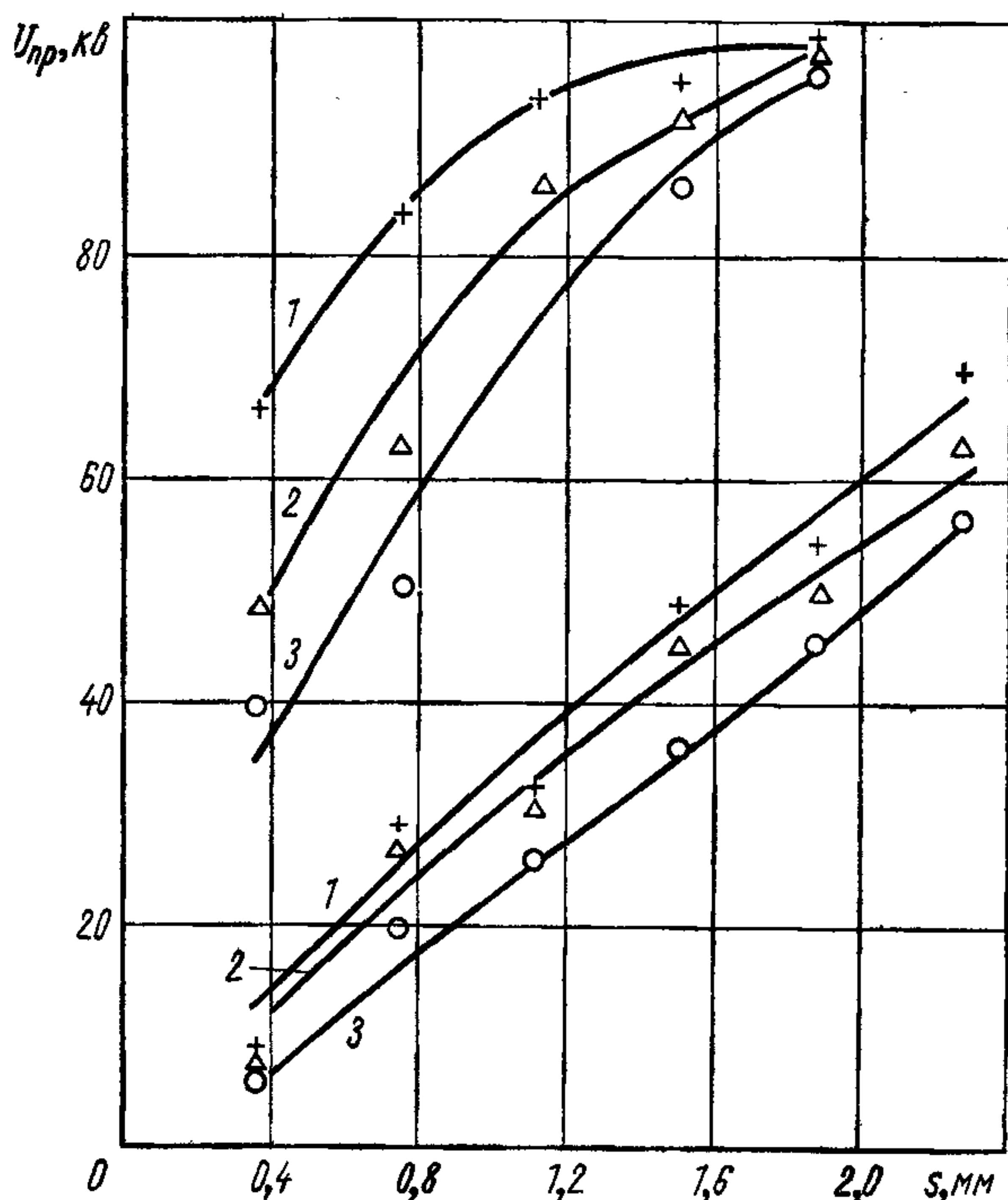


Рис. 48. Пробивные напряжения для никелевых электродов игла—плоскость:

верхняя группа кривых для анода-иглы и плоского катода; нижняя для катода-иглы и плоского анода: X, Δ и O — максимальные, средние и минимальные значения соответственно.

щих импульсах для получения прежнего тока требуется меньшее напряжение. В вакууме 10^{-5} мм рт. ст. при наличии на острие адсорбированных загрязнений неоднократно наблюдались спонтанные миллиамперные всплески тока длительностью около 1 мсек, но они не приводили к пробою. После такого всплеска катод частично очищался, что, по-видимому, связано с разрушением локальных нагромождений атомов загрязнений на эмиттирующей поверхности. Авторы пришли также к заключению, что значительная часть энергии, необходимой для активации поверхностной миграции, поставляется ионами остаточных газов и ионами, эмиттируемыми анодом при бомбардировке его электронным пучком.

Переполюсовка электродов в конструкциях, аналогичных электронному проектору, т. е. переход к острейшему аноду и плоскому или сферическому катоду, резко повышает пробивное напряжение. На рис. 48 приведены полученные Хашимото [232] пробивные напряжения для никелевых электродов игла — плоскость. Пробивное напряжение приблизительно в 3 раза выше, когда игла является анодом. К сожалению, радиус кривизны вершины острия неизвестен. Аналогичные результаты получены Н. Б. Розановой [233] для вольфрамовых электродов. При такой же конфигурации электродов и зазорах 0,13—0,52 мм с увеличением неоднородности поля увеличивалась разница между пробивными напряжениями при переполюсовке электродов. Напряженность у анода вплоть до значений 1000 кВ/мм не влияла на пробивное напряжение и пробой наступал при почти постоянной напряженности у катода 1000 кВ/мм независимо от полярности и кривизны электродов, хотя с увеличением неоднородности поля пробивная напряженность у катода несколько возрастала.

ГЛАВА 5

ВАКУУМНАЯ ИЗОЛЯЦИЯ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ НАПРЯЖЕНИИ

5.1 ОБЩИЕ СВОЙСТВА

При напряжении высокой частоты нарушение электропрочности вакуумного зазора имеет некоторые отличительные черты по сравнению с приложением к электродам постоянного или импульсного напряжения. Эти отличия обуславливаются особенностями движения заряженных частиц в электрическом поле высокой частоты и специфической зависимостью работы высокочастотных (ВЧ) генераторов (их резонансных контуров) от изменения параметров нагрузки, в данном случае от появления проводимости вакуумного зазора (возникновения пробоа).

Уравнение движения заряженной частицы в ВЧ-поле имеет вид

$$m\ddot{x} = eE \sin(\omega t + \psi_0), \quad (39)$$

где \ddot{x} — ускорение частицы; $E \sin(\omega t + \psi_0)$ — напряженность в месте нахождения частицы. Следовательно, в равномерном поле скорость $v(t)$ и пройденное частицей расстояние $x(t)$ определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} v(t) &= v_0 + (eE/m\omega) [\cos \psi_0 - \cos(\omega t + \psi_0)], \\ x(t) &= v_0 t + (eE/m\omega^2) [\omega t \cos \psi_0 - \sin(\omega t + \psi_0)], \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

где v_0 — начальная скорость заряженной частицы; ψ_0 — фаза ВЧ-напряжения в момент начала ее движения.

Уравнения движения заряженной частицы в равномерном ВЧ-поле имеют наглядную графическую интерпретацию (рис. 49). Если частица с нулевой начальной скоростью покидает электрод при фазе синусоидального ВЧ-напряжения ψ_0 , то расстояние ее от электрода в любой момент времени $x(t)$ прямо пропорционально отрезку между касательной к синусоиде при угле ψ_0 и самой синусоидой. Скорость частицы пропорциональна разности ординат косинусоид при ψ_0 и в момент t . Если начальная скорость отлична от нуля, то конечная скорость есть сумма начальной и определенной по ординатам косинусоид, а для нахождения расстояния вместо касательной необходимо провести прямую, пересекающую синусоиду в той

же фазе ψ_0 под углом, который пропорционален начальной скорости. В зависимости от фазы вылета частица может либо вернуться на электрод, либо совершать колебания с той или иной скоростью поступательного движения. При таком характере движения частица может попасть на противоположный электрод в любой фазе ВЧ-напряжения, т. е. при любой полярности

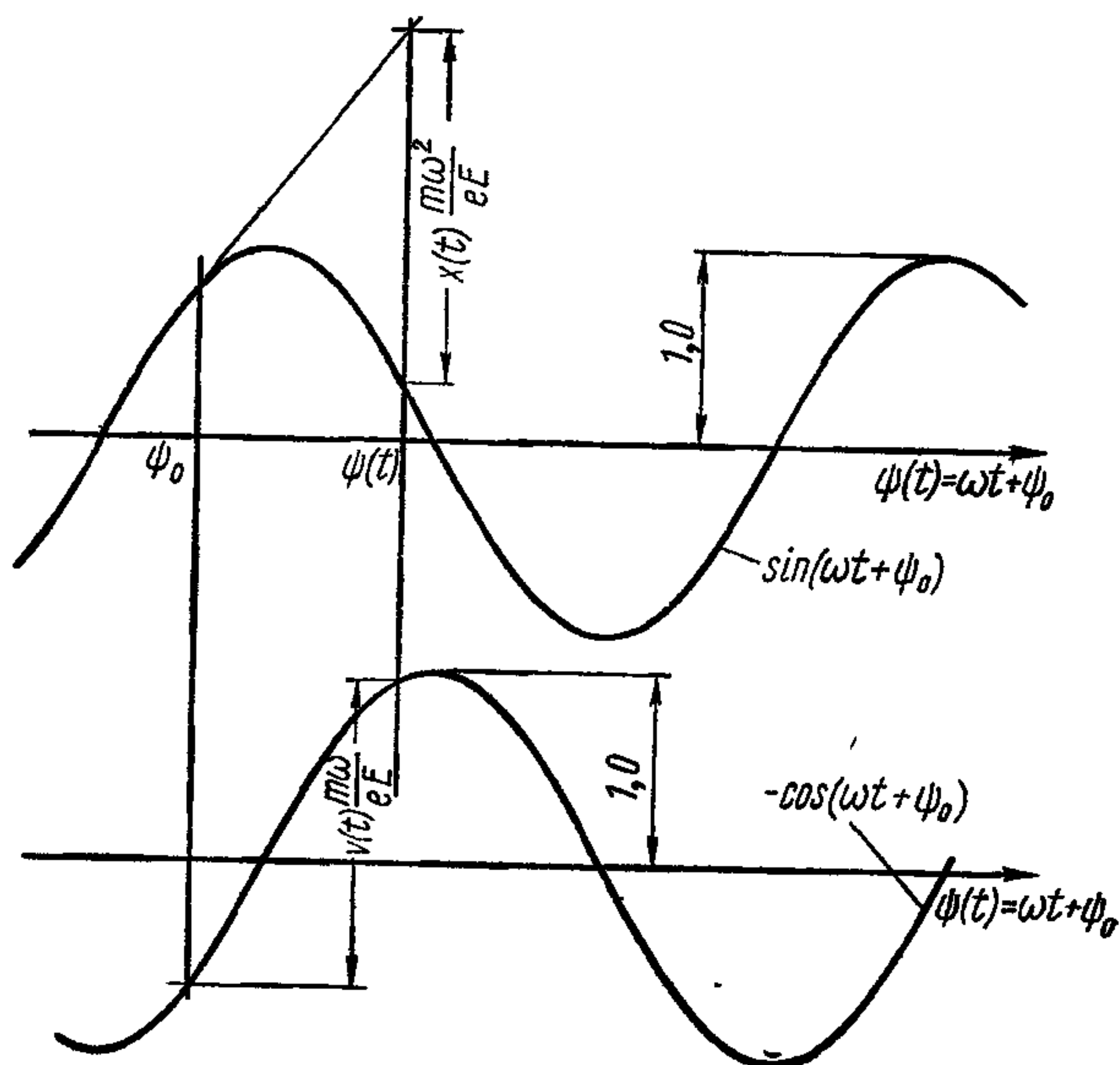


Рис. 49. Графическое определение скорости $v(t)$ и пройденного расстояния $x(t)$ для заряженных частиц в ВЧ-поле.

этого электрода. Наличие вторичной эмиссии делает возможным обмен заряженными частицами между электродами, который не происходит при постоянном напряжении. Ниже рассмотрен один из таких процессов, приводящий к нарушению вакуумной изоляции, — вторичноэлектронный резонансный разряд.

Максимальная энергия, которую может приобрести заряженная частица в ВЧ-поле между электродами, в некоторых случаях значительно меньше энергии, соответствующей напряжению между ними. Это бывает, когда время пролета частицы между электродами сравнимо или больше длительности полупериода ВЧ-напряжения. В этом случае приобретаемая энергия зависит только от отношения массы к заряду частицы, напряженности и частоты изменения электрического поля, и не зависит от приложенного напряжения. Из рис. 49, описывающего именно этот случай, видно, что наибольшую энергию (или скорость) частица приобретает при фазе ее вылета $\psi_0 = 0^\circ$. Если $\psi_0 = 90 \div 180^\circ$, то частица возвращается на электрод, из

которого она вылетела. Скорость ее при подлете к этому электроду может быть весьма значительной, достигая при $\psi_0 = 105 \div 120^\circ$ примерно 60% максимальной скорости, которую может иметь частица в данном электрическом ВЧ-поле. В табл. 42 приведены значения максимальной энергии, которую может приобрести частица при нулевой начальной скорости в равномерном поле, а также величины максимального пробега за период ВЧ-напряжения при частоте f .

Таблица 42

Пробег электрона и протона и приобретаемая ими энергия в равномерном ВЧ-поле (за один период при нулевой начальной скорости)

$E, \text{ кВ/мм}$	$f, \text{ МГц}$	Максимальный пробег, μ		Максимальная энергия, кэВ	
		электрона	протона	электрона	протона
0,01	12	1,9	10^{-3}	6,25	$3,3 \cdot 10^{-3}$
5	12	970	0,53	$1,57 \cdot 10^6$	830
20	200	14	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^4$	49
20	3000	0,06	$3 \cdot 10^{-5}$	400	0,22

При достаточно высокой частоте энергия, которую могут приобрести частицы в ВЧ-поле, невелика. Это означает ослабление нарушающих изоляцию процессов, которые связаны с бомбардировкой электродов тяжелыми заряженными частицами. Не удивительно поэтому, что первые эксперименты показали высокую электропрочность вакуумной изоляции при ВЧ-напряжении. Так, Халперн и др. [234] получили на зазоре 50 мм между нетренированными электродами из меди при частоте 2800 МГц напряжение около 1 МВ без нарушения вакуумной изоляции. Существенно, однако, что в этом случае напряжение прикладывалось импульсами длительностью 2 мксек.

При высокой частоте и больших зазорах процессы, приводящие к пробое, а также послепробойная искра могут не укладываться в длительность одного полупериода приложенного напряжения. В таком случае условия развития пробоя, образования в зазоре плазмы и как следствие этого условия прохождения тока между электродами отличаются от того, что имеет место при постоянном напряжении и даже при переменном, но меньшей частоты или при меньшем зазоре (когда упомянутые процессы могут уложиться в один полупериод). Видимо, этим объясняется различие между послепробойными разрушениями электродов при малых и больших зазорах (см. ниже). Возможно также, что некоторые особенности в протекании искрового разряда при ВЧ-напряжении объясняются меньшей индуктив-

ностью ВЧ-систем по сравнению с цепями постоянного тока, где, как правило, не принимают существенных мер для уменьшения индуктивности (что характерно для ВЧ-систем).

ВЧ-напряжение, особенно большой амплитуды (десятки и сотни киловольт), обычно создается с помощью различных резонансных систем, составной частью которых является сам объект — нагрузка. Типичный пример представляют ВЧ-ускорители заряженных частиц, где собственно ускоряющая система есть объемный резонатор, на котором благодаря высокой добротности развивается напряжение, в десятки и сотни раз превосходящее напряжение, создаваемое генераторными лампами. Для успешной работы такой системы необходимо вполне определенное соотношение между параметрами собственно ВЧ-генератора, связующих элементов (фидеров) и параметрами нагрузки (резонатора).

Возникновение дополнительной активной нагрузки в резонаторе из-за порчи вакуумной изоляции не только снижает его добротность и приводит к уменьшению напряжения, но и может привести к срыву колебаний в резонаторе и даже (при большом коэффициенте связи) к прекращению работы ВЧ-генератора. При этом резонатор оказывается как бы отключенным от источника напряжения. Например, при пробое в резонаторе разряд ограничивается искрой, а выделение энергии в разряде не превышает энергии, запасенной в самом резонаторе, т. е. сравнительно небольшой величины при резонаторе не слишком больших размеров. Это приводит к быстрому погасанию послепробойного разряда и восстановлению электропрочности вакуумного зазора. Поэтому пробой в ВЧ-резонаторах имеет характер более или менее часто возникающих сравнительно маломощных искр, вызывающих кратковременный спад напряжения.

В некоторых случаях, однако, погасание послепробойного разряда не приводит к полному восстановлению напряжения на резонаторе из-за возникновения другой формы ВЧ-разряда (которая рассмотрена в следующем разделе) — вторичноэлектронного разряда. Напряжение, при котором существует этот разряд (0,05—10 кВ), значительно ниже напряжения возникновения искрения, т. е. ниже напряжения, которое было на зазоре до возникновения искрения. Вторичноэлектронный разряд может возникнуть не только в рабочем зазоре или там, где прошла искра, но и в других местах (на подводящих элементах и др.), где при восстановлении напряжения могут создаваться определенные резонансные условия, необходимые для существования такого разряда.

При малой мощности, запасенной в резонаторе, и отсутствии так называемых разрушающих искр последствия искрового пробоя (например, разрушение электродов) менее ощутимы, чем при постоянном напряжении. Тренирующее действие искр

тоже мало, и соответственно разброс значений напряжения, при которых возникает искрение, очень значителен. Кроме того, часто электроды имеют большую поверхность, что требует очень большого числа тренирующих искр. В этих условиях электропрочность вакуумного зазора очень сильно зависит от предварительной обработки электродов. Так, по исследованиям Ю. Н. Николаева [235], при частоте 24 Мгц и амплитуде напряжения до 450 кВ пробивное напряжение от образца к образцу при одинаковых геометрических параметрах изменялось в три раза после 500 тренировочных искрений, приходившихся на электроды площадью приблизительно 1 см². Надо отметить, что в этих опытах запасенная энергия резонатора при максимальном напряжении составляла 3 Дж, поэтому тренирующее действие искр было слабым, и на поверхности не исчезали следы первоначальной обработки даже после большого количества искр.

5.2. ВТОРИЧНОЭЛЕКТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ РАЗРЯД

При сравнительно небольшом ВЧ-напряжении между плоскими электродами в вакууме может возникнуть устойчивая проводимость, для обозначения которой еще нет прочно установившегося названия. В английской литературе этот вид разряда называют multipaction, в немецкой Pendelvervielfachung, в советской — вторичноэлектронный резонансный разряд, резонансный высокочастотный разряд или мультипакция. Механизм этого разряда может быть представлен следующей схемой. Электроны, вышедшие из электрода, когда он являлся катодом, ускорятся ВЧ-напряжением и, попадая на противоположный электрод, вызовут вторичную электронную эмиссию. Если время пролета первичных электронов близко к полупериоду ВЧ-напряжения, то вторичные электроны, вылетая из второго электрода, который к этому времени стал катодом, также ускорятся и вызовут вторичную эмиссию уже из первого электрода. При коэффициенте вторичной эмиссии $k_a > 1$ такой взаимный обмен приведет к появлению заметного тока между электродами.

Элементарная количественная теория этого разряда в равномерном поле, в основном, была разработана Гиллом и Энгелем [236] и Хатчем и Вильямсом [237]. Она изложена в работах [238—240] и поэтому здесь не приводится. Отметим только, что в этой теории для упрощения расчетов принято постоянство отношения (коэффициент K_v) начальной скорости вторичного электрона к скорости первичного. Хотя это предположение физически не обосновано, получающиеся соотношения не сильно зависят от K_v , так что вносимая погрешность незначительна. Минимальное напряжение разряда соответствует определенному положительному углу вылета электронов $\psi_{\text{макс}}$ по отно-

шению к синусоиде приложенного напряжения. Величина этого угла зависит от K_v , и при $K_v=0$ (нулевая начальная скорость) $\psi_{\text{макс}}=32,5^\circ$. При увеличении напряжения сверх минимального разряд не прекращается, а обмен электронами будет происходить при меньших углах вылета. Минимальное значение угла вылета $\psi_{\text{мин}}$ и, следовательно, максимальное напряжение, при котором может существовать разряд, определяются условием: вылетевший электрон не возвращается обратно на тот же электрод. Таким образом, разряд может наблюдаться в ограниченной сверху и снизу области значений ВЧ-напряжения. С другой стороны, $k_0 > 1$ только в определенном диапазоне энергий первичных электронов (0,03—10 кэВ). Это также ограничивает области существования разряда. Условия резонанса между временем пролета электронов и длительностью периода ВЧ-напряжения могут наблюдаться, кроме того, при временах пролета электронов между электродами, равных длительности любого нечетного числа полупериодов.

В общем случае амплитудное значение напряжения разряда

$$U = 4\pi^2 (fs)^2 \frac{m}{e} \left(\frac{1 + K_v}{1 - K_v} \pi n \cos \psi + 2 \sin \psi \right)^{-1}, \quad (41)$$

где n — нечетное число полупериодов приложенного напряжения, в течение которых электрон пересекает разрядный промежуток; ψ — фаза (угол) вылета электронов, участвующих в разряде ($\psi = \psi_{\text{мин}} \div \psi_{\text{макс}}$); f — частота приложенного напряжения.

Зависимость напряжения разряда от произведения fs позволяет, сохраняя неизменным это произведение, моделировать разряд, например проводить исследования при меньших размерах электродов. Исследования Ву и Ишимору [241] показали, что этот принцип подобия осуществляется и при сложных формах электродов.

Согласно формуле (41), чем меньше частота, тем меньше напряжение, при котором происходит разряд. Однако формула (41) отражает только условие, чтобы время движения электронов от одного электрода до другого равнялось целому нечетному числу полупериодов приложенного напряжения. Другое условие — энергия падающих электронов должна быть такой, чтобы $k_0 > 1$, — ограничивает диапазон значений fs , при которых может существовать разряд. В частности, многими авторами экспериментально найдено значение fs , ниже которого разряд не наблюдается:

$$(fs)_{\text{мин}} = 80 \div 90 \text{ МГц} \cdot \text{см}. \quad (42)$$

По данным Д. Г. Зайдина и А. В. Кушина [242], на величину $(fs)_{\text{мин}}$ влияет наличие в зазоре электронов от постороннего источника. Так, когда в отверстие, сделанное в одном из электродов, был помещен небольшой термокатод, то разряд

загорался (при импульсной подаче напряжения) и при $fs = 60 \text{ Мгц} \cdot \text{см}$ (получить меньшие значения fs не позволили параметры исследовательской аппаратуры).

На рис. 50 и 51 приведены рассчитанные на основе элементарной теории области существования вторичноэлектронного резонансного разряда. Проверка показала совпадение в пределах $\pm(10-20)\%$ экспериментальных данных с теоретическими зависимостями для нижней границы $U(s)$, если считать $K_v = 0,25 \div 0,33$ [237, 242, 243]. Поэтому приведенные на рис. 50 и 51 графики можно использовать для определения возможности возникновения вторичноэлектронного резонансного разряда в конкретных условиях.

На рис. 51 представлены также результаты измерений Д. Г. Зайдина и А. В. Кушина [242] по определению границ существования вторичноэлектронного резонансного разряда: верхней, соответствующей напряжению зажигания разряда при уменьшении напряжения, и нижней, соответствующей напряжению горения разряда. Измерения проводили при импульсном возбуждении тороидального резонатора с частотой 62—143 Мгц. Межэлектродный зазор регулировался, и применялся инициирующий разряд электронного тока от вспомогательного термокатода. Экспериментальные результаты и расчетные кривые различаются не более чем в 1,5 раза. Хорошо заметны на нижней кривой характерные изгибы, очевидно соответствующие возникновению разряда с различным значением n .

В реальных условиях начальные скорости электронов и фазы их вылета даже при строго постоянной амплитуде напряжения распределены в более или менее широком диапазоне, и ток разряда, если его регистрировать на осциллографе, группируется в определенной области углов. Дальнейший анализ уравнений движения электронов в ВЧ-поле показал существо-

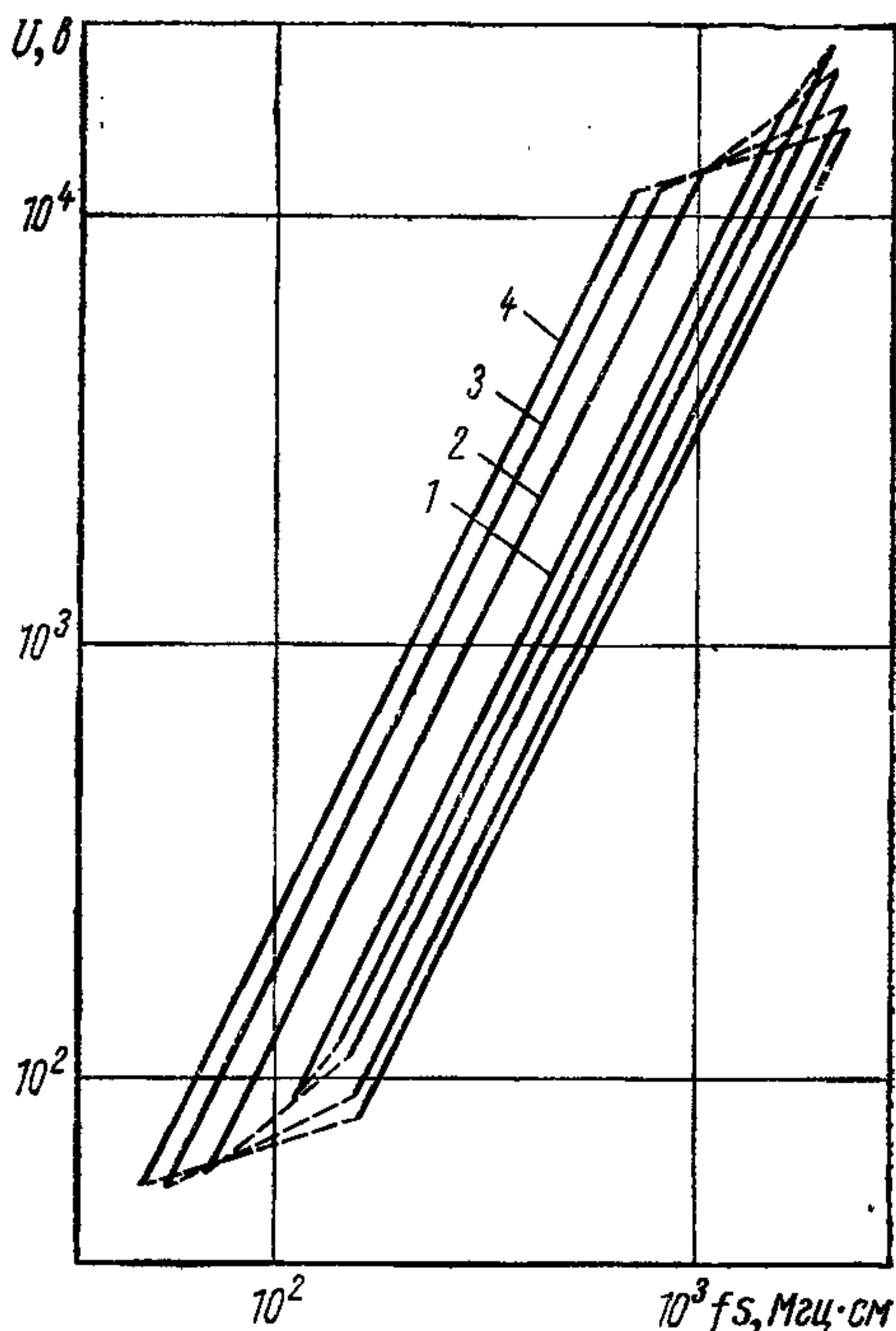


Рис. 50. Области существования вторичноэлектронного разряда при $n=1$ и различных начальных скоростях электронов:

1 — $K_v = 0$, $\psi = 0 \div 32^\circ$; 2 — $K_v = 0,1$, $\psi = -38^\circ \div -27,5^\circ$; 3 — $K_v = 0,25$, $\psi = -56 \div 21^\circ$; 4 — $K_v = 0,33$, $\psi = -64 \div 17,5^\circ$.

вание условий, обеспечивающих устойчивость разряда. Так, если один или группа электронов отклонились от синхронного движения, т. е. эти электроны затратили на движение от одного электрода до другого неточное число полупериодов ВЧ-напряжения, то в результате изменения фазы вылета вторичных электронов время пролета последних до противоположного

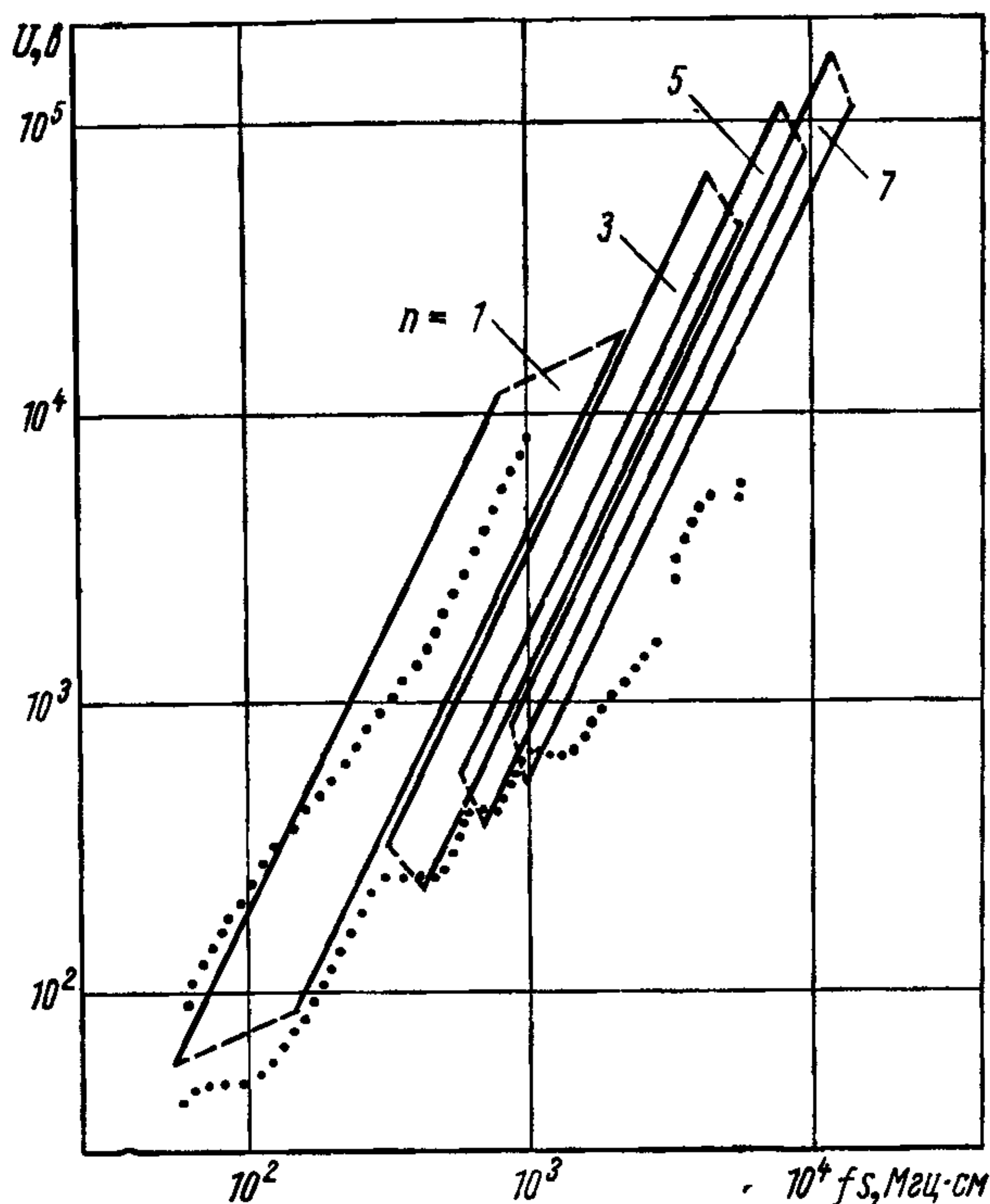


Рис. 51. Области существования вторичноэлектронного разряда при различных n и $K_v = 0,25$: сплошные кривые — расчет, точечные кривые — результаты измерений [242].

электрода также изменится, но это отклонение будет иметь знак, обратный знаку отклонения первичных электронов. Таким образом, происходит компенсация первоначального отклонения и через несколько периодов синхронизм полностью восстанавливается.

Такая устойчивость разряда существует только в определенной области значений углов вылета и прихода электронов. В первом приближении область устойчивости ограничена упоминавшимися выше углами ψ_{\min} и ψ_{\max} [244]. Само наличие области устойчивости приводит к возможности длительного существования разряда с не изменяющимся во времени током.

Хотя k_3 может существенно превышать единицу, ток разряда всегда ограничен.

Одна из внутренних причин ограничения тока разряда, особенно при плоских электродах большой площади, — это влияние объемного заряда электронов. Электроны от одного электрода до другого движутся в виде компактной группы (сгустка). Собственный объемный заряд стремится расширить этот сгусток и тем самым ускорить движение электронов, находящихся на фронте сгустка, и замедлить электроны, движущиеся в хвосте. В результате те и другие электроны могут попасть на противоположный электрод при углах, находящихся вне зоны устойчивости. Вторичные электроны, рожденные ими, уже не будут участвовать в разряде. Чем больше объемный заряд сгустка, тем большая доля электронного потока покидает область устойчивости. При отсутствии других причин, вызывающих убыль электронов, стационарное состояние можно определить как динамическое равновесие, когда убыль электронов за счет выхода части их за пределы области устойчивости и увеличение числа электронов за счет вторичной эмиссии взаимно компенсируют друг друга [245].

При плоских бесконечных электродах, когда сгусток электронов представляет собой прослойку, движущуюся от одного электрода к другому, напряженность от объемного заряда вблизи граничной поверхности этой прослойки

$$E_q = (4\pi/\epsilon_0) q_s, \quad (43)$$

где q_s — заряд слоя, приходящийся на единицу его площади. Эта напряженность наравне с внешней напряженностью действует на электроны, находящиеся на передней и задней границах слоя, причем электроны на задней границе замедляются. Чтобы электроны, находящиеся на задней границе слоя, могли участвовать в разряде, должно соблюдаться соотношение

$$E_q < E_{\text{макс}}, \quad (44)$$

где $E_{\text{макс}}$ — амплитуда напряженности поля электродов, не возмущенная действием заряда. Максимально возможную плотность тока можно определить из условия равенства правой и левой частей соотношения (44):

$$j_{\text{макс}} = q_s f = \epsilon_0 f U / 4\pi s. \quad (45)$$

При разряде с $n > 1$ в межэлектродном зазоре одновременно присутствует $2n$ сгустков. Объемный заряд сгустка действует на электроны в одном направлении в течение всего времени пролета. В то же время внешнее поле переменное во времени и его результирующее действие в сущности эквивалентно действию одного полупериода. Кроме того, область устойчивости разряда при больших n существенно снижается, что видно из рис. 51. Все это приводит к усилению действия объемного заряда по

сравнению с действием внешнего поля. В результате при $n=3, 5, \dots$ максимально возможный ток разряда

$$j_{k \text{ макс}} = \epsilon_0 f U / 12 \pi n (n + 3), \quad (46)$$

т. е. более чем в $3n^2$ раз меньше тока при разряда с $n=1$. Таким образом, принципиально возможны разряды с любым большим нечетным n , но токи при этом столь малы, что практически разряды с $n > 5; 7$ не наблюдаются.

Формулы [45] и [46] получены Коллебо [245] и представляют известный закон «трех вторых», в чем нетрудно убедиться, подставив в это равенство значение f из выражения [41]. Некоторое различие в численном коэффициенте, по-видимому, объясняется сугубой приближенностью принятого равенства между правой и левой частями выражения [44]. Кроме того, не учитывается возможность частичной компенсации объемного заряда электронов ионами, образующимися из-за ионизации остаточного газа. Подробный анализ областей существования вторичноэлектронного разряда с учетом действия объемного заряда сделан в работе [246].

В некоторых случаях, например в резонаторах ВЧ-ускорителей заряженных частиц, возникновение вторичноэлектронного резонансного разряда является нежелательным. Однако там наблюдаются условия, при которых, согласно рис. 50 и 51, он может возникнуть. Для предотвращения возникновения разряда применяются меры, в частности дополнительная подача постоянного напряжения между электродами. В этом случае время пролета электронов в одном направлении будет отличаться от времени пролета в другом; условия резонанса нарушаются, и разряд не возникает.

Аналитическое рассмотрение при $n=1$ и нулевых начальных скоростях $K_v=0$, выполненное Б. А. Загером и В. Г. Тишиным [244], показало, что подача постоянного напряжения сужает область устойчивости. При постоянном напряжении, равном 18,5% минимального напряжения зажигания разряда, подсчитанного по формуле (41), область устойчивости исчезает. Однако совместное приложение к электродам постоянного и ВЧ-напряжений делает возможным возврат электронов на электрод, из которого они вылетали, через период ВЧ-напряжения со скоростью, достаточной для эффективного выбивания вторичных электронов. Это может привести к вторичноэлектронному резонансному разряду, развивающемуся только у электрода, на который подано положительное постоянное смещение. Согласно анализу, проделанному этими же авторами, такой разряд может существовать только при небольших величинах смещения, и смещение, предотвращающее вторичноэлектронный резонансный разряд, охватывающий оба электрода, не дает развиваться и одноэлектродному разряду.

Экспериментальная проверка условий запираания вторично-электронного резонансного разряда подачей постоянного смещения, выполненная при частотах 15—23 Мгц в диапазоне $f_s = 90 \div 300$ Мгц·см, показала, что для полного запираания разряда необходимо постоянное смещение, близкое по величине к минимальному напряжению зажигания разряда. Напомним, что последнее можно приближенно определить с помощью зависимости (41), подставив $K_v = 0,3$.

В объемных резонаторах подача между электродами постоянного смещения требует изоляции одного из них от всего резонатора по постоянному напряжению при сохранении хорошей проводимости по высокой частоте. Практически выполнить это очень трудно, вследствие чего изыскиваются другие способы подавления вторичноэлектронного резонансного разряда. Эффективным методом, предложенным Б. И. Поляковым и др. [247], в некоторых случаях может служить введение дополнительного электрода и подача на него положительного (улавливающего электроны) напряжения несколько киловольт. Этот электрод располагают вблизи, но вне рабочего зазора.

Предпринимались попытки подавить вторичноэлектронный резонансный разряд постоянным поперечным магнитным полем, не позволяющим электронам пересекать межэлектродный зазор. Однако при этом возвращающиеся электроны могут вызывать вторичную эмиссию из электрода, из которого они вылетели, что делает возможным вторичноэлектронный резонансный разряд у каждого из электродов в отдельности [248].

Вторичноэлектронный резонансный разряд, по-видимому, можно предотвратить выбором соответствующей формы электродов. Так, по наблюдениям Эйткена [249], электродам можно придать такую форму, что электронный обменный процесс, начавшийся, например, в центральной части электродов, постепенно смещается на периферию, затем на край, где и исчезает, не успев развиться. Пример таких электродов — сферические или плоские, но наклонные друг к другу электроды, т. е. когда межэлектродный зазор имеет форму клина.

Если область существования вторичноэлектронного резонансного разряда лежит ниже напряжения, при котором должен работать данный межэлектродный зазор, то разряд мешает поднять напряжение до нужного значения. Однако, если его поднимать достаточно быстро, то разряд не успеет развиться и опасная область может быть пройдена. По измерениям Б. И. Полякова и др. [247], при частоте 100 Мгц для этого достаточна скорость подъема 5—6 кв/мксек.

Д. Г. Зайдин и А. В. Кушин [242] обнаружили зависимость зажигания разряда от предыстории электродов и от поступления в зазор электронов от постороннего источника. При первом (или после длительного перерыва) подъеме напряжения частотой 60—140 Мгц в виде импульсов длительностью 800 мксек и

амплитудой, соответствующей области существования разряда, последний не возникает в течение нескольких десятков минут. Однако, если разряд возник, он будет регулярно зажигаться при последующих импульсах напряжения. Если имелся посторонний источник электронов, то разряд возникает сразу, как только напряжение достигает значения, при котором может гореть разряд. Отсюда можно вывести практическое правило, что напряжение должно подниматься при отсутствии в зазоре заряженных частиц, способных инициировать разряд. Например, в ускорителях при подъеме напряжения должны быть отключены источники ускоряемых ионов или электронов.

Радикальный метод борьбы — создание таких электродов, при которых $k_э < 1$. Известно несколько способов обработки поверхности для уменьшения коэффициента вторичной эмиссии: покрытие черным палладием, черной платиной или сажей. Однако применение таких покрытий в большинстве радиотехнических вакуумных аппаратов, например в ускорителях заряженных частиц, практически невозможно из-за недопустимого снижения добротности резонансной системы (резонаторов), а также из-за существенного понижения порога возникновения искрений. Предпринимались также более или менее успешные попытки покрывать рабочие поверхности электродов очень тонким (около 100 Å) слоем титана. При чистой поверхности этот металл имеет $k_э < 1$. Однако большая сорбционная способность титана может неблагоприятно отразиться на электропрочности вакуумной изоляции, и поэтому такой метод нуждается в дополнительном исследовании. Следует отметить, что тонкие покрытия обычно сильно разрушаются при случайных пробоях, что ухудшает электропрочность вакуумного зазора.

Уменьшением коэффициента вторичной эмиссии при адсорбции электроотрицательных газов можно объяснить наблюдавшееся Б. А. Загером и В. Г. Тишиным [244] прекращение на десятки минут горения вторичноэлектронного резонансного разряда после кратковременного напуска в рабочий объем хлора и последующей его откачки. Этими же авторами замечено затруднение зажигания вторичноэлектронного резонансного разряда в течение нескольких минут после прохождения мощного газового разряда между электродами. Это также можно объяснить уменьшением коэффициента вторичной эмиссии вследствие очистки поверхности во время газового разряда. Очевидно, во многих случаях большое значение $k_э$ объясняется загрязненностью поверхности электродов. Поэтому создание чистых вакуумных условий способствует подавлению вторичноэлектронного резонансного разряда в тех случаях, когда он нежелателен.

В работе [250] длительное подавление вторичноэлектронного резонансного разряда достигалось нанесением на медные электроды тонкого слоя серы. Такой слой, нанесенный испаре-

нием в вакууме или путем осаждения из сильно разведенного раствора, оказался достаточно устойчивым покрытием, хотя большая упругость паров серы, казалось, приведет к быстрому ее улетучиванию. Видимо, устойчивость слоя серы связана с тем, что она вступает в химическое соединение с веществом электродов.

В циклотронах наблюдается разряд [251], являющийся гибридом вторичноэлектронного резонансного разряда и разряда типа Пеннинга. Вследствие провисания электрического поля внутри дуантов циклотрона и наличия магнитного поля электроны, вышедшие из одной пластины дуанта вблизи ее края, могут попасть на другую пластину этого же дуанта. Это происходит только в той части периода ВЧ-напряжения, приложенного к дуантам, когда рассматриваемый дуант находится под отрицательным потенциалом, так как только в этом случае провисающее электрическое поле будет вытягивать электроны. Кроме того, чтобы электроны попадали с пластины на пластину, необходимо во время пролета электронов постоянное снижение напряжения между дуантами. Тогда электроны бомбардируют пластину с энергией, отличной от нуля, что создает возможность появления вторичных электронов. При $k_e > 1$, так же как и при вторичноэлектронном резонансном разряде, процесс будет развиваться, но только в течение той четверти периода ВЧ-напряжения, когда рассматриваемый дуант является отрицательным и напряжение на нем снижается.

Вторичноэлектронный резонансный разряд между коаксиальными электродами при сильной неоднородности электрического поля изучался в работе [252].

5.3. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПРОБОЙ (ИСКРЕНИЕ)

Среди крайне немногочисленных работ по вакуумной изоляции при ВЧ-напряжении следует в первую очередь назвать обширные исследования Чаппа, Херда и др. [253—255]. Эти работы были предприняты в связи с задачей создания крупных резонансных ускорителей заряженных частиц и касались главным образом влияния материала электродов, их обработки и методов пайки на электропрочность вакуумного зазора. Выяснилось также влияние на пробивное напряжение и на разрушение электродов (при пробоях) продольного магнитного поля.

Для проведения экспериментов были использованы магнит, вакуумная система и ВЧ-генератор мощного циклотрона. Напряжение до 1,3 Мв при частоте 13—14 Мгц развивалось на разомкнутом конце четвертьволнового коаксиального резонатора. Длительность импульса ВЧ-напряжения 176 мсек, частота повторения 90 или 180 имп/мин. Рабочую камеру откачивали до вакуума выше 10^{-6} мм рт. ст. масляными диффузионными

насосами, снабженными ловушками, охлаждающимися фреоном и жидким азотом. Электроды и внутреннюю часть вакуумной камеры очищали тонкой наждачной бумагой и промывали водой и ацетоном. Электроды перед окончательной промывкой травили в концентрированной соляной кислоте. В некоторых опытах с медными электродами была использована очистка в гальванической цианистой ванне, однако эта дополнительная обработка не привела к улучшениям.

Исследования проводили при следующей геометрии электродов: цилиндр диаметром несколько сантиметров между электрически соединенными параллельными плоскостями. При подъеме напряжения в первую очередь возникали темновые токи, что приводило к увеличению нагрузки ВЧ-генератора (увеличение активной составляющей тока). Появление темновых токов сопровождалось возникновением рентгеновского излучения, интенсивность которого росла экспоненциально с увеличением напряжения, т. е. темновые токи имели такую же характеристику, как при постоянном напряжении.

Дальнейший подъем напряжения приводил к искрению. При этом возникали более интенсивные, но кратковременные вспышки рентгеновского излучения. Около электрода с большей кривизной, где напряженность больше, появлялось свечение (искра), простиравшееся от поверхности электрода в зазор на 2—3 см. Это приводило к падению входного импеданса резонатора, что вызывало срыв ВЧ-колебаний и, следовательно, резкий спад напряжения на исследуемом зазоре. Это, в свою очередь, приводило к погасанию искры и восстановлению напряжения на резонаторе. Поэтому, судя по осциллограммам, даже в продолжение одного импульса ВЧ-напряжения могло наблюдаться несколько искр с последующим восстановлением напряжения.

В описываемых работах критерием пробивного напряжения служила частота возникновения искр. Пробивное напряжение определялось как напряжение, малое увеличение которого приводило к сильному возрастанию частоты искр, не уменьшающейся во времени. При подъеме напряжения до величины ниже пробивного значения частота искр в первое время обычно больше, чем впоследствии. После достижения пробивного напряжения частота искр резко возрастает, так что для получения прежней частоты необходимо снизить напряжение (иногда на 30% и больше). Последующее пробивное напряжение оказывается более низким. Первоначальное значение может восстановиться спустя длительное время и то лишь при условии, если разрушение электродов при первоначальных искрах не было слишком сильным. Длительное выдерживание электродов при напряжении ниже пробивного приводит к постепенному снижению частоты искр, т. е. к повышению электропрочности вакуумного зазора.

Для различных материалов электродов кривые зависимости частоты искр от приложенного напряжения сходны между собой. В полупологарифмическом масштабе они имеют приблизительно одинаковый и постоянный наклон и различаются только сдвигом вдоль оси напряжений (рис. 52). Результаты измерений при установившейся (после длительного приложения напряжения) частоте искр и электродах из различных металлов приведены в табл. 43.

Наличие продольного магнитного поля, напряженность которого в описываемых экспериментах достигала 15 кэ, не влияло на напряжение возникновения искрения до появления самих искр. Однако характер искр при наличии магнитного поля отличался от случая, когда магнитное поле отсутствует. Искры без магнитного поля обычно не вызывали макроскопических изменений на поверхности электродов. Так, в одном из опытов после 10^4 искр не было обнаружено существенных искровых повреждений. 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. Величина напряженности магнитного поля, при котором 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. Одна искра может вырвать до нескольких миллиграммов металла при запасенной энергии в резонаторе 30 дж. Интенсивность разрушения примерно пропорциональна энергии, запасенной в резонаторе. Получающийся металлический порошок частично переносится на противоположный электрод, значительная же часть оседает на дне вакуумного контейнера.

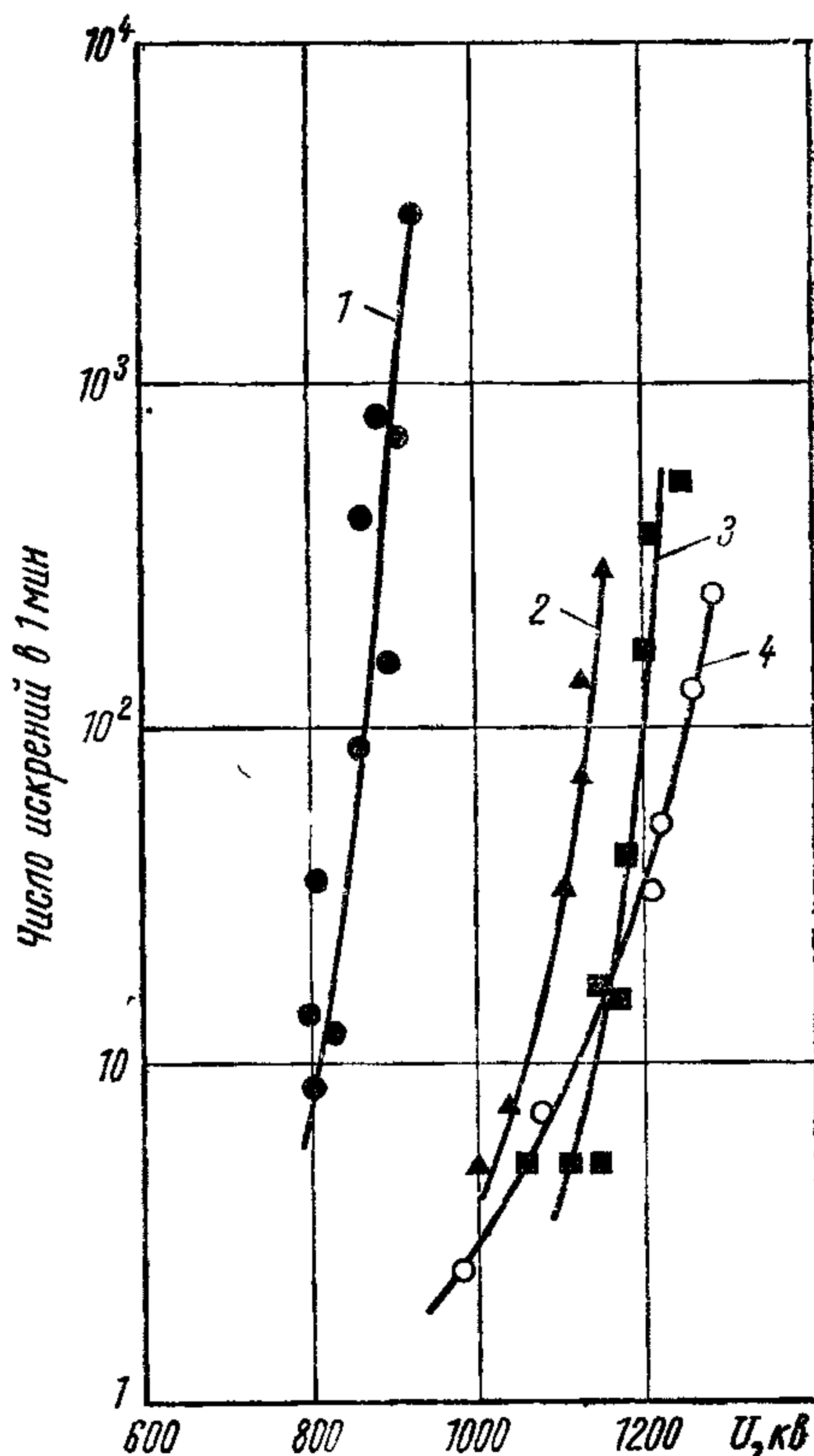


Рис. 52. Частота искрений в зависимости от амплитуды ВЧ-напряжения ($s=81 \text{ мм}$, $H=8000 \text{ э}$):

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

Электропрочность вакуумной изоляции при частоте 13—14 Мгц [254, 255]

Материал электродов	Зазор, мм	Напряжение, при котором наблюдается 10 искр в 1 мин.	Максимальное приложенное во время опыта напряжение, кв
Инконель (14% Cr, 78,5% Ni, 0,25% Mn, 0,2% Cu)	60,3	900	960
	86	960—1080	1170
	136	1140	1140
Нержавеющая сталь (25% Cr, 20% Ni, 2% Mn)	60,3	760—880	930
	86	1150	1250
Инколой (21% Cr, 34% Ni, 1,5% Mn, 0,05% Cu)	86	1150	1320
Бескислородная медь высокой проводимости	86	810—880	980
Медь, раскисленная фосфором	86	840—870	950
	136	840—900	1020
Электролитическая холоднотянутая медь	136	1070	1250
К-монель (66% Ni, 30,3% Cu)	136	980	1050
Никель	136	970	1000
Тантал	136	870	1110
Серебро	136	670	790

Микроскопический анализ показал, что в результате разрушающих искр на электроде с меньшей кривизной образуются кратеры диаметром до 0,7 мм, от которых в глубь электрода идут трещины, простирающиеся до 0,2 мм от поверхности кратеров. На такую же глубину от поверхности кратеров распространяется и зона рекристаллизации, что свидетельствует о интенсивном локальном нагреве во время искрового разряда. На противоположном электроде также видны последствия локального разогрева: спекание перенесенного с другого электрода металлического порошка с основной массой электрода*.

Значительная неровность поверхности электродов, возникающая под действием разрушающих искр, приводит к существенному снижению пробивного напряжения. Аналогичное сни-

* На основе опыта наладки сильноточного ускорителя ионов МТА Марк I (см. гл. I) был выработан следующий полуэмпирический критерий: если за один полупериод высокочастотного напряжения ион водорода может дойти от анода до катода, то возможно возникновение разрушающих искр [256]. Физическое обоснование этого положения сводилось к тому, что для разрушения на аноде необходимы очень тонкие пучки электронов, идущих от катода. Тонким пучок может быть только при фокусировке (сжатии) его на всей длине положительными ионами, выходящими из анода. (Отсюда требование, чтобы хотя бы самые легкие ионы могли дойти от анода до катода). В присутствии магнитного поля фокусировка осуществляется легче и появление разрушающих искр более вероятно.

жение пробивного напряжения наблюдается при образовании мелких трещин на поверхности электродов, например в результате механической обработки. Если после снижения пробивного напряжения в результате возникновения разрушающих искр убрать магнитное поле, то прежнее значение пробивного напряжения после искрения восстанавливается медленно.

Особенности работы ВЧ-резонаторов (необходимость поддержания определенного соотношения различных геометрических размеров) не позволяют в процессе опыта изменять расстояние между электродами из-за сильной расстройки резонатора. Поэтому определение влияния величины зазора s на пробой затруднительно, и исследователи, как видно из табл. 43 и 44, ограничились очень небольшим числом измерений для суждения о характере этой зависимости. Измерения пробивного напряжения в магнитном поле (случай, наиболее интересовавший исследователей) для инконелевых электродов и трех различных зазоров показали, что в пределах нескольких процентов одна и та же скорость искрения наблюдается при напряжении, подчиняющемся формуле Крэнберга: $U_{пр} = \text{const } s^{0,5}$ (см. разд. 4.4). Распространение этой формулы на все результаты измерений и вычисление таким образом значения константы позволили сделать сравнение материалов электродов по их

Т а б л и ц а 44

Электропрочность вакуумной изоляции при ВЧ-напряжении частотой 13 Мгц в продольном магнитном поле напряженностью 10 кэ [254, 255]

Материал электродов	Зазор, мм	Напряжение, кв, при котором наблюдается 100 искр в 1 мин	Значение константы в формуле Крэнберга, кв/мм ^{0,5}
Нержавеющая сталь	35	700	118 ± 0,5
	35	635	109 ± 8
Инконель	60	940	120 ± 8
	86	1065	116 ± 8
К-монель	137	1050*	98
Никель	135	995	86
Молибден	137	1200	103 ± 4
	54	750	102 ± 8
Бескислородная медь	84	950	103 ± 5
Электролитическая медь	135	1200	103 ± 4
	60	700	91 ± 6
Медь, раскисленная фосфором	131	500	46 ± 2
	129	900**	79 ± 5
Тантал	138	920	78 ± 5
Серебро	137	775	67 ± 4
Графит	24	310*	64 ± 10

* Напряжение ограничивалось мощностью генератора.

** После обработки поверхности наклепом.

влиянию на пробивное напряжение. Эти данные приведены в табл. 44.

В результате проведенной работы Чапп и сотрудники [254, 255] пришли к выводу, что наибольшее напряжение выдерживают те металлы, которые образуют меньше металлической пыли при одинаковом числе искр и меньше разрушаются при этом. Расположение металлов в порядке убывающей способности противостоять разрушению следующее:

Хорошие металлы	Плохие металлы
Инконель	Медь всех сортов
Инколой	Тантал
Нержавеющая сталь	Дюралюминий и алюминий
Никель	Серебро
Молибден	
Титан	
К-монель	

Среди сортов меди, имеющей первостепенное значение для высокочастотной аппаратуры, наилучшей является бескислородная медь высокой проводимости с упрочненной наклепом поверхностью.

С технологической точки зрения представляет интерес поведение сварных и паяных электродов, когда место соединения, обработанное заодно с остальной поверхностью, находится в рабочей части электрода. Чапп и Херд [254] установили, что сварка практически не влияет на пробивное напряжение, а любая пайка снижает последнее. К сравнительно малому отрицательному эффекту, когда электроды изготовлены из меди, приводит пайка эвтектическим медно-серебряным сплавом (72% Cu, 28% Ag) с нагревом места пайки дугой в среде гелия или пламени кислородно-ацетиленовой горелки (последнее несколько хуже). Припой, содержащие олово, золото, фосфор, кадмий и цинк, не говоря уже о мягких припоях, дают весьма плохие результаты.

Ю. Н. Николаев [235] изучал поведение вакуумной изоляции при периодических импульсах длительностью 750 мксек. ВЧ-напряжение 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 плексигласовыми фланцами. Вакуум 10^{-5} мм рт. ст. создавали паромасляным насосом. Шунтовая емкость (емкость электродов) составляла 11 пф. В этих условиях при достижении определенного значения напряженности на поверхности стержневого электрода происходил срыв колебаний, а в межэлектродном зазоре возникало свечение. Критическое значение напряженности ($E_{пр} = 30 \div 120$ кВ/мм) не зависело от величины межэлектродного зазора, однако изменялось в процессе тренировки разрядами

в 1,5—2 раза, причем наилучшие результаты давала тренировка при наибольшем зазоре между электродами. Значение $E_{пр}$ очень сильно зависело от качества 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.

Появление свечения в зазоре могло вызываться не только пробоями, но и возникновением при восстановлении напряжения разряда, подобного вторичноэлектронному резонансному, для которого темновой ток, протекающий ранее, был как бы инициатором. В пользу существования такого разряда говорит то, что напряжение на зазоре после срыва колебаний не восстанавливается до конца импульса. Нетрудно усмотреть и аналогию между полученными характеристиками и результатами работы Ташека (см. рис. 27), где при малой мощности источника постоянного напряжения также было обнаружено наличие критической напряженности на катоде. Видимо, совпадение не случайно и объясняется малой мощностью тренировочных разрядов, приводящих к изменению поверхности электродов (см. гл. 8).

Сравнение данных Ю. Н. Николаева [235] с результатами работ Чаппа и сотрудников [254, 255] показывает близость полученных абсолютных величин пробивного напряжения, хотя в работах Чаппа и сотрудников длительность ВЧ-импульсов и площадь электродов были существенно больше, а частота почти в два раза меньше. Из этого, однако, не следует, что пробивное напряжение не зависит от частоты или от длительности импульсов. На основе самых общих соображений можно считать, что пробивное напряжение должно возрастать при увеличении частоты и уменьшении длительности приложения напряжения. Это подтверждается сравнением данных Чаппа с сотрудниками и приведенных в начале главы результатов Халперна и др. [234]. Дополнительно следует отметить и результаты Б. И. Полякова и др. [247], которые изучали электропрочность при зазоре 40 мм между медными электродами (диски диаметром 200 мм с закругленными краями), частоте 100 Мгц и длительности импульсов ВЧ-напряжения 750 мксек. Искрение при подъеме напряжения начиналось при 500—600 кВ, а после 3 ч тренировки наблюдалась одна искра на 3000 подаваемых импульсов ВЧ-напряжения 1 МВ. Это существенно выше значения пробивного напряжения, полученного Чаппом с сотрудниками.

Приведенные данные практически исчерпывают имеющиеся в литературе сведения о пробое вакуумной изоляции при ВЧ-напряжении. В этой главе неоднократно отмечались особенности нарушения вакуумной изоляции при ВЧ-напряжении по сравнению с постоянным напряжением. Однако необходимо отметить и множество сходных черт, особенно если исключить

из сравнительного рассмотрения микроразряды, вторичноэлектронный резонансный разряд и, по-видимому, случай очень высоких частот, для которого практически не имеется экспериментальных данных. Это сходство заключается прежде всего в наличии темновых токов, величина которых и характер зависимости от напряжения при высокой частоте, судя по измерению рентгеновского излучения, такие же, как и при постоянном напряжении. Видна большая общность и в зависимости электропрочности от тренировки разрядами. Очень близки количественные данные по влиянию на пробивное напряжение материала электродов. В некоторых опытах Чаппа и Херда при 14 Мгц электроды сильно разогревались от протекания темновых токов (например, молибденовые электроды — до красного каления), однако ни величина тока, ни температура электродов не оказывали заметного влияния на пробивное напряжение, что совпадает с наблюдениями при постоянном напряжении. Такое широкое сходство внешних характеристик, очевидно, отражает сходство физических процессов, приводящих к нарушению вакуумной изоляции, хотя имеются и существенные отличия, что неоднократно отмечалось выше.

ГЛАВА 6

ТВЕРДАЯ ИЗОЛЯЦИЯ В ВАКУУМЕ

6.1. ПОКРЫТИЕ КАТОДА ИЗОЛЯЦИОННЫМИ И ПОЛУПРОВОДЯЩИМИ ПЛЕНКАМИ

Исследования последних лет показали, что тонкие изоляционные покрытия на катоде могут существенно улучшить качество вакуумной изоляции. При напряжениях в сотни киловольт и большой поверхности электродов такие покрытия почти вдвое повышают пробивную напряженность электрического поля и на несколько порядков снижают темновые токи. Джединак одним из первых исследовал свойства таких покрытий [169]. Измерения проводились при плоских электродах диаметром 150 мм с периферической частью, сделанной по Роговскому, т. е. края электродов были закруглены так, что поверхностная напряженность в этом месте не превышала напряженность в центральной части электродов. Вакуум 10^{-7} — 10^{-6} мм рт. ст. создавали ртутным и сорбционным насосами в металлическом контейнере с уплотнениями разъемных соединений индием. Источником постоянного высокого напряжения до 400 кВ служил электростатический генератор с силой тока короткого замыкания 35 мка.

В качестве материала изоляционных пленок использовали фтористый магний, три вида эпоксидных смол, окись кремния, полоски милара, формвар, двуокись титана, окиси церия, железа и олова. Наиболее полно исследовали первые три вида материалов, давшие наилучшие результаты. Применение окислов церия, железа и олова ухудшало качество электроизоляции по сравнению с электродами без покрытия. Материалом электродов — подложкой под изоляционные пленки — в большинстве случаев был тщательно полированный алюминий. В некоторых опытах (для определения влияния свойств подложки на общую электроизоляцию) поверхность подложки искусственно закругляли или использовали нержавеющей сталь.

Основные измерения проведены при неизменном зазоре между электродами 5 мм. Определяли напряжение, выдерживаемое без пробоев в течение 5 мин, а также силу темновых токов при этом напряжении. Для достижения наилучших результатов напряжение на электродах поднимали ступенями по 10 кВ через 5 мин. Наблюдавшиеся пробои оказывали тренирующее действие. Однако даже при малой мощности, которой

обладал использовавшийся генератор высокого напряжения, в результате большего или меньшего количества послепробойных разрядов изоляционная пленка повреждалась. Это повреждение было тем сильнее (сильнее снижалось выдерживаемое напряжение), чем толще пленка. В случае нанесения пленки только на катод разрушения на аноде при пробоях были меньше, когда катодная пленка была толще. На катоде наблюдалась обратная картина. Если на катоде толщина пленки была 130 мкм, на аноде даже под микроскопом при увеличении в 90 раз нельзя было обнаружить следов пробоев, тогда как на катоде область повреждения и даже полного удаления пленки достигала диаметра 0,8 мм.

Таблица 45

Влияние покрытия электродов изоляционными пленками на темновые токи и на напряжение, выдерживаемое без пробоев в течение 5 мин

Материал		Зазор, мм	Максимально выдерживаемое напряжение $U_{\text{макс}}$, кВ	Число разрядов тренировки		Сила предпробойного тока, а
катода	анода			до $U_{\text{макс}}$	до порчи электродов	
Полированный Al	Полированный Al	6,3	220	25	320	10^{-5}
0,2 мкм MgF_2 на Al	То же	6,3	250	50	280	10^{-7} — 10^{-6}
10 мкм MgF_2 на Al	»	6,3	250	50	280	10^{-7}
2,5 мкм MgF_2 на нержавеющей стали	Нержавеющая сталь	5	190	100	600	10^{-9}
2,5 мкм MgF_2 на Al	Полированный Al	5	230	70	200	10^{-10} — 10^{-9}
Полированный Al	2,5 мкм MgF_2 на Al	5	120	5	25	10^{-9}
2,5 мкм MgF_2 на Al	2,5 мкм MgF_2 на Al	5	180	15	200	10^{-9}
130 мкм эпоксидной пленки на травленном Al	Полированный Al	5	330	90	110	10^{-9}
130 мкм эпоксидной пленки на полированном Al	То же	5	300	0	17	10^{-9}
25 мкм эпоксидной пленки на полированном Al	»	5	330	0	12	10^{-8} — 10^{-7}
3 мкм SiO на Al	»	5	260	35	270	10^{-9}
2,5 мкм полоски милара на Al	»	5	240	90	125	10^{-9} — 10^{-7}
2,5 мкм формвара на Al		5	240	330	460	10^{-8}

Результаты измерений работы [169] приведены в табл. 45. Наиболее сильное влияние покрытие катода пленкой оказывает на предпробойные токи. Сила их снижается до 10^{-7} и даже до

10^{-9} а, т. е. на два — четыре порядка по сравнению с токами при непокрытых алюминиевых тщательно полированных электродах. Максимальное увеличение длительно выдерживаемого напряжения составляет почти 70% и наблюдается в случае нанесения на алюминиевый катод эпоксидной пленки, однако стойкость такой пленки против разрядов невысока. Хорошие результаты дало нанесение на катод окиси кремния. Для пленки из окиси кремния зависимость выдерживаемого напряжения от межэлектродного зазора отличается от аналогичной характеристики для пленок из других материалов. В последнем случае они практически не отличаются от характеристики для непокрытых электродов. Для пленки из окиси кремния выдерживаемое напряжение меняется только в пределах от 240 до 290 кв при увеличении зазора от 3 до 8 мм. Нанесение пленки на анод или одновременно на оба электрода сказывается отрицательно: выдерживаемое напряжение сильно снижается, хотя при наличии пленок на обоих электродах темновой ток очень мал (примерно 10^{-9} а).

Кроме пленок из изоляционных материалов, наносимых на катод, хорошие результаты дает искусственное окисление металлических катодов из различных металлов. В табл. 46 приведены полученные Жерменом и др. [190] значения пробивных напряжений при зазоре 50 мм между плоскими электродами площадью около 300 см^2 . Анод в этих экспериментах во всех случаях был из полированной нержавеющей стали.

Т а б л и ц а 46

Пробивные напряжения, кв, при различных материалах катода и зазоре 50 мм

Материал катода	Вакуум, мм рт. ст.		Материал катода	Вакуум, мм рт. ст.	
	10^{-6}	10^{-4}		10^{-6}	10^{-4}
Полированный титан	530	650	Оксидированный цирконий	540	830
Оксидированный титан	540	720	Оксидированный алюминий	540	840
Полированный цирконий	520	650			

Наиболее высокое пробивное напряжение у оксидированного алюминия; поэтому (а также учитывая его дешевизну) последний был подвергнут тщательному изучению. Была изучена зависимость электропрочности вакуумного зазора от технологии изготовления оксидированного алюминия. Оказалось, что для работы при больших (несколько сантиметров) и малых (миллиметровых) зазорах наилучшие методы приготовления окисной пленки различны. Для зазоров менее сантиметра наилучшим оказался слой окиси алюминия толщиной 5—6 мкм, полученный в электролитическом растворе хромовой кислоты

(120 г/л) при температуре 38° С с последующим закреплением (заращиванием пор) выдержкой в течение 6 ч в дистиллированной воде при температуре 90° С. Приготовленная таким способом пленка окиси на полированном (механически или электролитически) алюминии имела собственную пробивную электропрочность около 40 в/мкм, высокое электросопротивление, температуру растрескивания почти 400° С и хорошую механическую прочность. Пробивное напряжение при таком катоде и расстоянии до анода из нержавеющей стали 10 мм после тренировки достигало 290 и 400 кв соответственно при вакууме 10^{-6} и 10^{-4} мм рт. ст.

Для катодов, работающих при больших межэлектродных зазорах, лучшие результаты давало окислирование в растворе серной кислоты. Пробивное напряжение при зазоре 30 мм и вакууме 10^{-6} и 10^{-4} мм рт. ст. оказалось равным 530 и 760 кв по сравнению с 450 и 640 кв соответственно при окислировании в хромовой кислоте. Для получения высококачественной пленки окиси алюминия раствор серной кислоты поддерживался при температуре ниже 18° С, плотность тока равнялась 1,5—2 а/дм², оптимальная длительность выдержки в горячей дистиллированной воде составляла примерно полчаса. При этих условиях и были получены пробивные напряжения для окислированного алюминия, приведенные в табл. 46.

Такое различие приготовления пленок объясняется следующим обстоятельством. На пробивное напряжение тренированных электродов помимо электрических свойств окисной пленки оказывает большое влияние ее механическая разрушаемость при пробоях. Исследования показали, что разрушение пленки в прочих равных условиях происходит значительно быстрее при малых зазорах. Так, при зазоре до 1 мм часто достаточно одного пробоя, чтобы резко снизилось пробивное напряжение; при зазорах несколько миллиметров число пробоев может доходить до нескольких сот, что видно из таблицы 49; при зазорах 5—10 см окислированные алюминиевые катоды выдерживают без ухудшения электропрочности вакуумного зазора десятки тысяч пробоев [190]. Поэтому для катодов, работающих при малых зазорах и тренируемых пробоями, начальная механическая прочность покрытия более важна, чем для катодов, предназначенных для работы при больших межэлектродных зазорах, когда большее относительное значение имеют чисто электрические характеристики изоляционного покрытия. Так как окисная пленка на алюминии, полученная в серноокислотной ванне, обладает лучшими электрическими характеристиками, но менее прочна, чем пленка, полученная в хромовой ванне, то первая оказывается предпочтительнее при больших зазорах, а вторая — при малых.

Так же как и чистометаллические электроды, катоды, покрытые изоляционными пленками, требуют тренировки, которая

производится длительным приложением постоянного напряжения и последовательными пробоями (последнее только при больших межэлектродных зазорах). Для электродов электростатических сепараторов ЦЕРНа (анод — нержавеющая сталь, катод — оксидированный алюминий площадью около 1 м^2) опытным путем была найдена следующая оптимальная процедура кондиционирования электродов. После предварительной откачки до предельного вакуума $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ на электроды постепенно подается постоянное напряжение такой величины, чтобы сила темнового тока не превышала 30 мка (или 300 мка , если оба электрода из нержавеющей стали). При этом напряжении электроды выдерживаются, пока значительно не снизится сила темнового тока, полностью не прекратятся случайные тренирующие пробои и сильно не уменьшится газовыделение из электродов. Затем напряжение несколько повышают до установления тока силой 30 мка или возникновения пробоев и при этом напряжении опять выдерживают электроды. Кондиционирование электродов таким способом считается законченным, если при данном напряжении частота пробоев не превышает нескольких пробоев в час.

После этого в систему напускают инертный газ (аргон или смесь неона с гелием) до давления в несколько раз меньше давления, при котором возникает газовый разряд, т. е. примерно до 10^{-4} — $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ При этом продолжают кондиционирование длительным приложением напряжения до получения еще более высокого пробивного напряжения. Для того чтобы сепаратор надежно работал, это напряжение должно быть несколько выше рабочего. Однако при дальнейшей работе с длительным приложением напряжения не выше рабочего пробивное напряжение снижается до этого же уровня (т. е. через несколько десятков или сотен часов работы начинают возникать пробои). Прежнее значение пробивного напряжения восстанавливается дополнительной тренировкой электродов повышенным напряжением, для чего обычно используются естественные перерывы в работе ускорителя, на котором установлен данный сепаратор. Тщательная отработка конструкции сепараторов, создание более чистых вакуумных условий (борьба с парами органических соединений), подбор режима кондиционирования, состава и давления газа в камере позволили поднять рабочее напряжение до 900 — 950 и 1000 — 1100 кВ при межэлектродных зазорах соответственно 60 и 100 мм . Частота возникновения пробоев при этом меньше двух в час.

Электропрочность при больших межэлектродных зазорах между оксидированными электродами зависит от давления остаточных газов в рабочей камере (рис. 53). Она сильно возрастает при увеличении давления до 10^{-4} — $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ напуском благородных газов. Указанные высокие значения пробивного напряжения получаются только в том случае, если

вакуумная система и рабочий объем предварительно откачиваются до 10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст., а конструкция вакуумной камеры и система откачки обеспечивают чистоту электродов, сводят к минимуму возможное их загрязнение, особенно парами органических соединений. При этом следует отметить, что оксидированные катоды более чувствительны к загрязнениям их парами органических соединений, чем чистометаллические [147].

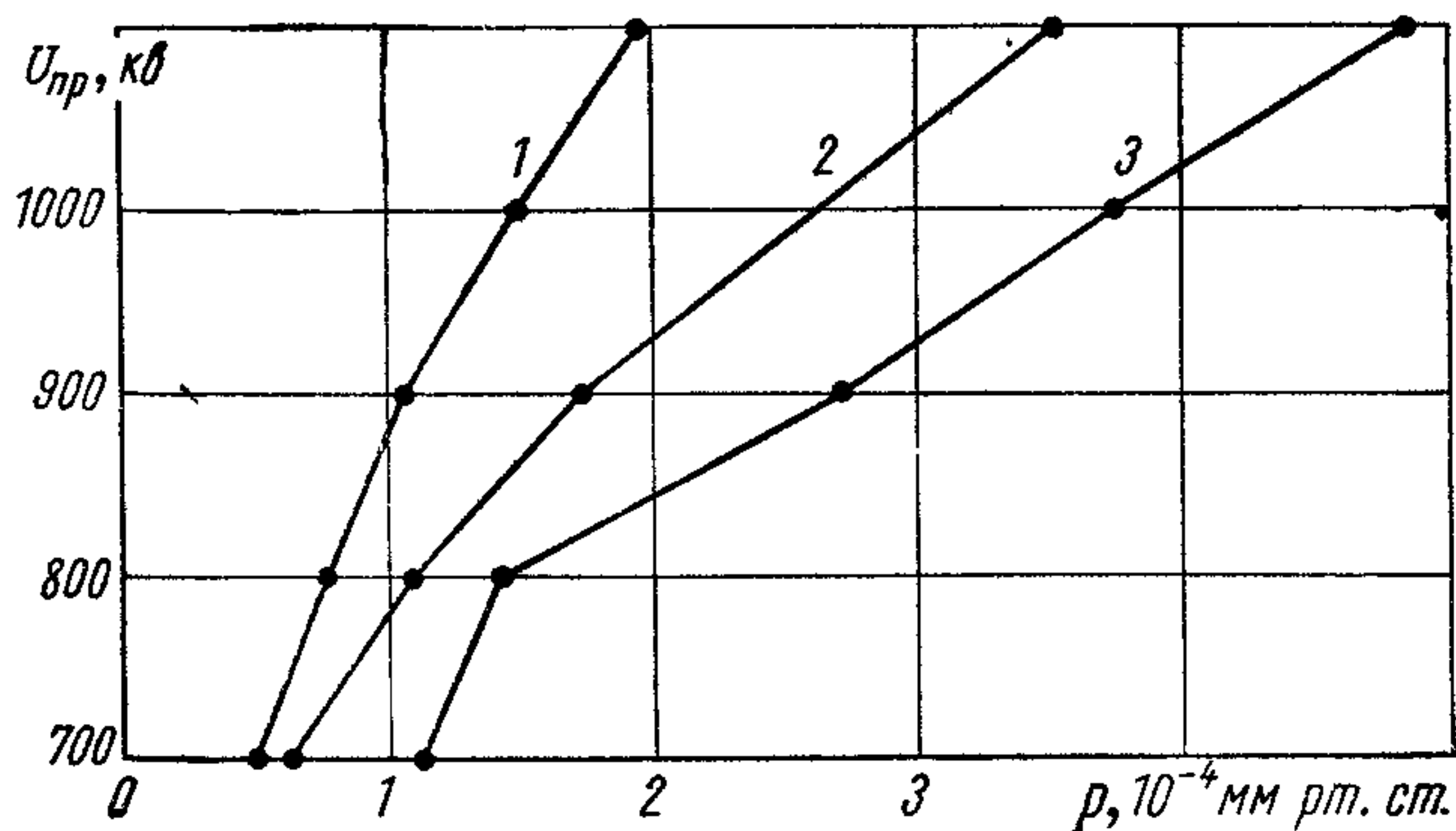


Рис. 53. Влияние давления разных газов на напряжение возникновения пробоев между электродами площадью около $0,3 \text{ м}^2$ (катод — оксидированный алюминий, анод — нержавеющая сталь, зазор 100 мм):
 1 — смесь неона и гелия, порог возникновения разряда $p_{\text{п}} = 1,9 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$; 2 — гелий, $p_{\text{п}} = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$; 3 — азот, $p_{\text{п}} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$

Преимущества покрытий изоляционными пленками катода значительно меньше и даже отсутствуют при малых межэлектродных зазорах. Это видно из табл. 47, где приведены пробивные напряжения и другие характеристики для плоских электродов площадью 80 см^2 при зазоре 1 мм [257].

Хотя физика влияния покрытий катода на электропрочность вакуумной изоляции недостаточно ясна, имеются попытки сформулировать условия, которые должны соблюдаться, чтобы нанесение изоляционной пленки на катод улучшило качество вакуумной изоляции. Материал пленки должен обладать высоким удельным электрическим сопротивлением ($10^{11} \text{ ом} \cdot \text{м}$), небольшой диэлектрической постоянной ($\epsilon/\epsilon_0 = 1,5 \div 4$) и значительной электроизоляционной прочностью (не менее 100 кВ/мм). Пленка должна быть толщиной 10 — 25 мкм , химически стойкой, механически прочной, обладать высокой сопротивляемостью к истиранию и хорошей адгезией к подложке; последняя перед нанесением пленки должна быть тщательно отполирована и очищена от загрязнений. Газовые включения в пленке нежелательны, по крайней мере, их размер должен быть значительно меньше толщины пленки.

Влияние материала катода на электропрочность при зазоре между электродами 1 мм

Материал катода и пленки на нем	Напряжение первого пробоя U_1 , кв	Длительно выдерживаемое напряжение $U_{длит}$, кв	Пробивное напряжение после многих пробоев, кв	Сила тока перед пробоями		
				при U_1	при максимальном $U_{длит}$	после многократных пробоев
Нержавеющая сталь без покрытия	28	55	50	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}	10^{-5}
Алюминий без покрытия	36	46	44	10^{-10}	10^{-5}	10^{-5}
Нержавеющая сталь, покрытая окисью кремния	50	40	30	10^{-10}	10^{-7}	10^{-5}
Алюминий, покрытый окисью алюминия	64	45	20	$6 \cdot 10^{-9}$	10^{-6}	10^{-5}
Нержавеющая сталь, покрытая эпоксидной смолой	56	40	30	10^{-9}	10^{-6}	10^{-5}

Эти рекомендации, изложенные в работах [169, 257] и относящиеся к нанесению на катод чужеродных изоляционных пленок, нельзя считать окончательными из-за недостаточного количества проведенных опытов. В частности, это касается требований к величине электросопротивления пленки и ее диэлектрической постоянной. Например, требование высокого электросопротивления противоречит хорошим результатам, получаемым при нанесении на катод полупроводящих пленок. Остальные требования в значительной мере являются скорее требованиями здравого смысла, чем непосредственно вытекающими из результатов эксперимента.

Приведенные данные и сравнение их с данными для чистых металлических электродов показывают, что нанесение изоляционных покрытий дает значительный эффект при напряжениях больше 100—200 кв и больших площадях электродов, когда желательно снизить темновые токи и повысить пробивное напряжение, хотя это ведет к усложнению изготовления и эксплуатации оборудования. Выигрыш достигается лишь при ограниченной энергии, которая может выделиться при пробоях на электродах, и ограниченном числе возможных пробоев. Неясно, можно ли применять покрытия, когда между электродами должен протекать рабочий ток заметной силы. Покрытия катода успешно применяются лишь в электростатических анализаторах (сепараторах), устанавливаемых на выходе ускорителей заряженных частиц высокой энергии. В таких сепараторах отсутствует рабочий ток между электродами, площадь их

измеряется квадратными метрами, а рабочее напряжение может достигать 1 Мв.

Большой интерес представляет сообщение в работе [258], что покрытие катода известково-натриевым стеклом позволило при температуре около 105°C (когда это стекло приобретает ионную проводимость и $\rho_{\text{э}} = 10^2 - 10^4 \text{ ом} \cdot \text{м}$) получить при большой площади электродов и зазоре 10 мм напряжение 500 кв. В работе [259] указывается, что два электростатических сепаратора с площадью покрытого стеклом катода более 1 м^2 в течение нескольких лет успешно работали при рабочем напряжении 625 кв и межэлектродном зазоре 50—100 мм. Рабочая температура катодов около 100°C подбирается для каждого экземпляра опытным путем. После установки на рабочее место катоды подвергаются длительному (более суток) кондиционированию токами силой не более 300 мка с постепенным подъемом постоянного напряжения на электродах. Кондиционирование проводится сначала в вакууме $5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$, затем в атмосфере аргона при давлении около $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ Катоды, покрытые стеклом, описаны также в работе [260].

В. А. Ергаков и др. [261] предложили использовать в качестве катодов оксидные стекла. В состав таких стекол входят окиси элементов с переменной валентностью, и проводимость их обеспечивается переходами электронов между одноименными ионами с различной валентностью. Изменяя режим термообработки, можно получить стекла с широким диапазоном электронной проводимости, $\rho_{\text{э}} = 10^6 \div 10^{12} \text{ ом} \cdot \text{см}$ при комнатной температуре. Такие стекла имеют заметные преимущества перед стеклами с ионной проводимостью, описанными выше. Их не нужно поддерживать при повышенной температуре во время работы, их проводимость достаточно стабильна, тогда как ионная проводимость во время эксплуатации постепенно уменьшается в результате ухода ионов из стекла к металлической подложке. Ниже приведены пробивные напряжения при зазоре 2 см между дисковыми электродами диаметром 120 мм (анодом из нержавеющей стали и катодом из оксидных стекол с различным удельным сопротивлением, полученным различной термообработкой одинаковых исходных стекол). Стекланные диски имели толщину 8—16 мм, полированную рабочую (обращенную к аноду) поверхность и слой напыленного алюминия на противоположной поверхности, к которой и прикладывалось высокое напряжение:

$\rho_{\text{э}}, \text{ ом} \cdot \text{см}$	$U_{\text{пр}}, \text{ кв}$	$\rho_{\text{э}}, \text{ ом} \cdot \text{см}$	$U_{\text{пр}}, \text{ кв}$
$2 \cdot 10^6$	380	10^{11}	360
$2 \cdot 10^7$	420	10^{12}	340
$5 \cdot 10^8$	390		

Когда и катод и анод изготовляли из нержавеющей стали, $U_{\text{пр}} = 250 \text{ кв}$, т. е. было значительно меньше, чем при стеклян-

ных катодах. Полученные результаты позволили изготовить электростатический сепаратор с катодом из оксидного стекла толщиной 15 мм и $\rho_3 = 10^{10}$ ом·см и анодом из нержавеющей стали. При размерах электродов 320×1500 мм², межэлектродном зазоре 4 см и давлении гелия около 10^{-3} мм рт. ст. можно было устойчиво работать при постоянном напряжении 600 кв. Пробои возникали не чаще одного в час.

6.2. РАЗРЯД ПО ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОЙ ИЗОЛЯЦИИ В ВАКУУМЕ

При постепенном подъеме постоянного напряжения на электродах, между которыми зажат изолятор, т. е. когда электрическое поле направлено вдоль поверхности изолятора, возникают явления, усиливающиеся по мере подъема напряжения. Прежде всего появляются токи, медленно меняющиеся во времени. Сила этих токов может различаться на несколько порядков при разных образцах изоляторов даже из одного материала. Особенно большая разница в силе тока наблюдается в недостаточно чистых вакуумных условиях, однако общей тенденцией является быстрый рост силы тока с увеличением напряжения, аналогичный росту силы тока автоэлектронной эмиссии.

Сила медленно меняющегося тока (10^{-11} — 10^{-7} а) может иногда внезапно измениться на один-два порядка, причем, как правило, в меньшую сторону при длительном приложении напряжения [189]. Возникают также отдельные кратковременные броски тока, сначала очень малые (10^{-6} — 10^{-5} а), но по мере подъема напряжения возрастающие (более 10^{-3} а). Медленно меняющийся ток, а также броски его часто сопровождаются свечением поверхности изолятора, особенно вблизи катода. Иногда возникает светящийся ореол, распространяющийся в вакууме от отдельных участков изолятора. Последнее говорит о значительном повышении давления в этом месте, очевидно в результате интенсивного газовыделения из изолятора. Грубая оценка показывает, что давление в месте светящегося ореола должно превышать 10^{-4} мм рт. ст., хотя в остальном рабочем объеме оно может быть на 1—2 порядка ниже [262, 263].

Следующим этапом в нарушении электропрочности после медленно меняющихся токов и его бросков является проскакивание искры вдоль всей поверхности изолятора. При дальнейшем повышении напряжения или в результате порчи поверхности изолятора от искр возникают непрекращающиеся поверхностные разряды, переходящие в дугу, если позволяет мощность источника напряжения. Осциллографирование показало, что дуговой разряд с падением напряжения на дуге меньше 100 в наблюдается при токах силой не меньше 0,7—1,6 а. Если электрическая цепь не может обеспечить такой ток, то разряд неустойчив и падение напряжения на нем составляет несколько киловольт. При поверхностных пробоях и дуге, особенно для

изоляторов из органических материалов, происходит выделение газов, более интенсивное при свежеприготовленных изоляторах.

Таким образом, общая картина нарушений электропрочности в случае наличия между электродами твердой изоляции качественно очень схожа с тем, что наблюдается в вакуумном межэлектродном зазоре. Основное отличие — значительно меньшие напряжения или напряженности, при которых возникает то или иное нарушение электрической прочности. В качестве примера рассмотрим полированный плексигласовый цилиндр диаметром 20 и высотой 22 мм между плоскими электродами [73]. При первом медленном подъеме напряжения броски силы тока 2 мка появились при напряжении 30—40 кВ, а первые нерегулярные искры вдоль поверхности возникли при 70 кВ, однако они были маломощными и быстро прекратились. Дальнейший подъем напряжения до 140—150 кВ вызвал более или менее регулярные броски силы тока 200 мка. Когда напряжение было снижено до 125 кВ, то никаких нарушений вакуумной изоляции, кроме темного тока очень малой силы, не было. После некоторой выдержки — тренировки — напряжение на электродах можно было поднять до 180 кВ, когда возникали непрерывные разряды по поверхности изолятора с усредненным значением силы тока 20—40 ма. Это напряжение и было зафиксировано как пробивное. В разрядной цепи стояло сопротивление $R_d = 200$ ком, т. е. сила тока послепробойного разряда была сильно ограничена.

Таким образом, первые броски и первые искровые перекрытия вдоль изолятора наступали соответственно при 20 и 40% величины окончательно полученного пробивного напряжения. Вакуумная изоляция после тренировки длительным приложением напряжения значительно улучшилась.

Изучение медленно меняющихся токов показало, что это почти целиком электронные токи, которые текут как по поверхности изолятора, так и в вакууме вблизи нее. При этом часть электронов, летящих в вакууме, из-за рассеяния или других причин может попасть на поверхность изолятора и выбить вторичные электроны. При коэффициенте вторичной электронной эмиссии $k_2 > 1$ этот участок изолятора приобретет первоначально небольшой положительный поверхностный заряд, что создаст поле, притягивающее другие электроны. Попадание следующей партии электронов в свою очередь вызовет дальнейшее возрастание положительного заряда на поверхности изолятора. Однако рост заряда ограничен, так как на изолятор попадают электроны, еще не успевшие приобрести достаточную энергию в поле электродов. В этом случае k_2 меньше и рост заряда прекратится, т. е. установится динамическое равновесие.

Ток электронов вблизи изолятора представляет как бы цепочку из отдельных электронных потоков, рождающихся и оканчивающихся на поверхности изолятора. При этом максимальная энергия электронов такого потока определяется не общим при-

ложенным напряжением, а длиной одного звена описанной выше цепочки. Экспериментальная проверка описанной схемы движения электронов вдоль изолятора — измерение энергии электронов — показала, что максимальная энергия электронов около 50 эв, хотя общее приложенное напряжение равнялось 10 кВ [264]. Общий ток электронов вблизи изолятора при этом напоминал прохождение электронов в многокаскадном электронном умножителе, однако с той разницей, что общий коэффициент умножения близок к единице.

Величина поверхностного заряда была приблизительно пропорциональна средней напряженности поля между электродами и зависела от угла между направлением поля и боковой поверхностью изолятора (эксперименты проводили с изоляторами в виде усеченных конусов с различными углами раствора). Для стеклянного изолятора с углом полураствора, равным нулю, и $E=0,5$ кВ/мм поверхностная плотность заряда $q_s=4 \cdot 10^{-5}$ к/м². Когда угол равен 30° (изолятор расширялся к аноду), $q_s=0$, при еще большем угле $q_s < 0$. Появление поверхностного заряда, приводящее к искажению распределения напряжения вдоль изолятора, конечно, отрицательно сказывается на изоляционной электропрочности. Появление заряда на поверхности изолятора было подтверждено и в других работах.

Рассмотренная выше схема, по-видимому, не единственная возможность появления заряда на поверхности изолятора. Например, Глейхауф [189], фотографируя рентгеновское излучение вызываемое темновыми электронными токами, текущими вдоль изолятора, обнаружил удаление электронного потока от поверхности изолятора. Это можно объяснить только тем, что поверхность изолятора заряжалась отрицательно, хотя была параллельна полю электродов.

Чисто эмпирическим путем установлено, что при тренировке длительным приложением напряжения сила тока не должна превышать 10^{-8} — 10^{-7} а, особенно в тех случаях, когда возможна порча поверхности изолятора. Например, по измерениям Сри-вастава [265], при межэлектродном зазоре 70 мм и цилиндрических изоляторах диаметром 38 мм из пирекса, фарфора или керамики из окиси алюминия первые пробой по нетренированным изоляторам возникали при напряжении 100 кВ, а после трехчасовой выдержки при постоянном напряжении (сопротивление в цепи 24 Мом, сила тока по изолятору менее 1 мка) напряжение поверхностного пробоя изоляторов превышало 400 кВ. Некоторое убыстрение тренировки было достигнуто, когда изолятор и электроды нагревались до 300° С, хотя при этом первые пробой возникали при более низком напряжении, чем при холодных электродах и изоляторе. Тренировкой длительным приложением напряжения удавалось поднять пробивное напряжение до 190 кВ для цилиндрического изолятора из окиси алюминия при межэлектродном расстоянии 19 мм [263]. По

измерениям Глейхауфа [189], напряжение первых поверхностных пробоев выше, если изолятор предварительно находился в течение суток или более под вакуумом.

Повышение электропрочности изолятора может быть достигнуто также тренировкой последовательными пробоями (табл. 48 [266]).

Таблица 48

Влияние тренировки пробоями на напряжение поверхностного пробоя [266]

Материал изолятора	Высота образца изолятора (зазор между электродами), мм	$U_{пр}$ после тренировки, кВ	Кратность повышения $U_{пр}$ в результате тренировки
Винипласт	2	45	3
»	4	69	3
Плексиглас	4	50	1,5—2
»	7	63	1,5—2
Фарфор глазурованный	10	85	4
Стекло пирекс	5	20	1,5—2

По данным Глейхауфа [189, 267], высокое установившееся значение напряжения поверхностного пробоя достигается после 100—200 пробоев, если $R_d = 10 \text{ Мом}$; при R_d , в несколько раз меньшем, установление происходит быстрее, а достигнутое значение $U_{пр}$ немного выше. По данным Ватсона [262, 268], при импульсах высокого напряжения длительностью около 75 нсек, получаемых от длинной линии с волновым сопротивлением 100 ом, максимальное пробивное напряжение достигается примерно после 20 тренировочных поверхностных пробоев.

Поставленные Глейхауфом [189] опыты с отдельной заменой в вакууме электродов или изолятора показали, что повышение в процессе тренировки пробивного напряжения связано с улучшением как электродов, так и изолятора, причем влияние тренировки электродов и изолятора примерно равнозначно. Пробивное напряжение при этом очень мало зависело от материала электродов: меди, алюминия или стали. Систематические измерения не обнаружили никакой связи между силой тока перед пробоем и возникновением пробоя.

Тренировку пробоями следует применять с большой осторожностью ввиду возможности необратимых изменений изолятора: растрескивания поверхности, осаждения на ней распыленного металла электродов, появления проводящих каналов и т. д. Даже если изолятор предназначен для работы в импульсном режиме, желательна его тренировка длительным приложением постоянного напряжения без пробоев. Сривастава [263] обнаружил, что при постепенном подъеме постоянного напряжения

возникновению поверхностных пробоев предшествует сильная десорбция газов из изолятора. При этом в составе остаточного газа в рабочей камере содержание водорода, углерода и легких углеводородов повышается в 10—50 раз (откачка производилась масляным диффузионным насосом с охлаждаемой ловушкой). Такое интенсивное газовыделение может служить хорошим предвестником пробоев и позволяет быстрым регулированием напряжения вести эффективную тренировку без пробоев при длительном приложении напряжения.

Электроизоляционные характеристики изолятора зависят прежде всего от материала, из которого он изготовлен. Ниже приведены полученные Е. С. Боровиком и Б. М. Батраковым [73] значения напряжения поверхностного пробоя для изоляторов в виде хорошо обработанных цилиндров, зажатых между плоскими электродами, создававшими равномерное поле вдоль поверхности изолятора (диаметр изоляторов 20, высота 22 мм, напряжение — постоянное, $R_d = 200$ ком, вакуум 10^{-5} — 10^{-7} мм рт. ст.):

Материал	$U_{пр}$, кв	Материал	$U_{пр}$, кв
Винипласт	150—200	Молибденовое стекло . . .	100—130
Плексиглас	170—180	Кварц	82
Неглазурованный фарфор . .	170	Шамот	75
Гетинакс	160	Фибра	75
Стекло 23	140	Текстолит	50—70
Эбонит	120—140		

Для выяснения зависимости пробивного напряжения от физических свойств материала изолятора Глейхауф [267] испытал материалы с сильно различающимися удельным электрическим сопротивлением ρ_a , диэлектрической постоянной ϵ , плотности материала δ и упругости паров. Результаты этих испытаний приведены в табл. 49. На образцы изоляторов в виде цилиндров, плотно прилегающие к поверхности плоских электродов, подавалось постоянное напряжение при $R_d = 10$ Мом. Наименьшее значение $U_{пр}$ получается для изоляторов с малым удельным электрическим сопротивлением*. Для дополнительной проверки испытаны изоляторы из стекла пирекс и проводящего стекла, покрытые пленкой силиконового масла, что уменьшало поверхностные утечки. Для проводящего стекла это привело к повышению $U_{пр}$ на 50%, для стекла пирекс — не более чем на 25% (см. табл. 49). Влияния остальных физических свойств на электропрочность не обнару-

* Эти результаты не подтверждаются более поздними работами других авторов. В работе [269] кольца из проводящего стекла внешним диаметром 46 и внутренним 33 мм, высотой 5 или 10 мм пробивались по поверхности соответственно при 40 или 60 кв. Предпробойные токи при этом были $(0,2—1) \times 10^{-8}$ а. Хорошими изоляционными свойствами обладают и изготовленные из проводящих оксидных стекол высоковольтные вакуумные вводы на сотни киловольт [270].

Таблица 49

Напряжение поверхностного пробоя цилиндрических изоляторов из материалов с различными физическими свойствами

Материал	$\delta, \times 10^3, \text{ кг/м}^3$	$\rho_3, \text{ ом}\cdot\text{м}$	ϵ/ϵ_0	Размеры изолятора, мм		Качество поверхности	$U_{\text{пр}}, \text{ кв}$
				диаметр	высота		
Плавленый кварц	2,2	10^{12} — 10^{14}	3,7	12	22,5	Оплавлен- ная	65
Стекло пирекс	2,23	10^{11}	4,8	12,5	22,5	То же	45
Стекло пирекс, покры- тое силиконовым маслом	2,23	10^{11}	4,8	12,5	22,5	»	56—73
Натриевое стекло	2,5	10^{11}	5	12,5	22,5	»	40
Проводящее стекло	2,2	10^6	4	13	22	»	6—17
Стеатит	2,6	10^{12}	5,5	13	22,5	Совершенно гладкая	50
Рутил	3,8	10^{12}	80	15	22,5	То же	40
Титанат бария	6,05	$2 \cdot 10^5$	3000	15,5	15	»	8
Двуокись циркония	5,73	10^{12}	60	11,1	22,5	»	40
Полистирол	1,05	10^{13}	2,5	12,5	22,5	Гладкая	75
Тефлон	2,22	10^{14}	—	14	22,5	То же	50
Сера	2,07	10^{15}	4	45	23	Грубая	45

жено, хотя эти свойства варьировались очень широко. Так, упругость паров серы при комнатной температуре составляет примерно 10^{-7} мм рт. ст., т. е. на несколько порядков больше, чем для стекла пирекс, а пробивные напряжения у них одинаковые. Также нет сильного влияния диэлектрической постоянной (см. данные для рутила), хотя с ростом ϵ может сильно увеличиться напряженность у катода в местах неплотного прилегания изолятора. Правда, для титаната бария $U_{\text{пр}}$ очень низко, однако, если ϵ оказывало бы влияние, то снижение $U_{\text{пр}}$ было бы более значительным.

Для изоляторов с увеличением их плотности обычно растет коэффициент вторичной электронной эмиссии. Именно этим объясняется попытка установить зависимость пробивного напряжения от плотности материала изолятора. Из табл. 49, однако, видно, что плотность материала не играет определенной роли. Таким образом, пробивное напряжение зависит только от удельного электрического сопротивления. Причем из опытов с покрытием масляной пленкой для уменьшения поверхностного сопротивления ясно, что именно последнее играет существенную роль. В то же время следует отметить, что наибольшее значение $U_{\text{пр}}$ получено для материалов, сочетающих высокое значение ρ_3 с малыми величинами δ и ϵ/ϵ_0 . Это подтверждается работой Кофоида [271], который нашел, что чем больше диэлектрическая постоянная, тем меньше электропрочность изолятора.

Исследования последних лет показали, что наиболее высокими электроизоляционными свойствами в сочетании с хорошими вакуумными характеристиками обладает гидропрессованная керамика из окиси алюминия, если в ней не содержались газовые или инородные включения и дефекты поверхности. Искры на изоляторах возникают значительно чаще в местах таких включений и дефектов [190]. При этом метод изготовления керамических изоляционных материалов должен обеспечивать хорошую томогенность материала. Высокими изоляционными свойствами обладает стекло пирекс 7740 и некоторые сорта эпоксидных смол, однако изоляторы из стекла имеют существенный недостаток — малую механическую прочность.

Из приведенных данных видно, что хорошими изоляторами являются и такие, в общем не вакуумные материалы, как винипласт и плексиглас. Обильное газовыделение этих и некоторых других органических диэлектриков, особенно под воздействием электрического разряда, в некоторых случаях оказывается весьма ценным качеством. Так, в вакуумных разрядниках, применяемых для коммутации больших токов, пары электродных веществ, образующиеся при электрическом разряде, могут осаждаться на изоляционных стенках, существенно снижая напряжение поверхностного пробоя. Если стенки изготовлены из таких материалов, как оргстекло, полиэтилен, фторопласт и т. п., то под воздействием горячей плазмы и излучений разряда с поверхности изолятора происходит обильное газовыделение, что не имеет места при стеклянных или керамических изоляторах. Образующаяся газовая подушка как бы защищает поверхность изолятора от попадания на нее паров металла. Из-за плохой теплопроводности изоляторов из органических материалов их поверхность под воздействием разряда нагревается сильнее, чем поверхность керамических изоляторов. Это способствует удалению поверхностных пленок, образовавшихся при предыдущих разрядах, и даже при длительной эксплуатации поверхность изоляторов из органических материалов остается чистой, без металлических и окисных пленок, что характерно для изоляторов из стекла или керамики при работе в аналогичных условиях [272].

Напряжение поверхностного пробоя очень чувствительно к конфигурации и качеству поверхности изолятора вблизи катода и конфигурации катода в этом месте. Например, заглубление изолятора в катод (что уменьшает напряженность в месте контакта изолятора с катодом) приводит к повышению пробивного напряжения почти вдвое [267]. Для иллюстрации важности формы сочленения изолятора с катодом на рис. 54 изображен макет опорного изолятора, изготовленного из стекла пирекс. Когда электрод 3 с канавкой под изолятор был катодом, пробивное напряжение достигало 90 кВ при обратной полярности 28 кВ. Если оба электрода были изготовлены без канавок, как

электрод 1, то при том же межэлектродном расстоянии $U_{пр} = 25 \text{ кВ}$ [271].

Стремление уменьшить или совсем ликвидировать зазор между изолятором и поверхностью катода привело к применению прокладок из мягких материалов, таких, как алюминий, свинец или индий [266, 273]. Применяется также металлизация торца изолятора, примыкающего к катоду. Однако металли-

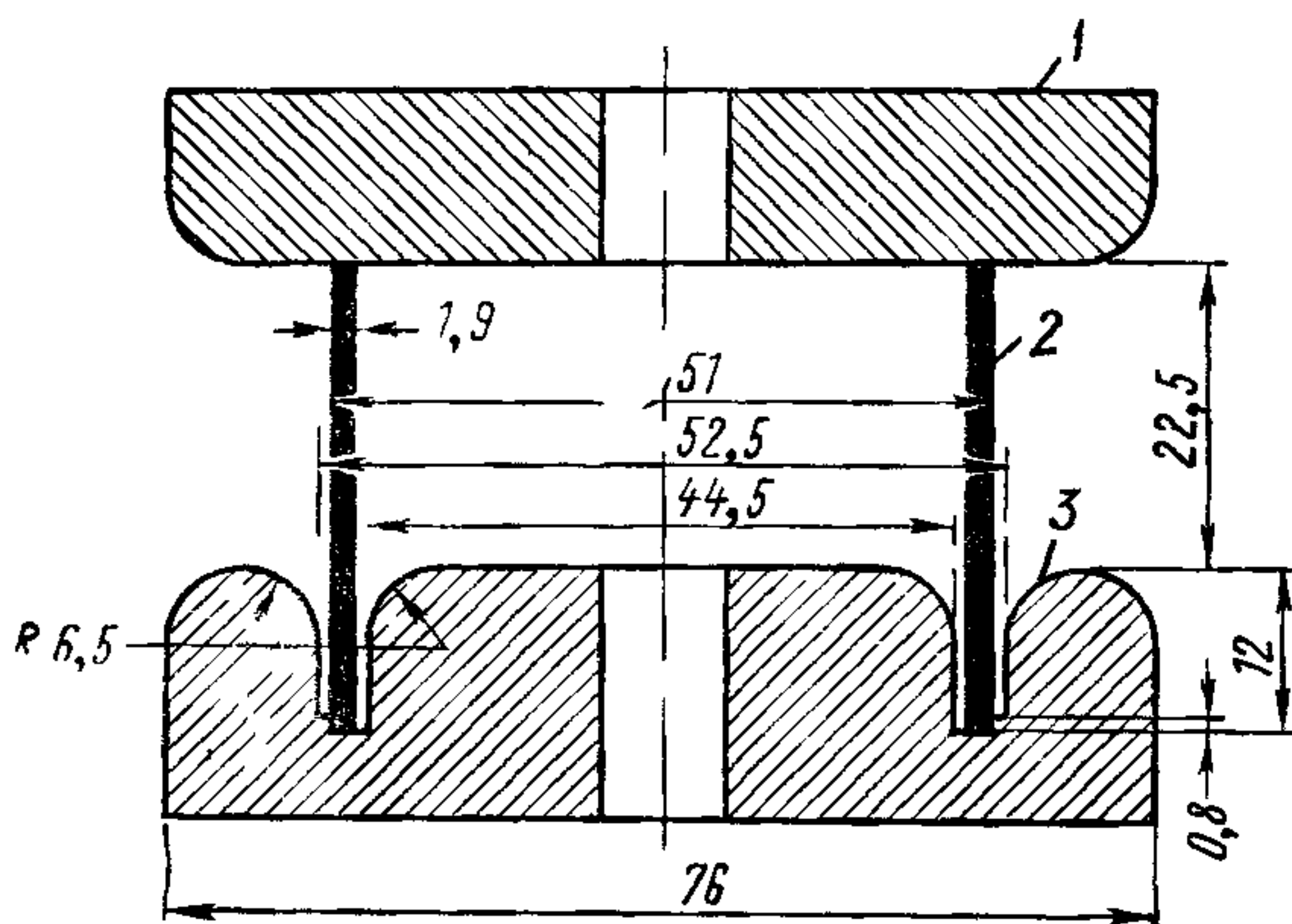


Рис. 54. Различные формы сочленения изолятора с электродами

1, 3 — электроды, 2 — изолятор.

ция в некоторых случаях может ухудшить электропрочность из-за частичного распыления металлической пленки при тренировке изолятора высоким напряжением или пробоями. При необходимости вакуумноплотного соединения изолятора с электродами хорошие результаты дает склейка их термопластичными (металл — стекло) или терморреактивными (металл — керамика) смолами, которые имеют диэлектрическую постоянную, примерно такую же, как и материал изолятора. При этом наилучшие результаты достигаются при толщине пленки клея около 25 мкм, когда она выступает за пределы изолятора на 2—3 мм, плавно сходя на нет. Когда на краю пленки имеются бугорки (выдавливание клея из-под изолятора) или клей не выходит за пределы изолятора, заметно снижается электропрочность. В общем, эффект от применения таких клеев для соединения катода с изолятором аналогичен эффекту применения покрытий катода изоляционными пленками. Поэтому требования к таким соединениям и клеям должны быть аналогичны требованиям, предъявляемым к указанным изоляционным покрытиям. Недостаток описываемого соединения — возможность обгорания выступающей кромки клея при пробоях.

При вакуумноплотном соединении керамических изоляторов с электродами пайкой наилучшие результаты дает компрессион-

ная термодиффузионная пайка [274]. Для изоляторов в виде колец внешним 96 и внутренним диаметром 86 мм, высотой 12 мм из керамики 22ХС, соединенных по торцам с медными электродами термодиффузионной пайкой, $U_{пр}=68$ кВ, по сравнению с 35 кВ при пайке серебряным припоем ПСР72В. Катодный конец изолятора при этом был прикрыт с боков имевшимися на электроде буртиками высотой 2 мм. Изолятор, составленный из 15 подобных колец, соединенных между собой пайкой через промежуточные металлические фланцы, пробивался по внутренней, обращенной в вакуум поверхности, только при напряжении 400 кВ. Снаружи изолятор был погружен в трансформаторное масло. Принудительное распределение напряжения по секциям изолятора отсутствовало.

Характеристики изолятора в вакууме зависят также от качества его поверхности, особенно вблизи катода. Положительный эффект дает закругление (пескоструйкой, крупным абразивом) небольшого участка боковой поверхности изолятора, прилегающей к катоду. И. И. Каляцкий и Г. М. Кассиров [275] нашли, что пробивное напряжение для кварца увеличивается на 40—70%, если вместо полировки поверхности шлифовать ее тонкой наждачной бумагой.

На рис. 55 приведены результаты измерений пробивного напряжения для пирексовых изоляторов длиной 25 мм различной формы [276]. В первой группе А определялось влияние ступенек на изоляторе вблизи катода. Эти ступеньки, препятствуя продвижению вдоль изолятора электронов, эмиттированных катодом, создают для них как бы ловушку. При этом ближайшая к катоду ступенька должна заряжаться отрицательно, что способствует уменьшению напряженности в месте контакта катода с изолятором и повышению пробивного напряжения (А-2, А-3). Однако наличие больших ступенек и сильное нависание изолятора над местом контакта с катодом способствует увеличению напряженности около него из-за различия диэлектрических постоянных вакуума и изолятора. Поэтому неблагоприятное соотношение размера ступенек А-4, А-5 может привести к снижению пробивного напряжения даже по сравнению с гладким изолятором (А-1). Для уменьшения неблагоприятного действия нависания изолятора удалялась часть его (Б-1). Это существенно повышает пробивное напряжение.

Последняя группа В показывает влияние иного способа уменьшения напряженности электрического поля в районе контакта изолятора с катодом — экранирование этого места выступом на электроде. Такой метод также приводит к повышению пробивного напряжения, но требует более высокой объемной электропрочности материала изолятора и хорошего контакта электродного выступа с поверхностью выемки в электроде (в данном случае хороший контакт достигался металлизацией внутренней выемки изолятора). Последний метод аналогичен

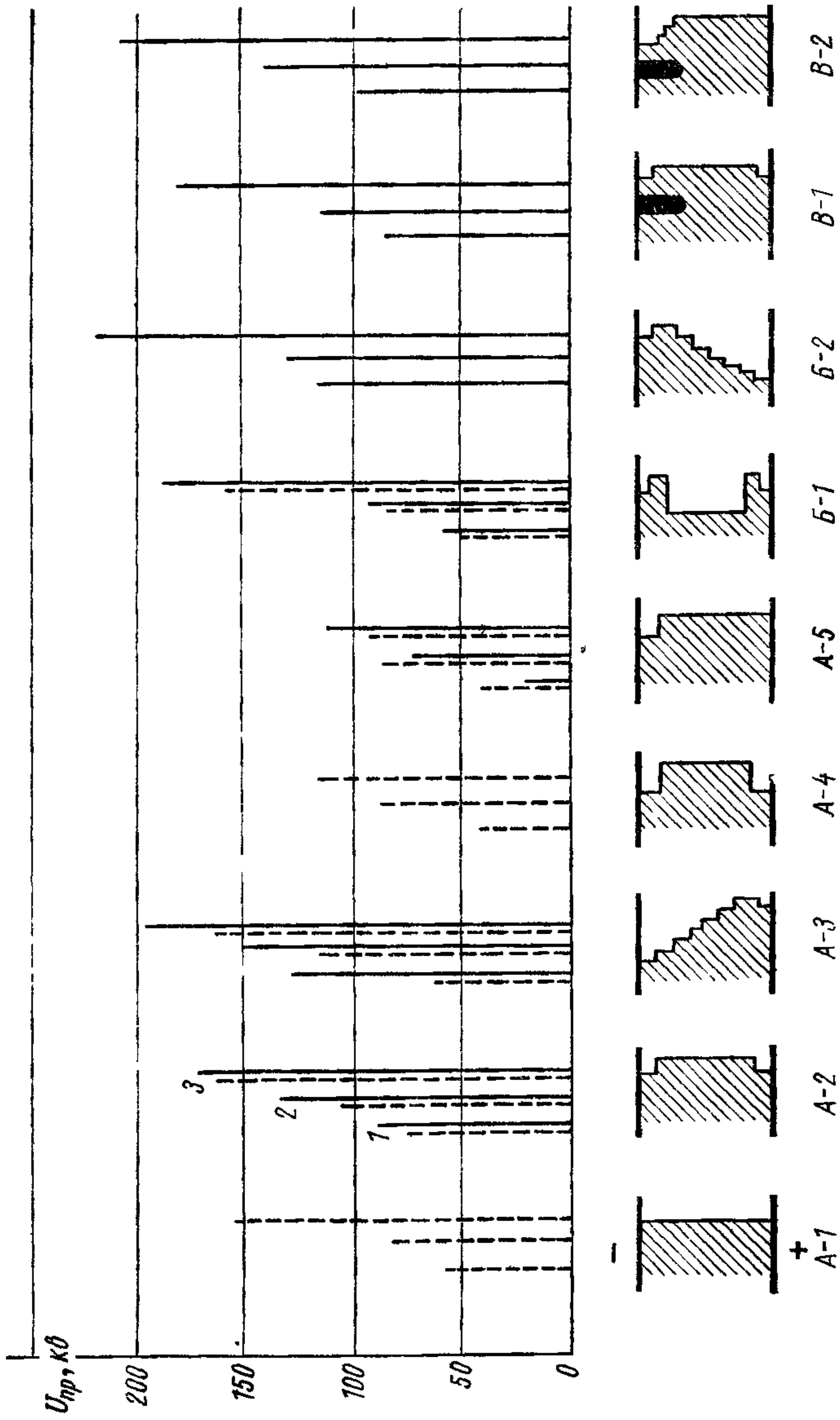


Рис. 55. Влияние формы боковой поверхности изоляторов высотой 25 мм на электропрочность:
 1 — пробивное напряжение после первого пробоя, 2 — после 10 пробоев, 3 — максимальное пробивное напряжение.
 — — — — — стекло пирекс 7070, — — — — — стекло пирекс 7740.

часто применяемой внешней экранировке места соединения изолятора с электродами, а также случаю, когда катод целиком погружен в изолятор (см. рис. 54).

В работе [277] подробно изучали влияние геометрии экрана катодного конца стандартного изолятора из окиси алюминия в виде цилиндра диаметром 12 мм. На рис. 56 показана наиболее рациональная форма такого экрана. При высоте h изолятора

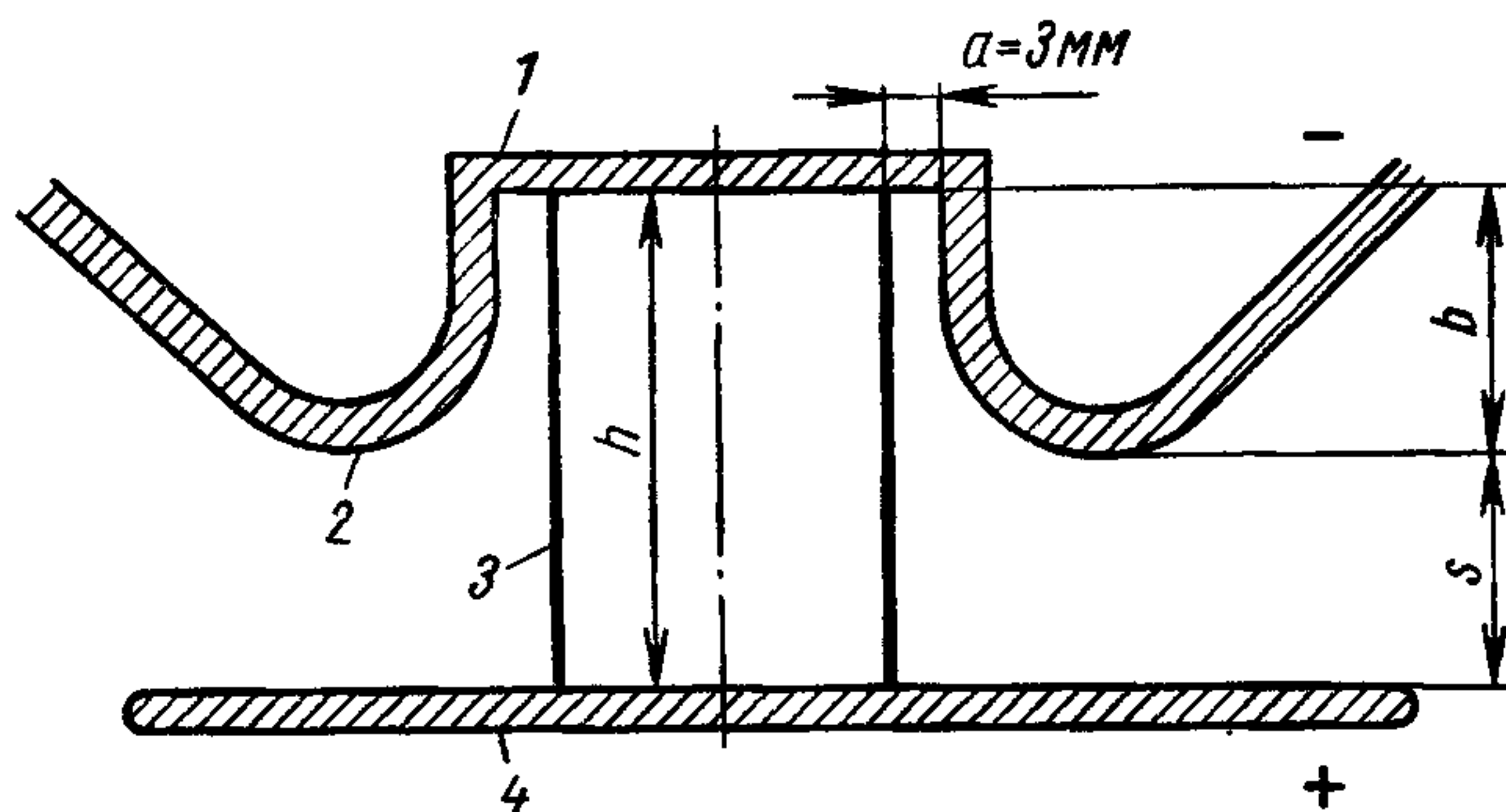


Рис 56. Эскиз экранирования катодного конца изолятора

1 — катод, 2 — экран, 3 — изолятор; 4 — анод

15 и 20 мм (зазор s между экраном и анодом соответственно 5 или 10 мм) пробивное напряжение было соответственно 116 и 180 кВ. При этом пробой в основном происходил не по поверхности изолятора, а между экраном и анодом. Приведенные величины пробивного напряжения в несколько раз больше, чем при отсутствии экрана. Следует отметить, что существует весьма острый оптимум для зазора между экраном и изолятором a и высоты заглубления изолятора в экран b [277].

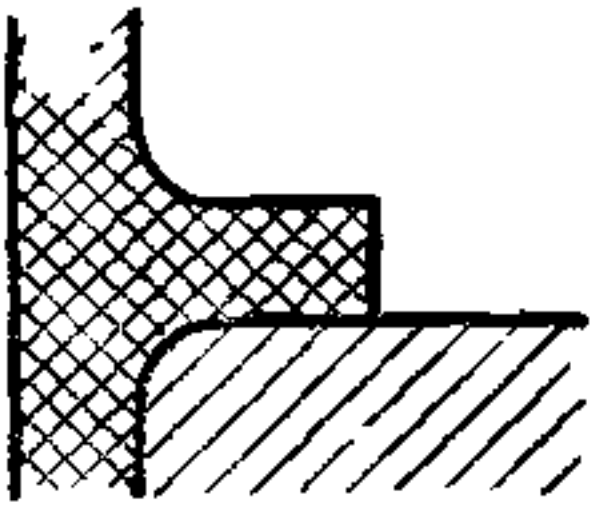
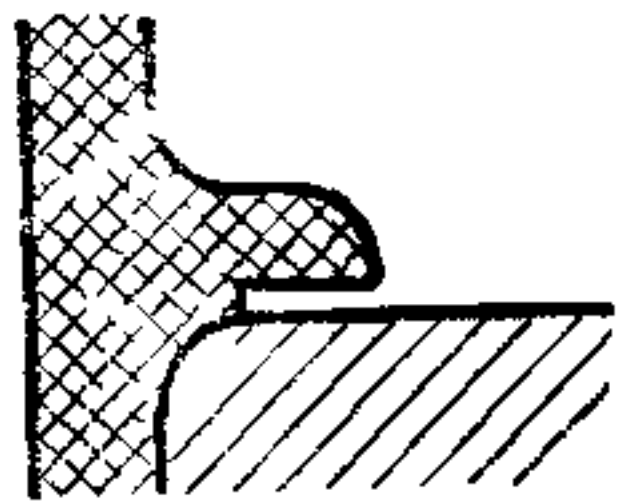
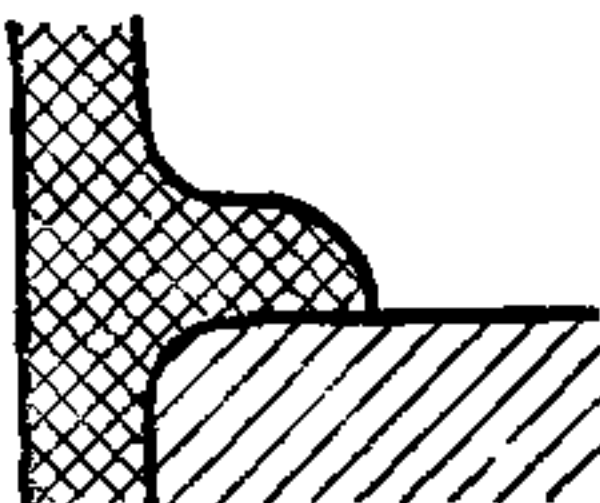
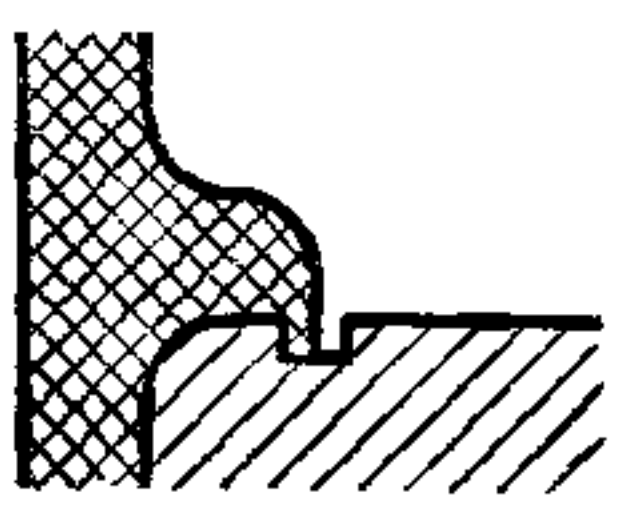
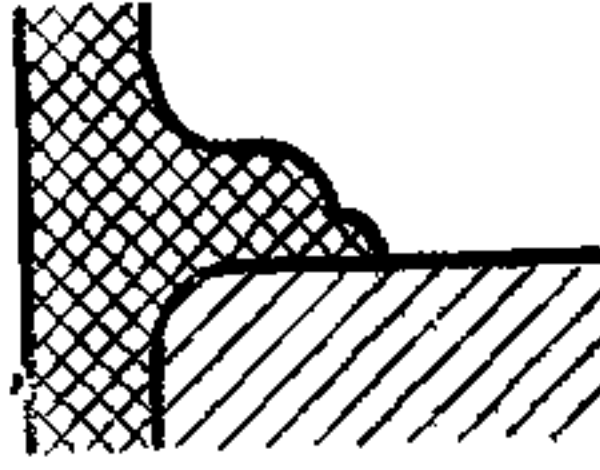
Приведенные выше данные о влиянии ступенчатости боковой поверхности изолятора подтверждаются и другими работами. Согласно измерениям Н. Хамидова [278], проведенным на переменном напряжении частотой 50 Гц, круглые опорные изоляторы с диаметром поперечного сечения, увеличивающимся ступеньками при удалении от обоих электродов, обладают большими пробивным напряжением и устойчивостью к разрядам, чем изоляторы в виде гладкого цилиндра. Наибольшее пробивное напряжение (97 кВ при высоте плексигласового изолятора 10 мм, зажатого между плоскими алюминиевыми электродами, в техническом вакууме) получено при шести ступеньках, высота которых, т. е. увеличение радиуса изолятора, примерно в 5 раз была больше ширины ступеньки.

Большое влияние формы сочленения катода с изолятором на качество изоляции показал и Хольс [279] на примере различных конструкций изоляции одиночной электростатической линзы для электронного микроскопа. Линза состояла из трех

электродов, соосных с отверстием в центре дисков из нержавеющей стали внешним диаметром 60 мм. По периферии диски были соединены изолятором из плексигласа, люцита или полистирола. Центральный диск служил катодом, два крайних, соединенных вместе, были анодами. Расстояние между дисками в месте размещения изолятора (т. е. длина изолятора) составляло 10,4 мм. В табл. 50 приведены значения пробивного напряже-

Таблица 50

Влияние конфигурации катодного конца изолятора на пробивное напряжение

Конфигурация изолятора	$U_1, кв$	$U_{пр}, кв$	Конфигурация изолятора	$U_1, кв$	$U_{пр}, кв$
	22	35		40	70
	28	40		40	65
	35	48			

ния $U_{пр}$ и напряжения появления свечения на специальном люминесцентном экране U_1 , которое вызывалось электронным темновым током в месте сочленения катода с изолятором для разных конструкций сочленения изолятора с катодом. Хольс также пришел к выводу, что улучшение качества изоляции достигается в тех случаях, когда в месте сочленения изолятора и катода имеется как бы ловушка для электронов, которая препятствует прохождению их вдоль поверхности изолятора, параллельной напряженности электрического поля электродов.

Влияние формы изолятора на электропрочность при импульсном напряжении длительностью около 75 нсек изучалось Ватсоном [262, 268]. На рис. 57 приведены результаты измерения пробивного напряжения для изоляторов в виде усеченных конусов высотой 9,5 мм в зависимости от угла полураствора конуса для разных материалов изоляторов, которые были выбраны как обладающие наиболее высокой электропрочностью. Диаметр меньшего основания конусов равен 25,4 мм. Плоские электроды из нержавеющей стали были несколько большего диаметра, чем основания изоляторов. При угле полураствора конуса 45° на-

пряжение перекрытия максимально и в несколько раз выше, чем при других углах или при цилиндрических изоляторах. Такая сильная зависимость электропрочности от угла соответствует данным на рис. 55, но не подтверждается другими исследованиями, проведенными, однако, на постоянном напряжении (может играть роль разное распределение напряжения вдоль изоля-

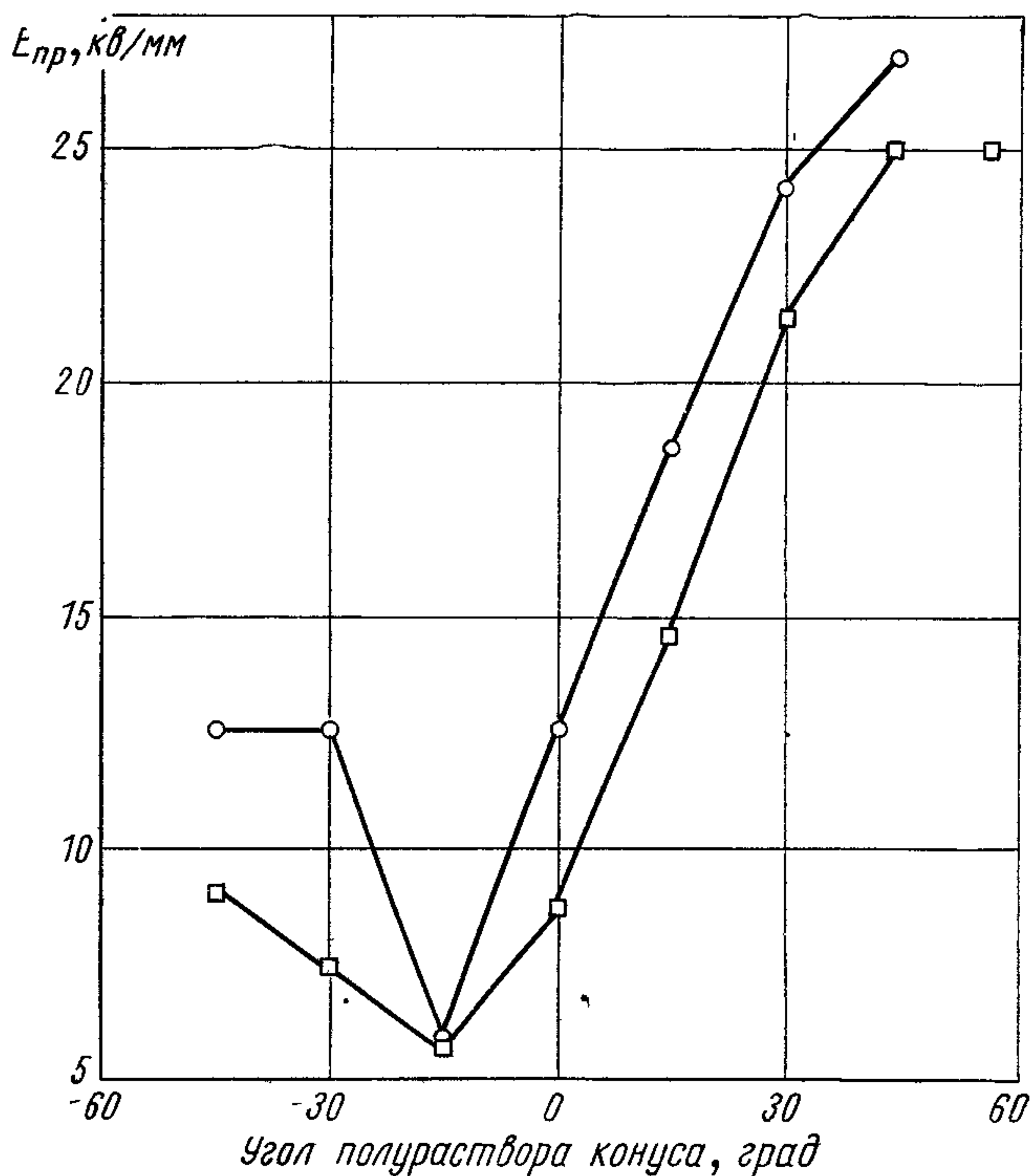


Рис. 57. Пробивная напряженность по изолятору из стекла 7740 (○) и 7070 (□) в виде усеченного конуса при разных углах его полураствора (когда изолятор расширяется к катоду, угол положительный).

тора при постоянном и импульсном напряжении). Кроме того, пробивное напряжение для цилиндрического изолятора у Ватсона весьма низко по сравнению с измерениями других исследователей, особенно если учесть малую длительность импульсов высокого напряжения в его работе.

Последнее замечание основано на том, что по мере уменьшения длительности приложения напряжения пробивное напряжение возрастает. Хотя этот факт упоминается во многих работах, систематических данных крайне мало. Почти единственные данные о такой зависимости, полученные И. И. Каляцким и Г. М. Кассировым [275] при воздействии на изолятор косо-

угольной волны напряжения, приведены на рис. 58. При уменьшении длительности воздействия напряжения начиная с 1 мксек пробивное напряжение сильно возрастает. Увеличение электропрочности видно и из сравнения наивысшего пробивного напряжения, полученного Ватсоном при длительности 75 нсек (см. рис. 57) с результатами измерений на статическом напряжении (см. табл. 48 и 49). Однако

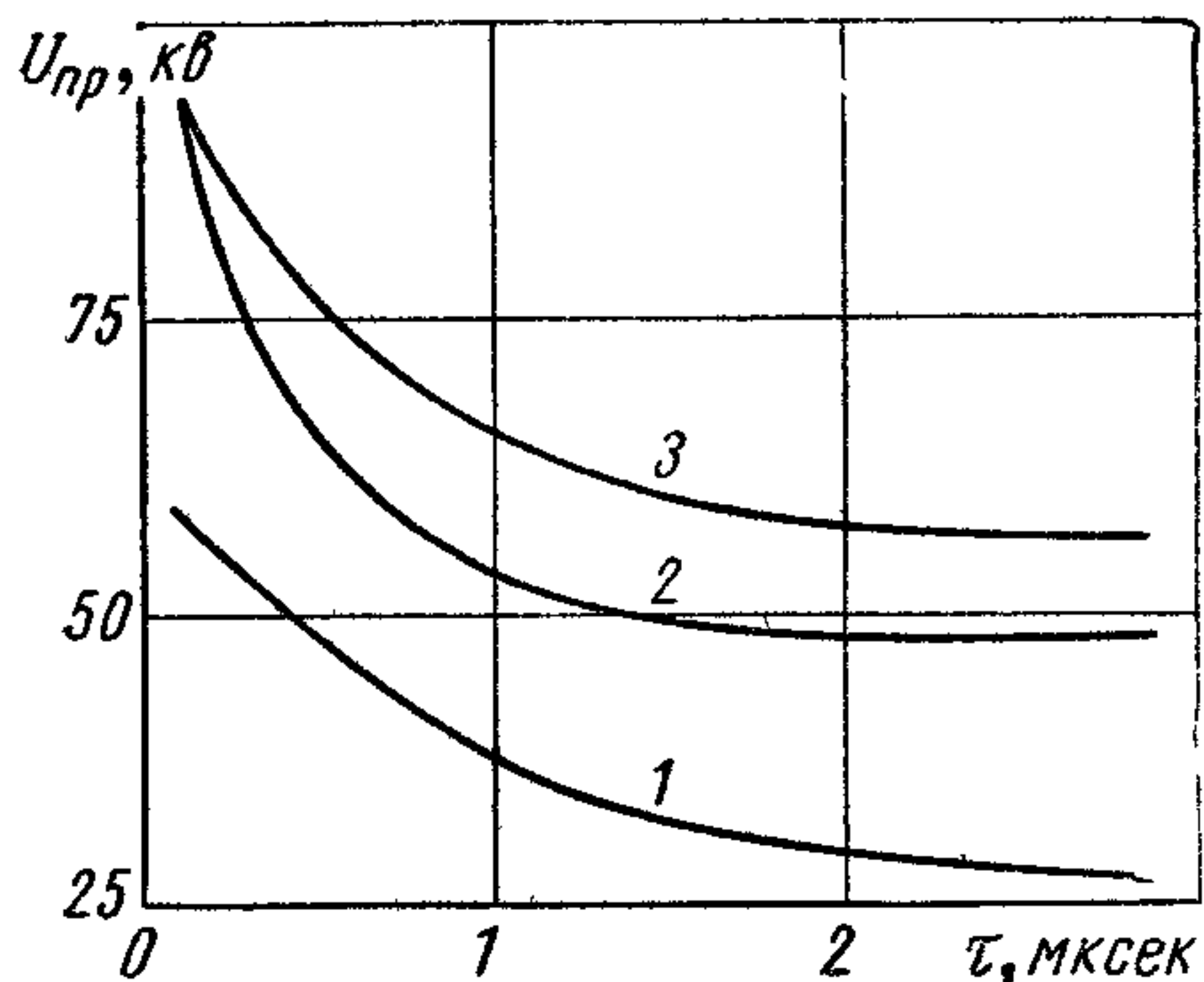


Рис. 58. Зависимость пробивного напряжения по изолятору из фторопласта (1), винилпласта (2) и эпоксидной смолы (3) высотой 9,5 мм от длительности косоугольной волны напряжения.

все это справедливо, когда изолятор находится в равномерном поле, создаваемом электродами большего диаметра, чем сам изолятор.

Если электрическое поле сильно неоднородно, особенно вблизи катодного конца изолятора, то импульсное пробивное напряжение может быть даже ниже, чем при длительном приложении напряжения. Причина в том, что распределение статического напряжения по различным участкам изолятора в значительной мере определяется проводимостью (распределение

по сопротивлениям), тогда как при импульсном напряжении основную роль играют токи смещения (распределение по емкостям). В неоднородных полях эти два распределения могут сильно различаться и в некоторых случаях приводить к сильному снижению импульсного пробивного напряжения, например случай возникновения скользящего разряда вдоль изолятора.

С. П. Бугаев и Г. А. Месяц [280] исследовали импульсные характеристики скользящего разряда на прямоугольных импульсах напряжения длительностью 0,5 мксек. На рис. 59 приведена зависимость пробивного напряжения от диаметра меньшего электрода. Обращает на себя внимание сильное снижение импульсного пробивного напряжения, когда диаметр катода значительно меньше диаметра изоляционной пластины. В этом случае электрическое поле в месте соприкосновения изолятора с краем катода существенно сильнее, чем при статическом напряжении, когда утечки вдоль поверхности изолятора выравнивают поле. Это и приводит к большому различию статического и импульсного пробивных напряжений.

Аналогичный эффект снижения импульсного пробивного напряжения обнаружен и в работе [281] для плоских электродов диаметром 30 мм, между которыми зажимался диск большего диаметра из белого полиэтилена. В табл. 51 приведены резуль-

таты измерений при постоянном и импульсном (5/40 мксек) напряжениях для изолятора толщиной 5 мм в зависимости от разности диаметров изолятора и электродов, т. е. от длины пути между электродами по изолятору.

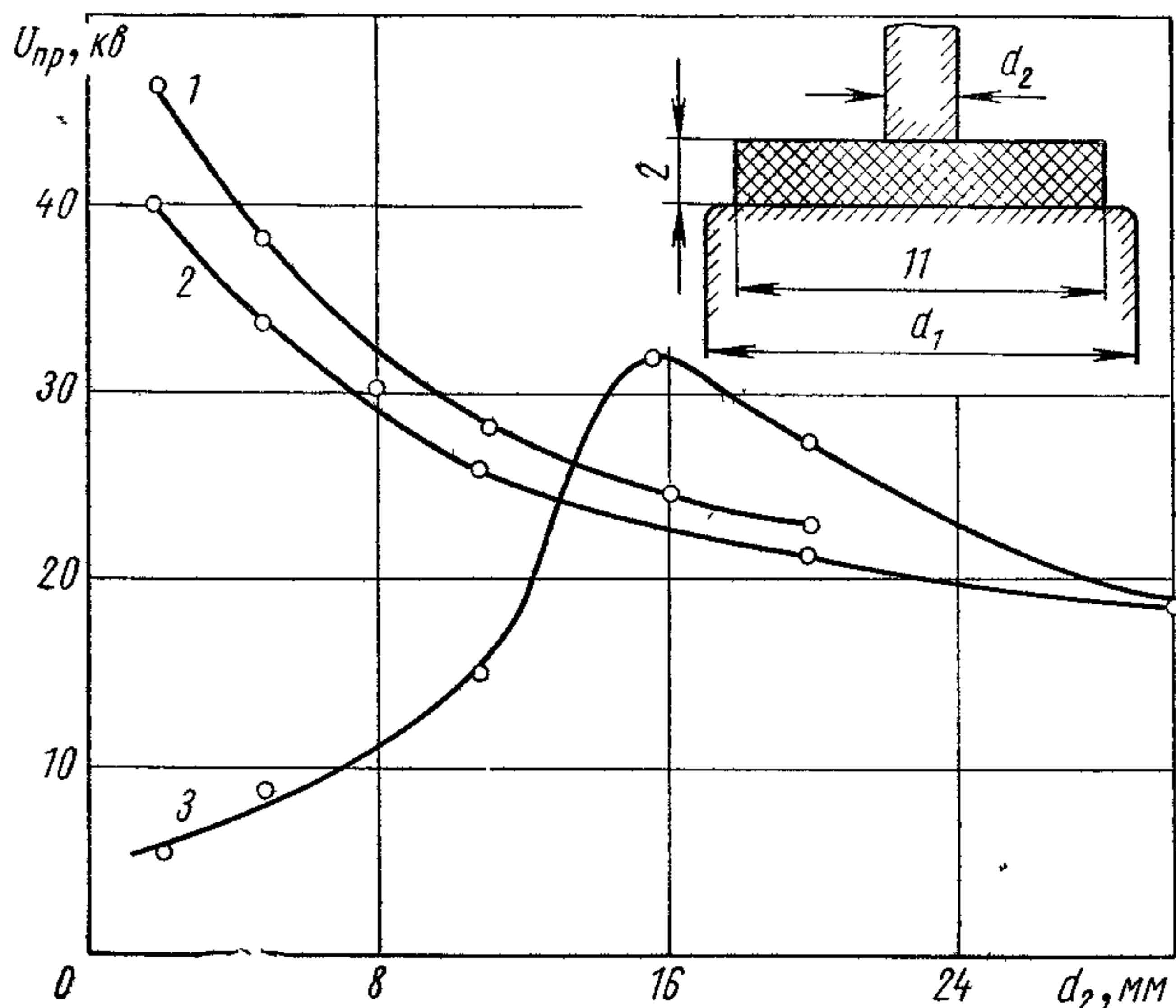


Рис. 59. Зависимость пробивного напряжения по изолятору из стеатита от диаметра верхнего электрода: 1 — статическое напряжение, верхний электрод-катод; 2 — импульсное напряжение, верхний электрод-анод; 3 — импульсное напряжение, верхний электрод-катод.

Коэффициент импульса равен 0,7, что, по данным авторов, значительно ниже, чем при тех электродах и изоляторе в воздухе.

Динамика развития искрового пробоя вдоль поверхности изолятора исследовалась С. П. Бугаевым и др. [282] при воз-

Таблица 51

Пробивное напряжение по поверхности изолятора, зажатого между электродами меньшего диаметра

Разность диаметров, мм	Статическое $U_{пр}$, кВ	Импульсное $U_{пр}$, кВ	Разность диаметров, мм	Статическое $U_{пр}$, кВ	Импульсное $U_{пр}$, кВ
10	100	73	40	125	90
20	110	80	100	133	110

действию прямоугольных импульсов наносекундной длительности напряжением до 50 кВ. Примененная аппаратура позволяла с большой чувствительностью регистрировать развитие свечения вдоль поверхности изолятора и сопоставлять полученные снимки с осциллограммами тока и напряжения. Если керамиче-

ский изолятор (цилиндр диаметром 11 и высотой 2 мм) находился в равномерном электрическом поле, то спустя некоторое время, измеряемое наносекундами, после подачи импульса напряжения у катодного конца изолятора появилось свечение (рис. 60). Это свечение со скоростью $(1 \div 6) \cdot 10^7$ см/сек, зави-

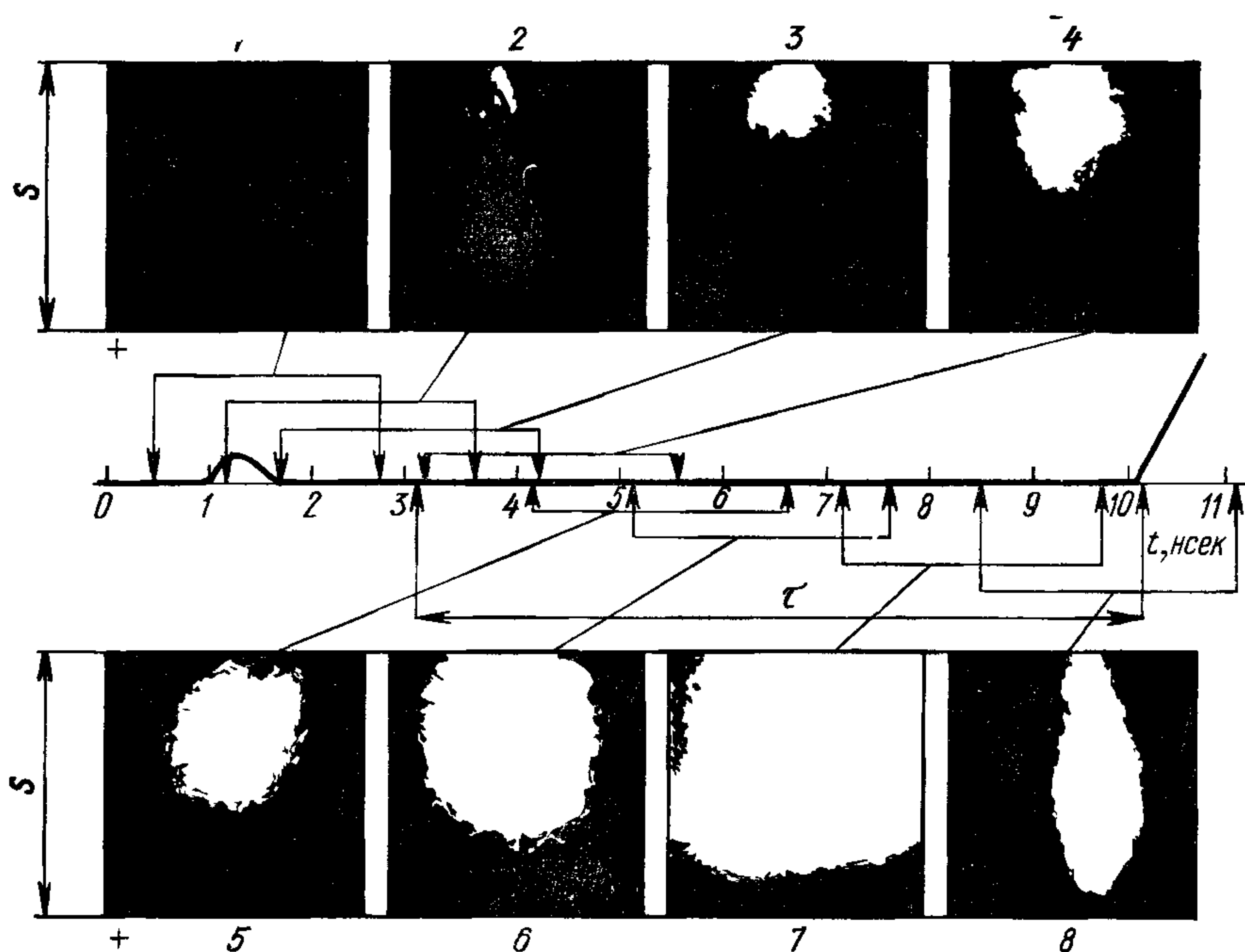


Рис. 60. Различные фазы развития пробоя по изолятору и сопоставление их с кривой нарастания тока. (Снимок 8 снят при сильном уменьшении диафрагмы.)

сящей почти линейно от средней напряженности электрического поля ($10-20$ кв/мм), распространялось вдоль поверхности изолятора по направлению к аноду. При этом ток между электродами постепенно возрастал и к моменту достижения свечением анода достигал силы 10 а. Когда свечение достигало анода, возникала сильная вспышка: за время меньше 1 нсек яркость свечения возрастала на несколько порядков. На осциллограмме этот момент соответствует резкому возрастанию силы тока. Изменялся и характер свечения: из диффузного оно стало более очерченным, образовался канал. При увеличении давления от 10^{-5} до 10^{-3} мм рт. ст. развитие пробоя не изменялось, но скорость распространения свечения от катода к аноду заметно увеличивалась*.

* Если поле резко неравномерное и напряженность у анода значительно выше, чем у катода, то свечение появляется вблизи анода и распространяется к катоду [280].

Таким образом, время развития пробоя вдоль изолятора определяется в основном временем распространения свечения от катода к аноду и при толщине изолятора 2 мм составляет 3—20 нсек. В более ранней работе С. П. Бугаева и Г. А. Месяца [283] было найдено, что время развития разряда очень мало зависит от материала изолятора и от упругости его паров. Указанные экспериментальные результаты привели авторов к заключению, что разряд вдоль поверхности изолятора вызывается одиночными электронами, эмиттируемыми катодом вблизи кромки изолятора, и затем лавинообразно развивается в слое газа, адсорбированного на поверхности изолятора. Оценки показали, что количество адсорбированного на поверхности изолятора газа вполне достаточно для развития электронных лавин.

Такое представление о механизме поверхностного пробоя хорошо объясняет аналогию развития свечения вдоль изолятора с развитием свечения при пробое короткого газового промежутка. Оно хорошо согласуется с представлениями о десорбционном механизме вакуумного пробоя (см. гл. 8) и фактом, что развитию пробоя в некоторых случаях предшествует интенсивное газовыделение и повышение давления вблизи изолятора. Однако оно не является единственным объяснением пробоя вдоль поверхности твердой изоляции. Некоторые исследователи в качестве причины, приводящей к пробоею вдоль изолятора, рассматривают каскадное размножение электронов при $k_2 > 1$, которое упоминалось в начале этого раздела при описании движения электронов вдоль поверхности изолятора и причины появления на поверхности положительного заряда.

Пробивное напряжение при пробое вдоль изолятора растет медленнее, чем длина его. Это хорошо видно из приведенных на рис. 61 и в табл. 48 данных. Уменьшение пробивной напряженности с увеличением длины изолятора наблюдается даже при очень малых длинах изолятора. Так, по данным А. А. Бриша и др. [8], пробивное напряжение по торцу слюдяной прокладки, зажатой между плоскими пластинами с острыми краями, после многократных пробоев в чистых вакуумных условиях

$$U_{\text{пр}} (\text{кв}) = 0,25 + 0,027 s (\text{мкм}), \quad (47)$$

где $s = 30 \div 100$ мкм — толщина слюдяной прокладки (края слюды и электродов совпадают). Вероятность пробоя или разброс пробивного напряжения при многократных пробоях и $s = 60$ мкм приведены ниже:

$U_{\text{пр}}, \text{кв}$	Вероятность	$U_{\text{пр}}, \text{кв}$	Вероятность
1,5	0,005	2,1	0,19
1,6	0,02	2,2	0,14
1,7	0,05	2,3	0,14
1,8	0,08	2,4	0,03
1,9	0,15	2,5	0,02
2,0	0,17		

Уменьшение пробивной напряженности с увеличением длины изолятора, по-видимому, связано с искажением распределения напряжения вдоль изолятора. Поэтому изоляторы на большое напряжение состояются из нескольких секций, ограниченных

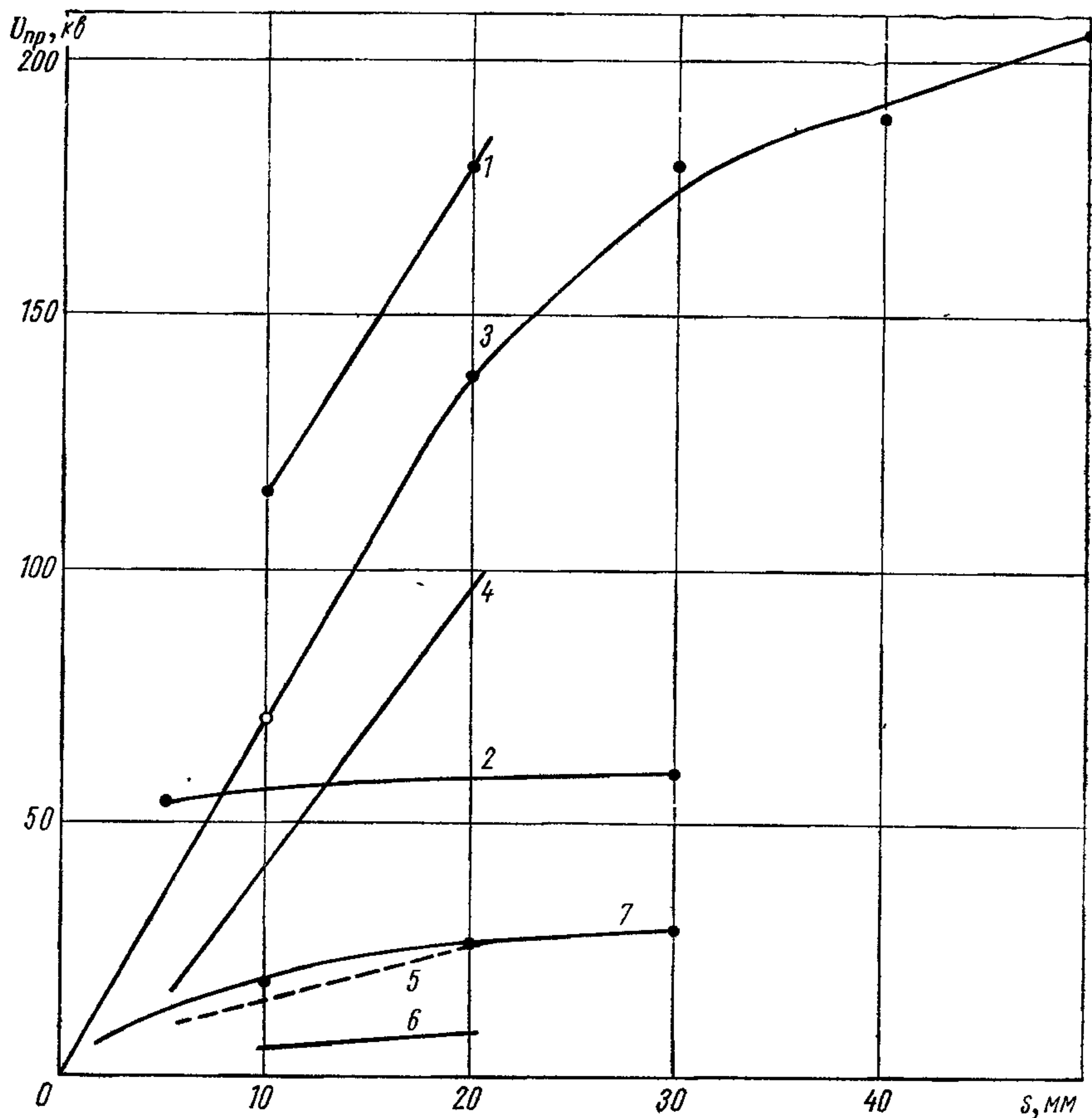


Рис. 61. Зависимость пробивного напряжения цилиндрических изоляторов от их длины:

1 и 2 — из окиси алюминия диаметром 12 мм с экраном (см. рис. 56) и без экрана соответственно при постоянном напряжении [277], 3 — из фарфора диаметром 18 мм при переменном напряжении частотой 50 гц между плоскими электродами [278]; 4—б — из фторопласта диаметром 15 мм при соответственно импульсном длительностью 0,2 и 2,6 мксек и постоянном напряжениях между плоскими электродами [275], 7 — из пирекса диаметром 20 мм при постоянном напряжении между плоскими электродами [267].

металлическими электродами, напряжение между которыми распределяется принудительным образом. Примером такой секционированной изоляции могут служить многосекционные ускоряющие трубки электростатических генераторов, где число отдельных секций (изоляционных колец из керамики или стекла высотой 20—50 мм, соединенных вакуумноплотно вперемежку с ме-

таллическими дисками) может превышать сотню при общем напряжении на трубке порядка 10 Мв.

Аналогичную конструкцию имеют проходные изоляторы (высоковольтные вакуумные вводы). Такой изолятор приведен на рис. 62. Он составлен из 12 одинаковых колец из стекла пирекс внешним диаметром 200 и высотой 25 мм, соединенных между

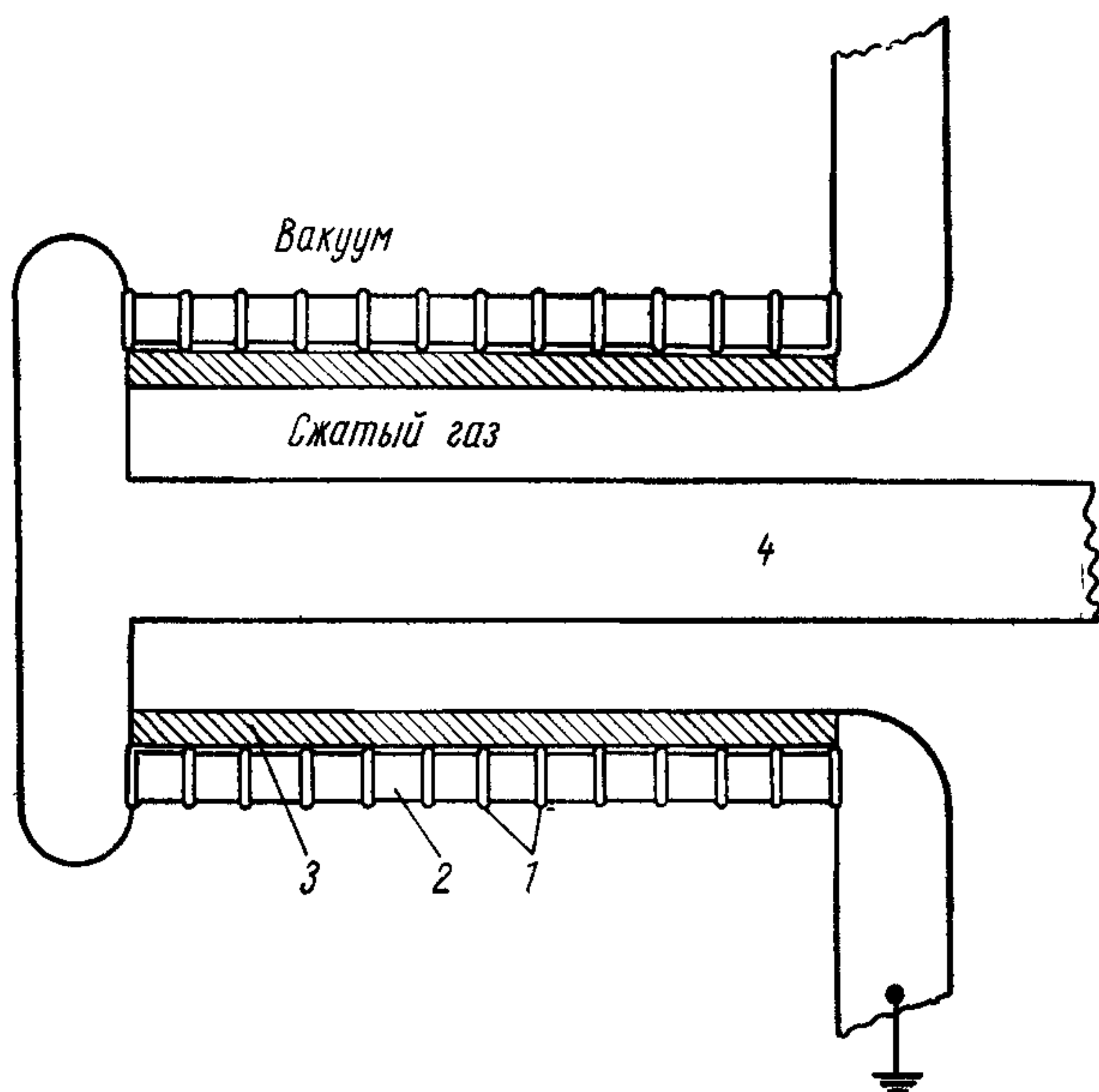


Рис. 62. Секционированный высоковольтный вакуумный ввод:

1 — металлические кольца, 2 — кольца из стекла пирекс; 3 — объемное распределительное сопротивление из полиуретана; 4 — высоковольтный электрод.

собой алюминиевыми кольцами высотой 3 мм, которые несколько выступают за края стеклянных колец. Для обеспечения герметичности применен винилацетат. Внутри изолятора, со стороны сжатого газа (15 атм SF_6), вставлен цилиндр из полиуретана. Проводимость этого цилиндра подобрана, так, что при рабочем напряжении около 700 кВ по цилиндру течет ток силой 100 мкА, обеспечивающий равномерное распределение напряжения по секциям изолятора [285].

На рис. 63 показаны разработанные в ИТЭФ (Москва) (а) и ЦЕРНе (Женева) (б) конструкции проходных изоляторов для ввода высокого напряжения в вакуумную камеру электростатического сепаратора элементарных частиц высокой энергии [103, 270]. Напряжение к вводам подводится высоковольтными кабелями типа КПВ-300 или КПВ-600, причем место разделки кабе-

ля и подключения его к вводу заполняется трансформаторным маслом. Изолятор ИТЭФ на рабочее напряжение 400 кВ изготовлен из ситалла и имеет конусную вставку из эпоксидной смолы, окружающую место разделки кабеля. Эта вставка позво-

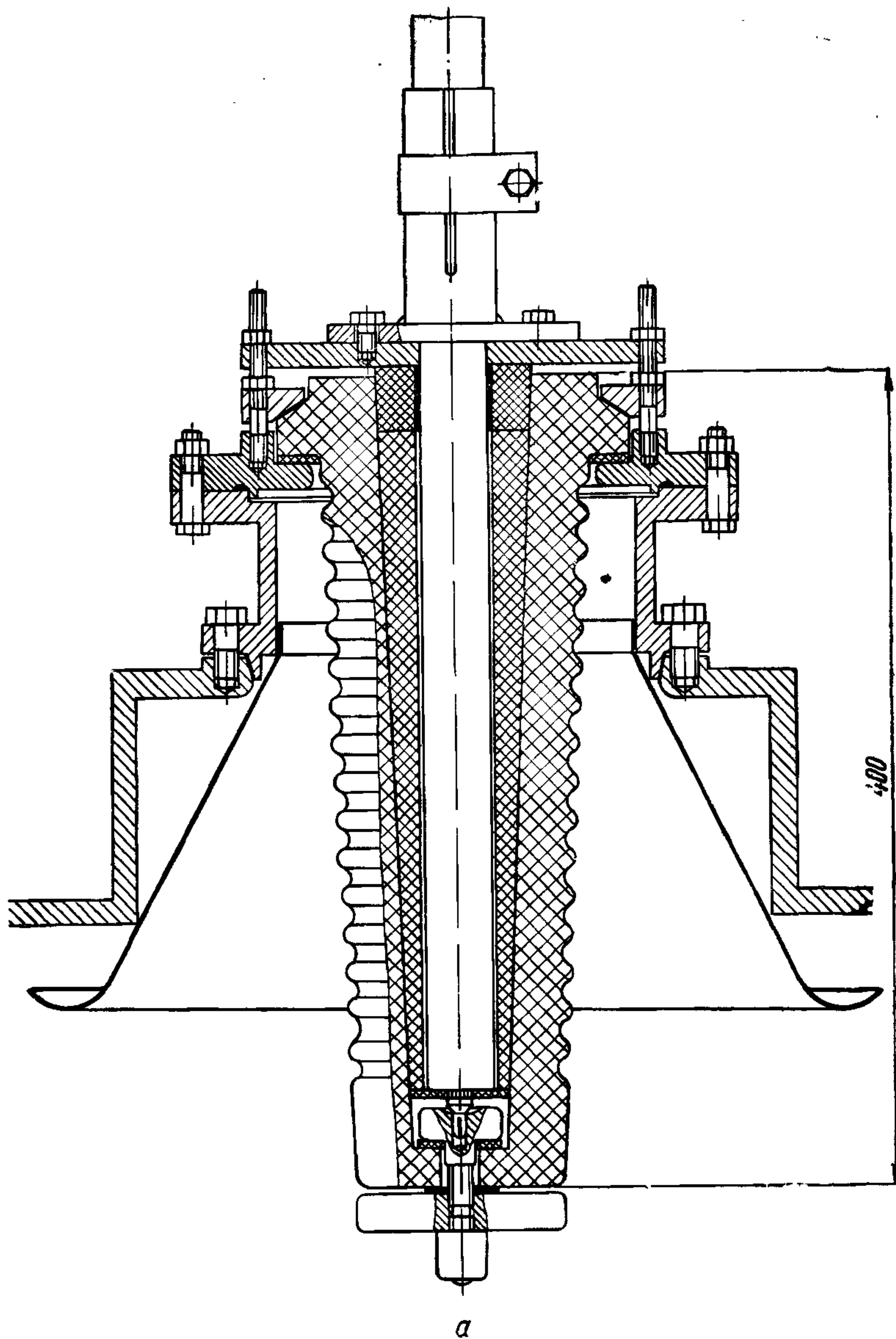
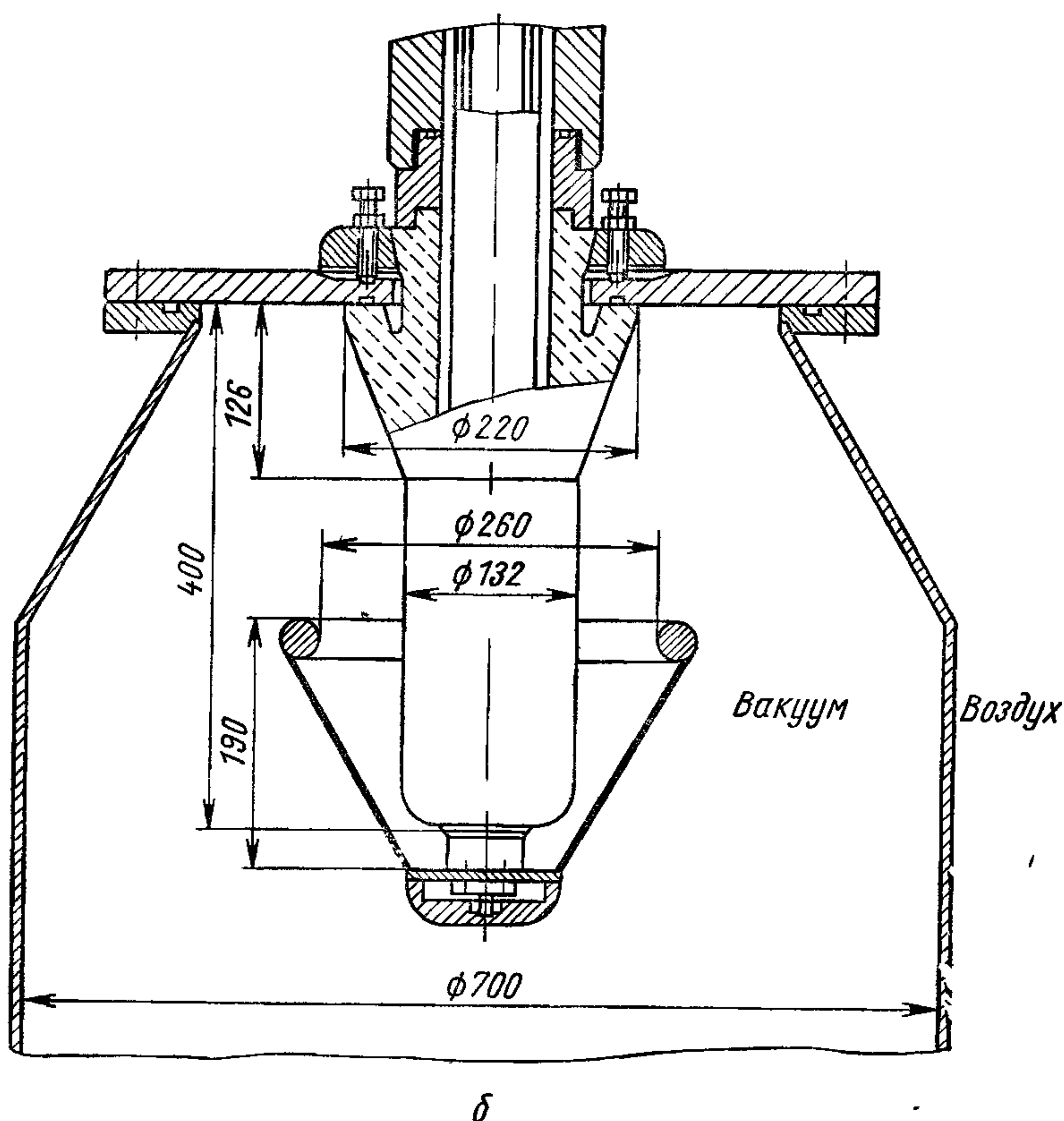


Рис. 63. Проходные изоляторы для ввода высокого напряжения

ляет свести к минимуму требуемое количество трансформаторного масла, что устраняет необходимость в специальном температурно-компенсирующем бачке, обычно присутствующем в других конструкциях вводов. Общая высота изолятора 400 мм. Изолятор ЦЕРН на рабочее напряжение 500 кВ изготовлен из высоковольтного фарфора. При давлении $3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. и положительном напряжении 600 кВ средняя частота поверхностных пробоев составляет 0,4 искры/ч. При отрицательном напряжении 660 кВ пробой значительно реже. На рис. 64 приведен эскиз крепления опорного изолятора к катоду. Такое внутреннее крепление предпочтительнее, так как при внешнем креплении во время пробоев происходит металлизация поверхности изолятора, сильно сокращающая срок его службы. Изображенный на рис. 64 изолятор из окиси алюминия высотой 140 мм выдерживает напряжение 550 кВ при средней частоте поверхностных пробоев 0,2 искры/ч.



в вакуумный контейнер электростатического сепаратора.

Большинство исследователей отмечают, что давление остаточных газов практически не влияет на электропрочностные характеристики твердой изоляции в вакууме при небольшой ее

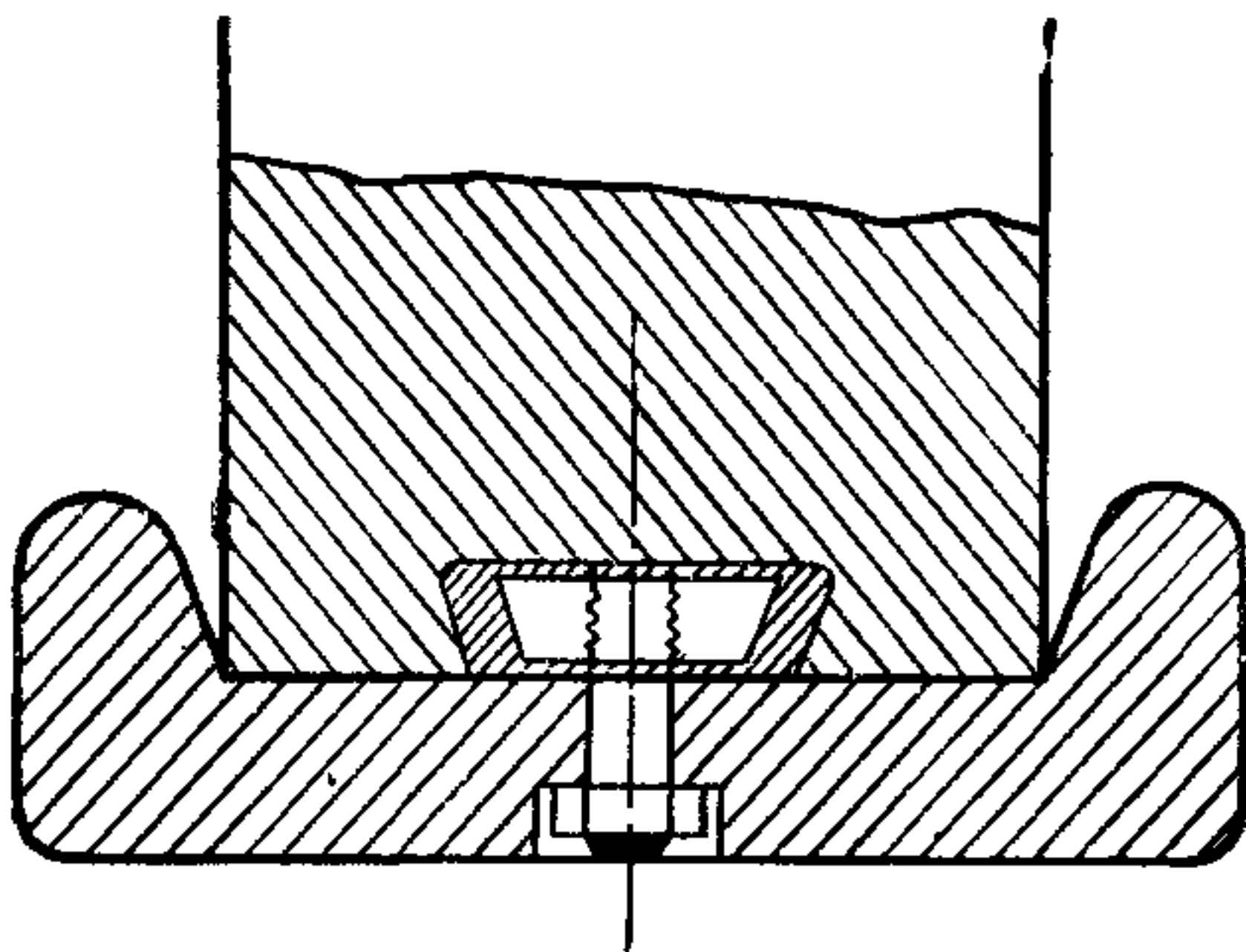


Рис. 64. «Внутреннее» подсоединение катода к опорному изолятору.

длине. Однако для длинных, например опорных и проходных, изоляторов на сотни киловольт в сепараторах заряженных частиц наблюдается зависимость от давления, аналогичная зависимости от давления для вакуумной изоляции при большой поверхности электродов и больших межэлектродных расстояниях (см. гл. 4). Наибольшая электропрочность наблюдается при давлениях, в несколько раз

меньших границы газового разряда. Так, по данным работы [277], напряжение пробоя длинного изолятора при давлении 10^{-4} мм рт. ст. почти в 1,5 раза выше, чем при 10^{-6} мм рт. ст.

ГЛАВА 7

ПОСЛЕПРОБОЙНЫЕ СТАДИИ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА. ВАКУУМНАЯ ДУГА

7.1. ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

Пробой вакуумного промежутка приводит к искровому разряду с очень быстро меняющейся силой тока, достигающей до нескольких килоампер при резко снижающемся напряжении. В межэлектродном зазоре и на электродах выделяется энергия, запасенная в емкости электродов и непосредственно подключенных к ним конструктивных элементов. Ввиду кратковременности процесса передача энергии от элементов электрической схемы (генератора, конденсаторов), отдаленных от электродов, обычно незначительна. После разрядки емкости электродов через вакуумный промежуток напряжение на зазоре падает до нескольких десятков вольт и разряд переходит в дуговую стадию, если питающая цепь может обеспечить протекание через вакуумный зазор тока силой в несколько ампер. Если же мощность источников питания мала, то разряд прекращается или становится нестабильным, прерывистым.

Для протекания токов силой, которая наблюдается при вакуумной искре, необходимо заполнение плазмой межэлектродного зазора. Если на катоде и аноде имеются источники соответственно электронов и ионов неограниченной мощности, а плазма в зазоре отсутствует, то из-за ограничений со стороны объемного разряда плотность тока между плоскими электродами в вакууме

$$j = 1,86 (j_{\text{э}} + j_{\text{и}}), \quad (48)$$

где $j_{\text{э}}$ и $j_{\text{и}}$ — плотности униполярных токов соответственно электронов и ионов, ограниченные собственными объемными зарядами; они определяются законом «трех вторых».

Другими словами взаимная компенсация положительного и отрицательного объемных зарядов при биполярном токе в вакууме повышает униполярный электронный ток, ограниченный собственным объемным зарядом, менее чем в два раза. Поэтому, например, при зазоре 1 мм и напряжении 1 кВ плотность тока в вакууме не может превышать 0,15 а/мм². Однако в вакуумной искре легко получают токи силой десяти килоампер при существенно меньшем напряжении, большем зазоре и сечении токового канала менее 10 мм² [286].

Межэлектродный зазор может заполняться плазмой путем ее образования и накопления в зазоре за счет ионизации остатков газа и путем распространения на весь межэлектродный зазор плазмы, образовавшейся вблизи одного из электродов, например, в результате интенсивной ионизации выделяющегося из электрода плотного облака газа или пара.

При межэлектродных расстояниях несколько миллиметров спад напряжения при пробое происходит за время меньше 10^{-7} сек. Очевидно, такова продолжительность заполнения плазмой межэлектродного зазора и перехода к низковольтному разряду в парах материала электродов. Но пока напряжение на электродах не снизилось, через межэлектродный зазор могут протекать токи ускоренных электронов и ионов очень большой силы. Развиваемая при этом мощность огромна, и в специальных устройствах, где обеспечен хороший подвод электрической энергии к электродам, мощность импульсного потока ускоренных электродов может достигать гигантской величины — более 10^{13} вт [12, 13]. Естественно, что это свойство начальной стадии развития вакуумной искры находит весьма важное применение — получение интенсивных импульсных потоков ускоренных заряженных частиц, мощных вспышек рентгеновского излучения и т. д.

Пробой визуально наблюдается как появление между электродами более или менее очерченного светящегося канала или облака. Свечение состоит из линейчатого спектра материала электродов, причем отличительной особенностью спектра вакуумной искры является наличие линий многократно ионизованных атомов в глубокой ультрафиолетовой области. При конденсированной искре светящееся облако имеет значительную яркость и может распространяться за пределы межэлектродного промежутка со скоростью больше нескольких километров в секунду.

В. А. Симонов и др. [287] применили для изучения распространения плазмы, создаваемой вакуумной искрой, электрические зонды и масс-спектрометр пролетного типа. Эти измерительные приборы были установлены в стороне от электродов, вне сферы действия их электрического поля, и поэтому регистрировали плазму уже развивавшегося разряда, распространяющуюся приблизительно изотропно во все стороны. При разряде через вакуумный зазор между стержневыми электродами емкостью доли микрофард, заряженной до 10 кВ, скорость распространения фронта плазмы $v_{пл}$ зависит от максимума тока в разряде: при силе тока 10 а $v_{пл} = (1,5 \div 2) \cdot 10^4$ м/сек, при 4 ка $v_{пл} = 1,2 \cdot 10^5$ м/сек.

Впереди двигались электроны с энергией до 70—80 эв (при больших токах разряда), непосредственно за ними следовали ионы легких элементов. В плазме имелись ионы материала электродов (Fe^+ , Ni^+ , W^+), адсорбированных газов (H_2^+ , O_2^+)

и часто материала стенок (Si^+ , Ba^+ , Na^+), так как в данных опытах контейнер стеклянный (при нагреве электродов из вольфрама 200°C ионов H^+ в плазме нет). Скорость этих ионов неодинакова: наибольшая у ионов H^+ , наименьшая у самых тяжелых (W^+) $8,0 \cdot 10^3$ — $1,1 \cdot 10^4$ м/сек. Однако энергия последних больше, чем энергия легких ионов. Скорость самых быстрых ионов определяет скорость распространения фронта плазмы. Из-за большого разброса скоростей разнородных ионов по мере движения плазмы происходит ее разделение по составу: передняя часть обогащается легкими ионами, а тяжелые ионы концентрируются в хвостовой части плазменного облака.

При зажигании вакуумного разряда размыканием электродов под напряжением до 700 в в зависимости от материала электродов и параметров электрической цепи в плазме, выходящей за пределы разрядного канала, могут присутствовать только ионы материала одного из электродов — анода или катода. При больших напряжениях материал катода присутствует всегда. На основании проведенных исследований В. А. Симонов и др. пришли к выводу, что развитие пробоя есть распространение на весь межэлектродный зазор плазмы из локальных источников на катоде.

Первые измерения пространственного и временного развития свечения в межэлектродном зазоре при вакуумном пробое были сделаны Чайлсом [288]. Он применил фотосъемку свечения с разверткой изображения по фотопластинке с помощью быстро-вращающегося зеркала. При импульсном напряжении до 120 кВ и стержневых электродах диаметром 1 мм из различных материалов Чайлс обнаружил, что свечение как правило начинается у анода и распространяется к катоду приблизительно с постоянной скоростью. Но, до того, как это свечение достигает катода, там также возникает свечение. Результаты этих измерений приведены в табл. 52. На некоторых фотографиях Чайлс обнаружил более слабое свечение, распространявшееся в том же направлении, но с большей скоростью, доходившей до 30 км/сек.

Постоянство скорости распространения свечения при перемещении последнего от анода к катоду, по-видимому, свидетельствует о том, что источником этого свечения являются слабоионизованные газы и пары, выделившиеся из анода. Если скорость распространения свечения приравнять к тепловой скорости паров основного материала анода, то скорости, приведенные в табл. 52, соответствуют слишком высоким температурам: 67 эВ для висмута и 20 эВ для вольфрама. По-видимому можно провести аналогию между распространением паров от анода и теоретически исследованным одномерным истечением в вакуум предварительно сжатого газа [289]. В последнем случае скорость движения фронта в $2 \left(\frac{c_v}{cV} - 1 \right)^{-1} = 3 \div 5$ раз превышает скорость звука (близкую к средней тепловой скорости) в по-

кующем газе (c_v и c_p — молярные теплоемкости соответственно при постоянных объеме и давлении). Тогда температура существенно меньше, чем при движении с тепловой скоростью, в 6 раз при одноатомном газе и в 14 раз при двухатомном. Однако и при таком объяснении исходная температура остается

Таблица 52

Скорость распространения светящегося облака от анода и временной интервал между появлением свечений на аноде и катоде

Материал электродов	Зазор, мм	Напряжение, кв	Разброс интервалов, 10^{-8} сек	Средний интервал, 10^{-8} сек	Скорость, км/сек
Висмут	1,0	85	4,2—5,7	4,7	8,9
Графит	1,05	55	—	—	2,5
Алюминий	1,1	75	1,8—5,9	4,1	7,3
Медь	0,89	80	2,4—9,3	5,6	5,8
Необезгаженный палладий	0,95	—	5,1—7,5	5,3	6,5
Палладий, насыщенный водородом	1,0	—	1,3—6,9	4,5	5
Олово	1,3	80	(-0,9)—2,2	0,34	5,4
Коммерческий вольфрам	0,81	95	1,3—4,3	2,4	5,4
Чистый необезгаженный вольфрам	0,6	120	2,1—3,2	2,5	5,2
Чистый обезгаженный вольфрам	0,55	120	2,3—4,1	2,8	5,0

ся очень высокой. По-видимому, такие большие скорости получаются в результате еще неясных электродинамических процессов. В связи с широким применением конденсированных разрядов в плазменных исследованиях некоторые свойства и характеристики электродинамических процессов в таких разрядах изучены, однако рассмотрение этих процессов выходит за рамки нашего изложения.

Пространственное распространение свечения вакуумной искры изучалось и в более поздних работах. В работах [290, 291] фотографировали свечение при статическом пробое зазора 0,075 мм между вольфрамовыми электродами диаметром 1 мм, используя электроннооптический усилитель яркости ($\times 10^4$) и в качестве затвора ячейку Керра, позволявшую снимать только начальные стадии развития свечения (до 30 нсек). Свечение появлялось сначала у анода и распространялось в сторону катода со скоростью примерно 10 км/сек. Когда на электроды подавалось быстронарастающее импульсное напряжение, свечение начиналось у катода и затем распространялось на весь межэлектродный зазор.

Жаме [292], используя электроннооптические преобразователи, изучал развитие свечения в конфигурации электродов, ха-

ракторной для импульсной рентгеновской трубки: полый, трубчатый с острыми кромками катод и расположенный на расстоянии 3—10 мм (от среза катода) на его оси игольчатый анод. Одновременно осциллографировались ток между электродами и интенсивность рентгеновского и видимого излучений. Измерения показали, что кривые интенсивности излучений и токового импульса не похожи друг на друга, причем сначала нарастает и достигает максимума импульс рентгеновского излучения, затем следует импульс видимого света и последним развивается импульс межэлектродного тока. Свечение возникает сначала у анода и широким потоком распространяется в сторону катода. Свечение у катода появляется позже анодного на несколько десятков наносекунд и движется навстречу анодному свечению. Свечения соединялись, когда ток составлял примерно $2/3$ своего максимального значения.

Мейтланд и Хоули [293], применяя примерно ту же методику съемки свечения, получили противоположный результат: при импульсном напряжении до 250 кВ и зазоре 0,1—0,18 мм между медными или стальными электродами в 98% случаев свечение начиналось у катода и распространялось к аноду со скоростью до 100 км/сек. Если межэлектродный зазор был не меньше 5 мм, вслед за катодным свечением возникало значительно более интенсивное анодное свечение, распространявшееся со скоростью 10 км/сек. При перенапряжениях на катоде сразу могло возникать несколько одновременно развивающихся очагов свечения.

Подробные исследования развития пробоя при воздействии на электроды наносекундных импульсов напряжения выполнены в работах [177, 179, 224, 289, 294—299]. На рис. 65 приведен один из вариантов применявшихся схем измерений. В качестве источника высокого напряжения использовался генератор наносекундных импульсов на отрезках коаксиальных кабелей с коммутирующим разрядником и искровым обострителем переднего фронта импульсов. Электроды, между которыми возникает исследуемый пробой, расположены в коаксиальной вакуумной камере, согласованной по волновому сопротивлению с генератором и соединительными кабелями. Для ограничения длительности приложения напряжения единицами или несколькими десятками наносекунд (исследование методом прерванного разряда) между высоковольтным электродом и внешней оболочкой вакуумной камеры помещали срезающий разрядник, в котором время срабатывания определялось запаздыванием пробоя по поверхности диэлектрика и могло регулироваться с необходимой точностью путем изменения размеров диэлектрика. Кроме осциллографирования тока и напряжения производились фотосъемки свечения в вакуумном зазоре с экспозицией кадра 2—3 нсек и межкадровым интервалом до 10 нсек. Для этого использовались электроннооптический преобразователь, работавший в режиме затвора, и усилитель яркости с коэффициентом

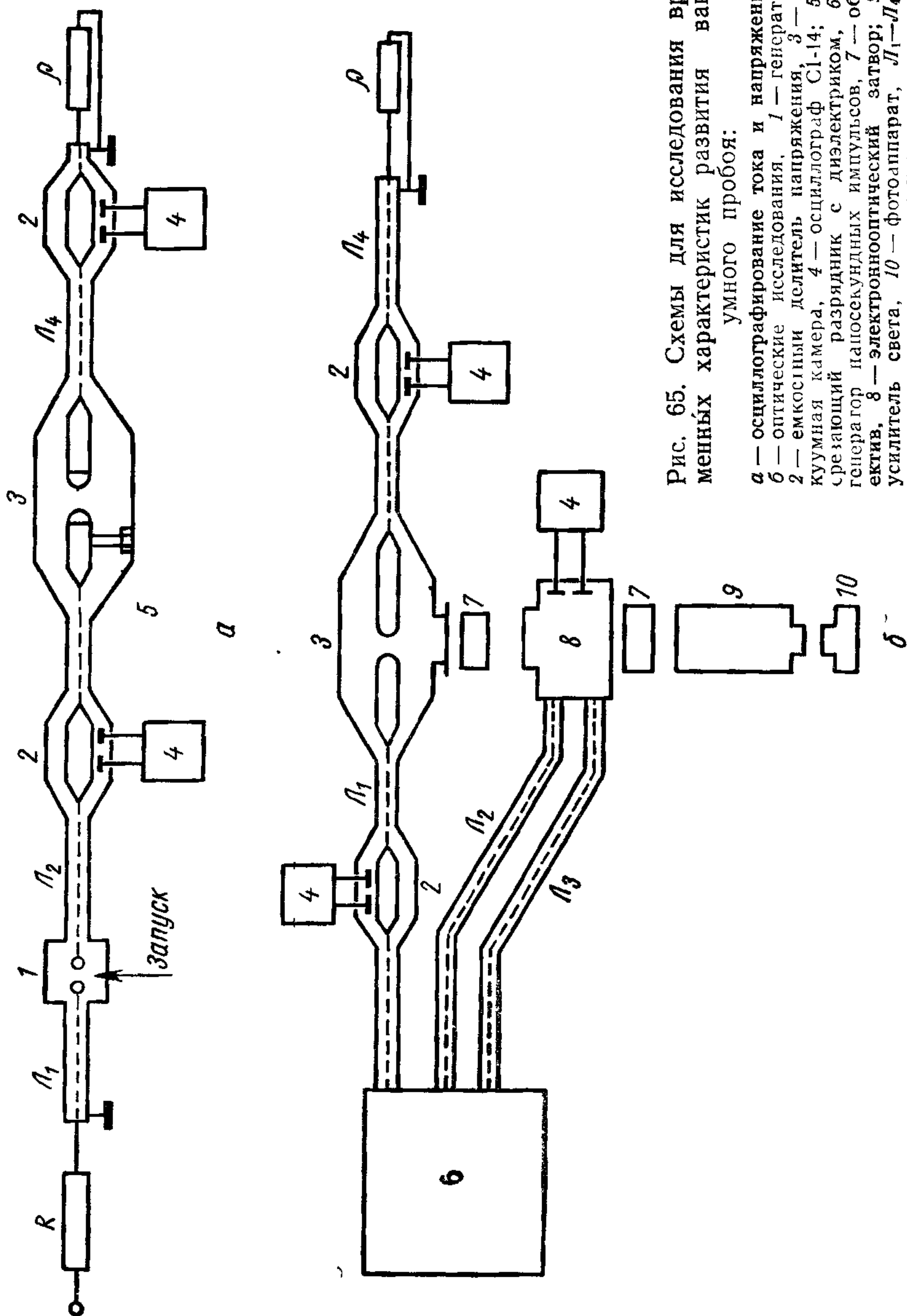


Рис. 65. Схемы для исследования временных характеристик развития вакуумного пробоя:

a — осциллографирование тока и напряжения, *б* — оптические исследования, 1 — генератор, 2 — емкостный делитель напряжения, 3 — вакуумная камера, 4 — осциллограф С1-14; 5 — срезавший разрядник с диэлектриком, 6 — генератор наносекундных импульсов, 7 — объемный, 8 — электроннооптический затвор; 9 — усилитель света, 10 — фотоаппарат, Λ_1 — Λ_4 — длинные линии

усиления до 10^5 . Схема синхронизации позволяла привязать наблюдаемую картину свечения к определенным точкам осциллограмм тока и напряжения.

Измерения, проведенные в работах [177, 294, 295], показали, что после приложения к зазору 0,35 мм между медными электродами напряжения до 35 кВ через время, примерно равное вре-

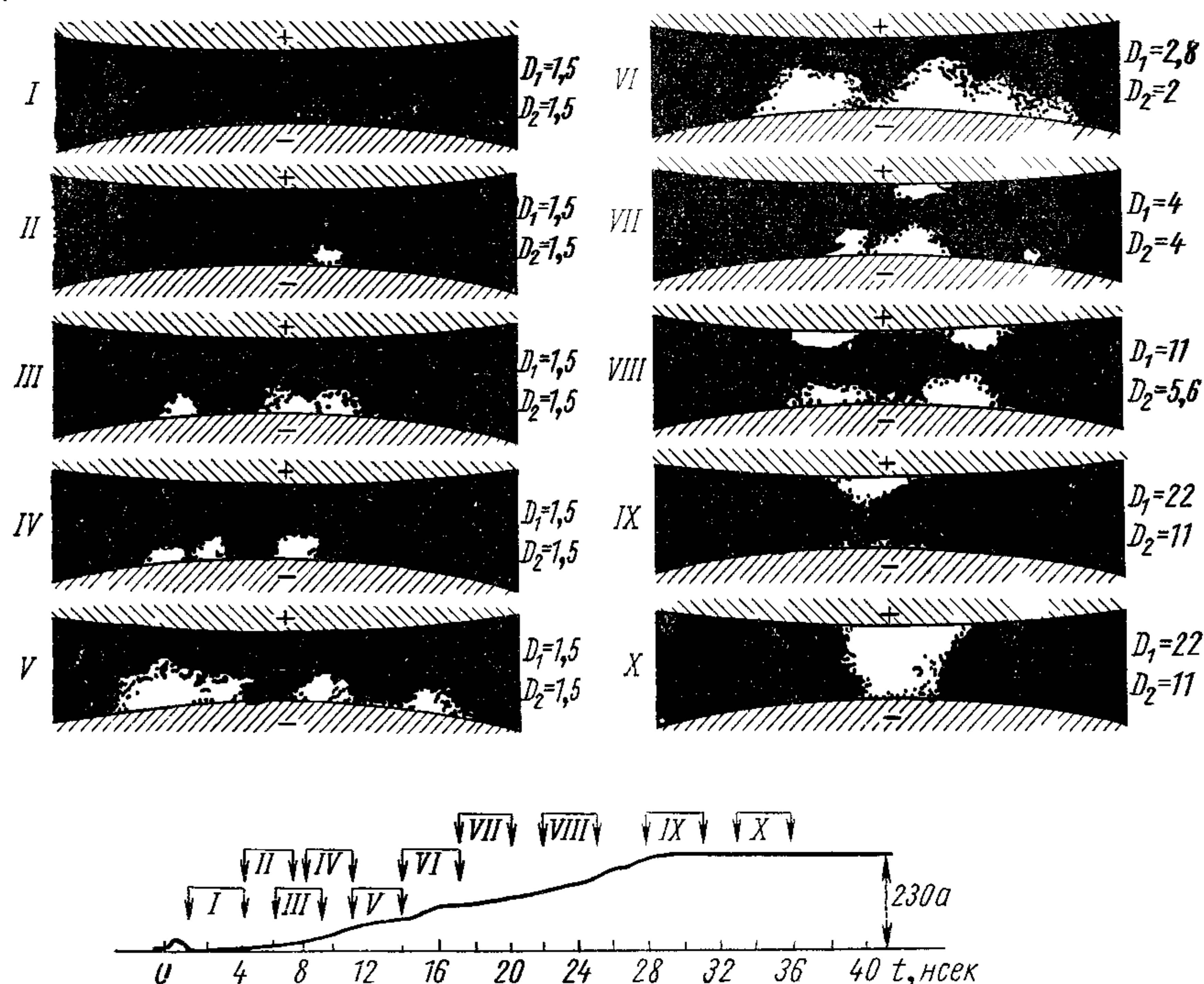


Рис. 66. Развитие свечения при пробое зазора 0,35 мм между медными электродами, вызванном наносекундным импульсом напряжения.

Внизу приведена осциллограмма межэлектродного тока и показаны интервалы времени, при которых фотографировались приведенные выше кадры. D_1 — D_2 — значения диафрагм объективов с анодной и катодной сторон соответственно

мени запаздывания появления тока, на катоде, в одном или в нескольких местах, появлялось свечение. Сила тока через зазор при этом достигала 10 а. За время 5—8 нсек свечение расширялось и распространялось к аноду со скоростью примерно 20 км/сек. По мере распространения свечения к аноду возрастала его яркость и увеличивался ток искры со средней скоростью нарастания силы тока 10^{10} а/сек. При подходе свечения к аноду ток искры был близок к максимальному. После того как свечение достигало анода, яркость его возрастала на несколько порядков, и это более яркое свечение у анода сохранялось до конца импульса тока (рис. 66).

Распространение свечения от электродов в зазор, сопровождаемое появлением довольно больших межэлектродных токов, есть следствие выделения из электродов расширяющихся плотных облаков ионизованных и возбужденных паров, сгустков плазмы, называемых в работах [177, 298, 299] факелами. В этих работах показано, что при наносекундных импульсах напряжения развитие катодного факела протекает одинаково у острейшего и плоского катодов. Это, по-видимому, отражает одинаковую природу катодных факелов. Катодный факел расширяется также и вдоль поверхности катода с такой же скоростью $2 - 2,5$ см/мксек, почти не зависящей от напряженности электрического поля в зазоре и от вещества электродов.

У острейшего катода факел возникает при разрушении кончика острия из-за сильного разогрева протекающим по нему током автоэлектронной эмиссии силой около 10^{-2} а. Только после взрыва в межэлектродном зазоре появляется значительный электронный ток. После нескольких сот пробоев при воздействии импульсов $10-50$ кВ и длительностью $5-50$ нсек радиус кончика острия из-за уноса материала возрастал до 10 мкм. Скорость уноса во время пробоя становилась практически постоянной — $2-3$ мг/сек при токах силой $20-100$ а и молибденовом острие (при медном катоде унос материала несколько меньше). Из сопоставления тока и уноса материала видно, что за время импульса через межэлектродный зазор переносится электронов на $1-2$ порядка больше, чем их может быть в плазме катодного факела, образовавшейся из испарившегося катодного материала. Следовательно, отсос электронов из факела на анод полностью компенсируется эмиссией из катода в плазму факела. Плотность этой эмиссии не менее 10^{11} а/м², что свидетельствует о ее автоэлектронной природе и в соответствии с этим о наличии сильного электрического поля между плазмой катодного факела и катодом.

На рис. 67 приведена вероятная картина начальной стадии искрового разряда между плоскими электродами при инициировании пробоя тепловым взрывом эмиттирующего катодного выступа [222]. При взрыве эмиттирующего катодного выступа получается небольшое плазменное облако. Расширение облака во все стороны и поляризация его в электрическом поле создают вблизи катода положительный объемный заряд. Это ведет к увеличению поля, из-за чего начинается интенсивная автоэлектронная эмиссия из сравнительно мелких выступов катодной поверхности в окрестности взорвавшегося выступа. Ток, эмиттируемый катодом, увеличивается, увеличивается нагрев и испарение на катоде, и процесс расширяется по поверхности катода, захватывая все новые его участки.

Поле на границе катода с плазмой появляется, по-видимому, в результате разделения зарядов в плазме на длине дебаевского радиуса экранирования. В этом случае соотношение меж-

ду напряженностью поля E , в/м, плотностью плазмы n , m^{-3} , и температурой электронов T , эв, имеет вид

$$E \simeq 10^{-4} \sqrt{nT}. \quad (49)$$

Чтобы получить поле, достаточное для интенсивной автоэлектронной эмиссии, плотность плазмы должна быть порядка 10^{20} см^{-3} при T несколько электронвольт. Микрошероховатость катодной поверхности несколько снижает необходимую величину усредненной напряженности у катода, определяемой формулой (49). Учитывая приближенность подобных оценок, можно считать согласующимися величину необходимой плотности плазмы с оценкой по экспериментальным данным, проведенной в работе [299]. Эта плотность в первые наносекунды после возникновения катодного факела, когда объем факела еще мал и концентрация частиц соответственно велика, достигала величины 10^{17} см^{-3} .

При пробое между плоскими электродами, вызванными наносекундными импульсами напряжения и при больших перенапряжениях, может возникнуть несколько независимо развивающихся катодных факелов. Факелы появляются не одновременно, а в течение нескольких наносекунд, причем не только в местах минимального межэлектродного зазора, но и на периферийных участках катода, где напряженность меньше. В работах [177, 298, 299] число независимых катодных факелов достигало 8—16.

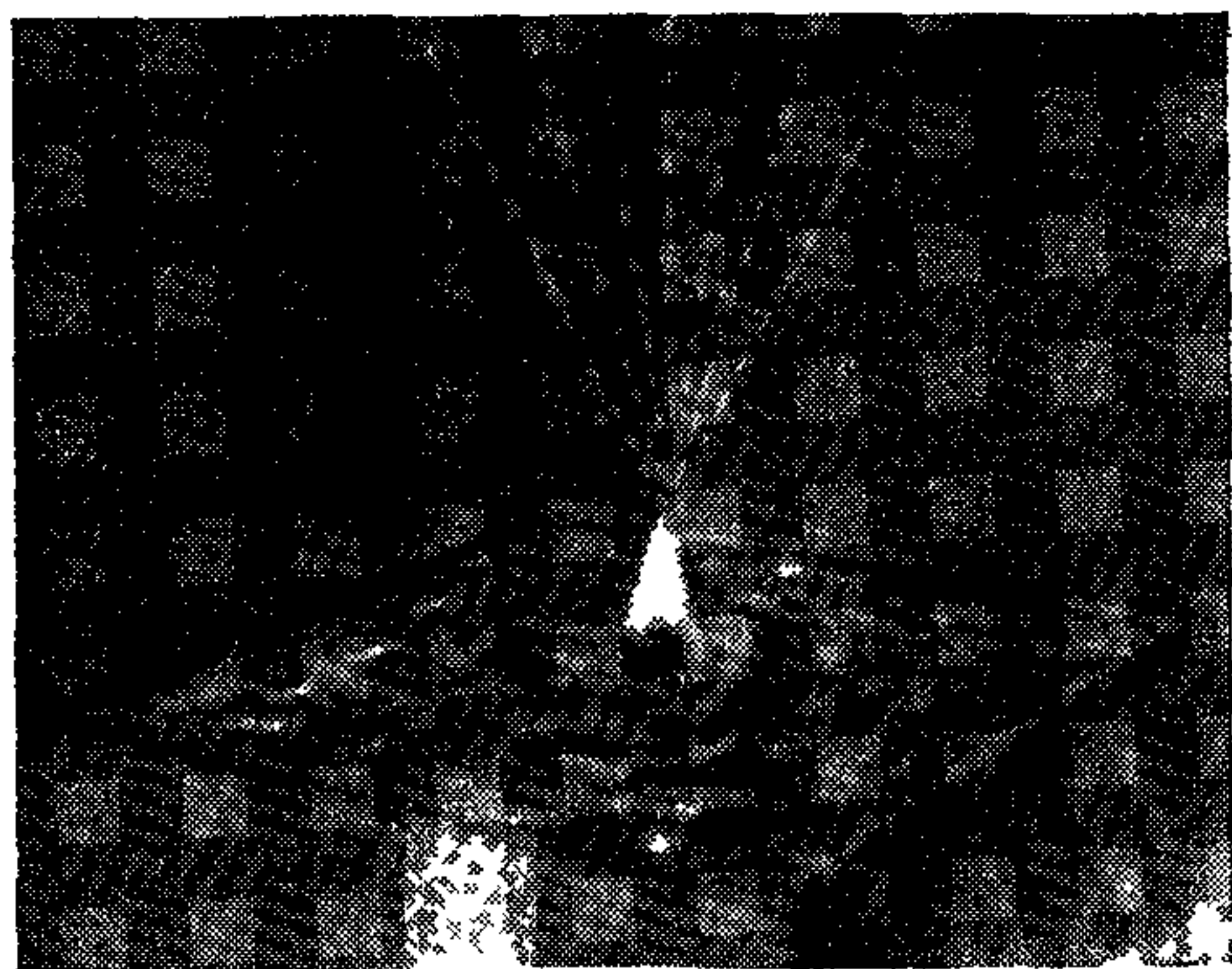


Рис. 67. Вероятная картина развития начальной стадии искрового разряда при иницировании пробоя тепловым взрывом эмиттирующего катодного выступа.

Во всех проведенных на наносекундных импульсах исследованиях свечение на аноде появлялось позже катодного факела и только после того, как сила тока в зазоре достигала нескольких десятков ампер и соответственно с этим мощность, выделяемая электронами на аноде, превышала 1 Мвт, причем эта мощность выделялась на небольших участках анодной поверхности общей площадью порядка 0,1 мм². Образовавшийся при столь концентрированном выделении энергии на аноде факел распространялся в сторону катода со скоростью, примерно равной скорости распространения катодного факела (2 см/мксек). Плотность анодного факела существенно выше катодного, так как унос вещества с анода за время импульса достигает 10⁻⁸ г, т. е. на несколько порядков больше уноса вещества с катода.

Таким образом, имеются работы, где свечение появляется сначала у анода, а потом у катода, и работы, где показывается обратное. Вряд ли это противоречие есть результат экспериментальных ошибок, хотя малая чувствительность методики в работе Чайлса [288] могла и не позволить обнаружить слабое катодное свечение. Первоначальная плазма, распространяющаяся в межэлектродный зазор, по-видимому, может зародиться как на катоде, так и на аноде, в зависимости от конкретных условий эксперимента. Выделению газов и паров из катода или анода и тем более распространению светящегося облака в межэлектродный зазор должен предшествовать разогрев этих электродов уже при протекающем в зазоре токе. По измерениям С. П. Бугаева и др. [295], начальное свечение на катоде появляется при силе тока около 10 а, существенно большей силы тока инициирования пробоя при любом механизме его возникновения. Таким образом, образование плазмы и распространение ее в межэлектродный зазор есть процесс, следующий за процессом инициирования вакуумного пробоя.

Одним из обязательных условий любого механизма инициирования пробоя, как видно будет из гл. 8, является сильный нагрев хотя бы небольшого участка катода или увеличение напряженности поля у поверхности катода, что необходимо для образования на катоде источника электронов с высокой локальной плотностью. При наличии такого источника становится возможным выделение газов и паров из катода (джоулев нагрев, ионная бомбардировка) и из анода под действием электронной бомбардировки.

Образование плазмы вблизи анода раньше, чем вблизи катода, более вероятно в тех случаях, когда процессы, приводящие к пробую, развиваются сравнительно медленно, и анод в течение времени не менее 1 мксек подвергается интенсивной бомбардировке электронным пучком, эмиттированным катодом. Описанный выше результат изучения распространения свечения в импульсной рентгеновской трубке Жаме [292], по-ви-

димому, представляет именно такой случай. Такой же вывод можно сделать из работ [290, 291]. Один из возможных механизмов пробоя, при котором в межэлектродном зазоре появляется сначала плазма, образовавшаяся у анода, рассмотрен в разд. 8.3.

Развитие слепопробойного искрового разряда имеет много общего с вакуумным разрядом, искусственно вызванным вспомогательной поджигающей искрой. Поэтому сведения, приведенные в следующем разделе, проливают определенный свет и на процессы развития искрового разряда после пробоя. Сходство этих двух видов разрядов привело, в частности, к тому, что теория развития разряда с поджигом оказалась практически полностью применимой к слепопробойному искровому разряду.

7.2. РАЗРЯД В ВАКУУМЕ ПРИ ИСКУССТВЕННОМ ПОДЖИГЕ

Разряд между электродами, находящимися в вакууме, может быть вызван вспомогательной искрой на одном из электродов, даже если пробивное напряжение для данного расстояния между электродами при отсутствии поджигающей искры значительно больше приложенного напряжения. Для создания поджигающей искры обычно в одном из электродов делают небольшое отверстие, в которое вставляют дополнительный, поджигающий электрод. Напряжение на этот вспомогательный электрод подают либо от отдельного источника питания, либо через дополнительное сопротивление от источника, который питает главные электроды. Последняя схема может быть осуществлена только при импульсном электропитании.

Практически вакуумный разряд с поджигом используют для получения коротких и очень интенсивных вспышек рентгеновского излучения. Чтобы разряд был более интенсивным, параллельно электродам без ограничивающих сопротивлений подключают высоковольтный конденсатор. Такой конденсированный разряд, кроме того, используется для получения сгустков плазмы в некоторых видах плазменных источников. Разряд с поджигом находит применение и для быстродействующей коммутации больших импульсных токов при высоком напряжении.

Логично предположить, что процессы в разрядах с поджигом имеют много общего с процессами при естественном пробое вакуумной изоляции, особенно в конечных стадиях его развития. Это сходство, очевидно, больше при маломощной поджигающей искре, когда необходимы вторичные процессы на электродах, чтобы обеспечить разряд между основными электродами. Если же энергия поджигающей искры велика, то образовавшаяся в таком поджигающем разряде плазма может быть достаточно для того, чтобы замкнуть зазор между основными электродами

и обеспечить нужную его проводимость. Сходство между таким разрядом и разрядом после естественного пробоя меньше.

В табл. 53 приведены минимальные необходимые величины электрической энергии, затраченной на образование вспомогательной искры, которая в состоянии поджечь разряд в основном межэлектродном зазоре. Измерения были сделаны в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Напряжение (импульс 0,5/60 мсек) на основные электроды подавали на 1 мсек раньше, чем прямоугольный импульс (фронт менее 10 нсек) напряжения на поджигающий электрод [300]. Зазор между основными электродами 4—10 мм.

Таблица 53

Минимальная энергия поджигающей искры при поджиге на катоде

Материал электрода	Основное напряжение, кв	Напряжение поджига, в	Минимальная энергия поджига, мкдж
Алюминий	90	109	0,013
Алюминий	120	113	0,014
Свинец	120	132	0,036
Медь	96	450	0,24
Нержавеющая сталь	120	640	0,51
Катод — нержавеющая сталь; анод — алюминий	120	700	0,61

При минимальной энергии поджига один пробой основного промежутка в среднем возникал один раз на 1000 поджигающих импульсов. Оценка с помощью зондовых измерений общего количества частиц, образующихся в поджигающей искре и могущих поступить в зазор между основными электродами, дала величину 10^{-7} — 10^{-8} . Энергия поджига зависит главным образом от материала катода. Материал анода, величина основного напряжения и зазор влияют очень мало. Если поджигающий импульс подавался хотя бы на 0,1 мсек раньше основного импульса, то пробой в основном промежутке не возникал даже при увеличении энергии поджига на три порядка величины.

Приведенные в табл. 53 величины получены, когда поджигающий электрод устанавливали в центре полусферического катода диаметром 50 мм практически заподлицо с поверхностью и область поджигающей искры находилась в электрическом поле основных электродов. Если поджигающий электрод заглубляли в тело катода, чтобы исключить влияние поля основных электродов на поджигающую искру и удалить из этого поля место, где проходит поджигающий разряд, то минимальная энергия поджига возрастала на четыре порядка. При этом между основными электродами в течение долей микросекунды мог проте-

катель ток силой несколько ампер, который далеко не всегда приводил к поджигу основного разряда. При поджиге на аноде минимальная энергия составляла несколько миллиджоулей, быстро возрастающая с увеличением зазора от 4 до 20 мм. Пробой возникал с запаздыванием до 1 мксек относительно момента поджига, причем в течение этого времени через промежуток протекал ток силой до нескольких ампер.

Хотя на абсолютные значения энергии поджига могли повлиять неизбежные в техническом вакууме загрязнения поверхности электродов, из приведенных измерений можно сделать некоторые выводы о более общих свойствах разряда с поджигом. Приведенные характеристики позволяют предположить, что для зажигания разряда важны локальная плотность плазмы у катода, образованной поджигающей искрой, и напряженность электрического поля в этом месте катода. Если инициирующий процесс первоначально развивается на аноде, то для перерастания его в пробой важно воздействие этого процесса на катод. Эти выводы согласуются с результатами других исследований процессов в импульсных рентгеновских трубках с поджигом (с поджигающим искровым промежутком на катоде). Так, Бойм и Рейхрудель [301] многократно увеличивали ток через основной вакуумный зазор до того, как произойдет переход к интенсивному разряду в газах и парах, выделившихся из электродов*. Они добились этого, устанавливая на катоде несколько поджигающих промежутков. Применяв катод с 11 одновременно работающих поджигающими промежутками, эти исследователи смогли довести силу тока электронов до 160 а при времени перехода к интенсивному разряду 0,3—0,4 мксек.

В другой работе этих же авторов [302] длительность электронного тока до перехода к интенсивному разряду значительно возрастала при ограничении тока, текущего в поджигающем промежутке. Хотя при этом ток в основном промежутке несколько уменьшался, но из-за большей его длительности интеграл тока возрастал. Оба эти факта подтверждают, что для поджига разряда в вакууме важна плотность поджигающей плазмы у катода. Что же касается роли напряженности основного поля в районе поджига, то она непосредственно не изучалась. В практических конструкциях импульсных рентгеновских трубок с

* При таком разряде из-за столкновений в объеме энергия электронов, приходящих на анод, меньше энергии, соответствующей напряжению на электродах, в связи с чем рентгеновский выход при том же потоке электронов сильно снижен. Кроме того, из-за неизбежного падения напряжения на сопротивлении и индуктивности цепи при большом токе напряжения на электродах также снижается при возникновении интенсивного разряда. Поэтому условие получения максимального количества электронов, прошедших до возникновения интенсивного разряда, эквивалентно условию получения максимального рентгеновского выхода при неизменных параметрах электрической цепи.

поджигом заметно стремление (видимо, отражающее опыт создателей трубок) уменьшить напряженность основного поля в месте поджига путем заглубления поджигающего промежутка или применения вогнутого катода, в центре которого размещается поджигающий промежуток.

В. А. Симонов и Г. П. Кутуков [303] с помощью пролетного масс-спектрометра исследовали плазму вакуумного разряда, выходящую из разрядного промежутка под углом 90° к поверхности электродов. Разряд инициировался поджигающей искрой при энергии поджига больше $0,1$ дж и основном импульсном напряжении $100\text{--}250$ кв. Изучались состав плазмы и энергия ее частиц при поджиге на катоде или на аноде, изготовленных из разных материалов. При поджиге на катоде ионы материала анода появлялись в плазме только при большом токе основного разряда ($1,5\text{--}2$ ка, когда оба электрода из нержавеющей стали или никеля, и $0,5\text{--}0,8$ ка, если анод из свинца). При поджиге на аноде кроме ионов материала анода всегда присутствовали и ионы материала катода. Зажигание основного разряда при поджиге на аноде сильно затруднялось при нагреве вольфрамового катода до 2000°C . Скорость ионов в распространяющейся от электродов плазме при разряде с поджигом оказалась такой же, как и для плазмы, образовавшейся при естественном пробое вакуумного промежутка.

Кларк и Джильмер [304] с целью разработки вакуумного выключателя на напряжение 300 кв и силу тока 1 ка без движущихся частей или вспомогательного поджигающего электрода изучали поджиг разряда в глубоком вакууме лучом от рубинового лазера с запасаемой энергией до 50 мдж. Измерения проводились с постоянным напряжением 5 кв на электродах при зазоре между ними $7\text{--}28$ мм. Импульс света от лазера, попадая на электрод (мишень) сквозь отверстие в противоположном электроде, вызывал образование небольшого, но плотного плазменного облака. Если мишень была катодом, то немедленно возникал межэлектродный разряд, характеристики которого ничем не отличались от характеристик разрядов, вызванных поджигающей искрой или механическим замыканием контактов. Если мишень была анодом, то заметная проводимость между электродами возникала только после распространения плазмы от анода к катоду, причем проводимость зависела от запасенной энергии светового импульса. При энергии 2 мдж между электродами мог протекать ток силой не более 10 а, а для пропускания тока силой 1 ка энергия лазерного луча должна быть около 40 мдж. Запаздывание появления проводимости относительно импульса света зависело от материала электродов и росло с увеличением межэлектродного зазора. При вольфрамовых электродах запаздывание было около 60 нсек/мм зазора, при медных или хромовых электродах — в $2\text{--}2,5$ раза меньше.

7.3. ТЕОРИЯ РАЗВИТИЯ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

Эта теория развивалась для разряда, вызванного искусственной поджигающей искрой. Однако исследования вакуумного пробоя показывают, что ее можно применять к искровому разряду, вызванному естественным пробоем вакуумного промежутка.

Логично предположить, что развитие основного разряда в системах с поджигом связано с распространением плазмы, образовавшейся в поджигающей искре на катоде [303, 305] или на аноде [306]. Для получения количественных соотношений Флинн [305] предположил, что с переднего фронта плазмы, распространяющейся в разрядном промежутке, вытягивается ток, сила которого ограничена собственным пространственным разрядом, т. е. определяется законом «трех вторых». По мере движения плазмы последняя все больше заполняет зазор, как бы закорачивая пройденную ее часть межэлектродного зазора, и все напряжение оказывается приложенным к оставшейся части зазора. Согласно закону «трех вторых», это приводит к сильному возрастанию тока, благодаря чему разряжается емкость электродов и непосредственно подключенных к ним конструктивных элементов. Ввиду кратковременности процесса разряд поддерживается не от генератора высокого напряжения, а за счет разрядки указанной емкости.

Итак, предположим, что плазма из локального источника на одном из электродов распространяется в зазоре в виде расходящегося потока, причем скорость движения переднего фронта плазмы $v_{пл}$ и угол расходимости плазменного потока постоянны во времени. Тогда сила тока с фронтальной поверхности плазмы, вытягиваемого электрическим полем между плазмой и противоположным электродом, согласно закону «трех вторых» для плоского случая

$$I = \frac{\varepsilon_0'}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(s - v_{пл}t)^2} \left(\frac{v_{пл}t}{s}\right)^2 A_{\phi}, \quad (50)$$

где, кроме общепринятых обозначений, A_{ϕ} — площадь фронтальной поверхности плазмы, когда последняя достигает противоположного электрода. Если пренебречь притоком энергии от генератора высокого напряжения, то

$$I = - (dU/dt) C_{ш}, \quad (51)$$

где $C_{ш}$ — емкость электродов.

Для большей наглядности удобно перейти к относительным величинам и выразить время t , напряжение U и силу тока I в долях соответственно времени распространения плазмы до противоположного электрода t_0 начального напряжения U_0 и

силы тока, определяемой выражением

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{s^2}} A_{\phi}. \quad (52)$$

Все относительные значения будем отмечать звездочкой, например I_* , U_* и т. д. Кроме того, полезно ввести параметр $\eta = C_{\text{ш}} U_0 / t_0 I_0$, характеризующий накопленный в емкости электро-

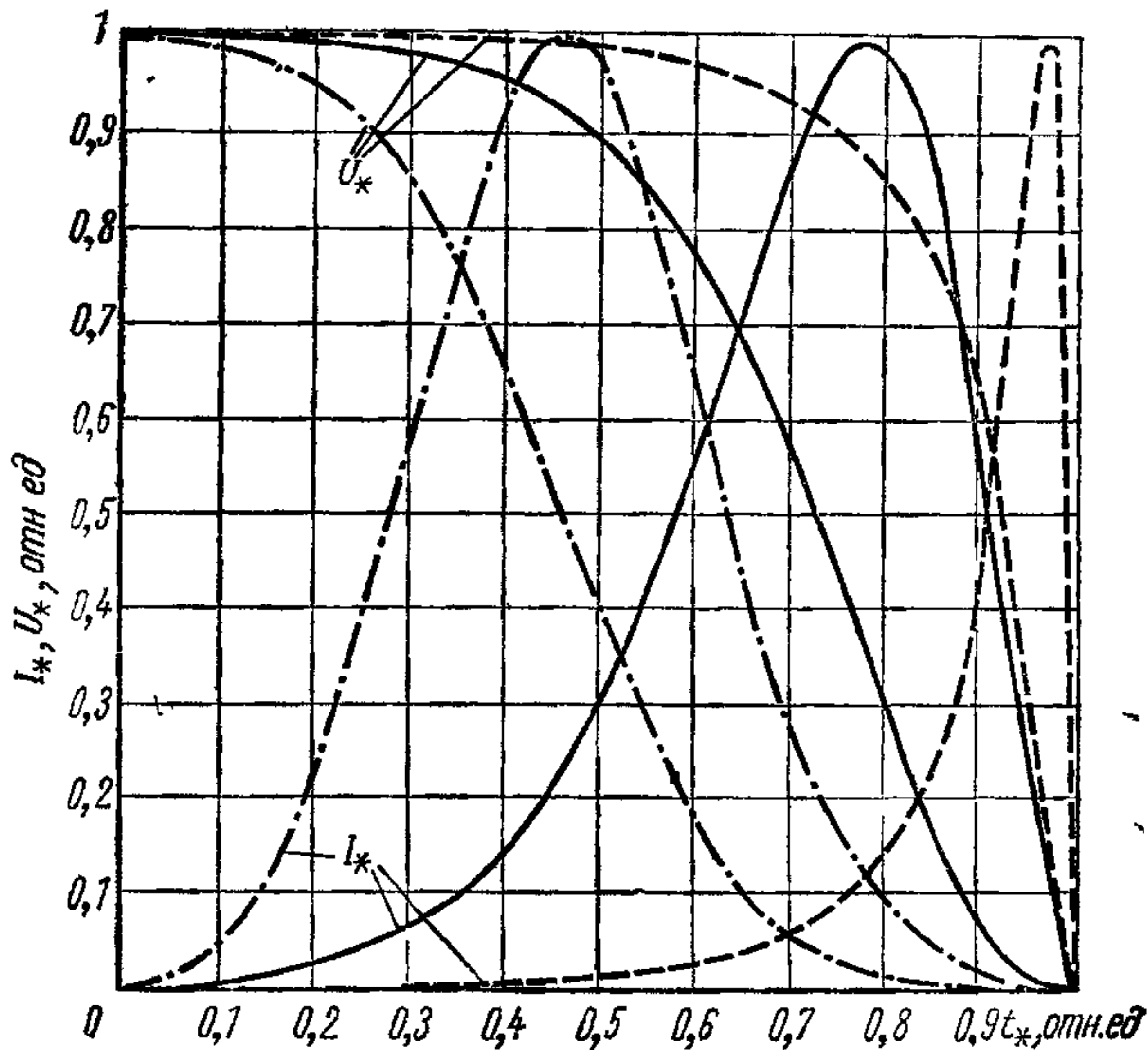


Рис. 68 Изменение тока и напряжения в относительных единицах при $\eta=0,1$ (— · —); $1,0$ (—) и $10,0$ (— — —).

дов $C_{\text{ш}}$ электрический заряд. Так же как I_0 , величина η зависит от направления распространения плазмы: от катода (ток электронный) или от анода (ток положительных ионов). Например, при $s=5$ мм, $A_0=s^2$, $C_{\text{ш}}=60$ пф, $v_{\text{пл}}=5 \cdot 10^6$ см/сек и $V_0=60$ кВ и при распространении плазмы от катода $\eta=1,5$, а от анода $\eta=60$. Для одного и того же межэлектродного зазора $\eta \sim U^{-0.5}$. В принятых относительных единицах из уравнений (50) и (51) можно получить выражения:

$$I_*(t) = \frac{t_*^2}{(1-t_*)^2} U_*^{3/2}; \quad (53)$$

$$U_*(t) = \left\{ \frac{1}{2\eta} \left[t_* \frac{2-t_*}{1-t_*} + 2 \ln(1-t_*) \right] + 1 \right\}^{-2}, \quad (54)$$

характеризующие изменение тока и напряжения при $t_*=0 \div 1$. На рис. 68 приведены эти кривые, а в табл. 54 — рассчитанные на основе выражений (53) и (54) для разных η максимальные

мгновенные значения силы тока $I_{*макс}$, соответствующие им значения напряжения и времени $U_{*Iмакс}$, $t_{*Iмакс}$, а также $P_{макс}$ — отношение мощности при $I_{макс}$ к средней мощности, выделяемой на электродах за время разряда.

Таблица 54

Максимальная сила разрядного тока $I_{*макс}$ и соответствующие ей значения $U_{*Iмакс}$ и $t_{*Iмакс}$ при заполнении плазмой межэлектродного зазора

η	$I_{*макс}$	$t_{*Iмакс}$	$U_{*Iмакс}$	$\frac{I_{*макс} t_{*Iмакс}}{\eta}$	$P_{макс}$
0,1	0,26	0,44	0,56	1,11	2,9
0,3	0,72	0,6	0,48	1,44	2,3
1	2,8	0,78	0,35	2,18	2
3	12,1	0,9	0,26	3,6	2,1
10	87	0,97	0,18	8,4	3,1
30	610	0,99	0,14	20	5,7
100	6000	0,997	0,12	60	14

Приведенное значение $I_{*макс}$ в табл. 58 и есть максимальный ток искрового разряда. При $\eta \gg 1$ $I_{*макс} \approx \eta^2$, т. е. $I_{*макс} \approx C_{ш}^2$. Однако расчет не учитывает индуктивности разрядной (собственно электродов и канала разряда).

Г. А. Месяцем и Д. И. Проскуровским [307] проделаны аналогичные расчеты для случая, когда на электроды с пренебрежимо малой емкостью подается напряжение через активное сопротивление R_d , что почти эквивалентно подаче импульсного напряжения на зазор через длинную линию, согласованную по волновому сопротивлению с нагрузкой (вакуумным зазором). На рис. 69 приведены полученные расчетом кривые изменения тока во время заполнения плазмой межэлектродного зазора. В отличие от рассмотренного ранее случая (см. рис. 68) ток возрастает монотонно, стремясь к максимальному установившемуся значению, определяемому проводимостью длинной линии. Параметр B , так же как и параметр η , характеризует соотношение между возможностью электрической схемы подвести энергию к электродам и способностью межэлектродного зазора воспринять ее, обеспечить нужную проводимость:

$$B = \sqrt{U/R_d I_0}. \quad (55)$$

Для большей точности анализа экспериментальных данных (осциллограмм) временем нарастания тока или временем его коммутации обычно считают время роста тока от 10 до 90% его максимального значения. Из рис. 68 и 69 видно, что время коммутации τ_k меньше времени распространения плазмы в за-

зоре, особенно при емкостной подпитке разряда, причем зависимость τ_K от η или B немонотонна. Так, при $\eta=0,1; 1$ или 10 $\tau_K=0,25; 0,36$ или $0,19$ времени распространения плазмы; аналогично при $B=0,5; 1; 3$ $\tau_K=0,6; 0,68; 0,52$ соответственно.

Уменьшение времени коммутации с увеличением η или B приводит к двум следствиям. Во-первых, при одинаковой скорости расширения плазмы время коммутации заметно меньше

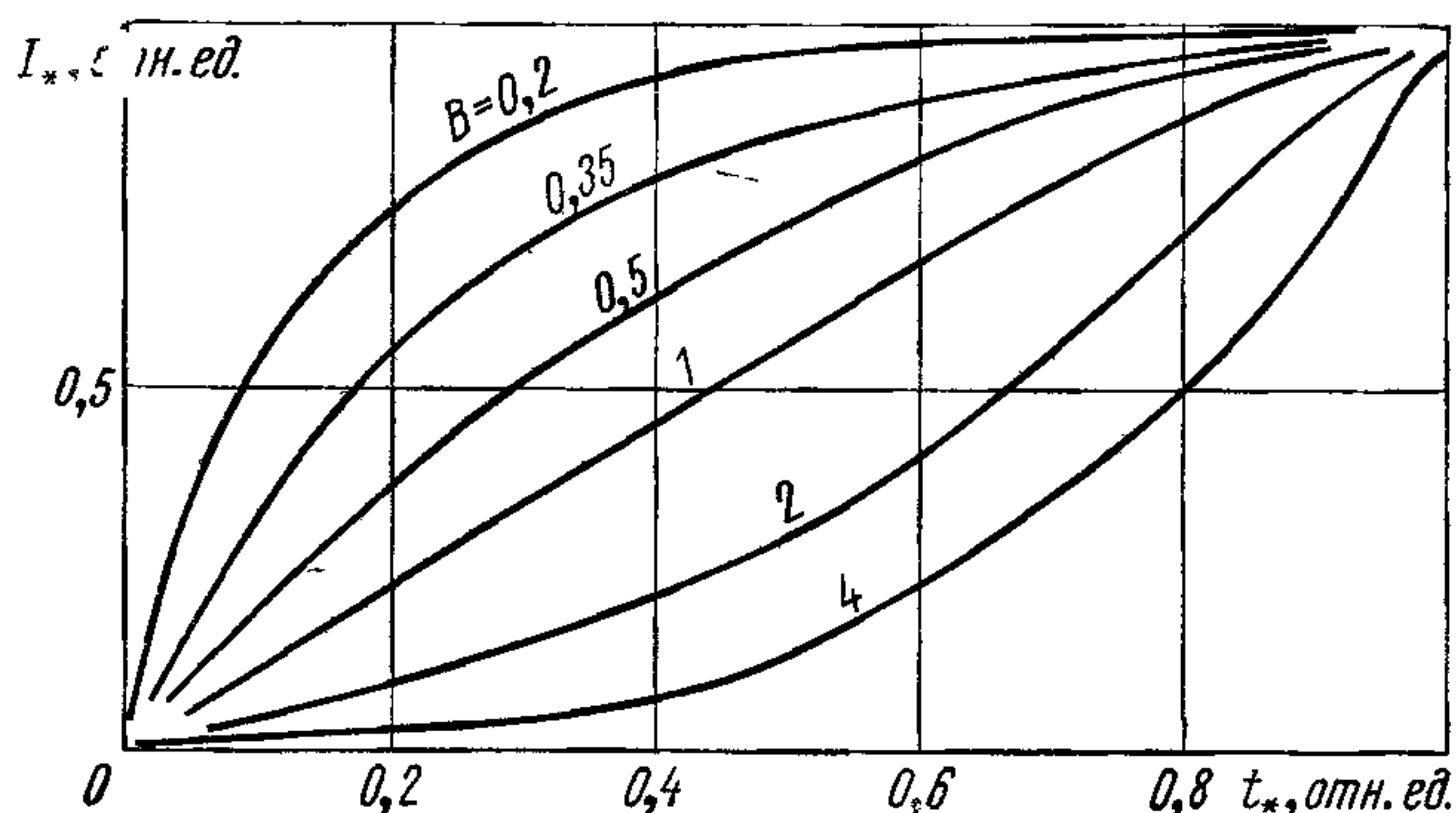


Рис. 69. Изменение тока при заполнении движущейся плазмой межэлектродного зазора.

при заполнении зазора анодной плазмой, так как межэлектродный ток определяется ионами, поэтому проводимость меньше, а η или B соответственно больше. При этом значительная часть времени распространения плазмы будет восприниматься как запаздывание разряда, например кривая I_* при $\eta=10$ на рис. 68. Во-вторых, из-за нелинейной зависимости тока в вакуумном зазоре от приложенного напряжения (закон «трех вторых») увеличение этого напряжения приводит при прочих равных условиях к уменьшению η или B и, следовательно, к увеличению времени коммутации в том диапазоне параметров, где τ_K падает с увеличением η или B . Получается в некотором смысле парадоксальное явление: увеличение перенапряжения приводит к более длительному возрастанию разрядного тока.

При постоянной скорости распространения плазмы время коммутации тока должно быть пропорционально межэлектродному зазору, а в процессе коммутации электрод, в сторону которого движется плазма, подвергается интенсивной бомбардировке электронами или ионами с внешней границы плазмы, ускоренными практически полным межэлектродным напряжением. Из табл. 54 и рис. 68 видно, что импульсная мощность потока этих ускоренных частиц существенно превосходит среднюю мощность разряда, а длительность этого мощного импульсного потока мала по сравнению с временем разряда.

Для распространения плазмы на весь разрядный промежуток до противоположного электрода необходимо, чтобы в лю-

бой момент времени на фронтальную поверхность плазмы за счет тепловой скорости v_T поступало больше заряженных частиц, чем отсасывается током на противоположный электрод. В частности, такое условие должно выполняться и при $I_{* \text{ макс}}$. Это дает возможность оценить общее число частиц одного знака в плазме, которое необходимо для распространения последней на весь разрядный промежуток. Учитывая, что на единицу поверхности на границе поступает за счет теплового движения $0,25 v_T n$ частиц, а число частиц в единице объема n убывает от источника плазмы как квадрат расстояния, можно записать следующее соотношение для необходимого общего числа заряженных частиц одного знака в распространяющейся плазме:

$$N_{\text{мин}} = \left(4 \frac{v_{\text{пл}}}{v_T} \cdot \frac{I_{* \text{ макс}} t_{* I_{\text{ макс}}} I_{\text{ макс}}}{\eta} + 1 \right) \frac{C_{\text{ш}} U_0}{e}. \quad (56)$$

В этом выражении второй член правой части учитывает число частиц, необходимое для разрядки накопленного на емкости $C_{\text{ш}}$ заряда; значения $I_{* \text{ макс}} t_{* I_{\text{ макс}}} / \eta$ приведены в табл. 54.

Когда источник плазмы расположен на аноде, то при прочих равных условиях η и, согласно табл. 58, $I_{* \text{ макс}} t_{* I_{\text{ макс}}} / \eta$ больше, чем при источнике плазмы, расположенном на катоде. Кроме того, для плазмы, распространяющейся от локального источника в виде вакуумной искры:

$$v_{T, \text{ э}} > v_{\text{пл}} > v_{T, \text{ и}}, \quad (57)$$

где $v_{T, \text{ э}}$, $v_{T, \text{ и}}$ — тепловые скорости соответственно электронов и ионов [303]. Таким образом, условия заполнения плазмой разрядного промежутка при движении плазмы от катода и от анода неодинаковые. В последнем случае требуемое количество плазмы значительно больше.

При минимальной энергии поджигающей искры, значения которой приведены в табл. 53, количество образующейся в поджигающей искре плазмы на несколько порядков меньше, чем необходимо для замыкания межэлектродного зазора. Поэтому необходимо, чтобы в результате последующих процессов на электродах образовалось значительно большее количество плазмы. Очевидно, что и при естественном пробое вакуумной изоляции сам инициирующий вакуумный пробой вряд ли в состоянии создать на том или другом электроде количество плазмы, достаточное, чтобы замкнуть разрядный промежуток. Другими словами, нужное количество плазмы образуется в результате каких-либо вторичных процессов, следующих за инициированием вакуумного пробоя.

Исследования, проведенные с наносекундными импульсами напряжения, убедительно показали применимость изложенной выше теории к развитию разряда при естественном пробое ва-

куумного промежутка. Как говорилось выше, при наносекундных импульсах межэлектродный зазор заполняется плазмой, рожденной у катода. Измерение времени коммутации тока показало, что оно прямо пропорционально величине межэлектродного зазора и при зазоре 5 мм равно 157 для молибденовых, 165 для медных и 185 нсек для алюминиевых электродов. Отношение величины межэлектродного зазора к времени коммутации, как и следует из теории, было несколько больше скорости распространения плазмы и, например, для графитовых и свинцовых электродов составляло соответственно 2,2 и 1,1—2 см/мксек [178]. Так же как и скорость распространения плазмы, время коммутации почти не зависит от напряженности в зазоре, хотя в работе [308] при малых зазорах было обнаружено некоторое возрастание времени коммутации с увеличением перенапряжения. Возможность такого аномального эффекта была показана выше при анализе теоретических кривых тока. Были замечены также некоторые расхождения теории и эксперимента, лежащие, однако, в рамках теории. Так, измеренная величина тока оказалась больше расчетной, что объясняется недостаточно корректным применением закона «трех вторых» при выводе формулы для тока, например выражения (53). Введение поправки к этому закону [309], учитывающей, что при ограниченной эмиттирующей поверхности плотность тока выше, чем при бесконечной (условие применимости закона «трех вторых»), позволяет согласовать расчетные и экспериментальные данные*.

В работе [297] обнаружено влияние поперечного магнитного поля на развитие разряда. Показано, что это поле может уменьшать скорость распространения плазмы и в соответствии с этим увеличивать время заполнения плазмой межэлектродного зазора (примерно на 70% при напряженности 14 кэ). Время коммутации также возрастает, если электроны, эмиттированные катодом, могут достигнуть анода. Если же поперечное магнитное поле велико и электроны не проходят с катода на анод, то межэлектродный ток появляется лишь после того, как катодная плазма настолько распространится в зазор, что электроны с ее внешней границы могут попасть на анод. На осциллограммах тока это фиксируется как увеличение времени запаздывания пробоя и соответственное сокращение времени коммутации тока.

Все приведенные экспериментальные данные хорошо согласуются с изложенной выше теорией развития разряда. Однако

* В некоторых работах отмечается отклонение от закона «трех вторых» (ток больше, чем следует по расчету), но не оговаривается, что расхождение получается, если не вводится указанная поправка на ограниченность эмиттирующей поверхности и не учитывается, что часть межэлектродного зазора как бы зашунтирована газоразрядной плазмой.

реальная картина явления значительно сложнее простых представлений, которые положены в основу указанной теории. Взрывообразные процессы испарения на электродах и образования плазменных сгустков, появление большого межэлектродного тока и сопровождающего его магнитного поля (что может приводить к пинчеванию разряда и развитию плазменных неустойчивостей) делают процесс заполнения межэлектродного зазора плазмой заметно отличающимся от спокойного растекания плазмы из локального ее источника на электроде. На осциллограммах разрядного тока заметны сильные колебания, из общего расширяющегося облака плазмы вырываются отдельные языки, в самой плазме из-за развития неустойчивостей возникают сильные электрические поля, результатом чего, в частности, является возникновение потоков ионов с энергией, во много раз большей, чем при ускорении приложенной к электродам разностью напряжений [310]. Изучение всех этих явлений не закончено, но уже сейчас можно сказать, что они найдут важное практическое применение. Однако изложение этих вопросов выходит за рамки настоящей книги, поэтому рассматривать их здесь не будем.

Если плазма в межэлектродном зазоре образуется за счет ионизации остаточного газа, то разряд во времени развивается не так, как при заполнении зазора плазмой, распространяющейся из локального источника. Длительность искрового разряда зависит от остаточного давления. Чем выше, остаточное давление, тем быстрее происходит образование плазмы в межэлектродном зазоре и тем быстрее произойдет переход к дуге.

Аналитически процесс образования плазмы за счет ионизации остаточного газа был рассмотрен Штенбеком [311] и Фюнфером [286] в предположении, что на катоде имеется достаточно мощный источник электронов, например поджигающая искра. Тогда ток между электродами — электронный, и он ограничивается собственным объемным зарядом до момента, пока в зазоре не образуется плазма. Ионизация остаточного газа приводит к накоплению в зазоре положительных ионов, в то время как образующиеся электроны вследствие большой подвижности уходят на анод. По мере накопления положительных ионов объемный заряд основного электронного тока компенсируется, что приводит к возрастанию его, пока средние объемные плотности электронного q_e и ионного q_i зарядов в первом приближении не сравняются.

В этом случае нарастание плотности объемного заряда ионов во времени выражается формулой

$$q_i = n_0 \sigma_i \int_0^t j_e dt, \quad (58)$$

где n_0 — число молекул остаточного газа в единице объема; $\sigma_{\text{и}}$ — сечение ионизации газа электронами, плотность тока которых $j_{\text{э}}$. Тогда

$$I_{\text{э}} = q_{\text{э}} \sqrt{2eU/m}; \quad q_{\text{и}} \approx q_{\text{э}}; \quad j_{\text{э}} A_{\text{р}} = -C_{\text{ш}} \cdot dU/dt, \quad (59)$$

где $A_{\text{р}}$ — площадь электродов, охваченная разрядным током; $C_{\text{ш}}$ — емкость электродов, а закон изменения тока разряда принимает вид

$$I = A_{\text{р}} j_{\text{э}} = n_0 \sigma_{\text{и}} q_{\text{э}} \sqrt{(2e/m) (U_0 - q_{\Sigma}/C_{\text{ш}})}, \quad (60)$$

где $q_{\Sigma} = A_{\text{р}} \int_0^t j_{\text{э}} dt$ — заряд, прошедший через разрядный промежуток. Сила тока будет максимальной

$$I_{\text{макс}} = 0,54 \sqrt{e/m} C_{\text{ш}} U_0^{1/2} n_0 \sigma_{\text{и}} \quad (61)$$

при $q_{\Sigma} = 0,67 C_{\text{ш}} U_0$ и мгновенном напряжении, в три раза меньшем начального U_0 .

Длительность разряда при такой схеме его развития зависит от значения начального тока I_0 : при очень малом начальном токе накопление ионов будет идти медленно. Практически длительность разряда определяется по осциллограммам и обычно приравнивается к интервалу времени, за который ток возрастает до максимума от величины, приблизительно в 10 раз меньшей. Тогда преобразование выражения (60) нетрудно получить продолжительность нарастания тока или продолжительность искровой стадии разряда:

$$\tau_{0,1-1} \approx (3/n_0 \sigma_{\text{и}}) \sqrt{m/2eU_0}. \quad (62)$$

При этом предполагалось $I_0 < 0,1 I_{\text{макс}}$.

Вытекающие из зависимости (62) обратная пропорциональность времени разряда остаточному давлению и независимость $\tau_{0,1-1}$ от величины зазора служат удобными критериями проверки правильности исходных предположений, в частности, что же в конкретном случае является определяющим — ионизация остаточного газа или распространение плазмы в зазор из локального источника на одном из электродов. Во втором случае время искровой стадии не зависит от остаточного давления и должно увеличиваться с ростом межэлектродного расстояния.

Согласно многочисленным измерениям зависимости времени нарастания тока от давления для разрядов с поджигающей искрой, уменьшение $\tau_{0,1-1}$ наблюдается только при давлении, превышающем определенное значение: $8 \cdot 10^{-5}$ [301], $3 \cdot 10^{-4}$ [286], $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. [312]. По измерениям Флинна [305], при $U=100$ кВ и $s=3,5$ мм средняя продолжительность искрового разряда в диапазоне $4 \cdot 10^{-6}—2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. не зависела от давления и составляла 3,5 мсек. Такой большой разброс в результатах различных исследователей объясняется прежде все-

го различием экспериментальных условий, в частности различной степенью обезгаженности электродов [301] и состава остаточных газов [312, 313], а также различным межэлектродным расстоянием. В той области давлений, когда решающим является образование плазмы за счет ионизации остаточного газа, время искровой стадии разряда действительно не зависело от межэлектродного зазора при изменении от 50 до 150 мм [312].

Определенное влияние на развитие разряда должны оказывать также параметры поджигающей искры (ее интенсивность). При более интенсивном поджиге образуется более горячая плазма и в большем количестве. Поэтому при неизменных остальных параметрах становится более вероятным и быстрым заполнение этой плазмой межэлектродного зазора. Напряжение на поджигающий электрод во многих случаях подается от того же источника, что и на основной электрод, но через добавочное сопротивление. Величина этого сопротивления определяет ток поджигающего разряда и, следовательно, его интенсивность. Поэтому, когда указанное сопротивление меньше, основной разряд должен развиваться быстрее, особенно в области низких давлений при малой роли ионизации остаточных газов [301].

7.4. ДУГОВАЯ СТАДИЯ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

Дуговому разряду, в частности дуге в парах материала электродов в вакууме, посвящено много оригинальных работ. Феноменологическое описание дугового разряда и процессов на электродах, а также изложение существующих теоретических

Т а б л и ц а 55

Сила тока обрыва дуги (минимальная сила тока вакуумной дуги), *a*

Материал электродов	Зазор, мм	Максимальная	Минимальная	Средняя
Сталь	0,2	0,86	0,19	0,51
»	0,3	1,3	0,14	0,52
»	0,5	0,78	0,13	0,31
Медь	0,5	2,0	0,33	0,73
»	1,0	2,3	0,48	0,67
Алюминий	0,5	0,58	0,14	0,29
»	1,0	0,72	0,17	0,35

представлений приведены в монографиях [314, 315]. Это позволяет ограничиться феноменологическим описанием общих свойств дуговых процессов, возникающих после пробоя вакуумной изоляции, без углубления в физическую сущность явлений.

Максимальная сила тока при дуговом разряде ограничена обычно только параметрами внешней электрической цепи; ми-

нимальная — физическими процессами, сопровождающими протекание тока в разрядном промежутке и поддерживающими высокую электропроводность последнего. Если ток, который может обеспечить внешняя цепь, мал для поддержания этих

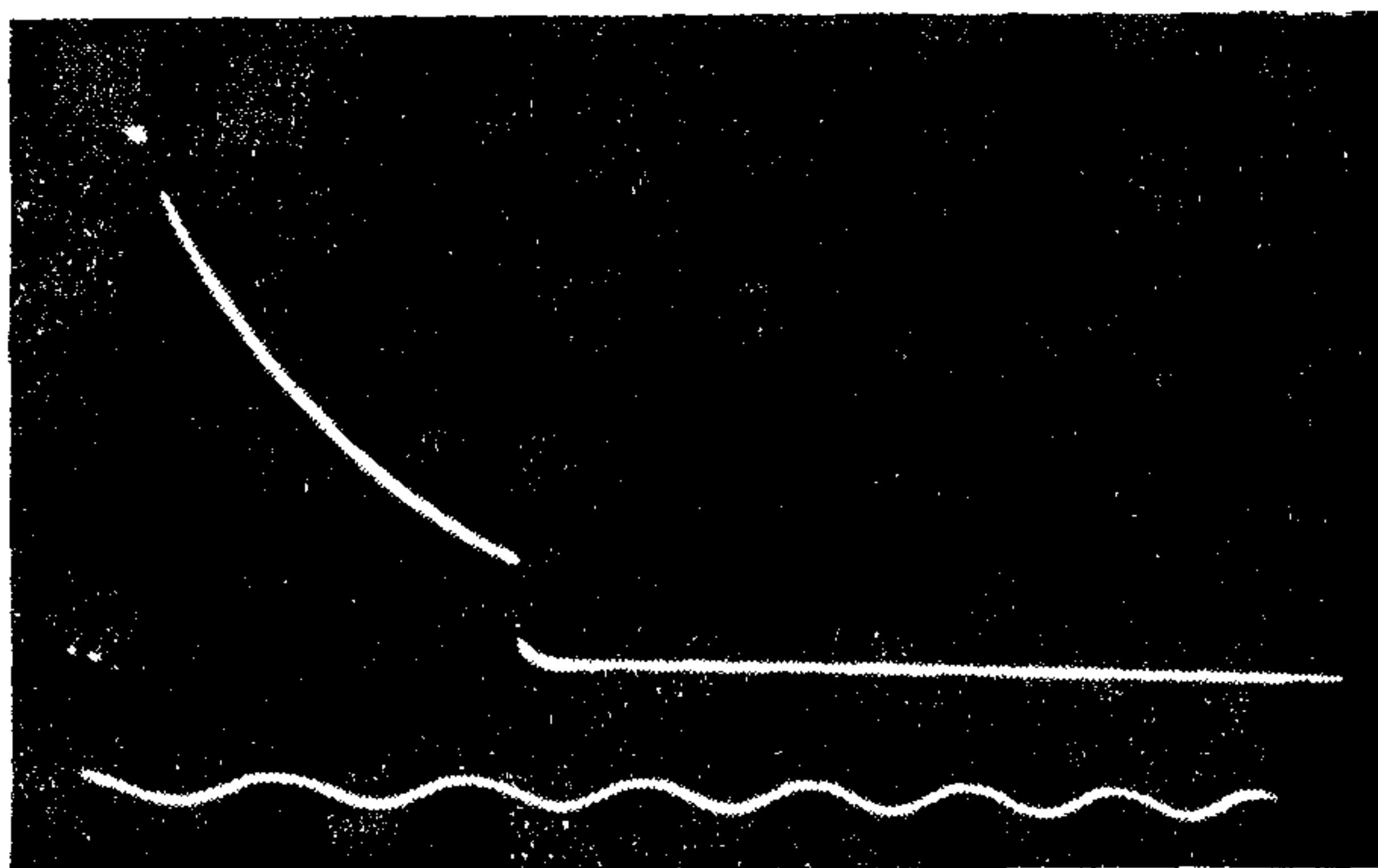


Рис 70. Осциллограмма тока разряда емкости через вакуумный зазор 1 мм между медными электродами после пробоя $U_{пр}=58$ кв, амплитуда силы тока 5 ка, обрыв тока при 0,95 а, $R_d=5$ ком, градуировка 0,2 Мгц.

процессов, то дуга прерывается. Типичная осциллограмма тока после пробоя для такого случая приведена на рис. 70 [71]. Здесь экспоненциальный спад тока происходит из-за разрядки емкости фильтра питающего генератора высокого напряжения. В табл. 55 приведены значения силы тока, при которых про-

Таблица 56

Сила тока обрыва вакуумной дуги $I_{обр}$ и порогового тока $I_{пор}$
(минимальные токи дуги)

Материал электродов	$I_{обр}, а$	$I_{пор}, а$	Материал электродов	$I_{обр}, а$	$I_{пор}, а$
Медь	4	1,6	Олово	1,5	0,6
Серебро	6	1,2	Свинец	0,5	0,3
Золото	—	1,4	Титан	—	2
Бериллий	—	0,9	Тантал	—	1,5
Ртуть	—	0,04	Молибден	—	1,5
Алюминий	—	1,0	Вольфрам	9,2	1,6
			Никель	—	6

исходит обрыв дуги [71]. Каждая точка — результат 10—15 измерений.

В табл. 56 приведены значения силы пороговых токов $I_{пор}$, ниже которых дуга вообще не возникает [315], а также токов обрыва $I_{обр}$ вакуумной дуги переменного тока [316].

Для большинства металлов, за исключением ферромагнитных и хрома, у которых $I_{\text{пор}}$ больше, сила пороговых токов, a , подчиняется полуэмпирической формуле [315]:

$$I_{\text{пор}} \approx 5,2 \cdot 10^{-5} T_{\text{кип}} \sqrt{\lambda}, \quad (63)$$

где $T_{\text{кип}}$ — температура, °К, при которой упругость пара металла равна 1 ат; λ — теплопроводность металла при комнатной температуре, кал/(см·сек·град). Следует отметить, что на величины $I_{\text{пор}}$ и $I_{\text{обр}}$, как и на другие характеристики, очень сильно влияет чистота поверхности электродов. Загрязнения и изоляционные включения на катоде облегчают возникновение дугового разряда.

Согласно исследованиям [315, 317—319], дуга в вакууме обладает внутренней неустойчивостью, которая создает возможность самопроизвольного ее погасания в широком диапазоне значений тока. При неизменных параметрах внешней цепи и установившемся токе продолжительность горения дуги подчинена вероятностному закону. При многократных измерениях число дуг, горевших в течение времени t или дольше,

$$N \sim \exp(-t/\tau_{\text{ср}}), \quad (64)$$

где $\tau_{\text{ср}}$ — средняя продолжительность горения дуги при данных условиях. Время $\tau_{\text{ср}}$ зависит главным образом от материала катода и от силы тока. В табл. 57 приведены экспериментальные данные, характеризующие эту зависимость.

Таблица 57

Сила тока дуги, соответствующая нескольким средним продолжительностям горения дуги

Материал катода	Состояние катода	Сила тока, a , дуги при разных значениях $\tau_{\text{ср}}$, сек				
		10^{-5}	10^{-3}		0,1	
			[318]	[318]	[319]	[318]
Ртуть	Жидкий	0,03	0,35	0,65	1,7	2
Галлий	То же	—	—	12	—	40
Олово	»	—	—	8	—	47
Медь	Твердый	2,5	4,6	16	31	—
Серебро	То же	1,3	2	—	9	—
Олово	»	—	—	5,5	—	10
Алюминий	»	2	3,3	15	30	—
Молибден	»	4	12	—	—	—
Вольфрам	»	4	8,5	—	—	—

Случайный характер погасания дуги приводит к тому, что в каждый момент времени существует отличная от нуля вероятность возникновения критического состояния, при котором

дуга может погаснуть. Это подтверждается наличием на осциллограммах напряжения всплесков, возникающих над уровнем нормального падения напряжения на дуге. Всплески, имеющие характер почти непрерывных шумов (отдельных или расположенных группами импульсов), представляют собой импульсы восстанавливающегося напряжения при более или менее полном и резком обрыве дуги и последующие пробои разрядного промежутка в сильно облегченных условиях, созданных предшествующим горением дуги. Скорость нарастания напряжения при обрыве или уменьшении тока зависит от параметров электрической цепи: индуктивности и сопротивления в цепи разрядного тока и емкости, шунтирующей разрядный промежуток. При более быстром нарастании напряжения восстановление дуги более вероятно. Поэтому увеличение индуктивности и уменьшение шунтирующей емкости увеличивают среднюю продолжительность горения дуги. По-видимому, это одна из причин расхождения между результатами И. Г. Кесаева [319] и Кобайна с Ферлем [318] (см. табл. 57). В экспериментах И. Г. Кесаева индуктивность не превышала 100 мкГн, а у Кобайна с Ферлем она была в 1,5—3,5 раза больше. Кроме того, в первой из этих работ напряжение источника питания было меньше, что также облегчало погасание дуги. По данным Кобайна и Ферля, средняя продолжительность горения дуги для медных электродов при токе силой 5 а уменьшалась в три раза (от 0,3 мсек) при увеличении шунтирующей емкости от 85 до 1000 нф.

Напряжение горения дуги при небольших межэлектродных расстояниях мало зависит от силы протекающего тока и очень близко к величине катодного падения. В табл. 58 приведены значения напряжения горения коротких дуг, полученные различными авторами [315, 320, 321].

Таблица 58

Напряжение горения коротких вакуумных дуг, в

Материал электродов				Материал электродов			
	[315]	[320]	[321]		[315]	[320]	[321]
Бериллий	17	—	—	Серебро	13	17	12,5
Графит	—	20	12	Кадмий	11	10	8,1
Магний	12,5	12	11	Олово	12,5	11,5	10,5
Алюминий	15,5	16	15,5	Тантал	—	—	20—23
Титан	14,5	—	15,5	Вольфрам	16	17,5	23
Хром	—	—	15,5	Золото	15	—	13
Железо	17	—	15,5	Ртуть	8—19	8	7,5
Кобальт	16	—	18,9	Висмут	9—12	8,1	7,5
Никель	18	16,5	16,5	Нержавеющая сталь	—	16,5	—
Медь	16	21	15,5	Сталь при комнатной температуре	—	32	—
Галлий	15	—	10	Сталь, нагретая выше точки Кюри	—	17	—
Молибден	16	15	23				

Эти значения напряжения горения дуги соответствуют случаю, когда сила тока дуги не превышает нескольких сот ампер. При таких токах разряд между электродами состоит как бы из нескольких параллельных элементарных, так называемых опорных дуг, каждая со своим катодным пятном. Сила тока элементарной дуги, по измерениям И. Г. Кесаева [315], не превышает удвоенной силы порогового тока для данного материала катода, по данным же Риса, на 1—1,5 порядка больше [322]. Такое большое расхождение можно объяснить тем, что данные Риса относятся к массивным электродам, тогда как И. Г. Кесаев для изучения тонкой структуры катодного пятна дуги проводил измерения на тонкопленочных катодах.

С увеличением общего тока между электродами собственное магнитное поле тока все сильнее стремится стянуть в единое целое элементарные дуги (пинч-эффект). Это может привести к увеличению в несколько раз напряжения горения дуги и сильному разогреву обоих электродов. Характеристики такого сжатого разряда напоминают характеристики дуги высокого давления. Для медных электродов переход к такому разряду происходит при токе силой 10 ка [322].

7.5 ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОЧНОСТИ ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ ПОСЛЕ ИСКРОВОГО И ДУГОВОГО РАЗРЯДОВ

Вакуумный зазор после прохождения тока (при пробоях, разведении контактов и пр.) восстанавливает свою электропрочность значительно быстрее, чем любой другой вид изоляции. Это свойство вакуумной электроизоляции позволяет применять ее для создания высоковольтных выключателей. В чистых вакуумных условиях время восстановления определяется в основном удалением из межэлектродного зазора ионизированных газов и паров и остыванием электродов до температуры, при которой упругость их паров не превышает 10^{-3} — 10^{-4} мм рт. ст. [323]. Ионизированные газы и пары удаляются главным образом в результате движения их из зазора к стенкам вакуумной камеры. Так как скорость такого радиального движения газов и паров 5—20 км/сек, то при сантиметровых размерах электродов время очищения вакуумного зазора не превышает 10 мксек [323, 324]. Такого же порядка и время остывания электродов. Скорость восстановления электропрочности может достигать 10—20 кв/мксек. Естественно, что чем больше протекавший между электродами ток, вызывавший нагрев и испарение электродов, тем больше время восстановления электропрочности.

Влияние силы дугового тока предшествующего разряда на повторное пробивное напряжение применительно к вакуумным выключателям изучалось Халифом [75] После импульса разрядного тока в виде одной полусинусоиды промышленной ча-

Пробивное напряжение при различных временных интервалах после прохождения через зазор импульса тока

Временной интервал, мксек	Напряжение, кв, повторного пробоя после прохождения импульсов тока силой, а			Временной интервал, мксек	Напряжение, кв, повторного пробоя после прохождения импульсов тока силой, а		
	44	85	170		44	85	770
2	6	5,2	4,5	54	32	28	22
12	13,5	12	8,5	75	35	35	27
35	24	22	18	95	—	—	29,5

стоты на электроды через заданный промежуток времени подавалось напряжение частотой 5 кГц. В табл. 59 приведены значения 50%-ного пробивного напряжения для стальных электродов при зазоре между ними 3,5 мм.

Для определения времени восстановления электропрочности вакуумной изоляции после пробоя Мейтланд [325] на исследуемую пару стальных электродов подавал последовательно два импульса высокого напряжения. Первый импульс неизменной амплитуды вызывал пробой, амплитуду второго он изменял для определения напряжения возникновения повторного пробоя. Интервал между импульсами регулировался от 6 до 400 мксек. Длительность импульсов равнялась 4 мксек, сопротивление разрядной цепи 20 ком. При первом пробое через разрядный промежуток проходил заряд приблизительно 20 мкк. Электроды были изготовлены из нержавеющей стали, зазор между ними 0,42 мм оставался неизменным, вакуум $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Минимальное напряжение, при котором вероятность пробоя была близка к единице, составляло 38 кв.

На рис. 71 приведены результаты экспериментов — средние величины напряжения повторного пробоя и наблюдавшийся разброс. Амплитуда первого импульса 58 кв соответствовала 50%-ному перенапряжению. Восстановление элект-

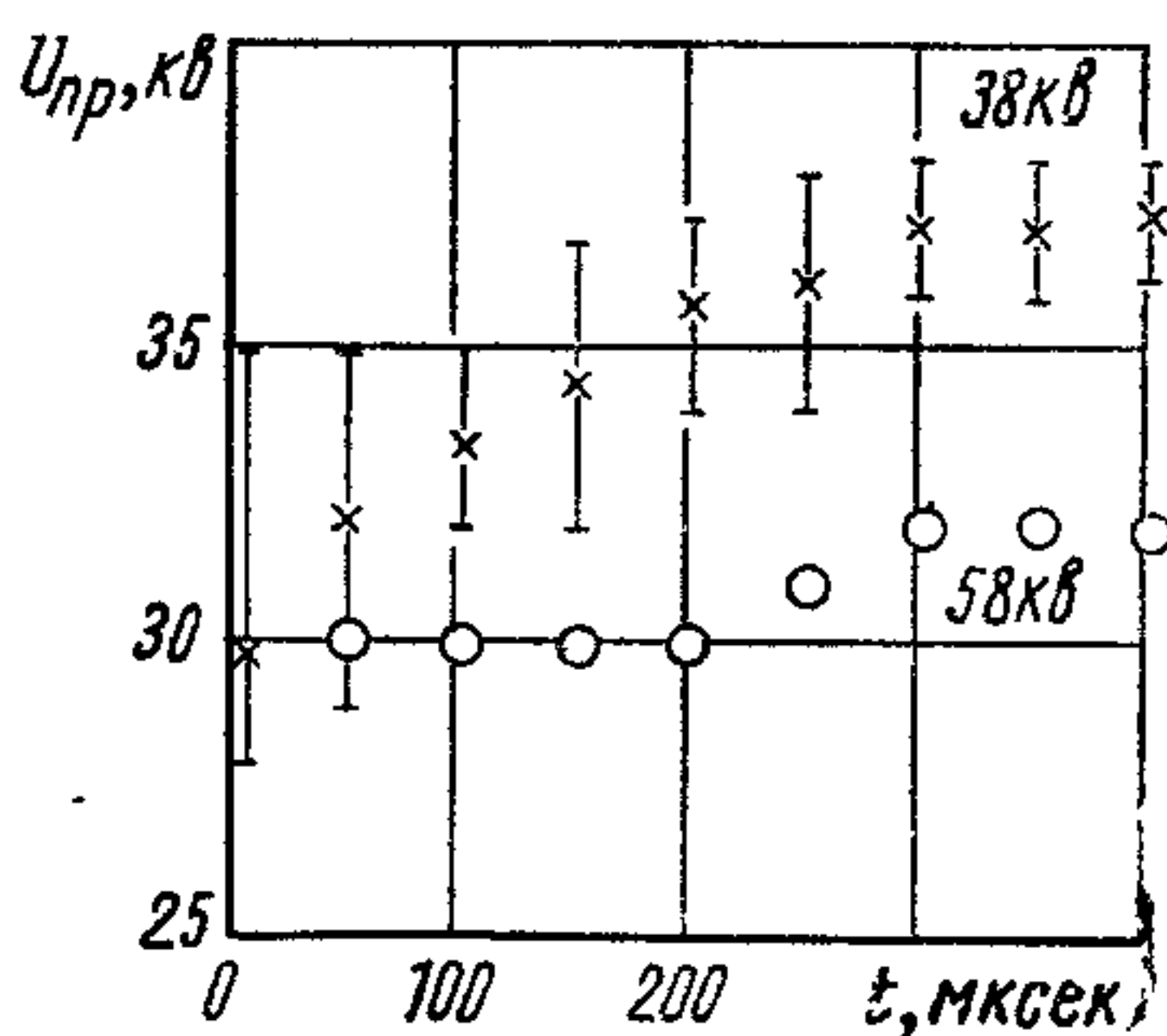
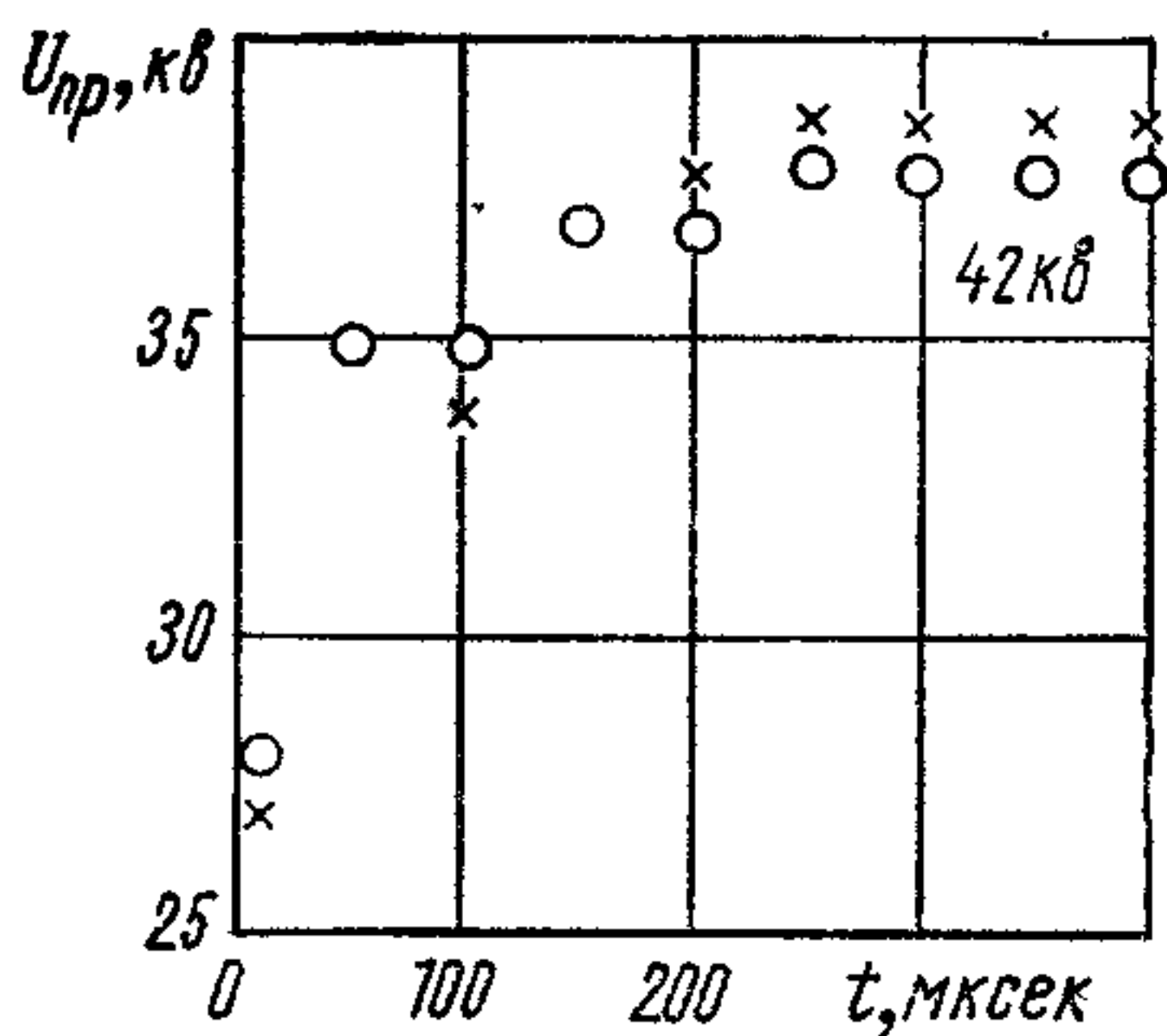


Рис. 71 Напряжение повторного пробоя зазора 0,42 мм между электродами из нержавеющей стали в зависимости от временного интервала между первым и вторым пробоями.

числа на графиках — напряжение при первом пробое.

ропрочности быстрое (около 6 кв/мксек) в первые несколько микросекунд продолжается более 400 мксек с постепенным замедлением, что особенно заметно при более интенсивном первом пробое (при 58 кв). Это время существенно больше времени деионизации в объеме и даже времени охлаждения мест локального разогрева на электродах при первом пробое. Однако измерения проводились в недостаточно чистом вакууме. Возможно, что именно этим объясняются столь большие времена восстановления электропрочности.

Очень интересные результаты дали визуальные наблюдения. Оказалось, что канал повторного разряда возникает, как правило, в некотором удалении от канала первого разряда на расстоянии до 10 мм. По-видимому, после первого пробоя благоприятные условия для последующего пробоя создаются на некотором удалении от канала первого разряда.

7.6. ПЕРЕНОС МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ И РАЗРУШЕНИЕ ИХ ПРИ ИСКРОВОМ И ДУГОВОМ РАЗРЯДАХ

Изменение поверхности электродов неизбежно сопутствует искровому разряду, каким бы маломощным и кратковременным он ни был. Г. А. Месяц и В. И. Эшкенази [326] изучали эрозию электродов в начальной стадии искрового разряда, подавая наносекундные импульсы напряжения разной длительности и проводя затем микроскопическое обследование электродной поверхности. Зазор между медным катодом и молибденовым анодом был 0,35 мм, напряжение до 50 кв. После приложения к электродам импульса напряжения длительностью 6 нсек изменений на электродах не было, как это видно на рис. 72. После воздействия импульсов длительностью 12 нсек на аноде обнаруживалось до 100 выступов высотой 1—15 мкм и диаметром 10—15 мкм, расположенных хаотически на площади менее 1 мм². На катоде обнаруживали молибден в виде шариков диаметром 1—3 мкм. Дальнейшее увеличение длительности импульсов напряжения приводило к усилению эрозии анода и переносу материала на катод. При этом на аноде наблюдались кратеры диаметром 5 мкм, расположенные главным образом по границам зерен (см. рис. 72).

Более детальное обследование следов на аноде в начале его эрозии [298], т. е. при импульсах 7—8 нсек, выявило, что при одном пробое может образовываться на аноде несколько отдельных пятен эрозии. Если сначала образуется 2—6 таких пятен (рис. 73, а), то при большей длительности импульса их число возрастает и доходит до 16. Каждое пятно есть результат бомбардировки анода электронами из отдельного катодного факела, и, следовательно, появление нескольких пятен эрозии на аноде объясняется одновременным развитием нескольких катодных факелов.

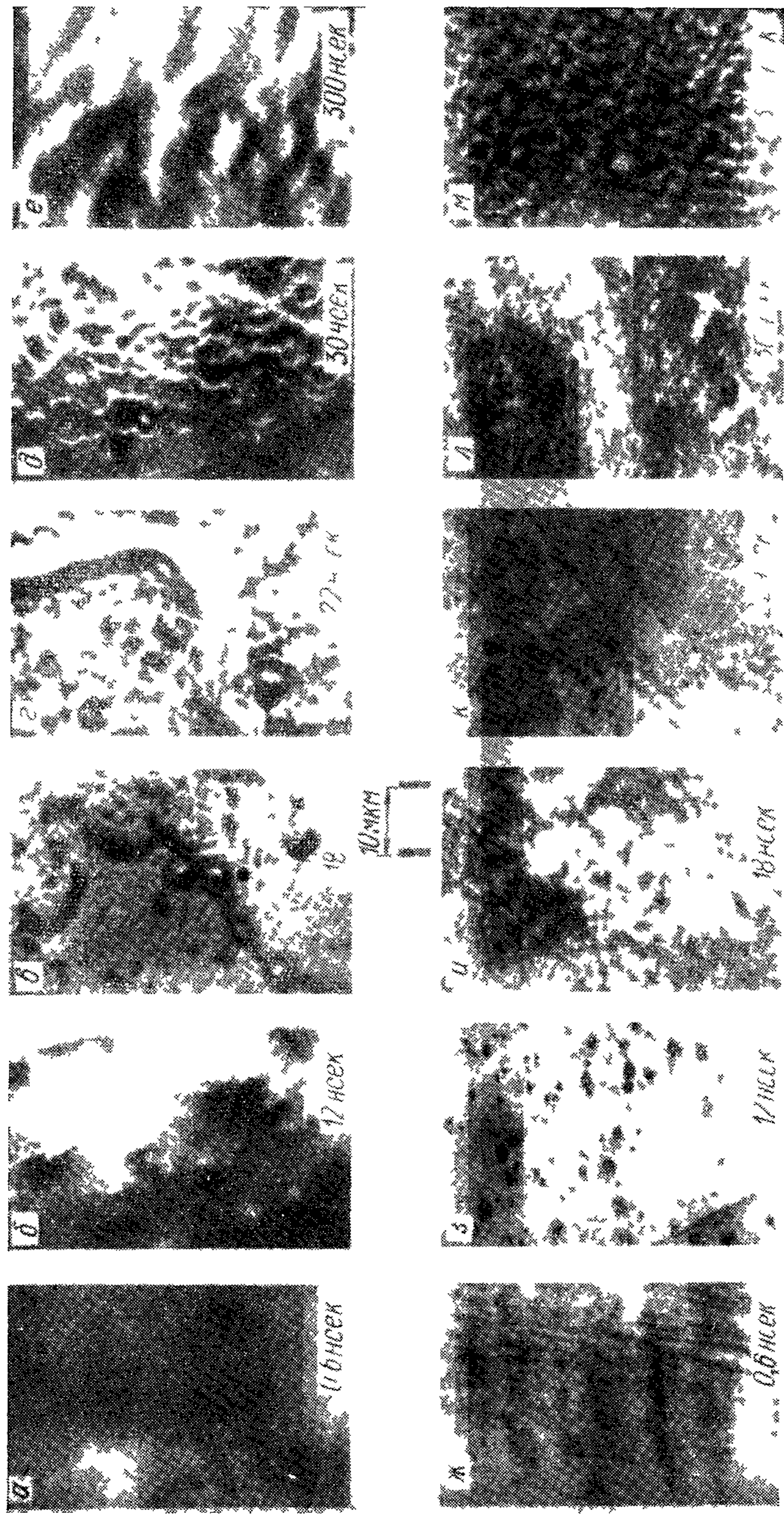


Рис 72 Эрозия электродов (катод — медь, анод — молибден) после воздействия импульсов напряжения 35 кВ раз-
ной длительности ($s = 0,35$ мм, $r = 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт ст, $\times 2000$)

a—e — анод ж—м — катод

После маломощных искр микросекундной длительности при напряжении в десятки киловольт на поверхности анода можно обнаружить множество мелких кратеров диаметром несколько микрон. Эти кратеры группируются в отдельные пятна, хорошо видимые невооруженным глазом. Число кратеров, возникающих при каждом пробое, зависит от материала анода и может достигать до нескольких десятков тысяч на медных или молибденовых анодах [193]. От материала анода зависит также вид кратеров. Например, на нержавеющей стали они образуются, как правило, вокруг карбидных включений, которые выступают в центре кратеров [327].

Изучение аналогичных кратеров на меди показало, что они возникают в местах структурных дефектов поверхности анода [298]. Как видно из рис 73, б [328], многие из этих кратеров группируются вдоль границ зерен и двойников. Более редко возникают сравнительно крупные кратеры взрывного происхождения. Кроме кратеров могут возникать и конусообразные выступы высотой в десятки микрон. Эти выступы отчетливо видны на рис 73, в, который получен с помощью микроскопа Линника, оптическая ось которого направлена под острым углом к изучаемой поверхности, что позволяет отчетливо видеть микрорельеф поверхности. Такие выступы образовывались в результате маломощных пробоев при длительном приложении высокого напряжения [329].

На катоде после нескольких пробоев при длительном приложении напряжения перенесенный с анода материал в резуль-

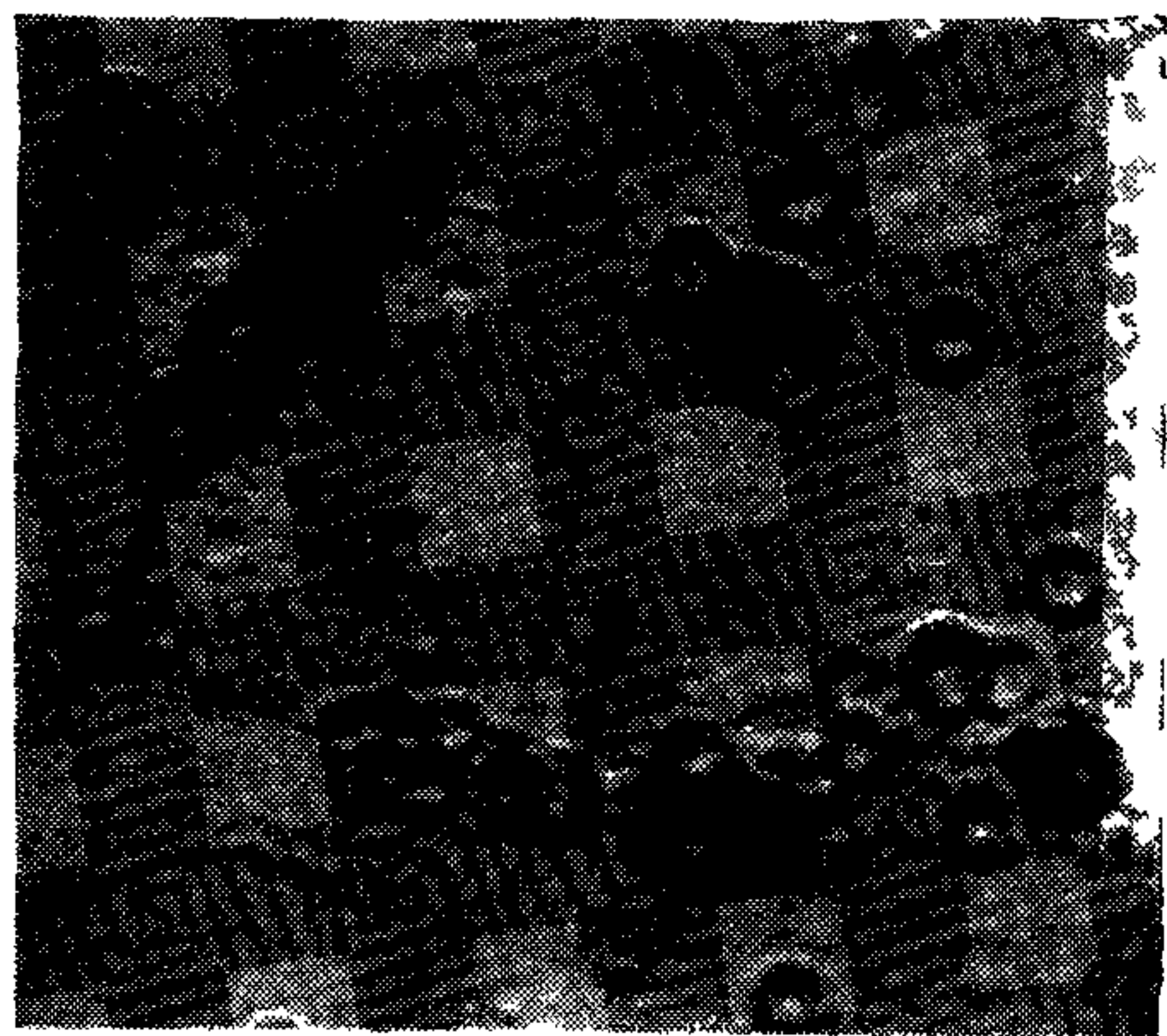


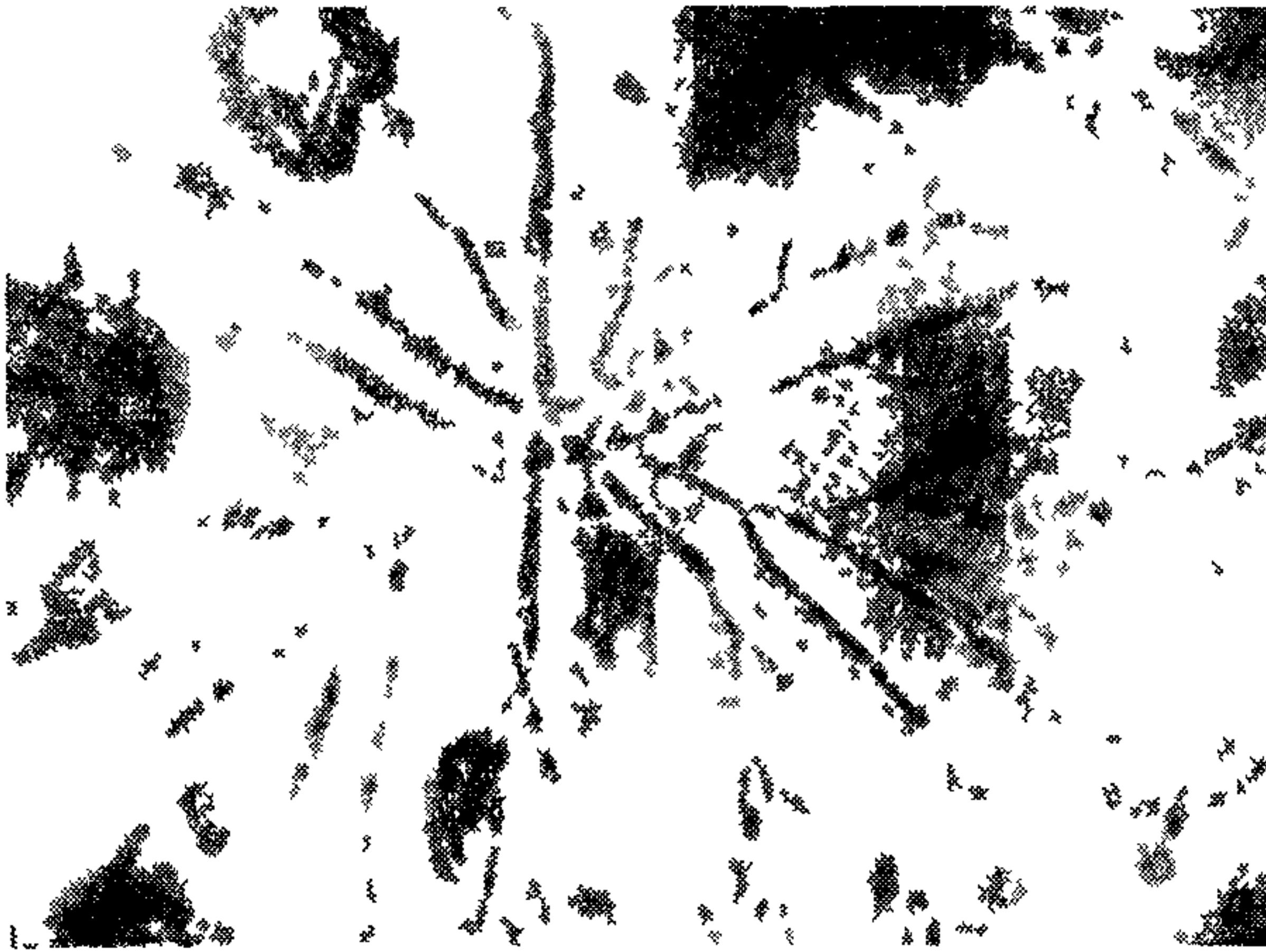
Рис 73 Эрозия поверхности анода при пробоях

тате поверхностной миграции может скапливаться в многоатомные агрегаты, сравнительно легко перемещающиеся по поверхности или застревающие вблизи дефектных мест. На рис. 74 виден такой застрявший многоатомный агрегат в виде разветвленного дендрита высотой несколько микрон. В отдельных местах иногда образуются микроскопические ступенчатые пьедесталы (рис 74, б), растущие, по-видимому, из паров анода. Эти образования могут в дальнейшем быть зародышами нитевидных кристаллов [328].

После нескольких сот пробоев катод сантиметрового размера сплошь покрывается перенесенным анодным материалом. Поверхность этого слоя весьма неровна и не отражает микрорельефа основной поверхности катода. Слой может отделяться, образуя выступы доли миллиметра. При сильно ограниченном послеразрядном токе и межэлектродных зазорах доли миллиметра на поверхности могут вырастать столбики, в конце концов замыкающие электроды.

Интенсивность разрушения анода и перенос материала растет с увеличением энергии, выделяемой на электродах при разряде. Если емкость конденсатора, подключенного непосредственно к электродам, значительна, то от анода отлетают микроскопические и более крупные ярко светящиеся частицы металла [330]. Количество вылетающих частиц возрастает с увеличением неоднородности поля и зависит от материала электродов, например при графитовых электродах их больше, чем при вольфрамовых. Скорость частиц 5—15 м/сек. Частицы всегда заряжены положительно, причем удельный заряд составляет 10^{-3} — 10^{-1} к/кг [331]. Даже при сильно ограниченном послепробойном разряде анодное вещество переносится на катод в виде отдельных частиц (см. гл. 8). При большой мощности разряда на катоде появляются капли расплавленного металла (см. рис. 74, в) [151].

Исследования с помощью меченых атомов и спектроскопическими методами позволили установить, что при послепробойной искре вещество переносится также в обратном направлении, хотя и в значительно меньшем количестве [143—145]. Л. В. Тарасова и А. А. Разин [143] изучали перенос материала при послепробойном разряде конденсатора емкостью 10^{-7} — 10^{-8} ф через регулируемое сопротивление. Используя методику меченых атомов, они нашли, что при медных электродах количество перенесенного материала с анода на катод зависит от величины включенного в цепь сопротивления и пропорционально прошедшему заряду: при $R_d = 20$ ком переносится приблизительно $2 \cdot 10^{-5}$ г/к, при $R_d = 5$ ком — в 10 раз больше, а при R_d , близком к нулю, перенос материала с анода на катод доходит до 0,1 г/к. Перенос материала с катода на анод не зависит от величины R_d и составляет приблизительно 10^{-5} г/к. Напряжение перед пробоем во всех этих опытах составляло 50—100 кв.



6



Рис 74 Изменение
поверхности като-
да при пробоях

Судя по приведенным данным перенос материала с катода на анод пропорционален прошедшему через межэлектродный зазор заряду, тогда как с анода на катод не только зависит от этого заряда, но и возрастает с увеличением амплитуды тока разряда. Хотя при этих измерениях осциллографирование не проводилось, по параметрам электрической схемы можно предположить, что полученные сведения относятся к искровой стадии разряда.

Разрушение электродов и перенос материала при дуговом разряде отличны от аналогичных явлений при вакуумной искре. При дуге разрушение катода и унос материала значительно больше, чем анода. Например, при разряде в течение 2 мсек конденсатора емкостью 1—5 мкф через вакуумный зазор 0,25 мм между стальными электродами изменение веса катода и анода характеризуется величинами, приведенными в табл. 60 [75].

Таблица 60

Изменение веса электродов после разряда

Заряд конденсатора, 10^{-3} к	Изменение веса, мг/разряд		Заряд конденсатора, 10^{-3} к	Изменение веса, мг/разряд	
	катода	анода		катода	анода
40	-2,6	+0,8	120	-8,5	+2,5
60	-4	+1,6	160	-12	+4
80	-5,5	+1,8			

Приведенные в таблице данные укладываются в эмпирически подобранные формулы:

$$\left. \begin{aligned} \Delta G_k &= -0,05q_{\Sigma}^{0,74}; \\ \Delta G_a &= 0,029q_{\Sigma}^{0,94}, \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

где q_{Σ} — прошедший заряд, мк/разряд; ΔG_k и ΔG_a — изменение веса соответственно катода и анода, мг/разряд. При измерениях в воздухе при тех же электродах и параметрах электрической цепи:

$$\left. \begin{aligned} \Delta G_k &= -2,48 \cdot 10^{-6} q_{\Sigma}^{2,8}; \\ \Delta G_a &= 1,15 \cdot 10^{-6} q_{\Sigma}^{2,8}. \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

Таким образом, при $q_{\Sigma} > 0,35$ к перенос материала с катода на анод в вакууме меньше, чем при атмосферном давлении; при $q_{\Sigma} < 0,35$ к — наоборот.

В связи с разработкой электродинамической плазменной пушки рельсового типа, где плазма получается за счет ионизации материала электродов, Фарго и Тейлор [332] изучали

эрозию электродов при разряде через вакуумный промежуток конденсатора большой емкости (100—300 мкф), заряженного до напряжения 10—20 кв. Количество напыленного на стенки вакуумной камеры материала электродов пропорционально прошедшему электрическому заряду. Этот заряд равен запасенному только при апериодическом разряде. При колебательном разряде величина прошедшего через вакуумный промежуток заряда (сумма абсолютных величин заряда, прошедшего в ту и другую сторону) возрастает, соответственно возрастает и эрозия электродов. Количественные данные приведены в табл. 61. Максимальная величина сопротивления в разрядной цепи 3 ом.

Таблица 61

Уменьшение веса электродов при сильноточном вакуумном разряде, 10^{-4} г/к

Материал электродов	Максимальное	Минимальное	Среднее	Материал электродов	Максимальное	Минимальное	Среднее
Олово	12	5,3	9	Нержавеющая сталь	6	1,8	3
Алюминий	11	6	9,6	Титан	3,5	0,9	2,1
Серебро	6	4,2	5	Молибден	2,7	1,5	2
Медь	6,7	1,3	3	Вольфрам	5,3	1,2	3,6

Хотя авторы не обнаружили зависимости эрозии от силы тока (возможно, из-за небольшого диапазона варьирования параметров), по-видимому, эрозия возрастает с увеличением силы тока. По крайней мере, такой вывод напрашивается из сравнения данных табл. 60 и 61.

ГЛАВА 8

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ ПРОБОЙ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОДАМИ МАЛОЙ КРИВИЗНЫ

8.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Содержание предыдущих глав показывает многообразие видов и характеристик нарушения электропрочности вакуумной изоляции. Оно объясняется тем, что не один, а несколько физических процессов могут приводить к нарушению вакуумной электроизоляции или способствовать этому. В некоторых случаях можно с большой определенностью указать такие процессы, иногда это сделать значительно труднее. Например, при высокочастотном вторичноэлектронном разряде определяющую роль играет вторичная электронная эмиссия. При постоянном или импульсном напряжении и катоде в виде острия к пробой приводит омический нагрев острия током автоэлектронной эмиссии. В обоих случаях (хотя многие существенные стороны процессов недостаточно ясны) основная физическая схема развития разряда не вызывает сомнения.

Этого нельзя сказать о возникновении пробоя при высоком (постоянном или импульсном) напряжении на электродах небольшой кривизны и заметной (немикроскопической) площади. В этом наиболее важном практическом случае процессы, приводящие к пробой, еще недостаточно изучены. Это в немалой степени объясняется тем, что при большой поверхности электродов имеется много участков, где может начаться пробой, а свойства этих участков плохо известны и к тому же изменяются от пробоя к пробой. Поэтому пробой происходит при недостаточно известных экспериментатору условиях, что затрудняет и даже делает невозможной четкую интерпретацию многих экспериментальных данных. Тем не менее в самые последние годы достигнут значительный прогресс в изучении пробоя и в этих условиях.

Многообразие физических процессов, возникающих при подаче на электроды высокого напряжения, и недостаточная изученность причин, вызывающих пробой в вакууме, привели к тому, что существует несколько гипотез о механизме возникновения вакуумного пробоя. Эти гипотезы можно подразделить на несколько групп по тем физическим явлениям, которые считаются ответственными за нарушение электропрочности вакуумной изоляции.

1. Пробой вызывается вторичными явлениями, которые сопровождают локальный нагрев на катоде или аноде, вызванный протеканием автоэлектронного или предпробойного тока другой природы. В качестве вторичных процессов рассматриваются главным образом испарение материала или выделение газов и последующие явления, возникающие после ионизации в объеме выделившихся паров и газов.

2. Возникновение пробоя обязано развитию взаимной вторичной эмиссии (электронов, отрицательных и положительных ионов и фотонов), которая приводит к самопроизвольному росту тока и в конечной стадии — к пробую. В этом случае пробой может быть также связан с предпробойными токами, но в отличие от процессов, рассматриваемых в первой группе гипотез, определяющими являются элементарные процессы взаимодействия заряженных частиц и квантов с поверхностью электродов.

3. Пробой вызывается крупинками, пылью на электродах или микрочастицами материала самих электродов. Такие частицы, слабо связанные с электродом, отлетают от него и, будучи электрически заряженными, ускоряются приложенным к электродам напряжением. При ударе ускоренной и заряженной частицы о противоположный электрод могут возникнуть явления, которые приведут к пробую. Другая возможность инициирования пробоя частицами — это возникновение поджигающего разряда между электродом и подлетающей электрически заряженной частицей.

4. Решающее значение в возникновении пробоя играет механическое воздействие на электрод электростатических сил. Такое воздействие может привести к изменению рельефа поверхности и в результате этого, например, к появлению на катоде больших выступов с возникновением на их вершинах автоэлектронной эмиссии. Более интенсивное воздействие электростатических сил — это разрушение поверхности электрода, отрыв от нее кусочков или капель при наличии на поверхности жидкой фазы.

5. Частичный пробой диэлектрических пленок и включений, которые почти всегда присутствуют на поверхности электродов, является как бы поджигающей искрой и ведет к пробую всего межэлектродного промежутка. Кроме того, диэлектрические пленки или включения на катоде могут способствовать образованию эмиссионных центров, что может привести к пробую или развитию процессов, рассматриваемых в первой группе гипотез.

6. К пробую между электродами приводит газовый разряд, возникающий в парах и газах, десорбируемых с электродом. При этом предполагается, что десорбция может происходить не только под действием предпробойных токов (включая микро-разряды), но и под действием только электростатических сил, уменьшающих энергию адсорбции.

Гипотезы о механизме вакуумного пробоя выдвигались параллельно с экспериментальным изучением пробоя и преследовали цель объяснить результаты этих исследований и прежде всего зависимость пробивного напряжения от межэлектродного зазора. Так, постоянство (критичность) пробивной напряженности на катоде — отсутствие зависимости ее от приложенного напряжения и конфигурации электродов, наблюдаемое в некоторых случаях, легко объясняется гипотезами, где иницирующим фактором является автоэлектронная эмиссия, так как последняя очень сильно зависит от напряженности на катоде. Нетрудно объяснить наличие критического значения напряженности и разрушением электрода электростатическими силами, особенно при малопрочных материалах, таких, как графит или жидкие металлы.

С другой стороны, обнаруженное еще на ранних стадиях исследования вакуумной электроизоляции между плоскими электродами снижение пробивной напряженности с ростом приложенного напряжения свыше 20—50 кВ (эффект полного напряжения) не может быть просто объяснено процессами, сопровождающими автоэлектронную эмиссию. Необходимо, например, дополнительно предположить, что с ростом приложенного напряжения под действием бомбардировки ионами катода возрастает неровность его поверхности, так что локальная напряженность в местах эмиссии автоэлектронов, несмотря на снижение средней напряженности, меняется мало. Обнаруженные сравнительно недавно аномально большие выступы на тщательно обработанной поверхности катода в какой-то мере подтверждают такое предположение.

Эффект полного напряжения и влияние на возникновение пробоя напряженности у обоих электродов можно объяснить только тем, что процессы, приводящие к пробоям, развиваются у обоих электродов, и в этих процессах уже на самых ранних стадиях пробоя играет заметную роль прохождение заряженных частиц с одного электрода на другой. Поэтому гипотеза об иницировании пробоя ударом микрочастицы или взаимной вторичной эмиссией, где приложенное напряжение определяет энергию частиц, может достаточно просто объяснить снижение пробивной напряженности при повышении напряжения и зависимость возникновения пробоя от напряженности у обоих электродов. Большое разнообразие условий, при которых используется и должна работать вакуумная электроизоляция и которые существенно отличаются от изученных случаев, делает необходимым более подробное рассмотрение различных физических процессов, нарушающих электропрочность вакуумной изоляции.

В последние годы в изучении вакуумного пробоя можно заметить стремление к математизации развиваемых представлений. Если на первом этапе гипотезы о механизме пробоя были

чисто качественными, то начиная с появления в 1952 г. гипотезы Крэнберга все более четко проявляется тенденция к созданию количественных теорий, позволяющих не только объяснить физическую сторону явления, но и рассчитывать характеристики вакуумного пробоя, в частности зависимость пробивного напряжения от различных факторов. Хотя эти теории находятся еще в стадии становления и существующие представления изменятся со временем, сам факт появления количественных теорий, подтвержденных более или менее полно экспериментами, свидетельствует о значительном прогрессе в изучении вакуумного пробоя

Как показано в гл 7, пробой с переходом к низковольтному разряду возможен только при заполнении плазмой межэлектродного зазора. Однако в некоторых случаях недопустимым нарушением вакуумной изоляции является появление токов сравнительно малой силы, измеряемой миллиамперами и даже меньше. Такие токи не требуют заполнения плазмой межэлектродного зазора, и к физическим процессам, вызывающим эти токи, не предъявляется указанное выше требование образования плазмы. Поэтому, например, различные виды эмиссии заряженных частиц, такие, как автоэлектронная, термоионная, взаимная вторичная, эффект Молтера и др, принципиально могут объяснить появление такой проводимости в вакууме, которая при маломощных источниках напряжения (электростатические генераторы, питающие ускорительные трубки и др) является серьезным нарушением вакуумной изоляции.

Однако эти же виды эмиссии без вторичных процессов, связанных с нагревом электродов (хотя бы локальным), быстрой десорбцией газа или испарением материала, не в состоянии привести к вакуумному пробую с возможностью перехода к низковольтному разряду. Поэтому особенно важно рассмотреть те процессы, которые могут привести к заполнению плазмой межэлектродного зазора и образованию на катоде источника электронов. Оба этих условия в значительной степени идентичны, так как заполнение плазмой межэлектродного зазора невозможно без интенсивного испарения на том или другом электроде, а источником энергии для такого испарения в первую очередь должен быть электронный ток. С другой стороны, заполнение плазмой межэлектродного зазора сконцентрирует электрическое поле вблизи катода (вызовет интенсивную бомбардировку ионами), что неминуемо приведет к образованию достаточно эффективного источника электронов на катоде.

Рассмотрение физических процессов, которые могут отрицательно повлиять на качество вакуумной изоляции (привести к ее пробую), является основным содержанием последующих разделов. Очередность рассмотрения определяется удобством изложения. Так, воздействие на электроды электростатических сил во многих случаях не играет заметной роли в инициирова-

нии вакуумного пробоя, однако это явление удобно рассмотреть одним из первых, так как оно может играть существенную роль в развитии пробоя, инициированного другими физическими процессами. Например, автоэлектронная эмиссия с выступа на катоде может привести к расплавлению его вершины. Но что произойдет с этим выступом дальше — будет ли он быстро вытягиваться (что приведет к росту автоэлектронной эмиссии) или, наоборот, сглаживаться, оплавляться (что вызовет уменьшение тока), — зависит от баланса механических сил, т. е. от соотношения электростатических сил и сил поверхностного натяжения.

Ниже показано, что несколько различных совокупностей физических процессов может независимо привести к пробоям, т. е. что существует несколько различных механизмов пробоя. Однако в реальных условиях эти механизмы, эти процессы часто действуют одновременно и взаимосвязано, как бы помогая друг другу в инициировании пробоя. Поэтому рассмотрение отдельных механизмов носит несколько формальный характер, хотя оно и безусловно полезно, так как помогает разобраться в общей весьма сложной и запутанной совокупности физических процессов, вызывающих вакуумный пробой.

Из шести групп гипотез две в дальнейшем подробно не рассматриваются. Одна из них — гипотеза об инициировании пробоя взаимной вторичной эмиссией — была в свое время выдвинута Трампом и Ван де Граафом [188, 333] для объяснения эффекта полного напряжения. Условие возникновения пробоя по их гипотезе имело вид (с сохранением принятых этими авторами обозначений)

$$AB + CD \geq 1, \quad (67)$$

где A и C — коэффициенты выхода из анода соответственно ионов и фотонов при электронной бомбардировке; B — коэффициент эмиссии электронов под действием бомбардировки катода положительными ионами; D — среднее число вышедших из катода в результате фотоэффекта электронов на один испущенный анодом фотон. Последующие измерения этих коэффициентов, выполненные этими же исследователями [188, 334—336], показали невозможность соблюдения условия (67). Поэтому гипотеза представляет лишь исторический интерес. Однако взаимная вторичная эмиссия, т. е. механизм AB , согласно уравнению (67), определяет возникновение и развитие микроразрядов, и в этом смысле выражение (67) сохраняет свое значение с той разницей, что коэффициент B определяет эмиссию из катода отрицательных ионов, а не электронов (см. разд. 3.3).

Другая группа гипотез, высказанных некоторыми исследователями [303, 337—340], об инициировании вакуумного пробоя различными процессами в диэлектрических пленках и включениях на поверхности заслуживает серьезного рассмотрения,

но почти полное отсутствие соответствующих экспериментальных данных не позволяет проанализировать возможность такого инициирования пробоя. Приведенные же в разд. 6.1 данные о повышении электропрочности при наличии на катоде тонких диэлектрических слоев (даже частично разрушенных пробоями) позволяют усомниться в существенной роли процессов в пленках как инициаторов пробоев.

8.2. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ СИЛ

При высоких напряженностях электрического поля, характерных для вакуумной изоляции, электростатические силы достигают значительных величин, и это может отрицательно сказываться на качестве этой изоляции. Влияние электростатических сил может быть двояким. Во-первых, как уже рассматривалось в разд. 2.2, электростатические силы, изменяя скорость и даже направление поверхностной диффузии, способствуют росту выступов на поверхности. В результате этого может возрасти коэффициент μ и соответственно снизиться средняя пробивная напряженность. Во-вторых, электростатические силы в отдельных местах поверхности электродов могут достичь предела механической прочности материала, что приведет к разрушению поверхности, отрыву от нее частиц. Ниже приведены значения напряженности электрического поля, при которых электростатические силы становятся равными разрушающим механическим напряжениям [341, 342].

Материал	$E_{\text{разр}}$ Мв/мм	Материал	$E_{\text{разр}}$ Мв/мм
Вольфрам	30	Платина	8
Молибден	25	Медь	8,4
Никель	16	Золото	8,4
Хром	10,5	Алюминий	5
Серебро	8,5	Графит	2

Разрушающая напряженность достаточно высока, особенно для твердых металлов, но не настолько, чтобы исключить возможность разрушения материала, так как механические дефекты материала электродов, а также повышение напряженности на неровностях поверхности при $\mu > 1$ существенно снижают разрушающую напряженность. Кроме того, приведенные выше данные получены при комнатной температуре; повышение температуры (из-за локального нагрева темновыми токами и т. п.), вплоть до появления на электродах расплавленных участков, может еще больше снизить разрушающую напряженность.

Возникновение пробоя из-за разрушения электродов электростатическими силами наиболее вероятно при плоском катоде и остром аноде (разрушение анода) или при малой механи-

ческой прочности электродов любой конфигурации. В первом случае пробивное напряжение в 3—3,5 раза выше, чем при обратной полярности электродов (см. разд. 4.7), при которой пробой возникает из-за протекания значительных токов автоэлектронной эмиссии. Локальная напряженность при этом должна достигать значений 3—8 $Mв/мм$. Поэтому можно предполагать, что при острейшем аноде локальная напряженность превышает 10 $Mв/мм$, и, следовательно, электростатические силы близки к пределу механической прочности даже наиболее прочных металлов.

Однако из-за различных дефектов поверхности даже в сравнительно слабых полях наблюдается отрыв отдельных микроскопических частиц от электродов. Так, Хаули и Велей [33] при постоянном напряжении и межэлектродном зазоре 0,3 $мм$ наблюдали с помощью микроскопа рост и отрыв отдельных выступов диаметром 1,5 $мкм$ на плоском медном аноде. Напряженность, при которой появлялись и отрывались выступы, зависела от первоначальной обработки электродов: для механической обработки $E \approx 40$ $кв/мм$, для электрополировки $E \approx \approx 60$ $кв/мм$. Часто такой отрыв сопровождался пробоем, что объяснялось как инициирование пробоя ударом микрочастицы (этот процесс рассмотрен в разд. 8.4).

Н. Б. Розанова и В. Л. Грановский [151], исследуя влияние материала электродов на пробой, нашли, что пробивная напряженность монотонно возрастает при переходе от малопрочных материалов к более прочным — от графита последовательно к алюминию, меди, никелю, молибдену и вольфраму, — хотя количественного соответствия пока не обнаружено. В гл. 2 отмечалось также, что при упрочнении поверхности электродов наклепом пробивное напряжение повышается.

Перенос материала электродов в виде многоатомных агрегатов (микрочастиц) и следы пробоев на электродах в виде кратеров с острыми краями свидетельствуют об участии электростатических сил в процессах, приводящих к пробую или сопровождающих пробой. Особенно большое значение приобретают электростатические силы, когда на электродах появляются участки расплавленного металла или хотя бы один электрод представляет собой жидкий металл.

Разрушение поверхности жидкого металла под действием электростатических сил рассмотрено Тонксом [343], приближенные расчеты которого были затем в некоторой степени более строго обоснованы Френкелем [344]. При выводе соотношений Тонкс рассматривал баланс сил поверхностного натяжения, электростатических и тяжести, а при рассмотрении динамики процесса учитывал силы инерции. Условие неустойчивости поверхности жидкого металла, если эта поверхность горизонтальна и электрические силы действуют вверх, имеет вид

$$\epsilon_0 E^2 > 4\pi(\alpha_S/r_{ж}) + \pi\delta g r_{ж}, \quad (68)$$

где $r_{ж}$ — радиус жидкой поверхности; g — ускорение силы тяжести; δ — плотность вещества; α_S — коэффициент поверхностного натяжения. Минимальное значение напряженности поля, приводящее к разрушению, соответствует значению $r_{ж} = r_{опт}$, при котором члены правой части неравенства (68) равны между собой. Для ртути, например, минимальная разрушающая напряженность равна 5,3 кв/мм, а $r_{опт} = 3,7$ мм.

Если неравенство (68) выполняется, то на поверхности начинает расти горб. На вершине этого горба напряженность электрического поля повышается, увеличивая электростатические силы в этом месте, и участок вблизи вершины горба начинает вытягиваться сильнее, чем периферийные части. Поэтому если первоначально горб имеет форму примерно шарового сегмента (вплоть до полусферы), то затем он приобретает форму все более заостряющегося конусообразного выступа. Максимально возможная высота выступа

$$h_{макс} = 10,8\pi\alpha_S/\varepsilon_0 E^2. \quad (69)$$

Радиус вершины стремится при этом к бесконечно малой величине. Очевидно, до того как выступ достигнет такой формы, может произойти отрыв вершины выступа, однако условия такого отрыва в работах [343, 344] не рассмотрены. Полное время роста выступа до максимально возможной высоты равно

$$\tau_B = 45 \frac{\alpha_S \delta^{0,5}}{\varepsilon_0^{1,5} E^3} \left(3,25 \lg \frac{\alpha_S}{\varepsilon_0 E^2 h_0} + 2,7 \right), \quad (70)$$

где h_0 — высота начальной неровности на поверхности электрода.

Рост выступа во времени происходит с нарастающей быстротой, так что основное время затрачивается на начальные стадии процесса. Более того, первый член правой части равенства (70) стремится к бесконечности, когда поверхность расплавленного электрода абсолютно гладкая ($h_0 = 0$), а 89% второго члена составляет время роста выступа до того момента, когда выступ становится полусферическим с радиусом в три раза меньше $h_{макс}$ [см. выражение (69)]. Приведенная выше формула справедлива при $h_0 < \alpha_S/\varepsilon_0 E^2$. Для никеля ($\alpha_S = 1,6$ н/м) при $E = 100$ кв/мм $h_0 < 1,5$ мкм.

Вармольц [180], исследовавший пробой между электродами из жидких ртути или галлия (см. рис. 36), определил, что экспериментальные данные по запаздыванию пробоя согласуются с временем разрушения поверхности (временем роста выступа), согласно формуле (70), если принять $h_0 = 1 \div 10$ Å. Согласие наблюдается только для $E < 20 \div 30$ кв/мм. При больших значениях E запаздывание пробоя меньше расчетного. Для наглядности на рис. 36 нанесено рассчитанное по уравнению (70) значение τ_B при $h_0 = 10$ Å.

Связь пробоя с ростом выступа на жидкометаллическом катоде под действием электростатических сил была подтверждена Л. И. Праневичюсом и др. [345]. Они сделали катод в виде полого вращающегося цилиндра, имевшего на внутренней поверхности диаметром 200 мм кольцевую проточку, заполненную жидкими ртутью или галлием, которые удерживались в таком положении центробежными силами. Внутри цилиндра — катода вставлялся служивший анодом стержень диаметром 16 мм, полусферический конец которого находился на расстоянии порядка 1 мм от поверхности жидкой ртути или галлия. Изменяя скорость вращения цилиндра, можно было изменять центробежную силу, препятствующую росту выступа на поверхности жидкого катода. Так как, согласно выражению (68), напряженность, при которой начинает расти выступ, $E \approx g^{0,25}$, то искусственное увеличение силы тяжести (центробежного ускорения) должно приводить к увеличению пробивной напряженности. Эксперимент подтвердил это. При увеличении искусственной силы тяжести от 1,7 до 500 единиц земного тяготения пробивная напряженность возрастала от 13 до 42 кв/мм. Если поверхность жидкого катода была загрязнена диэлектрическими пленками, то при увеличении ускорения пробивная напряженность не возрастала.

Автоэлектронная эмиссия с отдельного выступа на катоде, как показано в разд. 8.3, может привести к плавлению вершины этого выступа, что, в свою очередь, должно привести к изменению формы выступа и, следовательно, изменению эмиссии электронов и сопровождающих ее процессов. Из-за малых размеров эмиттирующего острия на баланс сил, действующих на вершину выступа, сила тяжести влияния не оказывает, и условие роста выступа, аналогичное условию неустойчивости поверхности (68), имеет вид

$$\frac{\epsilon_0 \bar{E}^2 \mu^2}{8\pi} = \epsilon_0 \frac{\bar{E} \mu}{8\pi} \cdot \frac{h}{2r} \bar{E} > \frac{2\alpha_s}{r}, \quad (71)$$

где $2\alpha_s/r$ — сила поверхностного натяжения, а μ для удобства дальнейшего анализа заменено на $h/2r$ [см. разд. 2.1 и выражение (1)]. Так как для плавления выступа необходим определенный ток автоэлектронной эмиссии, то локальная напряженность имеет значение в определенных пределах. Согласно формуле автоэлектронной эмиссии (см. приложение), при $j = 10^8 - 10^{12}$ а/м² $\mu \bar{E} = (4 \div 8) \cdot 10^8 \Phi^{1,5}$ в/м. Подставляя это значение $\mu \bar{E}$ в выражение (71), получаем условие роста выступа под действием электростатических сил

$$\bar{E} h > (360 \div 720) (\pi \alpha_s / \Phi^{1,5}). \quad (72)$$

Для никеля, например, $\alpha_s = 1,62$ н/м, $\Phi = 4,5$ эв и $\bar{E} h > 190 \div 380$ в (меньшее значение $\bar{E} h$ соответствует плавлению вершины выступа при больших плотностях тока).

Если неравенство не выполняется, то расплавление выступа приведет к сглаживанию его вершины и, видимо, ликвидации выступа. Таким образом, дальнейший ход процесса после плавления выступа зависит от первоначальных его размеров. Если высота выступа была небольшой, то плавление выступа должно привести к его гибели как эмиттера электронов, т. е. к улучшению вакуумной изоляции. Напротив, плавление выступа с h , большим нескольких микрон, приводит к его увеличению, и, хотя время до полного разрушения выступа очень невелико, сильный бросок тока, который должен сопровождать рост выступа, может привести к пробоя. Экспериментальных данных, непосредственно подтверждающих сказанное, пока не имеется, но описанные выше эксперименты с катодом в виде острия и плоским анодом, когда расплавление острия ведет к пробоя, и наблюдающееся иногда при плоских электродах скачкообразное уменьшение темнового тока из-за ликвидации отдельных мест эмиссии* могут служить аргументами в пользу такого заключения.

Таким образом, электростатические силы могут влиять на дальнейший ход процесса в некоторой промежуточной стадии возникновения пробоя, когда на одном из электродов появится хотя бы небольшой расплавленный участок.

8.3. ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ АВТОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ

На рис. 75 приведен перечень и условно показана взаимосвязь различных вторичных процессов, сопровождающих автоэлектронную эмиссию с выступа на катоде. Стрелки указывают последовательность развития процесса (причина \rightarrow следствие). Если два процесса взаимно усиливают друг друга, то на соединительной линии начерчены две стрелки, направленные навстречу. Из приведенной схемы видно большое разнообразие и тесная взаимосвязь вторичных процессов. Кроме элементарных процессов, таких, как выбивание из анода рентгеновских квантов, электронов и ионов, существует еще большая группа процессов, появление которых вызывается нагревом электродов: катода — джоулевым теплом и теплом Ноттингама от протекающего по нему тока, анода — бомбардировкой электронами, вышедшими из катода и ускоренными в межэлектродном зазоре. При высокой плотности электронного тока локальный нагрев на катоде или аноде наблюдается и при сравнительно небольшом значении общего тока. Поэтому автоэлектронная эмиссия может быть эффективным инициатором вторичных процессов, связанных с нагревом электродов.

* По наблюдениям Броуди [93], в некоторых случаях исчезновению центра эмиссии и уменьшению темнового тока предшествует небольшой бросок тока, что можно объяснить как результат нагрева выступа перед его окончательным разрушением.

Катод

Межэлектродный зазор

Анод

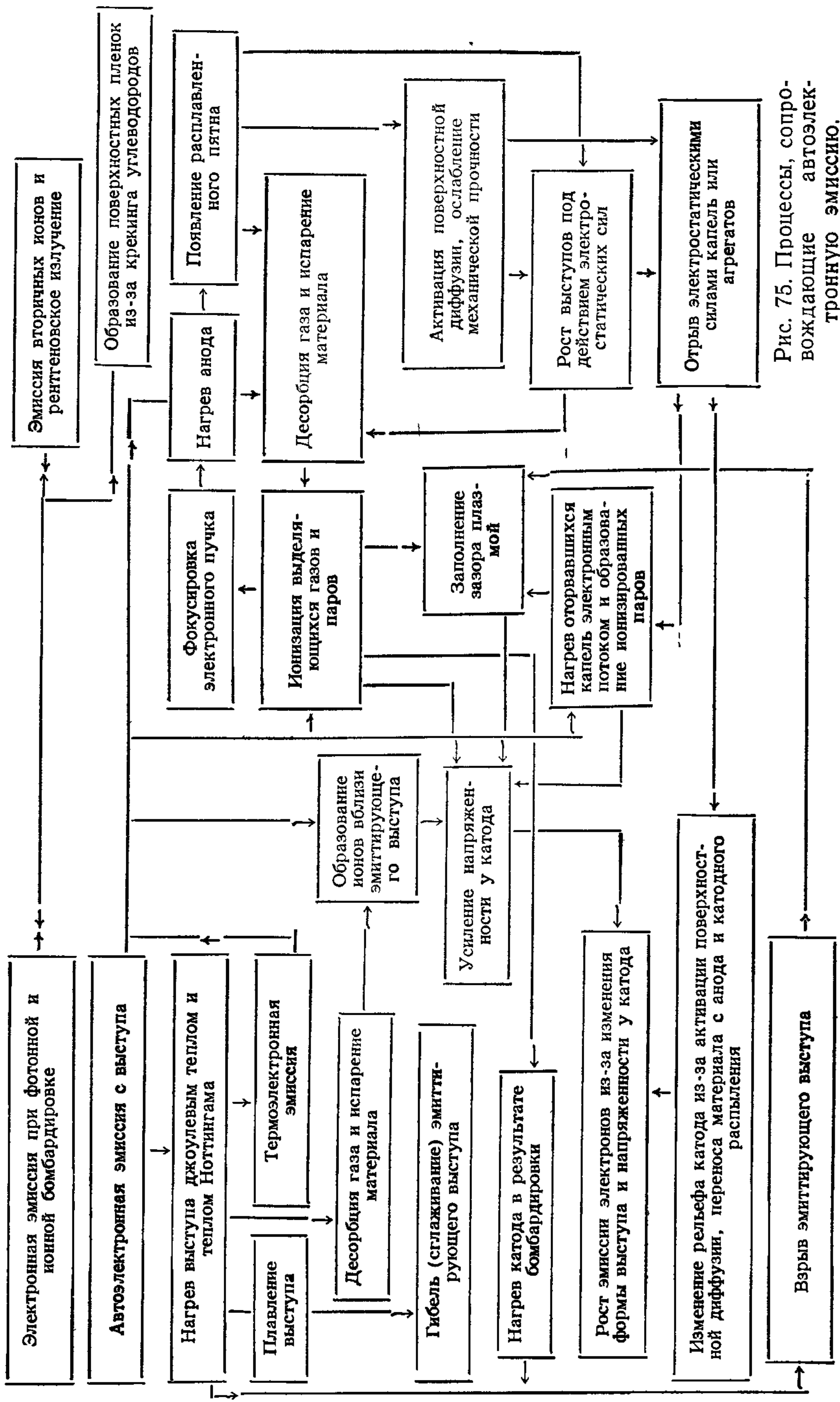


Рис. 75. Процессы, сопровождающие автоэлектронную эмиссию.

Нагрев эмиттирующего выступа на катоде может вызвать ряд явлений. Одно из них — изменение формы выступа из-за диффузии, перекристаллизации, а также ползучести под действием электростатических сил. Эти процессы, весьма слабые в обычных условиях, резко усиливаются и ускоряются при приближении к температуре плавления. Расплавление выступа в зависимости от баланса механических сил может привести к заострению его, усилению тока или к сглаживанию (оплавлению вершины выступа), т. е. к разрушению его как эмиттера электронов. Другое следствие нагрева — выделение в зазор сорбированных газов и затем паров материала катода. Ионизация выделившихся газов и паров усиливает электрическое поле вблизи катода, что способствует дальнейшему росту тока и развитию вторичных процессов (выделению газов, паров и т. д.).

Перечисленные процессы развиваются только на катоде и в непосредственной близости от него. Можно наметить также процессы, связанные с локальным нагревом на аноде при бомбардировке его электронами. Появление расплавленного пятна на аноде может привести к отрыву под действием электростатических сил капель материала. Выделение сорбированного газа, испарение материала и последующая ионизация паров, так же как и при аналогичных явлениях на катоде, в конечном счете усиливают поле у катода и, следовательно, ток автоэлектронной эмиссии. Помимо этого, ионы, образовавшиеся вблизи анода, приобретают большую энергию и, бомбардируя катод, нагревают его, а также вызывают катодное распыление, что вместе с активацией поверхностных процессов на катоде приводит к изменению рельефа и свойств последнего. Появление в зазоре положительных ионов может привести к фокусировке электронного пучка — его сужению. Это увеличивает нагрев и испарение на аноде.

Описанные процессы могут идти одновременно, но с разной интенсивностью, зависящей от конкретных условий. Например, при остром катоде и плоском аноде пучок электронов от катода сильно расширяется и нагрев на аноде незначителен. Поэтому в этих условиях к пробоям могут привести только процессы, связанные с нагревом джоулевым теплом эмиттирующего острия, хотя общее количество энергии выделяется на аноде больше, чем на катоде. Напротив, при плоских электродах процессы на аноде более интенсивны и нарушение вакуумной изоляции может быть вызвано именно этими процессами.

Инициирование вакуумного пробоя электронным током является основой ряда гипотез о механизме этого явления. Одна из первых — гипотеза Семенова [346], где возникновение проводимости между электродами в вакууме объясняется ионизацией электронами выделяющихся из анода газов и паров, а последующий выход электронов из катода — вторичной эмиссией (или термоэлектронной эмиссией) при бомбардировке катода уско-

ренными ионами. В дальнейшем подобные представления были развиты Арналем [123] и Блюитом с Тернером [127] применительно к возникновению микрозарядов и электронной нагрузки в ускорительных трубках. Представления о механизме пробоя, аналогичные гипотезе Семенова, развивал и В. Н. Глазнов [110]. Бойль и др. [195] создали теорию пробоя очень малых межэлектродных зазоров, где главную роль играет образование положительного объемного заряда из-за ионизации выделяющихся из анода паров и связанное с этим усиление автоэлектронного тока. Процессами, связанными с бомбардировкой анода электронами, объясняют возникновение пробоя Чаттертон [17], Шабонье [342], Мейтланд [193], Девис [201], автор настоящей книги [100, 167, 347] и другие, хотя в некоторых работах [17, 193] и не уточняется, какие именно физические процессы приводят к пробую.

Возникновение пробоя из-за расплавления эмиттирующего острия изучалось Дайком с сотрудниками Шабонье и советскими исследователями: М. И. Елинсоном, И. Л. Сокольской, Г. Н. Фурсеем и другими. Результаты этих исследований и их теоретический анализ приведены в разд. 4.7, и поэтому в этом разделе рассматриваются лишь некоторые особенности этого механизма пробоя применительно к электродам небольшой кривизны.

Основное внимание в этом разделе уделено процессам, связанным с нагревом анода электронами, так как эти процессы при плоских электродах играют не менее важную роль, чем нагрев эмиттирующего выступа протекающим током.

Анодные механизмы пробоя. Если анод подвергается бомбардировке электронным пучком с силой тока I и радиусом вблизи анода $r_{\text{э.а}}$, то плотность паров материала анода вблизи его можно определить из уравнения теплового баланса

$$IEs = (T_a - 300) \pi \lambda r_{\text{э.а}} + 0,25 v_T n_a \pi r_a'^2 L, \quad (73)$$

где в правой части первый член учитывает теплоотвод в тело анода благодаря теплопроводности λ , а второй член — расход тепла на испарение (v_T — тепловая скорость паров; L — теплота испарения одного атома; r_a' — радиус пятна на аноде, где образуется основная часть паров). Температура T_a в центре пятна и плотность паров n_a связаны через известное уравнение Клаузиуса.

Соотношение между r_a' и $r_{\text{э.а}}$ зависит от многих параметров: доли расхода тепла на испарение в общем тепловом балансе, распределения плотности тока по сечению электронного пучка и т. д. Если расход тепла на испарение существенно выше теплоотвода в теле анода, то $r_a' \approx r_{\text{э.а}}$. Когда преобладает теплоотвод, то при равномерной плотности тока в сечении электронного пучка на границе круга радиусом $r_{\text{э.а}}$ температура

составляет всего 67% температуры в центре пятна. Если в этом случае принять, что из-за сильной зависимости от температуры испарение ограничивается областью, где температура не меньше $0,9 T_a$, то $r_a' = 0,57 r_{э а}$.

Увеличение напряженности у катода и соответственно увеличение автоэлектронного тока вызывает более интенсивное испарение на аноде, увеличение объемного положительного заряда и т. д., что может привести к самопроизвольному росту тока и пробоем вакуумной электроизоляции. Обозначив увеличение локальной напряженности в месте автоэлектронной эмиссии на катоде из-за образования положительного объемного заряда $\Delta E_{к и}$ и уменьшение той же напряженности из-за объемного заряда первичного автоэлектронного пучка $\Delta E_{к э}$ ($\Delta E_{к и}$ и $\Delta E_{к э}$ — довольно сложные функции автоэлектронного тока I), запишем условие самопроизвольного роста тока

$$\frac{d}{dI} (\Delta E_{к и} - \Delta E_{к э}) \geq [dI/d\mu E]^{-1}, \quad (74)$$

где в правой части стоит производная, определяемая теоретическим уравнением автоэлектронной эмиссии, например в виде выражения (6).

Если энергия, выделяемая на аноде электронами, расходуется в основном, на испарение*, то $\Delta E_{к и} \sim I^2$, так как $n_a \sim I$, а число образующихся ионов пропорционально $n_a I$. Применив формулу для тока автоэлектронной эмиссии

$$I = \text{const exp}(-\text{const}/\mu E)$$

и условие $\Delta E_{к э} \ll \Delta E_{к и} \ll \bar{E}_\Sigma$, можно написать следующее выражение для тока автоэмиссии с катода, когда напряженность у катода равна $\mu \bar{E} + \Delta E_{к и}$,

$$I = I_0 \exp[\text{const } \Delta E_{к и} / (\bar{E} \mu)^2] \quad (75)$$

где I_0 — ток при отсутствии влияния объемного положительного заряда, т. е. когда $\Delta E_{к и} = 0$. Выражение (75) совместно с условием $\Delta E_{к и} \sim I^2$ позволяет переписать условие самопроизвольного роста тока из-за нарастающего влияния объемного заряда положительных ионов:

$$I > I_0 \exp 0,5 = 1,65 I_0. \quad (76)$$

Это выражение, полученное Бойлем и др. [195], можно интерпретировать следующим образом: если в результате влияния объемного заряда, образовавшегося из-за ионизации паров анода, первоначальный автоэлектронный ток возрос на 65%, то в дальнейшем будет происходить самопроизвольный рост тока,

* Оценки показывают, что это близко к реальности при нагреве анода очень узкими интенсивными электронными пучками, которые могут быть получены при автоэлектронной эмиссии с острых катодных выступов.

приводящий в конечном счете к пробоею между электродами. Более подробно условия инициирования пробоя в результате прогрессивного роста объемного заряда из-за ионизации паров анода были проанализированы в работах автора [17, 100, 348]. В этих работах при расчете условий возникновения пробоя между плоскими электродами предполагалось, что автоэлектронный ток эмиттируется одиночным выступом высотой h на катоде. Для определения значений μ , I и $r_{\text{э}}$ а использовались выражения (1), (6) и (7). Предполагалось также, что плотность паров анода убывает по направлению к катоду пропорционально квадрату расстояния, а образующиеся при ионизации паров положительные ионы движутся к катоду параллельным потоком, причем скорость движения ионов определяется не только электрическим полем, но и перезарядкой ионов в парах анода. При таких предположениях условие самопроизвольного роста тока (74), являющееся критерием возникновения пробоя, приобретает вид

$$\frac{\sigma_{\text{и}} h^{0,5}}{s} n_{\text{а}} \gamma \sqrt{\frac{M}{2e\bar{E}}} \left(1 + \frac{I}{n_{\text{а}}} \cdot \frac{dn_{\text{а}}}{dI}\right) \sqrt{1 + \frac{50\sigma_{\text{п}} n_{\text{а}} h^2}{s}} - \frac{36}{h^{1,5}} \sqrt{\frac{m}{2e\bar{E}}} \geq \frac{\varepsilon_0 \bar{E}}{2,3I (2 \lg \bar{E}h - 5,55 - \lg I\Phi)}, \quad (77)$$

где $\sigma_{\text{и}}$ — максимальное (в зависимости от энергии электронов) сечение ионизации электронами паров анода; $\sigma_{\text{п}}$ — сечение резонансной перезарядки ионов в парах анода; γ — численный коэффициент, зависящий от \bar{E} и h [при $\bar{E}h > 150$ в $\gamma = 1$, при $\bar{E}h < 150$ в $\gamma = 1 + \ln(150/Eh)$]. В расчетах принималось, что сечение ионизации постоянно до энергии электронов 300 эв и затем падает обратно пропорционально энергии электронов, а $\sigma_{\text{п}} = 10 \sigma_{\text{и}}$.

В работах [100, 348] получено также выражение, определяющее нагрев эмиттирующего выступа и окружающего его участка катода из-за бомбардировки их положительными ионами вещества анода. При вышеуказанных условиях увеличение температуры вершины эмиттирующего выступа определяется соотношением

$$\Delta T = (54\sigma_{\text{и}} n_{\text{а}} I / \lambda) (1 + \sqrt{h/s}). \quad (78)$$

В этом выражении первый член, стоящий в скобках, определяет нагрев плоской части катода, окружающей эмиттирующий выступ, а второй — нагрев самого выступа. В отличие от нагрева выступа джоулевым теплом, нагрев его ионами не зависит от формы (профиля) выступа, если выступ не суживается к основанию. Это происходит потому, что при расширяющемся к основанию выступе ионы не только попадают на вершину, но

и бомбардируют боковую поверхность, что полностью компенсирует уменьшение теплового сопротивления из-за увеличения поперечного сечения выступа.

Как известно из опытов с острыми катодами (см. разд. 4.7), плавление эмиттирующего выступа приводит к пробое. Поэтому выражение (78) при подстановке в него вместо ΔT температуры плавления материала катода превращается в критерий возникновения пробоя из-за нагрева катода ионами, образовавшимися при ионизации паров анода.

Кроме рассмотренных выше двух процессов, связанных с ионизацией паров анода электронами, эмиттируемыми катодным выступом, к пробоею может приводить и возникновение самостоятельного разряда в парах анода вблизи места их образования. Возможность такого инициирования пробоя рассмотрена в работе [347]. В качестве критерия возникновения разряда в парах анода была взята величина показателя экспоненты ионизационного нарастания $\int \sigma_{и}(x) n_{а}(x) dx = 15$. Это значение примерно соответствует условиям зажигания газового разряда при небольших межэлектродных расстояниях [349]. При этом зависимости сечения ионизации $\sigma_{и}$ и плотности анодных паров $n_{а}$ от x были взяты теми же, как и при выводе выражений (77) и (78), чтобы можно было сопоставить эффективность всех трех процессов как инициаторов пробоя. Оценки показали, что наибольшее нарастание ионизации получается, когда электрон, начинающий лавину, стартует не с катода, а на небольшом расстоянии от анода, где велика плотность паров. Дело в том, что при старте электрона с катода к тому времени, как он попадает в область высокой плотности паров, энергия электрона становится значительной, а сечение ионизации соответственно малым. Поэтому величина нарастания ионизации в зависимости от места старта электрона имеет вид кривой с максимумом. Положив, что именно этот максимум равен указанному выше значению 15, можно получить следующее условие зажигания разряда в парах анода:

$$\sigma_{и} n_{а} l^{0.6} (hs)^{0.2} \geq 25, \quad (79)$$

где l — длина ускорения электронов до энергии, при которой сечение ионизации электронами анодных паров максимально (равно $\sigma_{и}$) и падает при дальнейшем увеличении энергии электронов $\left(l = \frac{300}{E} \right)$.

Закорачивание части межэлектродного зазора при возникновении разряда вблизи анода и объемный заряд ионов, вытягиваемых из плазмы разряда на катод, увеличивают напряженность на катоде, а бомбардировка катода этими ионами приводит к его нагреву. Это, согласно оценкам в работе [347], вызывает межэлектродный пробой. Таким образом, выражение (79), определяющее условие возникновения самостоятельного разря-

да в парах анода, есть одновременно и критерий возникновения пробоя.

Выражения (77) — (79) совместно с уравнением теплового баланса на аноде (73) позволяют рассчитать токи, вызываю-

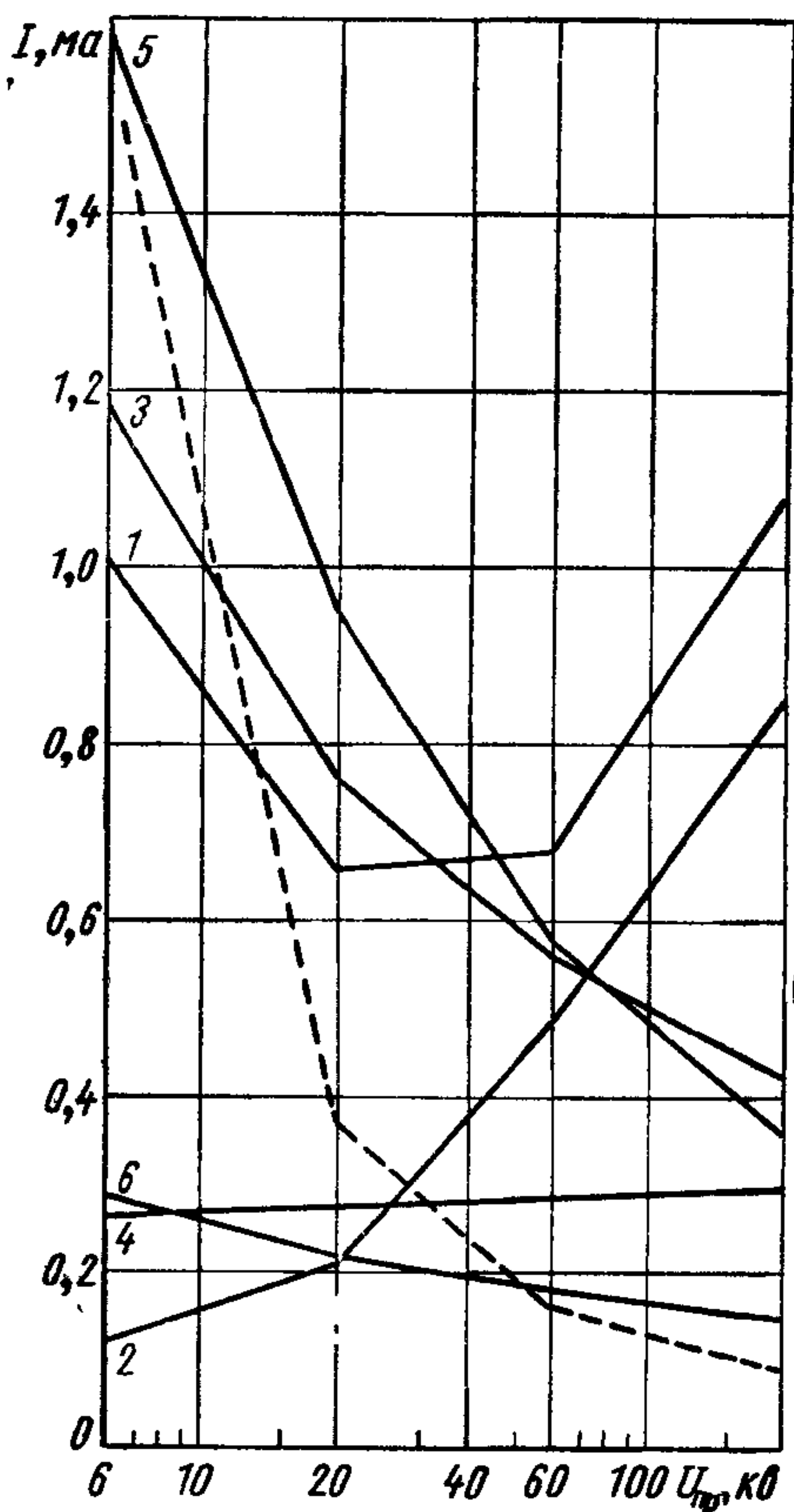


Рис. 76. Автоэлектронный ток с катодного выступа, вызывающий пробой при различных его механизмах: 1, 2 — прогрессивное нарастание объемного заряда; 3, 4 — нагрев эмиттирующего выступа при ионной бомбардировке; 5, 6 — возникновение самостоятельного разряда в парах анода; 1, 3, 5 — при гладком монолитном аноде; 2, 4—6 — при росте на аноде выступа; — — — ток, при котором на аноде образуется выступ.

щие пробой, при рассмотренных выше анодных механизмах пробоя, если в качестве одного из параметров расчета взять высоту эмиттирующего выступа h . На рис. 76 приведены типичные зависимости этих токов от напряжения между электродами для плоских молибденовых электродов при $E=200$ кВ/мм и $h=1$ мкм. На этом же рисунке приведены значения силы тока, при которой расплавленное пятно на аноде достигает таких размеров, что, согласно выражению (71), под действием электростатических сил в этом месте начинает расти выступ.

Если следовать данным рис. 76, то для гладкого монолитного анода (кривые 1, 3, 5) при малых напряжениях наиболее эффективным процессом, вызывающим пробой, будет прогрессивное нарастание объемного заряда (кривая 1), так как оно протекает при наименьшей силе тока. Начиная примерно с 15 кВ этому процессу будет предшествовать рост выступа в месте нагрева (и испарения) на аноде. Из-за роста выступа, приводящего к изменению геометрии нагреваемого участка анода, теплоотвод от него в тело анода резко ухудшается. Тогда энер-

гия, выделяемая электронным пучком вблизи вершины выступа, будет расходоваться в основном на испарение материала. Для таких условий ($\lambda=0$) построены кривые 2, 4 и 6 на рис. 76. Сила тока, необходимая для инициирования пробоя, уменьшается. При переходе на кривые 2, 4, 6 механизм пробоя ос-

тается прежним вплоть до напряжения 20 кв, когда более эффективным становится механизм пробоя, связанный с возникновением в парах анода самостоятельного разряда (кривая б). Примерно при напряжении 53 кв ток, вызывающий рост выступов, становится меньше токов, приводящих к пробую. Это должно способствовать усиленному переносу материала анода на катод в предпробойной стадии.

Так же развитие пробоя происходит и при других значениях h , E и других материалах электродов. Пробой, вызванный прогрессивным нарастанием объемного заряда, наиболее вероятен при малых напряжениях; пробой из-за нагрева эмиттирующего выступа ионами и особенно в результате возникновения самостоятельного разряда в парах анода — при более высоких напряжениях. В табл. 62 приведены расчетные значения напряжения, ниже которых наиболее эффективным процессом, приводящим к пробую, является прогрессивное нарастание объемного заряда.

Таблица 62

Максимальные напряжения, кв, при которых еще сохраняется наибольшая эффективность как инициатора пробоя прогрессивного роста объемного заряда

Материал электродов	$E=50$ кв/мм при h , мкм			$E=100$ кв/мм при h , мкм			$E=200$ кв/мм при h , мкм			
	1	3	10	1	3	10	0,3	1	3	10
Молибден	2	36	110	10	44	71	5	21	46	96
Никель	1,6	16	68	9	34	48	2	10	24	45
Алюминий	1,5	16	44	7	24	44	—	—	—	—

Напряжение, при котором происходит смена механизма пробоя, выше, когда высота эмиттирующих выступов h больше. Так как на реальной поверхности катода имеются выступы с различными h , то при переходе от низких к более высоким напряжениям должно наблюдаться постепенное уменьшение доли пробоев, вызванных прогрессивным нарастанием объемного заряда. Из таблицы также следует, что это убывание должно начинаться раньше для алюминиевых электродов, затем никелевых и молибденовых.

В табл. 63 для молибденовых электродов приведены значения коэффициента увеличения поля на вершине катодного выступа μ , которые необходимы для эмиссии автоэлектронного тока, способного вызвать пробой.

Расчетные значения μ позволяют проследить некоторые практически важные закономерности. Прежде всего видно, что при неизменных h и s значения μ изменяются сильнее, чем $1/E$. Это означает, что локальная напряженность на вершине высту-

па, при которой возникает пробой, зависит от напряженности E в межэлектродном зазоре. Например, для увеличения напряженности E в t раз необходимо уменьшить μ более чем в t раз. Из табл. 63 видна также меньшая эффективность выступов малой высоты. Действительно, при меньших h требуемое

Таблица 63

Коэффициент усиления поля на вершине катодных выступов, при котором эмиттируемый автоэлектронный ток приводит к развитию пробоя

E , кв/мм	$s=$ $=0,03$ мм, $h=1$ мкм	$s=0,1$ мм при h , мкм				$t=0,3$ мм при h , мкм			$s=1$ мм при h , мкм		
		0,3	1	3	10	1	3	10	1	3	10
200	45	40	38	23	—	34	22	—	33	22	—
100	—	—	∞	86	—	120	77	—	90	70	—
50	—	—	—	∞	172	∞	240	167	∞	220	144

значение μ выше. Если выступ по высоте меньше определенной величины, зависящей от E (0,5 мкм при 100 кв/мм; 2 мкм при 50 кв/мм), то он не может эмиттировать ток, достаточный для инициирования пробоя даже при очень больших значениях μ . Из приведенных данных видно также некоторое уменьшение μ с увеличением s , что в реальных условиях (при неизменной форме электродов, т. е. при $\mu = \text{const}$) должно приводить к небольшому снижению средней пробивной напряженности при переходе от малых к большим напряжениям.

Расчеты показали, что пробой вызывается токами силой 0,1—5 ма, причем большие значения силы тока получаются при малых напряжениях и больших высотах эмиттирующих выступов.

Если пробой вызывается прогрессивным ростом объемного заряда, то возникновению пробоя (при длительном приложении напряжения) должно предшествовать самопроизвольное нарастание предпробойного тока [указанное выше возрастание на 65%, согласно выражению (76)]. Длительность этого возрастания определяется характерным временем нагрева анодного пятна, где происходит интенсивное испарение вещества анода. Это время

$$\tau_{\text{п}} \approx r_a^2 \delta c / 2\lambda, \quad (80)$$

где c — теплоемкость материала анода. При обычных условиях $\tau_{\text{п}} = 1 \div 10$ мксек. Эта характерная особенность пробоя между электродами малой кривизны, вызванными ростом объемного заряда, позволяет экспериментально выделить пробой с таким механизмом.

Экспериментальное изучение предпробойных токов было предпринято в работе [166]. Оно показало, что при длительном приложении напряжения 5—90 кв к плоским электродам ток в

течение нескольких микросекунд перед пробоем может самопроизвольно нарастать или оставаться неизменным (см. рис. 30). Это свидетельствует о существовании, по крайней мере, двух механизмов пробоя. На рис. 77 приведена доля пробоев с нарастающим предпробойным током (среди всех пробоев) в зависимости от пробивного напряжения для тренированных пробоями молибденовых, никелевых и алюминиевых электродов, находя-

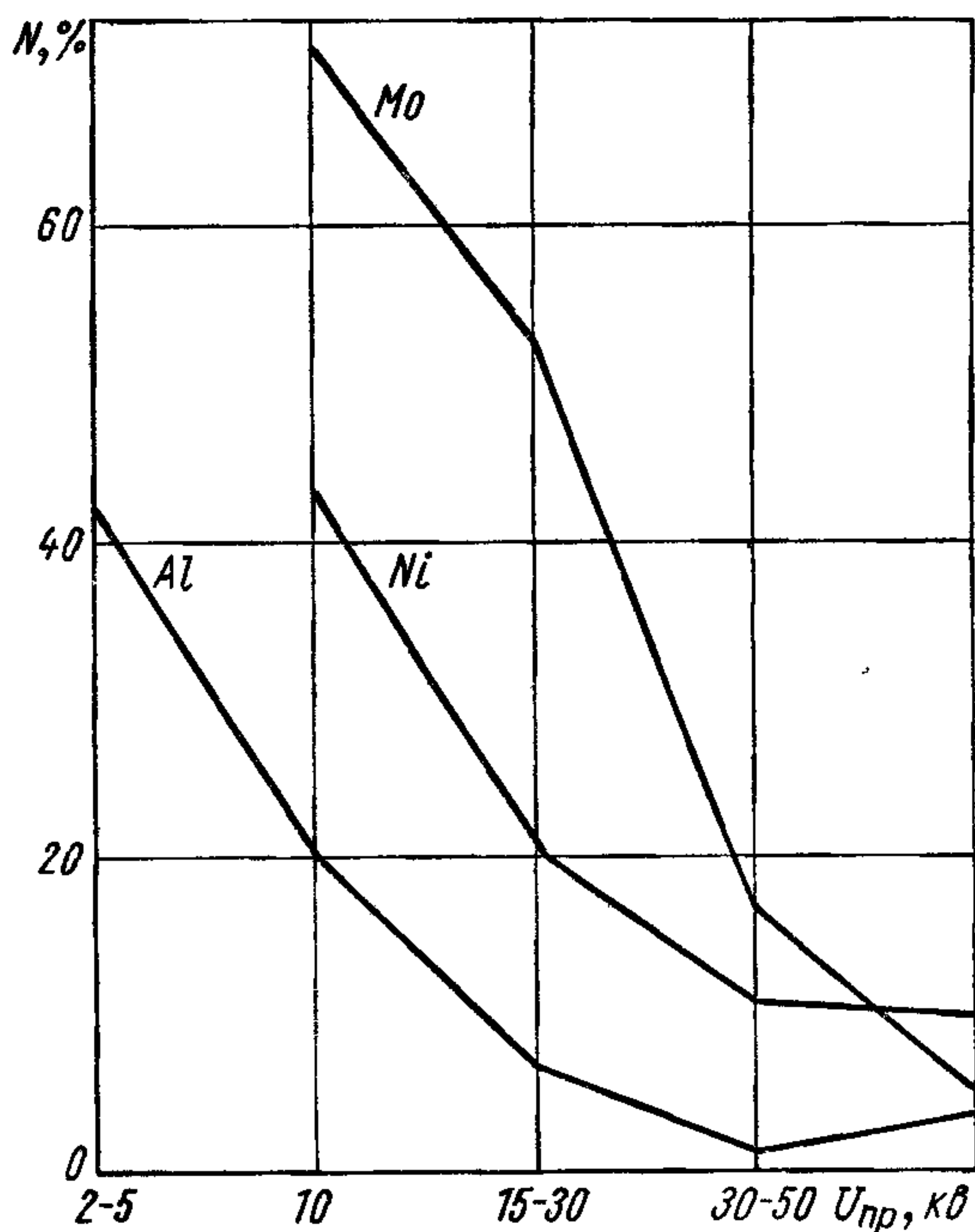


Рис. 77. Доля пробоев с возрастающим предпробойным током при тренированных электродах из молибдена, никеля или алюминия.

щихся в вакууме лучше 10^{-7} мм рт. ст., свободном от органических загрязнений. При переходе от малых к большим пробивным напряжениям (при соответствующем увеличении межэлектродного зазора) происходит смена наиболее эффективного механизма пробоя, причем это изменение наступает раньше при алюминиевых электродах, затем следуют никелевые и молибденовые электроды. Такая очередность, как и сам факт смены механизма пробоя, соответствует теоретическим предсказаниям (см. табл. 66). Хорошо совпали теоретические и экспериментальные значения длительности и нарастания силы тока: прирост силы тока в диапазоне 0,1—1,4 ма, длительность его 0,5—16 мксек [167].

Рассматриваемые анодные процессы приводят к пробоям только при довольно значительной плотности паров материала анода. Плотность паров вблизи места испарения около 10^{19} атом/см³; средняя же плотность паров в зазоре в области возникновения пробоя должна быть всего на 1—2 порядка ниже. Такая высокая плотность может появляться в последние микросекунды перед наступлением пробоя. В это время в результате роста электронного тока (при прогрессивном увеличении объемного заряда) или в результате роста выступа на аноде сильно возрастает доля выделяемой на аноде энергии, идущей на испарение, что приводит к резкому увеличению интенсивности испарения.

Девис и Бионди [201] для определения плотности нейтральных паров анода в зазоре между медными электродами измеряли резонансное поглощение линий в пучке света от вспомогательной медной дуги, проходившего сквозь исследуемый межэлектродный зазор, не задевая электроды. Чувствительность примененной методики позволяла обнаружить пары меди плотностью $\sim 10^{16}$ атом/см³ при длительности экспозиции порядка 1 мин. Измерения проводились при протекании между электродами стационарного темнового тока примерно 1 мка при максимально возможном напряжении. Однако при напряжении ниже пробивного на 1% обнаружить нейтральные пары меди в межэлектродном зазоре не удалось.

Усовершенствовав и перестроив свою аппаратуру, Девис и Бионди [350] многократно измеряли плотность паров в течение интервалов времени 0,8 мксек перед спорадически возникавшими пробоями (измеряемый сигнал через линию задержки 0,8 мксек постоянно подавался на осциллограф со ждущей разверткой, которая запускалась только при возникновении пробоя). Было обнаружено появление паров меди плотностью порядка 10^{17} атом/см³ в просвечиваемом объеме, имевшем поперечник менее 0,5 мм и находившемся внутри зазора 1 мм. Эти эксперименты подтверждают существование анодного механизма пробоя и хорошо согласуются с изложенными выше представлениями об этих механизмах. Сами же экспериментаторы предполагают, что интенсивное испарение происходит уже после отрыва от анода выросшего выступа, когда оторвавшаяся частица материала летит по направлению к катоду, подвергаясь интенсивной электронной бомбардировке.

Были оценены возможности такого процесса в предположении, что летящая к катоду частица материала не только сохраняет, но и увеличивает свой положительный заряд, который он получил при отрыве от анода. В условиях непрерывной бомбардировки это возможно, если коэффициент вторичной электронной эмиссии $k_a > 1$, или если при $0 < k_a < 1$ бомбардирующие электроны пронизывают частицу насквозь (пробег электронов больше размеров частицы вещества). При выполнении

этих условий в предельном случае заряд частицы может настолько возрасти, что потенциал частицы при движении его к катоду останется близким к потенциалу анода. Оценка для такого предельного случая показывает, что измеренная в зазоре 1 мм между медными электродами плотность паров $3 \cdot 10^{17}$ атом/см³ может быть получена, если оторвавшаяся частица вещества имеет размер больше 10 мкм и подвергается бомбардировке электронным потоком 100 мка с энергией электронов, соответствующей полному межэлектродному напряжению (60 кВ).

В. И. Михайлов и Н. И. Сидоров [165], изучая пробои, вызываемые бомбардировкой анода тонким (диаметром 0,1 мм) пучком ускоренных электронов нашли, что плотность паров анода, при которой возникает пробой, соответствует по порядку величины результатам расчета по приведенному выше критерию пробоя (79).

Сравнение эффективности анодных и катодного механизмов пробоя. Рассмотренные выше пробои вызывались нагревом и испарением на аноде при бомбардировке его автоэлектронным током с катода. Но этот же ток, проходя по эмиттирующему катодному выступу, разогревает его, что также может привести к пробоям. В разд. 4.7 был уже подробно описан такой катодный механизм пробоя для катода в виде одиночного острия. Было, в частности, показано, что количественным критерием возникновения пробоя в этом случае служит условие нагрева вершины эмиттирующего острия до температуры плавления. Логично предположить, что и при плоских электродах плавление эмиттирующего выступа на катоде также приводит к пробоям, по крайней мере, в тех случаях, когда выступ достаточно велик, чтобы его разрушение создало условия для инициирования пробоя.

При теоретическом анализе анодных механизмов пробоя эмиттирующий катодный выступ характеризовался высотой выступа h , от которой зависел диаметр автоэлектронного пучка, и автоэлектронным током, эмиттируемым выступом. Для характеристики катодного механизма пробоя этих двух параметров недостаточно, так как нагрев эмиттирующего катодного выступа зависит не только от тока и высоты выступа, но и от профиля всего выступа. Например, при прочих равных условиях (эмиттируемый ток, высота выступа, радиус кривизны его вершины) цилиндрический выступ будет нагреваться сильнее, чем выступ, расширяющийся к основанию, так как у первого электрическое и тепловое сопротивления больше. Поэтому для сравнения эффективности катодного и анодного механизмов пробоя необходимо ввести еще один параметр, характеризующий профиль всего выступа.

В работах [100, 351] эмиттирующий катодный выступ аппроксимировался усеченным конусом, а в качестве параметра,

определяющего профиль выступа, был введен коэффициент формы $\alpha_{\phi} = h/r^{0,5}r_{осн}^{0,5}$, где r и $r_{осн}$ — радиусы соответственно верхнего и нижнего оснований конуса. Если пренебречь зависимостью удельного электрического сопротивления $\rho_э$ и коэффициента теплопроводности λ от температуры, то при стационарном режиме температура вершины эмиттирующего выступа может быть определена выражением

$$T = T_0 + \frac{\alpha_{\phi}^4 \rho_э}{2\pi^2 \lambda} \left(\frac{I}{h}\right)^2 + \frac{\alpha_{\phi}^2}{\pi \lambda} \cdot \frac{P_N}{I} \cdot \frac{I}{h}, \quad (81)$$

где второй член правой части определяет нагрев выступа джоулевым теплом при протекании тока силой I , а третий член — теплом Ноттингама P_N , формула (35).

Уравнение (81) позволяет сравнить эффективность катодного и анодных механизмов пробоя. Чтобы это сделать, необходимо определить из этого уравнения величины α_{ϕ} для T , равной температуре плавления, и для тока, достаточного для инициирования пробоя наиболее эффективным из анодных механизмов. При таких значениях α_{ϕ} , которые в дальнейшем обозначаются как α_* эффективности катодного и анодного механизмов пробоя будут одинаковыми. Если $\alpha_{\phi} > \alpha_*$, выступ расплавится раньше, чем разовьются анодные процессы, если $\alpha_{\phi} < \alpha_*$, пробой будет вызван одним из наиболее эффективных анодных процессов. Так как на реальной поверхности катода имеются выступы различных форм и размеров, т. е. с разными значениями α_{ϕ} , то при меньших значениях α_* в большем числе случаев плавление выступов произойдет раньше, чем разовьются анодные процессы. Поэтому меньшие значения α_* означают большую эффективность катодного механизма пробоя.

Найденные в работе [100] значения α_* приведены в табл. 64. Эффективность катодного механизма выше при малых напряжениях и алюминиевых электродах. Однако, как показали эксперименты в работе [166], в этих условиях при хорошо тренированных и чистых электродах (высокие значения E) до 40%

Таблица 64

Значения коэффициента формы α_* , при которых катодный и анодный механизмы имеют одинаковую эффективность

$E, \text{ кв/мм}^2$	$h, \text{ мкм}$	Материал электродов			
		Молибден, $U_{пр}, \text{ кв}$		Алюминий, $U_{пр}, \text{ кв}$	
		10	30	10	30
100	1	76	92	33	50
100	3	110	160	50	60
50	3	90	110	23	42

пробоев вызывается одним из анодных механизмов: прогрессивным ростом объемного заряда (см. рис. 77). Следовательно, доля катодных механизмов пробоя не превышает 60%. При более тугоплавком молибдене, как следует из той же работы и согласуется с данными табл. 68, эффективность катодного механизма еще ниже. Если пробивная напряженность E невелика, эффективность катодного механизма существенно возрастает и он может быть доминирующим. Из таблицы также следует, что выступы малой высоты плавятся при меньших значениях α_* . Однако остается неясным, может ли их плавление вызвать пробой, тем более, что при этом они ликвидируются как эмиттеры электронов [см. выражение (72)].

Чтобы выявить еще одну закономерность, рассмотрим два предельных случая: цилиндрический выступ ($r = r_{\text{осн}}$) и конический выступ, сильно расширяющийся к основанию, когда $r_{\text{осн}} \gg r$. Из выражений для $\alpha_{\text{ф}}$ и для коэффициента увеличения поля μ [см. формулу (1)] следует, что в первом случае $\mu \sim \alpha_{\text{ф}}$, а во втором $\mu \sim \alpha_{\text{ф}}^2 r_{\text{осн}}/h$, где $r_{\text{осн}}/h$ примерно равна углу раствора конуса. Из обоих соотношений видно, что большим значениям $\alpha_{\text{ф}}$ соответствуют большие значения μ . По-видимому, это справедливо не только для предельных случаев, но и во всем диапазоне возможных форм выступов.

Выше было показано, что выступы $\alpha_{\text{ф}} > \alpha_*$ плавятся раньше, чем разовьются анодные механизмы пробоя. Поэтому пропорциональность μ и $\alpha_{\text{ф}}$ (линейная или квадратичная) для выступов различных форм означает, что для каждой формы выступов (в определенных условиях эксперимента) существует критическое значение коэффициента усиления поля μ_* , выше которого пробой вызывается катодным механизмом, а при меньших — одним из анодных механизмов. Так как с увеличением пробивного напряжения (при соответствующем увеличении зазора) растет значение α_* (см. табл. 68), то одновременно должно расти и значение μ_* . Для выступа определенной формы, т. е. при неизменных $\alpha_{\text{ф}}$ и μ , это может привести к смене механизма пробоя (с катодного на анодный) при переходе от малых к большим напряжениям, причем напряжение смены механизма пробоя тем выше, чем больше значения $\alpha_{\text{ф}}$ и μ у данного конкретного выступа.

Подобные анализы сравнительной эффективности катодного и анодного механизмов пробоя были сделаны Шабонье и др. [342] и Утзуми [352]. Однако в этих работах рассматривались катодные эмиттирующие выступы только цилиндрической формы. Результаты этих анализов весьма близки к изложенному выше. Так, на рис. 78 приведен график токов, вызывающих пробой и смену механизма пробоя, для вольфрамовых плоских электродов с эмиттирующим цилиндрическим выступом высотой 1 мкм [352]. За критерий возникновения пробоя с анодным механизмом принималось условие нагрева анодного пятна (при

бомбардировке его электронами) до температуры плавления. Для обоснования этого критерия Утзуми измерял размер светящегося пятна на аноде и мощность электронного пучка, бомбардирующего это пятно, непосредственно перед пробоем. При диаметре анодного пятна 18—24 мкм для вольфрама и 30—120 мкм для меди удельная мощность, выделяемая электронами на аноде, была практически пропорциональна диамет-

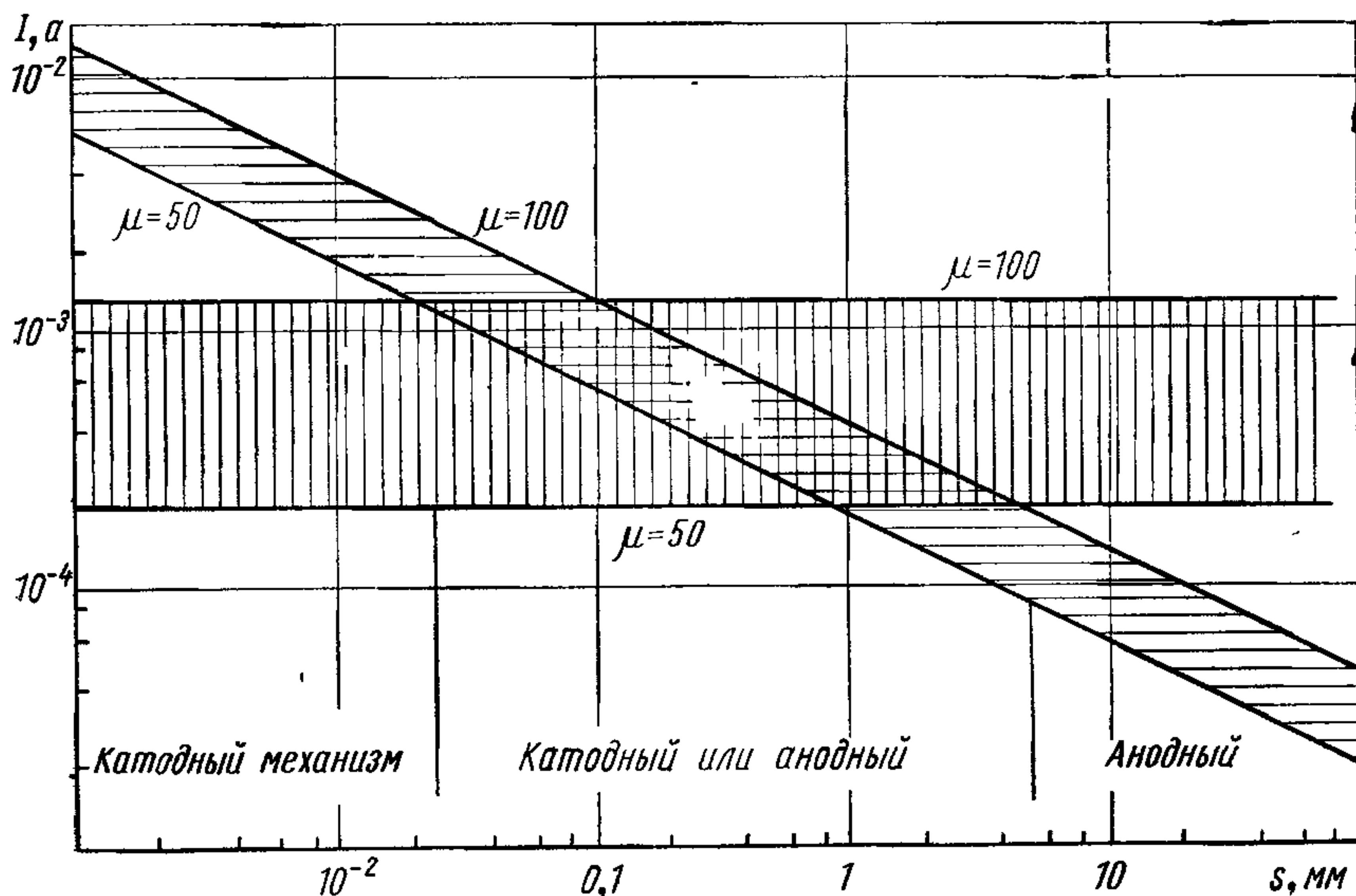


Рис. 78. Области существования анодного и катодного механизмов пробоя и силы тока, вызывающие пробой.

ру анодного пятна и составляла 0,3—1,5 Мвт/см². Расчет показал, что в этом случае температура в анодном пятне близка к температуре плавления соответственно меди или вольфрама. Измерения проводились с монокристаллическими электродами диаметром 4 мм в вакууме лучше 10^{-9} мм рт. ст. при постоянном напряжении до 50 кв. Из оценочных расчетов можно предположить, что в данных условиях при нагреве анодного пятна до плавления начинал расти выступ, чем и объясняется критичность нагрева анодного пятна до плавления как условия возникновения пробоя.

Интересно отметить, что в экспериментах Утзуми при сильном ограничении энергии послепробойного разряда выступ на катоде, ток с которого вызывает пробой, не разрушался даже в результате нескольких пробоев, однако при каждом пробое изменялся коэффициент увеличения поля на вершине μ . При этом была замечена определенная закономерность: при пробоях, вызванных анодным механизмом, μ увеличивалось, что приводило при следующем пробое к увеличению вероятности

катодного механизма пробоя; пробой с катодным механизмом приводил к уменьшению μ . Таким образом, при последовательных пробоях и сильном ограничении тока разряда могло наблюдаться как бы чередование катодного и анодного механизмов пробоя. Эти опыты подтвердили также сделанный при теоретическом рассмотрении вывод о том, что если μ выше критического значения, то пробой вызывается катодным механизмом, если ниже — анодным.

Как видно из предыдущего описания, пробой, вызванный автоэлектронной эмиссией, начинают развиваться только после нагрева до высокой температуры эмиттирующего катодного выступа или участка анода, бомбардируемого электронным пучком. Этот нагрев требует определенного времени, которое во многих случаях составляет основную часть времени запаздывания развития пробоя. Согласно полученному ранее выражению (7), радиус анодного пятна $r_{a.э}$ больше высоты выступа h в $\sqrt{s/h}$ раз. Поэтому характерное время нагрева анодного пятна во много раз больше характерного времени нагрева катодного выступа. Например, при типичных для вакуумной изоляции параметрах $h=1\div 3$ мкм и $s=0,1\div 1$ мм характерное время нагрева вершины выступа составляет не более 10^{-7} сек, а характерное время разогрева анодного пятна — единицы и десятки микросекунд, т. е. на 1,5—2,5 порядка больше. Поэтому анодные механизмы пробоя развиваются значительно медленнее катодного.

Эта неодинаковая длительность развития приводит к тому, что при импульсах напряжения короче нескольких микросекунд эффективность анодных механизмов снижается и пробой с катодным механизмом становятся доминирующими во все большем диапазоне условий по мере укорочения импульса напряжения. При наносекундных импульсах напряжения катодный механизм остается единственно возможным. Расчеты сравнительной эффективности анодного и катодного механизмов применительно к выступам цилиндрической формы и длительности импульсов микросекунда и меньше имеются в работе [342].

При ВЧ-напряжении часть заряженных частиц, эмиттированных одним из электродов, может возвращаться к этому электроду, обладая значительной кинетической энергией (см. рис. 49). Поэтому при ВЧ-напряжении нагрев катодного выступа может быть усилен за счет возврата эмиттированных электронов. Оценки показывают, что выделяемая такими электронами мощность на катоде может достигать примерно 25% мощности, выделяемой автоэлектронным пучком на аноде. Расчет Джоулева нагрева эмиттирующего выступа при ВЧ-напряжении сделан в работе [353].

Проведенный анализ роли автоэлектронной эмиссии с выступа на катоде предполагает постоянство работы выхода и, что более существенно, полную обезгаженность обоих электродов.

Оценки, хотя бы полуколичественные, или экспериментальные данные о роли десорбции газа нам неизвестны. Можно предположить, что на рассмотренные процессы наиболее существенно может повлиять десорбция газа из эмиттирующего выступа. Ионизация этого газа вблизи эмиттера и появление положительного объемного заряда могут значительно облегчить переход к самопроизвольному росту автоэлектронного тока и к пробую вакуумного промежутка. При описании пробоя промежутка с катодом в форме острия были приведены аргументы некоторых исследователей в пользу участия десорбированного газа из эмиттирующего острия в развитии пробоя. Тот же эффект может иметь место и при автоэлектронной эмиссии с катодного выступа при плоских электродах.

Влияние газов, адсорбированных анодом, на образование положительного объемного заряда и на бомбардировку катода ионами, по-видимому, менее существенно. Этот вывод можно сделать на основании оценки, которая показывает, что из анодного пятна должно испариться большое число молекулярных слоев, чтобы из-за ионизации выделившихся паров в объеме образовались ионы в количестве, достаточном для инициирования пробоя рассмотренными процессами. Однако наличие в поверхностном слое анода большого количества растворенных газов или же отдельных, хотя бы микроскопических, раковин, заполненных газом, может существенно облегчить возникновение пробоя из-за образования в межэлектродном зазоре значительного числа положительных ионов.

Загрязнение поверхности анода приводит к уменьшению поверхностного натяжения и, как следствие этого, облегчает рост выступов на аноде при нагреве его электронным пучком и развитие всех процессов, связанных с нагревом и испарением анода, особенно возникновение газового разряда в парах анода.

8.4. ОТДЕЛЬНАЯ ЧАСТИЦА МЕТАЛЛА КАК ИНИЦИАТОР ПРОБОЯ

Металлический шарик радиусом r , лежащий на поверхности гладкого электрода, приобретает заряд

$$q = \varepsilon_0 (\pi^2/6) Er^2, \quad (82)$$

если r значительно меньше межэлектродного расстояния. На такой заряженный шарик действует электростатическая сила

$$F = 1,37\varepsilon_0 E^2 r^2, \quad (83)$$

отрывающая его от электрода [354]. Если под действием этой силы шарик оторвется и устремится к противоположному электроду, то, пройдя разность потенциалов между электродами U , он приобретает кинетическую энергию

$$W_k = qU = \varepsilon_0 (\pi^2/6) Er^2 U. \quad (84)$$

Уже при скорости движения шарика перед ударом 1—10 м/сек (в зависимости от материала) удар получается неупругим и сопровождается переходом кинетической энергии в тепловую [355]. При скорости движения больше скорости звука в материале электрода время соударения настолько мало, что выделившаяся энергия не успевает распространиться за пределы зоны деформации, возникающей при ударе. При этом энергия, приходящаяся на единицу массы, так велика, что происходит испарение вещества в зоне деформации. Чем больше скорость частицы превышает скорость звука в материале, тем полнее энергия движения частицы расходуется на испарение вещества. Температура получающихся паров невелика. Энергия частицы в основном расходуется на образование паров, а не на их нагрев. Изложенное здесь представляет элементы теории соударения тел с космическими скоростями [356, 357] и, по-видимому, может быть применено в данном случае. Размеры зоны деформации при соударении соизмеримы с размером ударяющей частицы, если скорость соударения близка к скорости звука, а равенство этих скоростей количественно близко к условию, что кинетическая энергия движения частицы равна теплоте, необходимой для испарения (возгонки) всего ее материала.

Пока шарик (частица) не коснется противоположного электрода, он сохраняет приобретенный ранее заряд и, следовательно, обладает электростатической (потенциальной) энергией

$$W_p = q^2/2C, \quad (85)$$

где C — емкость шарика относительно электродов. С приближением к электроду емкость растет и W_p падает. Однако, как показывает расчет для поля двух шаров, даже при зазоре между шариком и электродом $0,15 r$,

$$W_p = W_{p, 0,15} = q^2/4\epsilon_0 r = 0,7\epsilon_0 E^2 r^3, \quad (86)$$

т. е. составляет 50% потенциальной энергии шарика, когда он находился вдали от электродов. Напряженность поля между шариком и электродом при этом расстоянии почти в 11 раз превышает E в зазоре (при плоских абсолютно гладких электродах). Чем больше радиус шарика, тем больше запасенная потенциальная энергия, меньше скорость движения и больше время, в течение которого шарик находится от электрода на расстоянии, сравнимом с радиусом шарика. Поэтому при большом r более вероятно, что при подлете шарика к электроду между ними возникает электрический разряд; кроме того, при большом r и мощность разряда больше.

Эти явления, сопровождающие перелет проводящей частицы от одного электрода к другому, — нагрев и испарение в месте соударения и электрический разряд между подлетающей частицей и электродом — могут повлиять на электрическую

прочность вакуумной изоляции. Наиболее простой случай — это возникновение разряда между электродом и подлетающей частицей. Такой разряд может быть поджигающей искрой, подобно рассмотренной в разд. 7.2. Если на основе экспериментальных данных, приведенных в табл. 53, принять для оценок значение минимально необходимой энергии поджигателя $0,1 \text{ мкДж}$, то равную ей потенциальную энергию [удвоенное значение, согласно выражению (86)] будет иметь шарообразная частица диаметром 1 или 0,1 мм при напряженности поля соответственно 22 или 70 кВ/мм.

По измерениям Н. Б. Розановой [67], металлический порошок из частиц размером 5—40 мкм снижал пробивное напряжение до 7—9 кВ при межэлектродном зазоре 0,4 мм. Учитывая, что напряженность в месте отрыва частиц из-за поверхностных неровностей могла быть выше средней (22 кВ/мм в данном случае), эти цифры можно считать не противоречащими проведенной выше оценке возможности инициирования вакуумного пробоя электрическим разрядом между электродом и подлетающей частицей. В работе Н. Б. Розановой запаздывание возникновения пробоя после подачи напряжения было приблизительно в 2 раза выше для частиц, первоначально находившихся на катоде, чем для частиц на аноде, т. е. частицы, иницирующие пробой, всегда отлетают от анода (при подаче напряжения частицы мечутся между электродами в обоих направлениях). Это согласуется также с упомянутыми выше результатами измерения энергии поджигателя, согласно которым более эффективной является поджигающая искра на катоде, чем на аноде.

Н. Ф. Олендзская [68] изучала влияние на пробивное напряжение стальных и ртутных шариков диаметром 0,5—9 мм. Пробивная напряженность при наличии шариков снижалась до 5 кВ/мм и практически не зависела от приложенного напряжения в диапазоне 15—70 кВ. В этой же работе с помощью скоростной киносъемки удалось зафиксировать электрический разряд между электродом и подлежащим шариком. Обнаружена также большая эффективность инициирования пробоя при подлете стальных шариков к катоду, чем к аноду. Все это хорошо согласуется с предположением, что пробой в данном случае иницируется разрядом между шариком и электродом. Н. Ф. Олендзская обнаружила также, что при больших размерах шариков изменение диаметра шарика не влияет на пробивную напряженность.

Е. П. Мартынов и В. А. Иванов [358] определили расстояние, на котором между электродом и падающей частицей возникает электрический разряд. Это было сделано путем измерения скорости частицы и интервала времени между зажиганием разряда (регистрация с помощью ФЭУ) и моментом соударения частицы с электродом (регистрация с помощью пьезодатчика). Для частиц диаметром 1 и 1,7 мм расстояния, при которых воз-

никал разряд, линейно возрастали с увеличением напряженности в межэлектродном зазоре (1,5 мкм при 0,4 кВ/мм и 110 мкм при 4 кВ/мм). Зависимость пробивного напряжения от зазора между частицей и электродом была близка к полученной в работе [195] для близко расположенных электродов (см. табл. 34).

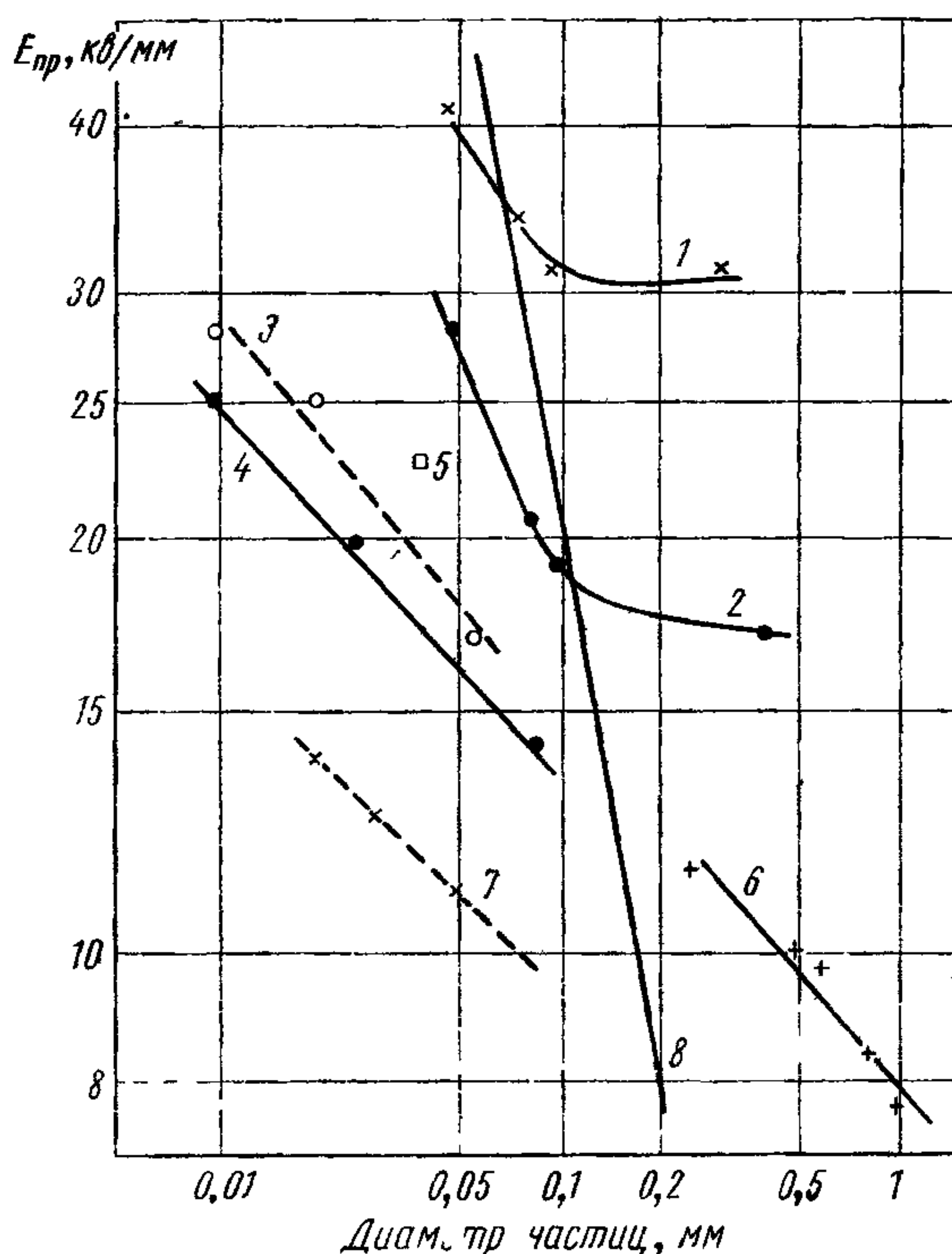


Рис. 79. Зависимость пробивной напряженности от диаметра частиц, инициирующих пробой

1 — молибденовые электроды, зазор 2 мм, молибденовые частицы [360], 2 — молибденовые электроды, зазор 1 мм, никелевые частицы [360], 3, 4 — медные электроды, зазор 1 и 2 мм соответственно никелевые и алюминиевые частицы [362] 5 — стальные электроды, зазор 0,4 мм, стальные частицы [67], 6 — медные электроды, зазор 4 мм, стальные частицы [358], 7 — молибденовые электроды, зазор 3 мм, молибденовые частицы [361], 8 — линия, соответствующая электростатической энергии частицы 10^{-8} Дж

Снижение электропрочности вакуумной изоляции при введении в межэлектродный зазор или на электроды крупинки материала изучалось в работах [67, 68, 140, 358—362]. На рис. 79 приведены зависимости пробивной напряженности от диаметра вводимых частиц. Несмотря на большой разброс, объясняющийся разными условиями и различными методами измерений, нетрудно усмотреть общую закономерность: все большее уменьшение пробивной напряженности по мере увеличения размеров

частиц. Однако в работе [360] зафиксировано прекращение снижения пробивного напряжения при увеличении диаметра частиц свыше 0,1 мм.

На этом же рисунке проведена линия, соответствующая постоянному значению электростатической энергии частицы 10^{-8} Дж, т. е. значению минимальной энергии поджига, полученной при искусственном инициировании пробоя поджигающей искрой (см. разд. 7.2). Из сопоставления этой расчетной прямой с приведенными экспериментальными данными видно, что по мере уменьшения размера частицы уменьшается и электростатическая энергия частицы, при которой последняя может инициировать пробой; начиная примерно с диаметра 100 мкм эта энергия становится меньше минимально необходимой для инициирования пробоя вспомогательной искрой на катоде.

Причин расхождения данных на рис. 79 несколько. Во-первых, частица может быть более сильным инициирующим фактором, так как при ее приближении к катоду в остающемся зазоре возникает очень большая напряженность поля, что способствует возникновению на катоде автоэлектронной эмиссии, облегчающей инициирование пробоя [360]. Во-вторых, частица помимо электростатической энергии обладает еще и кинетической энергией, которая при малых размерах частицы становится больше электростатической. В связи с этим обращают на себя внимание экспериментальные данные П. В. Пошехонова и М. М. Погорельского [361], занимающие на рис. 79 самое нижнее положение, что соответствует наименьшим значениям электростатической энергии. Расчеты авторов показали, что кинетическая энергия частиц, инициирующих пробой, была 0,02—0,1 мкДж (меньшая цифра относится к меньшим размерам частиц), т. е. по порядку величины соответствовала минимальной энергии поджига при инициировании пробоя вспомогательной искрой. Примечательно также, что в описываемых опытах кинетическая энергия частицы, инициирующей пробой, почти не зависела от межэлектродного зазора.

Пока частица, оторвавшаяся от электрода, не отошла от него на расстояние, большее ее радиуса, электрическое поле в образовавшемся зазоре заметно слабее внешнего поля электродов. Схематично это можно объяснить так: в указанном зазоре электрическое поле имеет как бы две составляющие: одну, возникающую от поляризации в поле электродов незаряженной проводящей частицы, и другую, создаваемую избыточным зарядом частицы, приобретенной ею, когда она находилась в контакте с электродом. В момент нарушения контакта обе эти составляющие взаимно компенсируют друг друга. Результирующее поле отсутствует, хотя каждая составляющая теоретически бесконечно большая.

По мере удаления частицы от электрода указанные составляющие поля уменьшаются, взаимная их компенсация несколь-

ко нарушается, но все же остается достаточно полной, так что результирующее поле остается слабым. Однако если с момента нарушения контакта между частицей и электродом изменилось приложенное к электродам напряжение, то картина существенно изменяется. Поле от избыточного заряда останется прежним, так как заряд определяется напряженностью межэлектродного поля в момент отрыва частицы, но поляризация частицы изменится, так как она определяется полем в данный момент. В результате этого компенсация нарушается, и в зазоре между частицей и электродом возникает большая напряженность электрического поля. Используя результаты расчетов, выполненных Е. П. Мартыновым [362], можно получить следующее выражение для напряженности E_x в зазоре x между электродом и частицей радиуса r :

$$E_x = 1,3r^{0,8}x^{-0,8}\Delta E, \quad (87)$$

где ΔE — изменение напряженности между электродами.

На основании этого выражения, справедливого при $x/r \leq 0,3$, и выражения (85) можно записать, что электростатическая энергия частицы

$$W_p = \frac{1}{2} qE_x x = \varepsilon_0 r^{2,8} x^{0,2} \Delta E E. \quad (88)$$

Появление сильного поля между катодом и отлетающей от него частицей может, согласно предположению П. В. Пошехонова и В. И. Соловьева [363], привести к пробоям, например в результате автоэлектронной эмиссии и развития вторичных процессов (нагрева частицы при электронной бомбардировке, выделения газов и пр.). При таком виде инициирования запаздывание пробоя может быть малым, так как частице не требуется времени на пересечение межэлектродного зазора, как при других видах инициирования пробоя частицами. Однако такое инициирование пробоя возможно лишь при нарастающем напряжении, причем чем круче фронт нарастающего напряжения, тем сильнее поле между электродом и отлетающей частицей и более вероятен рассматриваемый механизм инициирования пробоя. П. В. Пошехонов и В. И. Соловьев подавали косоугольную волну напряжения длительностью до 3 мсек на молибденовые плоские электроды при наличии на катоде металлических частиц диаметром 0,05—0,1 мм. Были зафиксированы пробои с запаздыванием, в несколько раз меньшим, чем время пересечения частицей межэлектродного зазора. Если же частицы находились только на аноде, то пробоев с таким малым запаздыванием не было, они возникали с запаздыванием, примерно соответствовавшим времени пролета частиц до катода (0,6—0,7 мсек). Для пробоев с малым запаздыванием при наличии частиц на катоде было обнаружено снижение пробивного напряжения и времени запаздывания с увеличением ско-

рости нарастания напряжения на электродах. Соответствующие экспериментальные данные приведены в табл 65.

Описанный механизм пробоя осуществляется при наличии на поверхности электродов чужеродной пыли, а также довольно

Т а б л и ц а 65

Влияние скорости нарастания напряжения на пробивное напряжение и время запаздывания пробоя при зазоре 2 мм между молибденовыми электродами и наличии на катоде частиц диаметром 1 мм

Скорость нарастания, кв/мксек	$U_{пр}$, кв	$\tau_{зап}$, мксек	Скорость нарастания, кв/мксек	$U_{пр}$, кв	$\tau_{зап}$, мксек
7,8	38	5,1	25	29	1,2
10,3	31	3	40	28	0,7
18	30	1,7			

крупных частиц вещества, образовавшихся при механической обработке электродов. При тренировке электродов пробоями такие пылинки и частицы постепенно уничтожаются, что приводит к повышению электрической прочности вакуумной электроизоляции.

Другая возможность инициирования вакуумного пробоя частицами вещества связана с термическими эффектами, возникающими при ударе об электрод микрочастицы, малой по размеру, но со значительными скоростью движения и удельной (на единицу массы) кинетической энергией. Кренберг [194] в 1952 г. выдвинул гипотезу, согласно которой пробой возникает, если при соударении выделяемая на единицу площади энергия достигает критической величины. Так как площадь соударения пропорциональна r^2 , то, согласно формуле (84), такой критерий пробоя имеет вид

$$U_{пр}E = \text{const.} \quad (89)$$

Для равномерного поля между электродами из этого условия получаем выражение

$$U_{пр} = \text{const } s^{0,5}, \quad (90)$$

которое обычно называется критерием пробоя Кренберга.

Сопоставление с экспериментальными данными показывает, что последние более или менее удовлетворительно располагаются вокруг линии, соответствующей выражению (90) при значении константы $100 \text{ кв/мм}^{0,5}$. Приблизительно такой же результат можно получить и из данных рис. 39, хотя, как показывает более подробный анализ (см. табл. 33), экспериментально получаемое значение показателя степени при s ближе к 0,7. По-

пытка теоретически получить значение константы в критерии пробоя (90) была предпринята в работах [364, 365].

Дальнейшая разработка гипотезы об иницировании пробоя ударом микрочастицы была предпринята автором настоящей книги. В работе [150] было предположено, что удар микрочастицы приведет к пробую при следующих условиях:

а) кинетическая энергия частицы при подлете к электроду должна быть достаточна для ее испарения при ударе об электрод;

б) количество образовавшихся паров в еще не расширившемся облаке должно быть достаточным для зажигания газового разряда, соответствующего минимуму кривой Пашена;

в) возникший слабый разряд перерастет в пробой между электродами только в том случае, если продукты этого разряда, воздействуя на катод, создадут условия для дальнейшего развития процесса, например нагреют какой-то участок катода до появления заметной термоэмиссии.

Первое условие (равенство кинетической энергии частицы теплоте ее полного испарения) приводит, согласно выражению (84), к выражению для радиуса частицы, полностью испаряющейся при ударе:

$$r_{\text{исп}} \leq \frac{\pi}{8} \varepsilon_0 \frac{E_1 U A_N}{\delta L}, \quad (91)$$

где A_N , δ и L — соответственно атомный вес, плотность и теплота возгонки (дж/кг-моль) материала микрочастицы; E_1 — напряженность электрического поля в месте отрыва микрочастицы.

Объем образовавшегося газового облака V и давление в нем p связаны выражением

$$pV = \frac{4}{3} \pi r^3 \delta \frac{kT}{(A_N m_p)}, \quad (92)$$

где r — радиус испарившейся частицы; k — постоянная Больцмана; $(A_N m_p)$ — вес атома вещества испарившейся частицы.

Это выражение позволяет определить давление в расширяющемся облаке и затем произведение давления на линейный размер, т. е. один из параметров, определяющих условие зажигания газового разряда. Второй параметр — произведение того же линейного размера на напряженность электрического поля, т. е. приложенная к газовому пузырю разность потенциалов. Такая схема расчета позволяет получить выражение, определяющее радиус частицы, при испарении которой может возникнуть газовый разряд:

$$r_{\text{разр}} \geq \left(\frac{A_N m_p (ps)_M U_{3. M}^2}{8kTE_2^2 \delta} \right)^{1/3}, \quad (93)$$

где $U_{з.м}$ и $(ps)_м$ — минимальное напряжение зажигания газового разряда по кривой Пашена и соответствующее ему значение (ps) ; T — температура, для которой взяты параметры кривой Пашена; E_2 — напряженность в месте образования паров (зажигания разряда).

Представленная схема сильно упрощает действительную картину ионизационных явлений. Однако, как показывает сравнение с экспериментом, данная схема и параметры минимума кривой Пашена позволяют с небольшой ошибкой определить условия, при которых начинаются интенсивные ионизационные и другие процессы, приводящие при некоторых условиях к пробую. По-видимому, этот случай аналогичен с газовым разрядом, когда расчеты по теории Таунсенда дают близкие к экспериментальным значения пробивного напряжения даже в тех случаях, когда механизм пробоя стримерный.

Приравнивая $\gamma_{исп}$ и $\gamma_{разр}$, из выражений (91) и (93) можно получить условие, когда отрыв частицы от одного из электродов при локальной напряженности E_1 и соударение ее с противоположным электродом вызывает испарение и возникновение газового разряда в расширяющихся парах:

$$E_1 E_2^{2/3} U_{пр} \geq 9,2 \cdot 10^7 (ps)_м^{1/3} U_{з.м}^{2/3} L \delta^{2/3} A_N^{-2/3}, \quad (94)$$

где все единицы в системе СИ, за исключением $(ps)_м$, которое должно быть выражено в *мм рт. ст. · см*. В частности, для стальных электродов и весьма вероятных параметров минимума кривой Пашена [$U_{з.м} = 500$ в; $(ps)_м = 0,5$ (*мм рт. ст.*) · *см*] выражение (94) имеет вид

$$E_1 E_2^{2/3} U_{пр} \geq 4,9 \cdot 10^{19}, \text{ в}^{8/3} \text{ м}^{-5/3}. \quad (95)$$

Частицы, которые могут инициировать пробой, согласно рассмотренным условиям, должны быть размером несколько десятых микрона, т. е. на 2—3 порядка меньше, чем частицы, которые могут инициировать пробой из-за возникновения поджигающего разряда между электродом и подлетающей заряженной частицей.

При расширении газового облака давление в нем быстро падает, и разряд скоро потухнет, если не будет дополнительного поступления газа в разрядный промежуток. Ионы или электроны, возникающие в таком микрозаряде, не в состоянии нагреть близлежащий электрод, но, ускорившись в межэлектродном зазоре, они будут сильнее действовать на противоположный электрод, нагревая его, вызывая вторичную эмиссию, а в случае бомбардировки катода может возникнуть и термоэлектронная эмиссия. Поэтому микрозаряд, возникший у анода, имеет больше вероятность развиваться дальше, охватив весь межэлектродный зазор. Оценочные расчеты показывают, что ионизация нескольких тысячных долей атомов, содержащихся в испарившейся вблизи анода микрочастице, достаточна, чтобы при об-

щем напряжении выше 50—100 кВ нагреть катод до появления термоэмиссии и вызвать интенсивное испарение на аноде в результате бомбардировки его термоэлектронами от катода. С этой точки зрения выражения (94) и (95) являются критериями возникновения пробоя, если $E_1 = \mu \bar{E}_k$, а $E_2 = \bar{E}_a$:

$$U_{\text{пр}} \bar{E}_k \bar{E}_a^{2/3} \geq 9,2 \cdot 10^7 (ps)_M^{1/3} U_{3.M}^{2/3} L \delta^{2/3} A_N^{-2/3} \mu^{-1}. \quad (96)$$

где μ — коэффициент усиления поля в месте отрыва частицы.

С другой стороны, при исследовании инициирования вакуумного пробоя вспомогательной искрой [300] было установлено, что при поджиге на катоде достаточна очень небольшая энергия (10^{-8} Дж), и инициирование пробоя в этом случае может происходить в результате образования в непосредственной близости у катода небольшого количества плазмы с высокой локальной плотностью. Такая плазма должна содержать 10^7 — 10^8 заряженных частиц, что составляет 1% общего количества атомов, которые могут испариться при соударении микрочастицы с электродом. Поэтому инициирование пробоя в вакууме возможно и частицами, отрывающимися от анода и ударяющимися о катод. При этом отсутствует ограничение по напряжению, которое существует при инициировании пробоя ударом микрочастиц об анод.

Возможность инициирования пробоя ударами быстролетающих частиц была подтверждена работой Слеттери и др. [366], в которой железные частицы диаметром 0,5—3 мкм искусственно ускорялись до высоких скоростей и направлялись на катод или анод через отверстие в противоположном электроде. Оба электрода были плоскими, напряжение между ними (15—30 кВ) ниже пробивного. Обнаружено, что соударение частицы с анодом или катодом может привести к испарению материала в количестве, достаточном для возникновения в образовавшихся парах локального разряда, который затем может перерасти в межэлектродный пробой. Таким образом, эти эксперименты подтвердили в общих чертах описанные выше представления о механизме инициирования пробоя ударом микрочастиц. Результаты экспериментов Слеттери и др. приведены на рис. 80. Частицы с соотношениями между v и W_k , которые на рис. 80 располагаются правее и выше отмеченных точек, всегда вызывают пробой, частицы же, лежащие левее и ниже, пробоя не вызывают.

При теоретическом анализе, проведенном выше, как одно из условий инициирования пробоя ударами микрочастиц принималось равенство кинетической энергии частицы W_k и энергии испарения всего материала частицы $W_{\text{исп}}$. Для частиц из стали это равенство соблюдается при скорости 3,8 км/сек независимо от ее размера. Из рис. 80 видно, что частицы с такой скоростью действительно инициируют пробой, если их кинетическая энергия не меньше $1,6 \cdot 10^{-8}$ Дж. Эту экспериментально

полученную величину можно сравнить с теоретически необходимой. Чтобы вычислить последнюю, надо из выражения (93) найти $r_{\text{разр}}$ и, зная размер частицы, подсчитать энергию, необходимую для ее испарения. При $\bar{E}=30 \text{ кВ/мм}$ и стальных электродах (условия экспериментов Слеттери и др.) совпадение расчетной и экспериментальной величин энергии получается при весьма разумных параметрах минимума кривой Пашена ($U_{3\text{м}}=500 \text{ в}$; $(ps)_{\text{м}}=0,5 \text{ мм рт. ст. см}$).

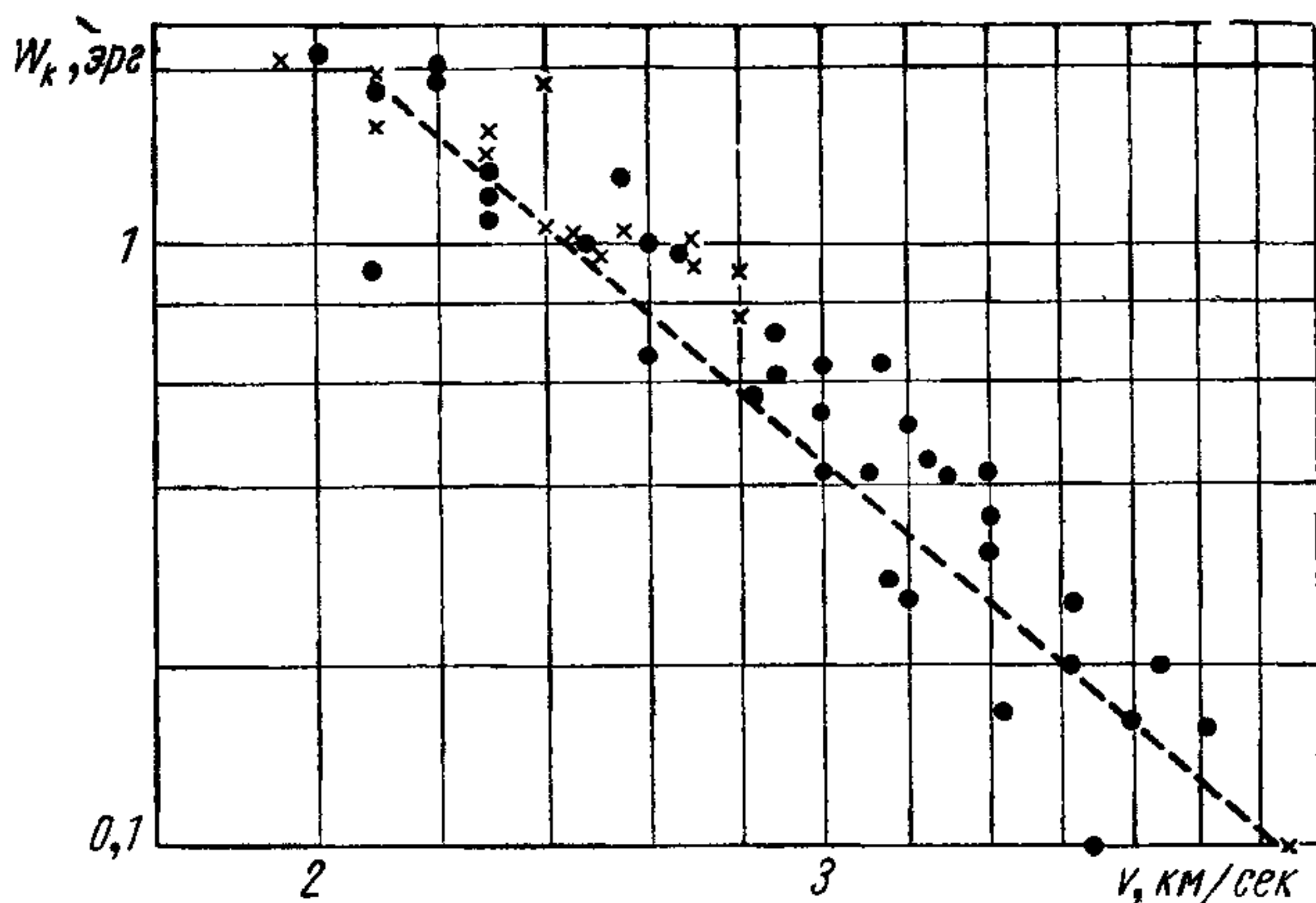


Рис. 80. Соотношение между кинетической энергией и скоростью стальных частиц микронных размеров, вызывающих пробой в зазоре 0,5 мм между стальными плоскими электродами при напряжении 15 кВ:

● — соударение частиц с катодом приводит к пробую; × — соударение с анодом приводит к пробую; — — — — $W_k \sim v^{-4}$.

Однако из рис. 80 видно, что пробой могут вызываться и частицами, имеющими скорость меньше 3,8 км/сек, если их кинетическая энергия превышает минимально необходимую величину $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}$ (а следовательно, и масса частицы больше необходимой). В этом случае происходит частичное испарение частицы при соударении ее с электродом, но образующееся количество паров достаточно для развития процессов, приводящих к пробую. Эта возможность частичного испарения не учитывалась при теоретическом рассмотрении условий инициирования пробоя, изложенном выше. Нетрудно, однако, показать, что учет частичного испарения не вносит заметных изменений в полученные выше выражения (94) — (96).

Действительно, если частицы не ускоряются искусственно и не вводятся в межэлектродный зазор (как в опытах Слеттери), а отрываются от самих электродов, то при разных размерах частиц (радиуса r) их заряд $q \sim r^2$ и, следовательно, их кинетическая энергия при подлете к противоположному электроду

$W_k \sim r^2$. С другой стороны, $W_k = Mv^2/2$, т. е. $W_k \sim v^2 r^3$. Из этого следует, что если частицы разных размеров отрываются от одного и того же электрода и ускоряются одинаковым напряжением, то их кинетическая энергия $W_k \sim v^{-4}$. Если линию $W_k \sim v^{-4}$ провести на рис. 80 через точку, соответствующую найденным ранее условиям пробоя при полном испарении ($v = 3,8$ км/сек, $W_k = 1,6 \cdot 10^{-8}$ Дж), то она хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

Таким образом, критерий пробоя (94)—(96), полученный для случая полного испарения, справедлив и для пробоев, вызываемых частичным испарением. Инициирование пробоя при частичном испарении приводит к тому, что не обязательно иметь частицы с размерами, определяемыми соотношениями (91) и (93). Это как бы расширяет возможности инициирования пробоя микрочастицами, делает этот механизм менее критичным к условиям на электродах, к наличию на электродах частиц нужных размеров.

Возможность инициирования пробоя микрочастицами зависит от наличия таких частиц и условий их отрыва от электродов. Частицы, представляющие собой результат разрушения поверхности при предварительной механической обработке, или пыль, осевшая при монтаже на электродах, могут обеспечить пробой только в первоначальный период работы при высоком напряжении на электродах. По мере тренировки пробоями эти частицы исчезают. Весьма вероятно, что хорошо известный эффект тренировки (повышение пробивного напряжения при последовательных пробоях) в значительной степени объясняется уничтожением микроскопических частиц на поверхности электродов. Например, более запыленные в период монтажа электроды не только требуют более длительной тренировки, но и имеют в конце ее меньшее значение пробивного напряжения (см. табл. 31).

Однако при тренировке пробоями не только уничтожаются имевшиеся частицы, но и образуются новые, которые в дальнейшем могут стать инициаторами пробоев. На рис. 81 приведены микрофотографии следов переноса материала анода на катод при пробое. Это фотографии не самой поверхности катода, а налета на предметном стекле, которое было установлено за мелкой металлической сеткой, являвшейся катодом. Перенесенные с металлического анода частицы имеют преимущественно сферическую форму, за исключением случая, когда анод из графита. Размеры частиц меняются от сравнительно крупных до долей микрона (последние определяются пределом разрешения оптического микроскопа; по-видимому, есть частицы еще меньшего размера). На фотографиях, сделанных при железном и никелевом анодах, заметно в некоторых случаях образование «лунных кратеров» — следов растекания вещества частиц при ударе о поверхность. Это и сферическая форма частиц свидетельствует,

что они на аноде образуются из жидкой фазы (см. разд. 8.2). Не исключено, что дополнительный нагрев частиц происходил при соударении их с поверхностью катода. При графитовом аноде перенесенные частицы имеют форму, отличную от сфери-

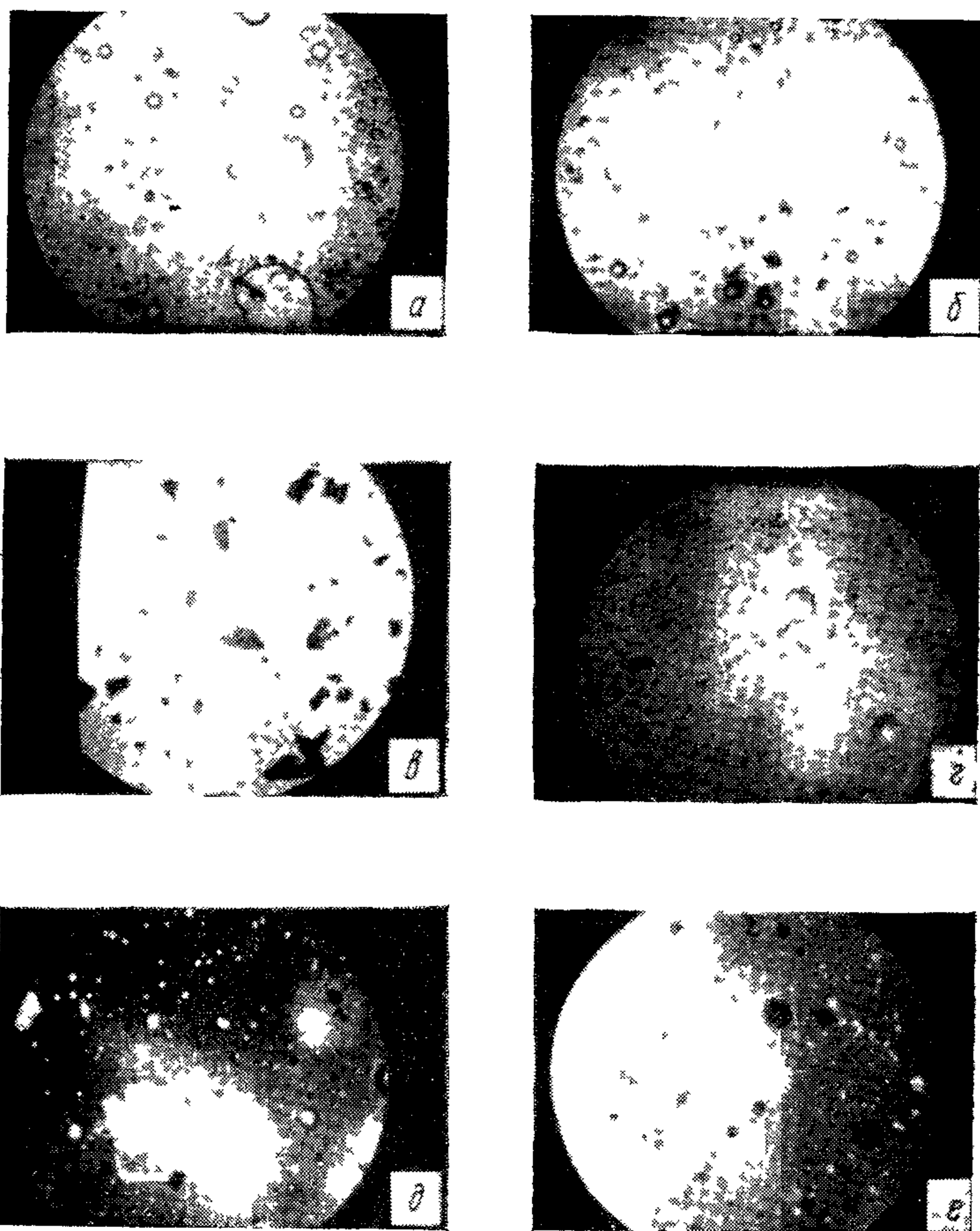


Рис. 81. Налет на стекле, помещенном за сетчатым катодом после пробоев ($\times 1350$).

a — анод из стали, *б* — из никеля, *в* — из графита, *г, д, е* — из меди, *а, б, в, г* — фотографии в отраженном свете *д, е* — в проходящем свете (*е* того же участка, что и *г*)

ческой Естественно связать это с тем, что графит из-за высокой упругости паров не имеет в вакууме жидкой фазы

Описываемые опыты проведены при вакууме $1 \cdot 10^{-6}$ — $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., создававшемся масляными насосами. В этих условиях на предметном стекле, как и на обычных электродах,

из-за крекинга адсорбированных углеводородов под воздействием темновых токов постепенно нарастал полупрозрачный налет. Этот налет позволял в проходящем свете обнаруживать под микроскопом некоторые дополнительные детали. На приведенных фотографиях видны белые пятна — места, где, вероятно, при ударе микрочастицы испарилась углеводородная пленка налета, как и сама ударившая частица. Так как каждая фотография — результат 30-минутной экспозиции, то часть таких белых пятен, образовавшихся в первые минуты, успела вновь покрыться более тонким налетом. Последнее подтверждает, что пятна образуются во время экспозиции электродов под высоким напряжением, а не являются дефектом стекла или повреждениями при последующих манипуляциях. Поэтому со значительной степенью вероятности белые пятна можно интерпретировать как доказательство сильного нагрева при соударении с электродом частиц микроскопического размера, оторвавшихся от противоположного электрода.

Таким образом, за счет переноса материала с анода на катод при многократных пробоях между металлическими электродами на катоде имеется и непрерывно пополняется запас микрочастиц, способных вызывать пробой. Можно ожидать, что при тренированных пробоями металлических электродов и напряжении выше 50—100 кВ пробой, вызванный ударами микрочастиц, играют заметную, а возможно и доминирующую, роль. В последнем случае экспериментальные характеристики пробоя должны удовлетворять теоретическому критерию пробоя (96). Для проверки этого заключения в работе [150] изучалась зависимость пробивного напряжения от напряженностей у катода и анода для стальных плоских и полусферических электродов (рис. 82). Несмотря на широкий диапазон изменения напряжения (150—350 кВ), напряженности у катода (35—95 кВ/мм) и у анода (20—110 кВ/мм), в процессе эксперимента все экспериментальные точки удовлетворяют зависимости

$$U_{\text{пр}} E_{\text{к}} E_{\text{а}}^{2/3} = 2,7 \cdot 10^{18}, \text{ в}^{8/3} \cdot \text{м}^{-5/3} \quad (97)$$

при среднеквадратическом отклонении менее $\pm 5\%$.

Из сравнения выражений (96) и (97) видно, что полное совпадение экспериментальной и теоретической зависимостей получается при подстановке в выражение (96) $\mu = 18$, т. е. значения μ , лежащего в весьма разумных пределах. При равномерном поле между электродами зависимость $U_{\text{пр}}$ от $E_{\text{к}}$ и $E_{\text{а}}$ в выражении (96) преобразуется в зависимость от межэлектродного зазора

$$U_{\text{пр}} = \text{const } s^{0,625}. \quad (98)$$

Значение показателя степени при s в этом теоретическом выражении оказывается очень близким к наиболее вероятному зна-

чению, полученному из обработки большого числа экспериментальных данных (см. табл. 33).

Зависимость пробивного напряжения от материала электродов, вытекающая из теоретического критерия (96), хорошо согласуется с результатами измерений этой зависимости для металлических электродов (табл. 66) [151].

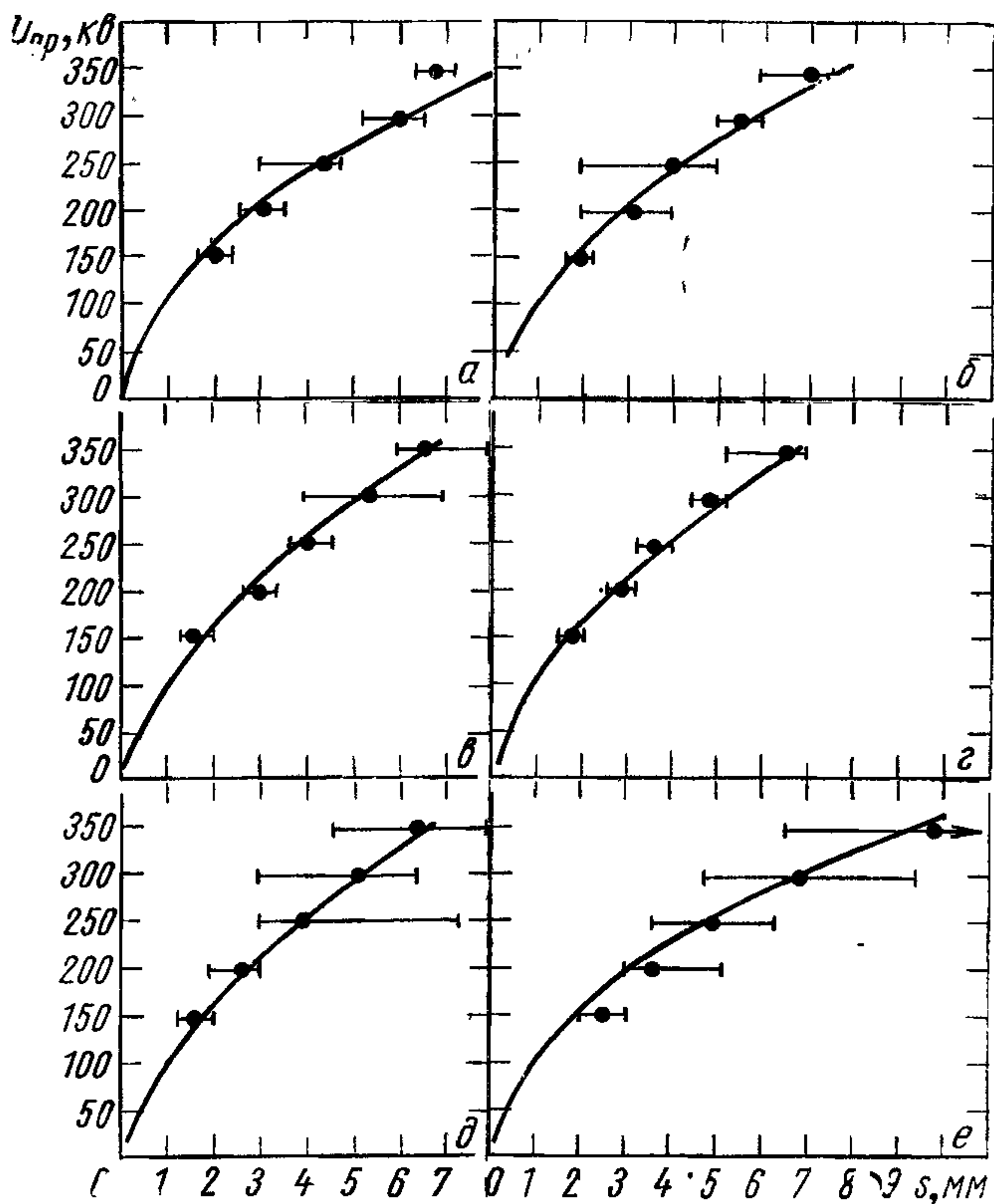


Рис. 82. Зависимость пробивного напряжения от зазора между стальными электродами различной конфигурации:

a — сферические электроды диаметром 20 мм, *б* и *е* — плоский анод и сферический катод диаметром 20 и 9,3 мм соответственно, *в*, *г*, *д* — сферический анод диаметром соответственно 20, 30 и 9,3 мм и плоский катод — по формуле (97).

Остается невыясненной действительная доля пробоев, вызванная ударами микрочастиц, среди всех пробоев. Из теоретического рассмотрения вытекает, что при напряжениях меньше 50—70 кВ этот механизм в большинстве случаев не может конкурировать с автоэлектронной эмиссией, так как требуемая напряженность в месте отрыва микрочастицы [μE_r в выражениях (94) и (95)] становится достаточной для интенсивной автоэлектронной эмиссии [367]. По-видимому, область наибольшей эффективности инициирования пробоя ударами микрочастиц лежит

Сравнение теоретических и экспериментальных данных
о влиянии материала электродов на пробивное напряжение
(зазор 0,75 мм)

Материал электродов	Экспериментальное $U_{пр}$		Теоретическое $U_{пр}$, %	Материал электродов	Экспериментальное $U_{пр}$		Теоретическое $U_{пр}$, %
	кв	%			кв	%	
Вольфрам	87	100	100	Никель	72	82	78,5
Молибден	76	88	90	Медь	68	78	76
Железо	72	82	79	Алюминий	57	65	60

выше 100 кв при сравнительно длительном приложении напряжения к тренированным пробоями металлическим электродам. Кроме того, пробой, вызванный ударами микрочастиц, могут доминировать над пробоями, вызванными автоэлектронной эмиссией при μE_k ниже появления интенсивной автоэмиссии. При обычных значениях μ это приводит к условию $E_k < 60-80$ кв/мм.

Наиболее слабым местом изложенной теории является вопрос о перерастании разряда, возникшего в парах микрочастицы, в полный пробой, так как предполагается, что этот первоначальный разряд зажигается вблизи анода. Это предположение обосновано двумя обстоятельствами: во-первых, после многократных пробоев только на катоде имеется запас частиц, способных инициировать пробой; и во-вторых, полученный при таком предположении критерий пробоя (96) согласуется с экспериментальными данными лучше, чем если предположить, что частица отрывается от анода и соударяется с катодом (тогда было бы $U_{пр} \bar{E}_k^{2/3} \bar{E}_a = \text{const}$). В то же время из экспериментов Слеттери и с искусственным поджигом следует, что разряд, возникший у анода, значительно менее эффективен, чем возникший у катода.

Пока неясно, насколько существенна эта трудность теории. Разряд, возникший у анода, все же может перерасти в межэлектродный пробой. Возможна и такая модификация теории: частица, стартующая с катода, вследствие автоэлектронной эмиссии с нее постепенно теряет свой отрицательный заряд, поэтому ее энергия при соударении с анодом невелика и удар получается частично упругим. Отразившаяся от анода частица, сохранив часть энергии и приобретя положительный заряд, ускоряется в зазоре и уже при соударении с катодом вызывает пробой.

Чтобы пересечь межэлектродный зазор, микрочастица должна затратить время. Это может ограничить или совсем исключить вероятность инициирования пробоя микрочастицами при кратковременном воздействии напряжения. Так как одним из

условий возникновения пробоя является испарение при соударении, то частица должна иметь к моменту удара скорость несколько километров в секунду. Этой скорости соответствует время запаздывания возникновения пробоя несколько микросекунд, если $s \approx 1$ см. При импульсном напряжении с меньшей длительностью импульсов должно происходить повышение пробивного напряжения. Пробой в этом случае может вызываться частицами меньших размеров, которые, приобретая большую скорость, будут испарять вещество в количестве, большем, чем содержится в самой микрочастице. Оценка показывает, что при этом коэффициент импульса может быть обратно пропорционален корню четвертой степени из длительности импульса высокого напряжения. Несколько иное соотношение для коэффициента импульса получено в работе [368].

Если пробой инициируется электрическим разрядом между электродом и подлетающей частицей, то требуемый диаметр частицы на несколько порядков больше, чем в случае инициирования соударением. Время пролета при этом существенно больше и доходит до 1 мсек при диаметре частицы порядка 0,1 мм. Поэтому такой способ инициирования пробоя исключается при импульсах высокого напряжения микросекундной длительности.

При ВЧ-напряжении возникает ситуация, в какой-то мере противоположная ситуации при постоянном или импульсном униполярном напряжении. Время движения заряженной частицы от одного электрода до другого может во много раз превышать длительность одного периода напряжения, а максимальная, приобретаемая частицей энергия определяется разностью потенциалов, пройденной частицей за один полупериод ВЧ-напряжения. Поэтому при частоте, измеряемой десятками мегагерц, и сантиметровых зазорах между электродами можно считать исключенной возможность инициирования пробоя ударом микрочастицы.

Инициирование пробоя разрядом между электродом и подлетающей частицей вполне возможно, если длительность приложения напряжения (а не длительность одного полупериода) достаточна для пролета частицы от одного электрода до другого. Кроме того, так как при определенной фазе вылета частицы по отношению к ВЧ-напряжению она может вернуться через полупериод на тот же электрод, то становится принципиально возможным случай развития всего процесса инициирования пробоя у одного только электрода. В связи с этим уместно напомнить вывод из исследований высокочастотного вакуумного пробоя. Материалы электродов обеспечивают большую пробивную прочность, если при пробоях дают меньше металлической пыли, оседающей на электродах и на дне резонатора [254, 255].

В заключение упомянем некоторые вопросы, остающиеся неясными. К ним относятся отдельные моменты рассмотренной

схемы инициирования пробоя, которые безусловно требуют уточнения и детализации. Много неясного остается в механизме образования частиц, роли и характере сил адгезии в отрыве частиц от электродов и т. д. Некоторые из этих вопросов частично обсуждены в работах [369, 370].

8.5. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПРОБОЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ДЕСОРБЦИИ ГАЗОВ И ПАРОВ

На поверхности электродов и стенок вакуумных камер обычно имеются полимолекулярные слои адсорбированных газов и паров. Количество их таково, что при внезапной десорбции в межэлектродном зазоре могут создаваться условия для зажигания газового разряда, соответствующего левой ветви кривой Пашена*. Напряжение горения такого разряда немного меньше напряжения его зажигания, а максимально возможный ток разряда ограничен пространственным зарядом. Поэтому зажигание газового разряда, соответствующего левой ветви кривой Пашена, еще не есть пробой вакуумного промежутка в строгом значении этого термина (т. е. переход к сильноточному разряду с резкопадающей вольт-амперной характеристикой). Тем не менее в некоторых практических случаях такой ограниченный по мощности разряд представляет существенное и недопустимое нарушение изоляции, и в этом смысле он равносителен пробой. Кроме того, этот разряд может развиваться и вызывать полный пробой с переходом к низковольтковой дуге в па-

Таблица 67

Давление газа в межэлектродном зазоре 1 см, получающееся при десорбции с электродов мономолекулярного слоя газа, и давление, при котором напряжение зажигания газового разряда равно 50—100 кВ

Газ	Давление при десорбции, мм рт. ст.	Давление, мм рт. ст., при $U_3=50-100$ кВ	Газ	Давление при десорбции, мм рт. ст.	Давление, мм рт. ст., при $U_3=50-100$ кВ
Воздух	0,046	0,055	Азот	0,046	0,075
Водород	0,05	0,05	Углекислый газ	0,03	0,036
Кислород	0,09	0,2			

рах вещества электродов, как это имеет место и при обычном газовом разряде в левой ветви кривой Пашена.

Для иллюстрации возможности возникновения газового разряда при внезапной десорбции из электродов газов и паров в табл. 67 приведены значения давления, при котором напряжение зажигания газового разряда равно 50—100 кВ [371].

* Кривые Пашена приведены в приложении

Эти данные убедительно подтверждают возможность зажигания газового разряда, особенно если на поверхности электродов могут существовать сравнительно легко десорбируемые полимолекулярные слои. Одним из прямых доказательств возможности возникновения пробоя при внезапной десорбции газов и паров может служить описанный в разд. 4.5 термический поджиг вакуумного пробоя, т. е. инициирования пробоя при импульсном нагреве анода или вспомогательного электрода. Поэтому вполне правомерно, что Кальверт [115], Ллевеллин-Джонс [372], Овен [102], Л. В. Тарасова [373] и другие исследователи рассматривали десорбцию газов и паров как одну из возможных причин инициирования вакуумного пробоя.

Наиболее тривиальная причина десорбции — это нагрев адсорбирующей поверхности, ведущий к увеличению тепловой энергии адсорбированных веществ. Из опытов по термическому поджигу видно, что в условиях технического вакуума при наличии на поверхности электродов легко десорбируемых паров органических соединений для интенсивной десорбции, приводящей к пробоям, достаточен нагрев электродов до нескольких сот градусов. Такой нагрев может быть результатом бомбардировки электродов электронами и ионами при протекании между электродами предпробойного тока. Увеличение энергии адсорбированных молекул (ведущее к десорбции) может происходить и при прямой передаче энергии от бомбардирующих электроды электронов, ионов и фотонов. При этом часть адсорбированных веществ может испаряться в виде ионов. Если адсорбированные вещества имеют сложный молекулярный состав, то при бомбардировке частицами и фотонами эти вещества могут разлагаться, а продукты разложения — выделяться в объем. В обычных вакуумных условиях без тщательной очистки электродов количество десорбируемых атомов, молекул и ионов может достигать нескольких десятков на один падающий ион [373]. При электронной бомбардировке для десорбции одной частицы требуется не менее 50 электронов [374]; вероятность десорбции под действием фотонов еще меньше (10^{-5} — 10^{-6}).

Эти цифры, полученные при специальных измерениях, не могут объяснить значительное выделение из электродов газов и паров, происходящее при микроразрядах. Из данных, приведенных в гл. 3 и 4, видно, что в объем может выделяться около 10^{16} молекул при общем прошедшем заряде около 1 мкк, т. е. на один электрон и ион, бомбардирующий электрод, приходится более 100 десорбированных молекул. Еще большее относительное число десорбированных атомов и молекул получено в работе [375] при изучении газовой выделенности при подаче напряжения на импульсную мегавольтовую рентгеновскую трубку. При первом подъеме постоянного напряжения на отпаянной трубке объемом 6 дм³ давление в ней возрастало от $5 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-3} мм рт. ст. Сила тока через трубку при этом была меньше

2 мка и число десорбированных частиц в 10^4 — 10^5 раз превышало число прошедших элементарных зарядов.

Такую интенсивную десорбцию авторы объясняют влиянием электрического поля на силы связи десорбции. В условиях обычного технического вакуума значительная часть адсорбированного слоя состоит из полярных молекул (продукты разложения вакуумных масел, органических веществ, углекислый газ, вода и пр.). При отсутствии внешнего электрического поля полярные молекулы адсорбируются, как правило, так, что их дипольный момент стремится стать перпендикулярно к поверхности электрода, так как в таком положении энергия адсорбции больше [373]. При включении внешнего электрического поля молекулы, у которых дипольный момент противоположен полю, будут стремиться повернуться по полю, и это приведет к уменьшению энергии адсорбции и соответственно к десорбции части молекул. При наличии внешнего электрического поля полярные молекулы (как адсорбированные, так и отделившиеся от поверхности) будут перемещаться к выступающим участкам электродной поверхности, где электрическое поле больше. Это приведет к повышению концентрации адсорбированных веществ на выступах поверхности и усиленной бомбардировке этих мест: оба эти фактора будут способствовать усиленной десорбции.

В работе [375] получены также интересные результаты по десорбции при подаче на электроды одиночных импульсов напряжения. Количество десорбированного газа увеличивалось с увеличением амплитуды и длительности импульса и зависело от длительности переднего фронта импульса τ_1 . Чем короче фронт, тем больше выделялось газа. Например, при $\tau_1 = 0,5$ мксек количество десорбированного газа было примерно в 3 раза больше, чем при $\tau_1 = 2$ мксек. Выделение газов и паров происходило наиболее интенсивно в первые десятки микросекунд приложения напряжения. Увеличение длительности импульса свыше 100 мксек почти не увеличивало десорбцию газа. Если первоначальное газовыделение было значительным (10^{16} — 10^{17} атомов и молекул), то в межэлектродном зазоре появлялось диффузное свечение, возникал большой ток между электродами (силой до 10 а), приводивший к некоторому снижению межэлектродного напряжения. По прошествии нескольких микросекунд (до 30) этот ток мог перерасти в полный межэлектродный пробой.

Все эти явления подтверждают изложенное выше предположение, что под воздействием электрического поля происходит интенсивная десорбция газов и паров, вызывающая зажигание газового разряда в левой ветви кривой Пашена, перерастающего в межэлектродный пробой. Такой десорбционный механизм пробоя наиболее вероятен при подаче на необезгаженные электроды одиночных импульсов напряжения или при искусственном импульсном нагреве электродов.

Десорбционный механизм пробоя между тренированными электродами, особенно при длительном воздействии напряжения, по-видимому, маловероятен. Такое заключение можно сделать из приведенных в разд. 4.5 данных о малом влиянии температуры электродов на пробивное напряжение. Прямым доказательством малой эффективности десорбционного механизма при длительном воздействии напряжения могут служить результаты изучения взаимосвязи пробоев и микрозарядов. При микрозарядах происходит обильное газовыделение, однако, как показано в разд. 4.2, это не приводит к пробоям. Однако десорбция газов и паров может влиять на развитие других процессов, приводящих к пробоям, например на инициирование пробоя автоэлектронной эмиссией, о чем говорилось в разд. 8.3.

8.6. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОБОЯ И ПРАКТИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ЕГО ВОЗНИКНОВЕНИЯ

Изложенное в предыдущих разделах этой главы позволяет довольно определенно представить общую картину процессов, приводящих к вакуумному пробоям при различных условиях. К этим условиям прежде всего относятся величина и длительность напряжения, материал и форма электродов и состояние их поверхности. В подавляющем большинстве практических случаев имеются сведения только об усредненных характеристиках поверхности. Эти характеристики, как правило, не отражают свойств отдельных микроучастков электродов, где начинаются процессы, приводящие к пробоям. Поэтому, когда конкурентоспособно несколько механизмов пробоя, знание указанных усредненных характеристик позволяет судить лишь о наиболее вероятном механизме пробоя при том или ином напряжении, форме и материале электродов и т. д.

Чтобы представить более наглядно характер изменения эффективности различных механизмов пробоя, на рис. 83 изображены области, где наиболее вероятны различные механизмы пробоя в довольно чистом вакууме. По оси абсцисс сугубо условно отложена степень тренированности электродов пробоями, характеризуемая отношением пробивной напряженности при тренировке $E_{тр}$ к напряженности E_0 для свежеприготовленных электродов, подвергшихся только механической и электрохимической обработке. При этом взяты два предельных случая: $E_{тр}/E_0 < 1$, когда $E_{тр}$ уменьшается в процессе тренировки (рост острых выступов на катоде, слабая очистка электродов при пробое), и $E_{тр}/E_0 > 1$, когда $E_{тр}$ увеличивается при тренировке (ликвидируются аномально большие выступы, электроды очищаются от загрязнений, но на катоде появляется обильный источник микрочастиц). Значение $E_{тр}/E_0 = 1$ соответствует нетренированным электродам.

При нетренированных или малотренированных пробоями электродах токи перед пробоями малы и пробой вызывается частицами вещества электродов или пылью. Кроме того, в этих условиях обладает высокой эффективностью и десорбционный механизм пробоя.

В процессе тренировки электродов пробоями электроды очищаются от загрязнений, и десорбционный механизм пробоя становится менее вероятен. По мере тренировки возрастает

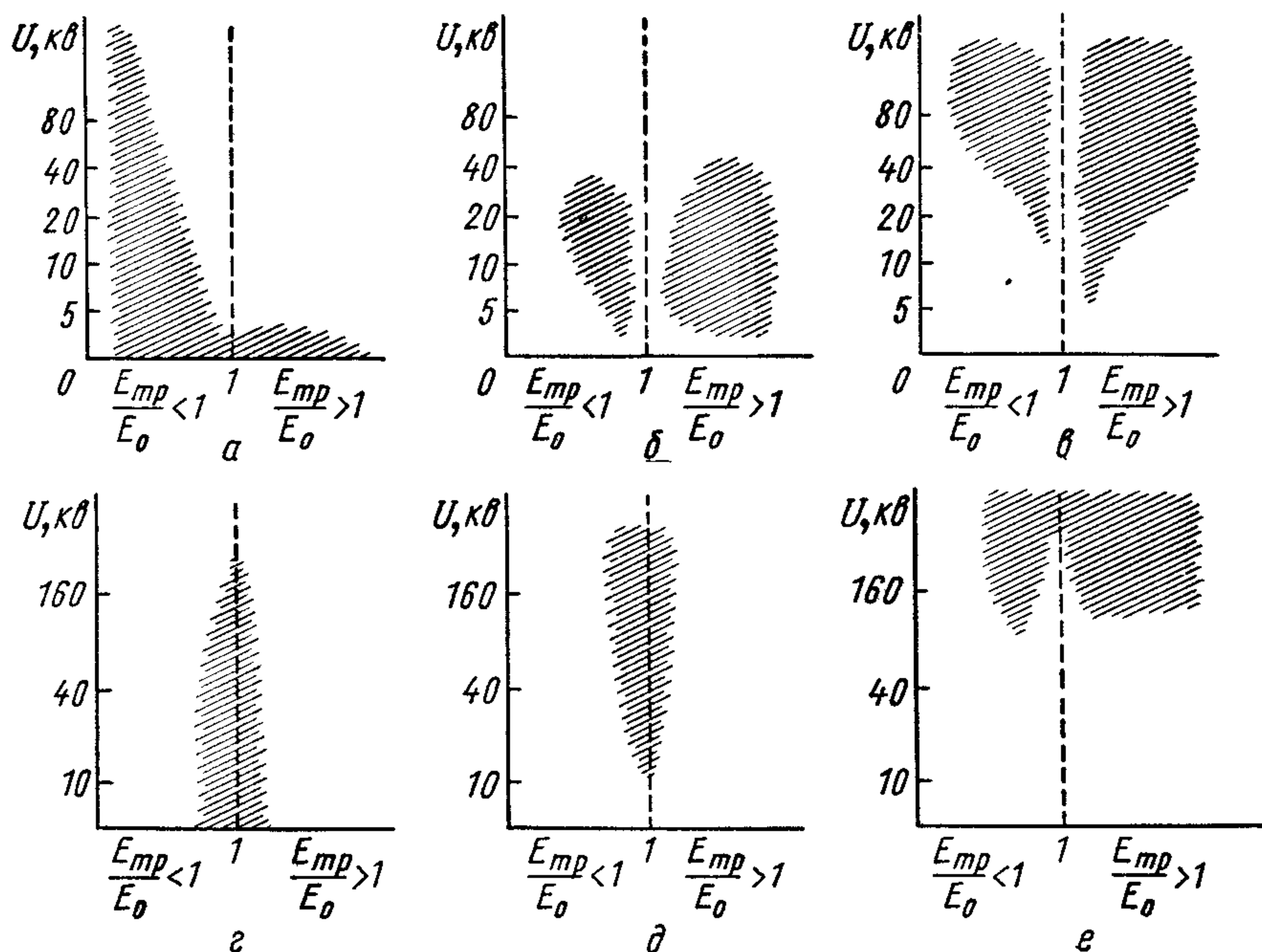


Рис. 83. Области наибольшей эффективности различных процессов, вызывающих пробой между плоскими металлическими электродами при длительном приложении напряжения

а, б и в — автоэлектронная эмиссия плюс действие соответственно джоулева нагрева, объемного заряда и разряда в парах, *г, д и е* — частицы вещества, вызывающие пробой в результате разряда вблизи катода, соударения с катодом и анодом соответственно

предпробойный ток и становятся вероятными пробоями, вызванные автоэлектронной эмиссией. Из-за отложения анодного материала на катоде повышается вероятность при высоких напряжениях пробоев, вызванных соударением быстролетающих микрочастиц с анодом. Если тренировка электродов пробоями приводит к снижению пробивной напряженности, т. е. к росту острых катодных выступов, то появляется и растет вероятность пробоев, вызванных расплавлением эмиттирующих катодных выступов под действием протекающего тока. Становятся вероятными и пробоями, связанные с испарением на аноде (нарастание объемного заряда и разряд в парах). Тренировка пробоями,

сопровождающаяся повышением пробивной напряженности, способствует повышению доли пробоев, вызванных прогрессивным нарастанием объемного заряда. Этот механизм пробоя при больших напряжениях сменяется пробоями, вызванными возникновением самостоятельного разряда в анодных парах. В свою очередь, последний механизм пробоя ограничен при еще больших напряжениях усилением переноса материала с анода на катод (отрыв капель), который способствует инициированию пробоев ударами микрочастиц.

При импульсном напряжении соотношение механизмов пробоя может получиться другим. По мере уменьшения длительности импульсов будут сокращаться и ликвидироваться области, где возможны пробои, вызванные частицами вещества. Затем будут уменьшаться области пробоев, связанных с испарением на аноде, и при очень коротких импульсах вероятными останутся только пробои, вызванные разогревом протекающим током эмиттирующих катодных выступов (наименее инерционный из рассмотренных процессов). Размеры рассматриваемых областей зависят от чистоты вакуумных условий и от материала электродов. Например, при грязных вакуумных условиях уменьшается доля пробоев, вызванных прогрессивным нарастанием объемного заряда. Как видно из рис. 77, доля таких пробоев меньше при алюминиевых электродах, чем при никелевых и особенно молибденовых, тогда как пробои, вызванные разогревом протекающим током эмиттирующих катодных выступов, более вероятны при легкоплавких электродах.

Практические задачи применения вакуумной электроизоляции часто требуют аналитического выражения зависимости пробивного напряжения от межэлектродного зазора, геометрии электродов и от других факторов. Поэтому предпринимались неоднократные попытки получить формулу, верно отражающую экспериментальные зависимости и по виду соответствующую физическим представлениям о процессах, приводящих к пробоям. Описанное выше довольно сложное соотношение процессов, вызывающих пробой, показывает, что не может существовать физически обоснованного единого критерия возникновения пробоя при всем разнообразии условий, в которых может работать вакуумная электроизоляция. Для отдельных механизмов пробоя получены аналитические критерии, они были приведены в соответствующих разделах этой главы. В принципе они могут быть использованы и для практических расчетов, особенно в тех случаях, когда нет надежных экспериментальных данных или необходимы анализ и понимание сущности происходящих явлений.

Однако при напряжениях выше 30—50 кВ на металлических электродах критерий возникновения пробоя в результате удара микрочастиц

$$U_{\text{пр}} E_{\text{к}} E_{\text{а}}^{2/3} = \text{const} \quad (99)$$

обладает определенной универсальностью: он довольно хорошо соответствует экспериментальным данным даже в таких условиях, когда заведомо известно, что пробой не может вызываться ударами микрочастиц, например при ВЧ-напряжении. При хорошо тренированных электродах, находящихся в чистых вакуумных условиях и напряжениях до 100 кВ, определенной универсальностью обладает также критерий $\bar{\mu}E_k = \text{const}$, где $\bar{\mu}E_k$ — локальную напряженность — определяют из вольт-амперной характеристики темнового тока, предполагая, что это ток автоэлектронной эмиссии, эмиттируемый одним выступом (см. разд. 3.2).

* *
*

Из всего содержания настоящей книги, приведенных экспериментальных данных, анализа процессов, приводящих к пробую, возникновению токов, микрозарядов и т. д. можно сделать вывод, что условия, в которых работает вакуумная электроизоляция, весьма далеки от наиболее благоприятных. Вызывается ли пробой микрочастицами, играет ли решающую роль разрушение электродов электростатическими силами, или инициатором пробоя является электронная эмиссия — во всех этих случаях количественные оценки показывают, что современный достигнутый уровень вакуумной электроизоляции определяется либо наличием на поверхности вкраплений и слабо связанных с основной массой электрода частиц различных размеров, либо наличием аномально больших и острых выступов, диэлектрических пленок или загрязнений, существенно снижающих работу выхода или вызывающих появление различных видов эмиссии заряженных частиц и т. д. Другими словами, на основе проведенного анализа есть все условия прийти к весьма оптимистическому заключению, что имеется реальная возможность существенно повысить качество вакуумной электроизоляции, сделать ее более надежной. Нет сомнений в том, что современный прогресс науки и техники приведет к еще большему применению вакуумной электроизоляции и разрядов в вакууме.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Плотность тока термоэлектронной эмиссии в присутствии внешнего электрического поля

$$j = 1,2 \cdot 10^6 T^2 \exp \left[- \frac{1,16 \cdot 10^4}{T} (\Phi - 3,79 \cdot 10^{-5} \sqrt{E}) \right] \text{ а/м}^2.$$

Таблица П. 1

Плотность тока j_0 термоэлектронной эмиссии при $E=0$ и увеличение плотности тока j_E/j_0 при различных напряженностях полей

T°, K	$j_0, \text{ а/м}^2$		j_E/j_0		
	$\Phi=4,5 \text{ эв}$	$\Phi=3,5 \text{ эв}$	$E=5 \cdot 10^7 \text{ в/м}$ $\Delta\Phi^*=0,27 \text{ эв}$	$E=10^8 \text{ в/м}$ $\Delta\Phi=0,38 \text{ эв}$	$E=5 \cdot 10^8 \text{ в/м}$ $\Delta\Phi=0,85 \text{ эв}$
500	$7 \cdot 10^{-35}$	$9 \cdot 10^{-25}$	$5,6 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$
1000	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	23	79	$1,7 \cdot 10^3$
1800	0,62	$4 \cdot 10^2$	5,6	11,5	$2,34 \cdot 10^2$
2500	$3 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^5$	3,5	5,8	50

* $\Delta\Phi$ — понижение потенциального барьера при $E \neq 0$.

2. Плотность тока автоэлектронной эмиссии [55]

$$j = 1,54 \cdot 10^{-6} E^2 \Phi^{-1} \exp \left[- 6,83 \cdot 10^9 \frac{\Phi^{3/2} \Theta(y)}{E} \right] \text{ а/м}^2, \quad (\text{П. 1})^*$$

где $\Theta(y)$ — функция Нордгейма, значения которой приведены в табл. П. 2; Φ — работа выхода, эв.

Таблица П. 2

Функция Нордгейма ($y = 3,79 \cdot 10^{-5} E^{0,5} \Phi^{-1}$)

y	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
$\Theta(y)$	1	0,98	0,94	0,87	0,79	0,69	0,58	0,45	0,31	0,16	0

Рис. 84. Расчетные значения плотности автоэлектронного тока в зависимости от напряженности у эмиттера и температуры эмиттера ($\Phi = 4,5$ эв).

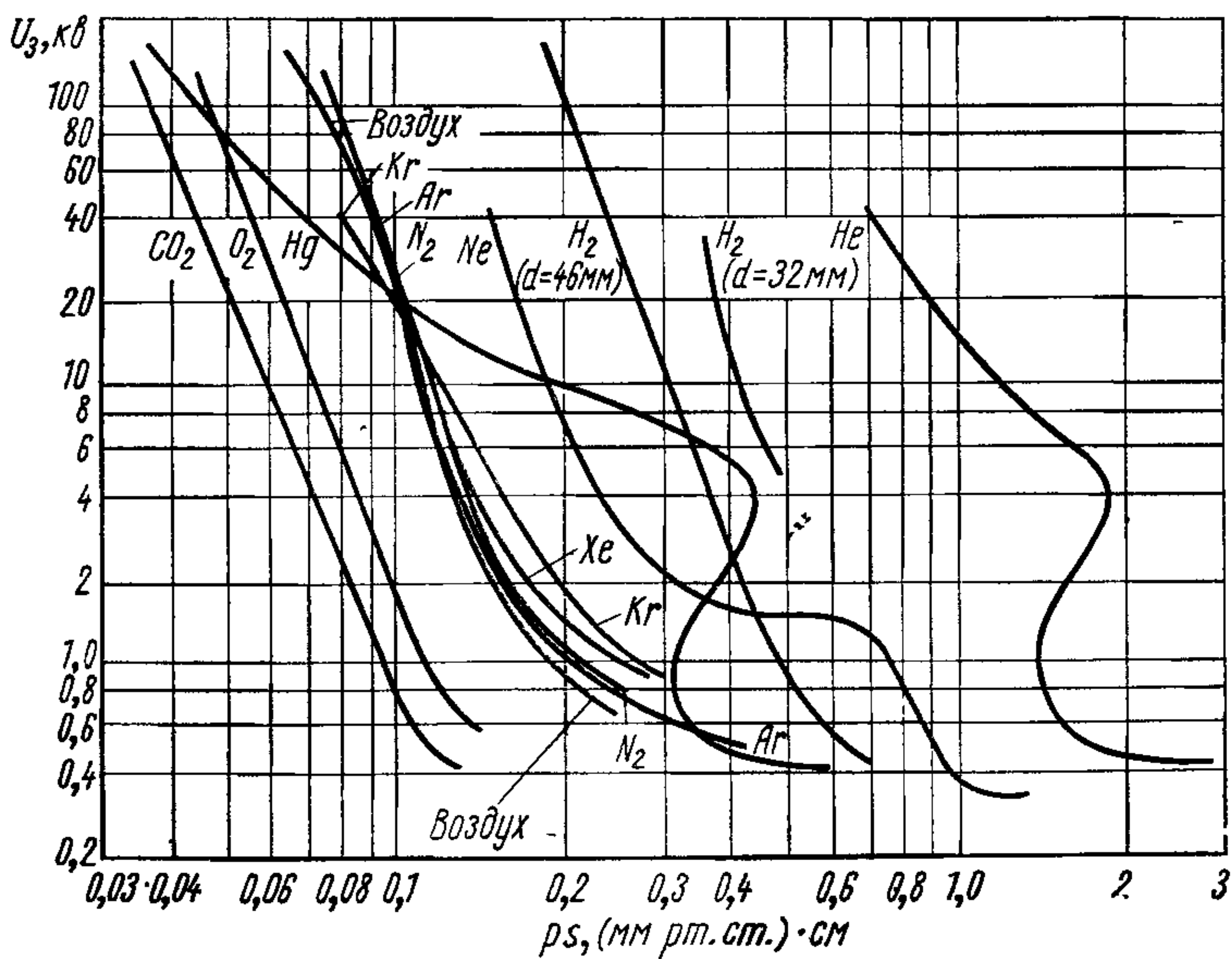
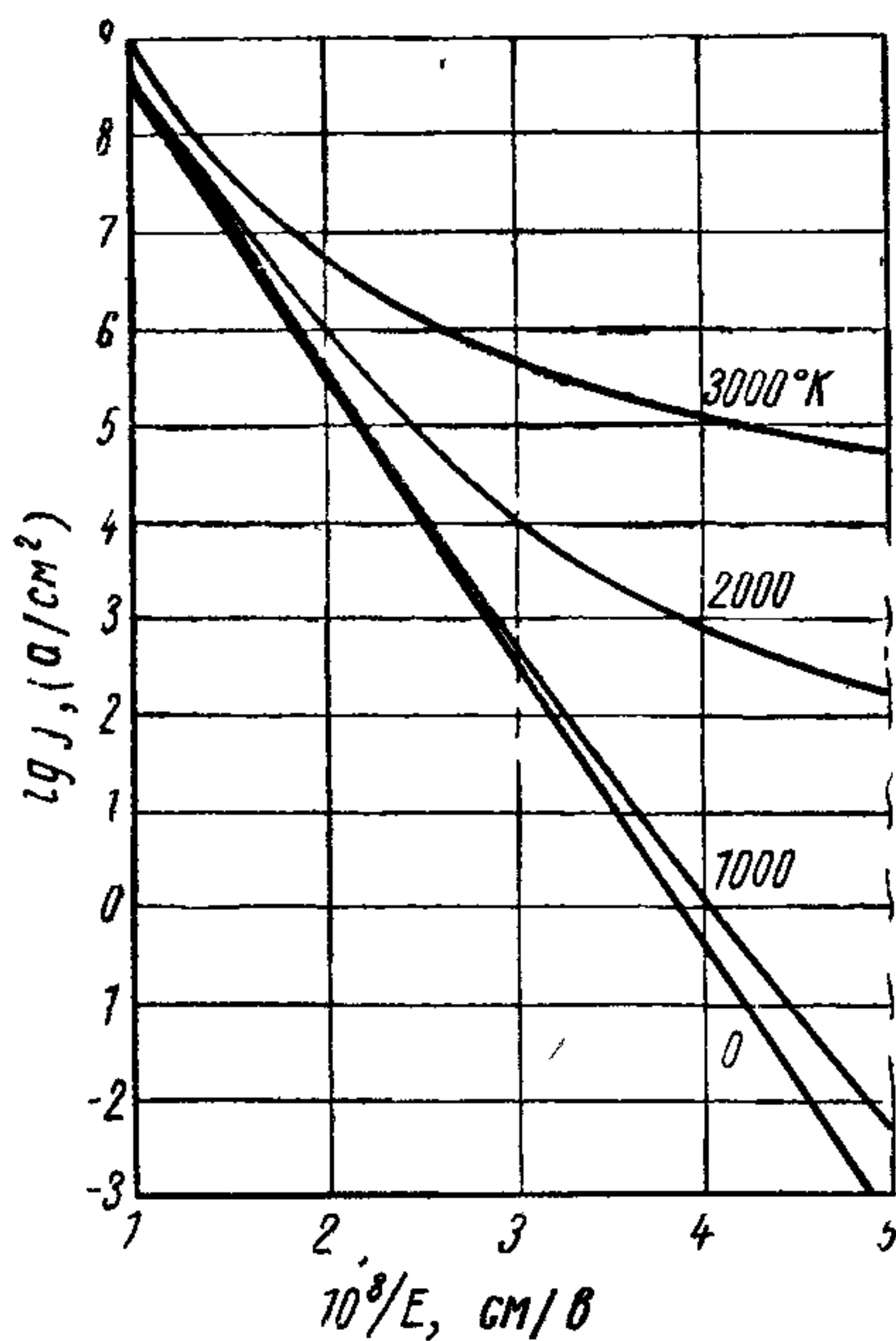


Рис. 85. Левые ветви кривой Пашена для различных газов и нескольких величин зазоров между плоскими электродами (371).

Плотность тока автоэлектронной эмиссии, a/m^2 , при различных напряженностях электрического поля и работы выхода

$E, 10^6 \text{ в/м}$	$\Phi=2,5 \text{ эв}$	$\Phi=3,5 \text{ эв}$	$\Phi=4,5 \text{ эв}$	$\Phi=5,5 \text{ эв}$
1	$2,9 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	—	—
2	$3,9 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^5$	4,8	$3,2 \cdot 10^{-5}$
4	$6,3 \cdot 10^{12}$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^5$
6	—	$2,4 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{10}$	$6,8 \cdot 10^8$
8	—	—	$1 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{10}$

При температуре эмиттера $T \neq 0$ плотность тока автоэлектронной эмиссии [376]

$$j(T) = j(0) \beta / \sin \beta,$$

где $j(0)$ — плотность тока, определяемая уравнением (П.1); $\beta = 2,77 \times 10^6 T \Phi^{0,5} E$. Эта формула применима при $E > 8,83 \cdot 10^6 T \Phi^{0,5} \text{ в/м}$.

Расчетные зависимости тока автоэлектронной эмиссии от температуры приведены на рис. 84 [377].

3. Напряжение зажигания электрического разряда в разреженных газах (левые ветви кривой Пашена приведены на рис. 85 [371]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Левитов В. И. Ляпин А. Г. Электростатические генераторы с жестким ротором. М., Госэнергоиздат, 1963
2. Преобразование тепла и химической энергии в электроэнергию в ракетных системах. Перев с англ. Под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейн-длина. М., Изд-во иностр. лит., 1963
3. Uhlin I B et al In: Trans. 9-th Nat. Vac. Sympos. Amer. Vac. Soc., Los Angeles, 1962 N Y., 1962, p 371.
4. Каретников Д. В. и др. Линейные ускорители ионов. М., Госатомиздат, 1962, стр. 198.
5. Управляемые разрядники для коммутации больших импульсных токов в высоковольтных установках. Сб. рефератов. М., Госатомиздат, 1962.
6. Гаазе В Б и др В сб «Труды межвузовской научной конференции по новой технике». Л., 1962.
7. Космарский Л. И. и др. В сб. «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция» М., «Энергия», 1970, стр. 207.
8. Бриш А А. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 53 (1958).
9. Попов Н А Вакуумные выключатели. М., «Энергия», 1965.
10. Reese M P. In: Les Decharges et l'isolement électrique dans le vide. Comptes-rendus du III Symposium International Paris, 1968, p. 305.
11. Цукерман В. А., Манакова М А. «Ж. техн. физ.», 27, 391 (1957).
12. Graybill S. E., Nablo S. V IEEE. Trans, Nucl Sci, NS-14, June, 782 (1967).
13. Martin T. H IEEE Trans., Nucl Sci, NS-16, No 3, 59 (1969).
14. Александров Д Л. и др. «Ж. техн физ.», 28, 896 (1958).
15. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.
16. Lewis T J J. Appl Phys, 48, 1405 (1955)
17. Сливков И Н. «Ж техн. физ.», 36, 342 (1966).
18. Chatterton P. A. Proc. Phys. Soc, 88, No. 559, 231 (1966).
19. Жаке П. Электролитическое и химическое полирование. Перев. с англ. М., Металлургиздат, 1959.
20. Рашковский С. Ф. «Радиотехника и электроника», 3, 371 (1958).
21. Малахов Н. П. Исследование условий устойчивости работы мощных высоковольтных источников ионов водорода. Автореферат диссертации М., 1969.
22. Гегузин Я Е, Овчаренко Н. Н. «Изв. АН СССР. Отд. техн. наук», № 1, 108 (1956).
23. Sewell D. V et al J. Phys. Chem., 67, 2008 (1963).
24. Лозинский Я Г. Высокотемпературная металлография. М., Машгиз, 1956
25. Robertson A. J et al Brit. J. Appl Phys., 14, 278 (1963).
26. Bennette C. J. et al. J AIAA, 3, 284 (1965).
27. Little R. P., Whitney W. F. J Appl. Phys., 34, 2430 (1963).
28. Little R. P., Smith S. T. Trans. on Electron Devices, ED-12, 77 (1965).
29. Jedinak L. J. Appl. Phys, 36, 1503 (1965).
30. Little R. P., Smith S. T. J. Appl. Phys., 36, 2587 (1965).

31. Latham R. V., Braun E. Цит. по работе [10], стр. 123.
32. Little R. P., Smith S. T. In: Proc. of second Internat. Sympos. on Insulation of high voltages in vacuum. Boston, USA, 1966, p. 41.
33. Hawley R., Walley C. H. Nature, 190, 252 (1961).
34. Viradar P. I. et al. Цит. по работе [10], стр. 35.
35. Bennette C. J. et al. Цит. по работе [32], стр. 21.
36. Бекер Д. А. В кн. «Катализ. Электронные явления». Перев. с англ. Под ред. А. А. Баландина и др. М., Изд-во иностр. лит., 1958, стр. 215.
37. Gomer R. J. Chem. Phys., 21, 293 (1953).
38. Boling J. Z., Dolan W. W. J. Appl. Phys., 29, 556 (1958).
39. Barbor J. P. et al. Phys. Rev., 117, 1452 (1960).
40. Сокольская И. Л. «Ж. техн. физ.», 26, 1177 (1956).
- 40a. Müller E. W. Zs. phys., 126, 642 (1949); 106, 541 (1937).
41. Сокольская И. Л. и др. «Физика твердого тела», 6, 1429 (1964).
42. Gomer R., Smith C. S. Structure and Properties of Solid Surfaces, Chicago, Univer. Chicago Press, 1953.
43. Сокольская И. Л. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 20, 1151 (1956).
44. Bettler P. C., Charbonnier P. R. Phys. Rev., 119, 85 (1960).
45. Тарасова Л. В. и др. «Радиотехника и электроника», 5, 666 (1960).
46. Sudan R. N., Gonsalez-Perez F. J. J. Appl. Phys., 35, 2269 (1964).
47. Надгорный Э. М. и др. «Успехи физ. наук», 67, 625 (1959).
48. Arnold C. M., Koopce S. E. J. Appl. Phys., 27, 964 (1956).
49. Melmed A. J., Gomer R. J. Chem. Phys., 30, 586 (1959).
50. Melmed A. J., Gomer R. J. Chem. Phys., 34, 1802 (1961).
51. Пошехонов П. В. и др. В сб. «Электроника СВЧ», вып. 7. 1966, стр. 174.
52. Пошехонов П. В. и др. «Радиотехника и электроника», 12, № 12, 2192 (1967).
53. Пошехонова Т. А., Носов Д. А. «Ж. техн. физ.», 40, № 2, 320 (1970).
54. Мюллер Э. В. «Успехи физ. наук», 77, 481 (1962).
55. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М., Физматгиз, 1958.
56. Drechsler M., Henkel E. Z. angew. Phys., 6, No. 8, 341 (1954).
57. Чистяков П. Н. «Ж. техн. физ.», 29, № 10, 1259 (1959).
58. Чистяков П. Н. и др. «Ж. техн. физ.», 39, № 6, 1075 (1969).
59. Черепнин Н. В. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технике. М., «Советское радио», 1967.
60. Луфт Б. Д., Шустина А. Л. Очистка деталей электронных ламп. М., «Энергия», 1968.
61. Очистка деталей электронных приборов. Перев. с англ. Под ред. Б. Д. Луфт и А. Л. Шустиной А. Л. М.—Л., «Энергия», 1964.
62. Черепнин Н. В. Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М., «Советское радио», 1966.
63. Эспе В. Технология электровакуумных материалов. Перев. с нем. Под ред. Р. А. Нилендера и А. А. Котляра. М., Госэнергоиздат, 1960.
64. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. Перев. с англ. Под ред. М. И. Меншикова. М., «Мир», 1964.
65. Llewellyne-Jones P., Owen W. D. Proc. Phys. Soc., 83, part 2, No. 532, 283 (1964).
66. Heard H. G. UCRL-1697 (1952); UCRL-2252, California, USA, 1953.
67. Розанова Н. Б. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 26, 1438 (1962).
68. Олендзская Н. Ф. «Радиотехника и электроника», 8, 479 (1963).
- 68a. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. «Электронная техника», сер. 3, вып. (11), 77 (1968).
69. Heard H. G., Lauer E. L. UCRL-2051, California, USA, 1952.
70. Donaldson E. E., Rabinovitz M. J. J. Appl. Phys., 34, 319 (1963).
71. Denholm A. S. Canad. J. Appl. Phys., 36, 476 (1958).

72. Ennos A. E. *Brit. J. Appl. Phys.*, 4, 101 (1953); 5, 27 (1954).
73. Боровик Е. С., Батраков Б. М. «Ж. техн. физ.», 28, 1971 (1958).
74. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 28, 759 (1958).
75. Khalifa M. *Canad. J. Phys.*, 34, 304 (1956).
76. Anderson H. W. *Rev. Sci. Instrum.*, 6, 309 (1935); *Electr. Engng.*, 26, 1315 (1935).
77. Penning F., Moubis J. *Philips Res. Rep.*, 1, 119 (1946).
78. Jurriaanse T. et al *Philips Res. Rep.*, 1, 225 (1946).
79. Чистяков П. Н. «Ж. техн. физ.», 33, 1935 (1963).
80. Чистяков П. Н., Татарина Н. В. «Ж. техн. физ.», 35, 1333 (1965).
81. Чистяков П. Н., Татарина Н. В. В сб. «Физическая электроника», вып. 3. М., МИФИ, 1966, стр. 51.
82. Лаутман Е. М. et al Цит. по работе [32], стр. 33.
83. Ettinger S. Y. et al. Цит. по работе [10], стр. 128.
84. Alpert D., Tomaschke H. E. *J. Appl. Phys.*, 38, 880 (1967).
85. Davies D. K., Biondi M. A. *J. Appl. Phys.*, 37, 2969 (1966).
86. Alpert D. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 11, No. 9, 181 (1964).
87. Ettinger S. Y. et al. Цит. по работе [10], стр. 128.
88. Трумп J. G. Там же, стр. 235.
89. Радионовский А. Л., Трещикова Д. С. «Электронная техника», сер. 1, вып. 7, 47 (1967).
90. Susmanovsky S. A. et al. In: 7-th Int. Conf. on Microwave and Opt. Gen. Hamburg, 1968, p. 151.
91. Bourne H. C. et al. *J. Appl. Phys.*, 26, 596 (1955).
92. Пивовар Л. И. и др. «Ж. техн. физ.», 27, 997 (1957).
93. Brodie I. *J. Appl. Phys.*, 35, 2324 (1964).
94. Пивовар Л. И., Гордиенко В. И. «Ж. техн. физ.», 32, 1230 (1962).
95. Wijker W. *J. Appl. Sci. Res.*, B9, 1 (1961).
96. Hawley R. *Nature*, 196, 56 (1962).
97. Tuzek H. *Z. angew. Phys.*, 9, 388 (1957).
98. Hawley R. *Vacuum*, 13, 367 (1963).
99. De Geeter D. L. *J. Appl. Phys.*, 34, 919 (1963).
100. Сливков И. Н. Цит. по работе [10], приложение.
101. Jüttner B. Pre-breakdown currents from extended nickel surfaces in *Vacuo*. Berlin, Phys. Techn. Inst., 1967.
102. Owen W. D., Beyon J. *Vacuum*, 15, 123 (1965).
103. Rohrbach F. Цит. по работе [32], стр. 83.
104. Linder E. G., Christian S. M. *J. Appl. Phys.*, 23, 1213 (1952).
105. Bennette C. J. *J. Appl. Phys.*, 35, 3054 (1964).
106. Ионов Н. И. «Ж. техн. физ.», 30, 561 (1960).
107. Агишев Е. И., Беляков Ю. И. «Ж. техн. физ.», 30, 223 (1960).
108. Комар А. П., Савченко В. П. «Физика твердого тела», 4, 1346 (1962).
109. Hurley R. E. *Vacuum*, 19, No. 9, 405 (1969).
110. Глазанов В. Н. «Электричество», № 3, 40 (1958).
111. Morant M. *J. Proc. Phys. Soc.*, B 68, 513 (1955).
112. Tomaschke H. E., Alpert D. *J. Appl. Phys.*, 38, 881 (1967).
113. Llewellyn-Jones F. L., Micolás D. J. In: Proc. 5-th Internat. Conf. Ions Phenomena Gas, Munich, 1961, v. 2. Amsterdam, 1962, p. 1179.
114. Сливков И. Н. и др. Электрический пробой и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1966.
115. Calvert W. J. R. *Proc. Phys. Soc.*, B 69, 651 (1956).
116. Bertein F. *Compt. Rend.*, 222, 64 (1946).
117. Clifford D. C., Fortesque R. L. *Nature*, 170, 503 (1952).
118. Arnal R. *Compt. Rend.*, 237, 308 (1953).
119. Arnal R. *Compt. Rend.*, 238, 2061 (1954).
120. Arnal R. *Compt. Rend.*, 238, 2402 (1954).
121. Arnal R. *Compt. Rend.*, 240, 610 (1955).
122. Arnal R. *Compt. Rend.*, 242, 2308 (1956).

123. Arnal R. *Ann. Phys., Paris*, **10**, 310 (1955).
124. Пивовар Л. И., Гордиенко В. И. «Ж. техн. физ.», **28**, 2289 (1958).
125. Гордиенко В. И., Пивовар Л. И. «Ж. техн. физ.», **36**, 374 (1966).
126. McKibben I. L., Boyer K. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **26**, 2 (1951); *Phys. Rev.*, **82**, 315 (1951).
127. Blewett J. P., Turner C. M. *Phys. Rev.*, **81**, 305 (1951).
128. Chick D. R., Miranda F. J. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **25**, 171 (1950); *J. Sci. Instrum.*, **27**, 337 (1950).
129. Mansfield W. K., Fortesque M. A. *Brit. J. Appl. Phys.*, **8**, 73 (1956).
130. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», **38**, 334 (1968).
131. Boersch H. et al. *Z. angew. Phys.*, **13**, 450 (1961).
132. Watson A. et al. Цит. по работе [32], стр. 103.
133. Boersch H. et al. *Z. angew. Phys.*, **22**, 57 (1966).
134. Huguenin J. et al. Цит. по работе [10], стр. 317.
135. Arnal R., Bouvier P. *Compt. Rend.*, **260**, 4944 (1965).
136. Arnal R. et al. Цит. по работе [32], стр. 67.
137. Герасименко В. И. «Ж. техн. физ.», **38**, 155 (1968).
138. Mansfield W. K. *Brit. J. Appl. Phys.*, **11**, 454 (1960).
139. Goldman M. et al. Цит. по работе [10], стр. 69.
140. Мартынов Е. П. «Электронная техника», сер. 10, вып. 4 (29), 3 (1969).
141. Friichtenicht J. F. *Nucl. Instrum. and Meth.*, **28**, No. 1, 70 (1964).
142. Braun E. et al. Цит. по работе [10], стр. 134.
143. Тарасова Л. В., Разин А. А. «Ж. техн. физ.», **29**, 967 (1959).
144. Swabe S. *Z. angew. Phys.*, **12**, 244 (1960).
145. Browne P. F. *Proc. Phys. Soc.*, **B68**, 564 (1955).
146. Kelsey T., Tedford D. J. *Vacuum*, **20**, No. 8, 341 (1970).
147. Tinguelly R. Цит. по работе [10], стр. 254.
148. Huguenin J. et al. Там же, стр. 274.
149. Owen W. D. et al. Там же, стр. 170.
150. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», **27**, 2081 (1957).
151. Розанова Н. Б., Грановский В. Л. «Ж. техн. физ.», **26**, 489 (1956).
152. Miller H. S., Faggall G. A. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1338 (1965).
153. Simon D. J., Michelier R. Цит. по работе [10], стр. 263.
154. Соловьев В. И., Потемкина А. Д. «Электронная техника», сер. 10, вып. 3 (28), 47 (1969).
155. Попов А. Т. и др. «Ж. техн. физ.», **40**, № 2, 325 (1970).
156. Donaldson F. M. *Vacuum*, **12**, No. 1, 11 (1962).
157. Тарасова Л. В., Калинин В. Г. «Ж. техн. физ.», **34**, 666 (1964).
158. Лутан Е. М. et al. Цит. по работе [32], стр. 33.
159. Ергачов В. А. и др. Препринт № 265. М., ИТЭФ, 1964.
- 159a. Shumacher V. W. *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 1092 (1966).
160. Arnold K. W. Цит. по работе [32], стр. 73.
161. Cooke C. M. Там же, стр. 181.
162. Bennett W. P. *Phys. Rev.*, **40**, 416; **40**, 1043 (1933).
163. Watson A. Цит. по работе [10], стр. 157.
164. Безбатченко А. Л. и др. «Атомная энергия», **14**, 446 (1963).
165. Михайлов В. И., Сидоров Н. И. «Ж. техн. физ.», **40**, 1 (1970).
166. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», **37**, 2015 (1967).
167. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», **38**, 2095 (1968).
168. Милыхин И. А. др. «Вопр. электроники», сер. 1, вып. 11, 141 (1965).
169. Jedinak L. *J. Appl. Phys.*, **35**, 1727 (1964).
170. Сливков И. Н. В сб. «Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция». М., «Энергия», 1970, стр. 207.
171. Smith W. A., Mason T. R. Цит. по работе [32], стр. 97.
172. Smith W. A. et al. Цит. по работе [10], стр. 203.
173. Samuelly M., Maisonnier C. H. Там же, стр. 181.

174. Кассиров Г. М., Ковальчук Б. М. «Ж. техн. физ.», 34, 484 (1964).
175. Juttner V. et al. Цит. по работе [10], стр. 209.
176. Кассиров Г. М. «Ж. техн. физ.», 36, 1883 (1966).
177. Бугаев С. П. и др. «Докл. АН СССР», 186, № 5, 1067 (1969).
178. Месяц Г. А. и др. «Радиотехника и электроника», 14, № 12, 2222 (1969).
179. Вавилов С. П., Месяц Г. А. «Изв. вузов. Физика», № 8, 90 (1970).
180. Watzoliz N. Philips Res. Rep., 2, 426 (1947).
181. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М. «Ж. техн. физ.», 34, 348 (1964).
182. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М. «Изв. вузов. Физика», № 4, 78 (1963).
183. Олендзская Н. Ф. и др. В сб. «Тезисы докл. конф. по созданию и испытанию электрофизической аппаратуры». Томск, ТГУ, 1967, стр. 58.
184. Олендзская Н. Ф., Сальман М. А. «Ж. техн. физ.», 40, № 2, 333 (1970).
185. Seibert H. S. Phys. Rev., 62, 300 (1942).
186. Пивовар Л. И. и др. «Тр. физ. отд. Харьковского гос. ун-та», 7, 171 (1958).
187. Denholm A. S. et al. Astronautics, No. 6, 46 (1962).
188. Трумп J. G., Van de Graaff R. J. J. Appl. Phys., 18, 327 (1947).
189. Gleichauf P. H. J. Appl. Phys., 22, 535 (1951).
190. Гермен С. Цит. по работе [32], стр. 279.
191. Watson A. Цит. по работе [10], стр. 151.
192. Watson A. Там же, стр. 157.
193. Maitland A. J. Appl. Phys., 32, 2399 (1961).
194. Cranberg L. J. Appl. Phys., 23, 518 (1952).
195. Boyle W. S. et al. J. Appl. Phys., 26, 720 (1955).
196. Олендзская Н. Ф., Радионовский А. Л. «Электронная техника», сер. 1, вып. 5, 108 (1966).
197. Arnold K. W. Цит. по работе [32], стр. 73.
198. Барташюс И. Ю., Праневичюс Л. И. В сб. «Конференция молодых ученых ЛитССР по физике, математике, кибернетике». Вильнюс, 1967, стр. 219.
199. Праневичюс Л. И., Барташюс И. Ю. «Ж. техн. физ.», 39, № 9, 1729 (1969).
200. Mason R. C. Phys. Rev., 52, 126 (1937).
201. Davies D. K., Biondi M. J. Appl. Phys., 39, 2979 (1968).
202. Maitland A. Brit. J. Appl. Phys., 13, 122 (1962).
203. Барташюс И. Ю., Праневичюс Л. И. «Ж. техн. физ.», 38, 1403 (1968).
204. Sommeria J. Le Vide, 15, 52 (1960).
205. Тарасова Л. В., Калинин В. Г. «Ж. техн. физ.», 36, 2149 (1966).
206. Leader D. Proc. IEE, 100, 2A, 138 (1953).
207. Rabinowitz M., Donaldson E. E. J. Appl. Phys., 36, 1314 (1965).
208. Rabinowitz M. Vacuum, 15, 59 (1965).
209. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 29, 1473 (1959).
210. Олендзская Н. Ф. В сб. «Пробой диэлектриков и полупроводников». М.—Л., «Энергия», 1964, стр. 97.
211. Ahearn A. J. Phys. Rev., 50, 238 (1936).
212. Duke W. P. et al. Phys. Rev., 89, 799 (1953).
213. Duke W. P. et al. Phys. Rev., 91, 1043 (1953).
214. Dolan W. W. et al. Phys. Rev., 91, 1054 (1953).
215. Горьков В. А. и др. «Радиотехника и электроника», 7, 1501 (1962).
216. Charbonnier F. M. Цит. по работе [32], стр. 11.
217. Фурсей Г. Н. «Радиотехника и электроника», 6, 298 (1961).

218. Сокольская И. Л., Фурсей Г. Н. «Радиотехника и электроника», 7, 1474; 1484 (1962).
219. Vibrans G. H. J. Appl. Phys., 35, 2855 (1964).
220. Электрический взрыв проводников. Перев. с англ. Под ред. А. А. Рухадзе и И. С. Шпигеля. М., «Мир», 1965.
221. Взрывающиеся проволоки. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
222. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. «Ж. техн. физ.», 37, 1871; 1880 (1967).
223. Карцев Г. К. и др. «Докл. АН СССР», 192, № 2, 309 (1970).
224. Литвинов Е. А., Месяц Г. А. «Изв. вузов. Физика», № 4, 147 (1970).
225. Фурсей Г. Н., Карцев Г. К. «Ж. техн. физ.», 39, № 10, 1917 (1969).
226. Зубенко Ю. В. и др. «Ж. техн. физ.», 34, 911 (1964).
227. Фурсей Г. Н., Толкачева Н. Д. «Радиотехника и электроника», 8, 1210 (1963).
228. Duke W. P. et al. J. Appl. Phys., 31, 792 (1960).
229. Елинсон М. И. «Радиотехника и электроника», 3, 438 (1958).
230. Елинсон М. И. и др. «Радиотехника и электроника», 5, 1318 (1960).
231. Фурсей Г. Н., Карцев Г. К. «Ж. техн. физ.», 40, № 2, 310 (1970).
232. Hashimoto K. J. Phys. Soc. Japan, 2, 71 (1947).
233. Розанова Н. Б. В кн. «Тезисы докл. на конф. по пробою диэлектриков и полупроводников. 1963». Томск, ТГУ, 1963, стр. 13.
234. Halpern J. et al. Phys. Rev., 69, 688 (A) (1946).
235. Николаев Ю. Н. «Ж. техн. физ.», 33, 479 (1963).
236. Gill E. W., Von Engel A. Proc. Roy. Soc., A192, 446 (1948).
237. Hatch A., Williams H. B. Phys. Rev., 112, 681 (1958).
238. Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М., Физматгиз, 1958.
239. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Перев. с англ. Под ред. Д. А. Франк-Каменецкого. М., Госатомиздат, 1961.
240. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964.
241. Woo R., Ishimaru A. J. Appl. Phys., 38, 5240 (1967).
242. Зайдин Д. Г., Кушин А. В. «Тр. РТИ АН СССР», 2460—36 (1960).
243. Hatch A. J., Williams H. B. J. Appl. Phys., 25, 417 (1954).
244. Загер Б. А., Тишин В. Г. «Ж. техн. физ.», 34, 297 (1964).
245. Callebaut D. K. Physica, 29, 784 (1963).
246. Мудролюбов В. Г., Петрунин В. И. «Ж. техн. физ.», 40, № 5, 1017 (1970).
247. Поляков Б. И. и др. «Тр. РТИ АН СССР», 1, 93 (1959).
248. Morse G. B., Cook E. J. Цит. по работе [32], стр. 165.
249. Aitken D. K. Proc. IEE, B105, Suppl. 1, 824 (1958).
250. Зайдин Д. Г. «Тр. РТИ АН СССР», 6, 253 (1964).
251. Загер Б. А. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 20 (1963).
252. Woo R. J. Appl. Phys., 39, 1528 (1968).
253. Byerly P. R. et al. UCRL-2053, California, USA, 1954.
254. Chupp W. W., Heard H. G. UCRL-1962, California, USA, 1954.
255. Chupp W. W. et al. UCRL-2099, California, USA, 1954.
256. Theory of destructive sparking in large cavities. LRL-160, AEC, USA, 1954.
257. Bolin P. C., Trump J. G. Цит. по работе [10], стр. 50.
258. Trump J. G. In: La Physique des Forces Electrostatiques et Leur Application». Ed. du centre Nat. Res. Sci., Paris, 1961.
259. Edwards G. W. Цит. по работе [10], стр. 296.
260. Smith W. A., Mason T. R. Brit. J. Appl. Phys., 17, 1223 (1966).
261. Ергаков В. А. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 30 (1969).

262. Watson A., Shannon J. Цит. по работе [32], стр. 245.
263. Srivastava K. D., Toungueil C. Цит. по работе [10], стр. 243.
264. Boersch H. et al. Zs. angew Phys., 15, 518 (1963).
265. Srivastava K. D. Цит. по работе [32], стр. 229.
266. Вальтер А. К. и др. Электростатические ускорители заряженных частиц. М., Госатомиздат, 1963, гл. 2, § 5.
267. Gleichauf P. H. J. Appl Phys, 22, 766 (1951).
268. Watson A. J. Appl. Phys., 38, 2019 (1967).
269. Burroughs E. G. Vacuum, 19, No. 3, 117 (1969).
270. Ергаков В. А. и др. Препринт № 803. М., ИТЭФ, 1970.
271. Kofoed M. J. Trans. AIEE, part III, 79, 991 (1960); Electr. Engng, 80, 182 (1961).
272. Дашук П. Н. и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред. В. С. Комелькова. М., Атомиздат, 1970.
273. Мажирин А. В., Сербинов А. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 206 (1968).
274. Олендзская Н. Ф., Радионовский А. Л. «Электронная техника», сер. 1, вып. 5, 108 (1966).
275. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М. «Ж. техн. физ.», 34, 8 (1964).
276. Hawley R. Vacuum, 18, 383 (1968).
277. Finke R. C. Цит. по работе [32], стр. 217.
278. Хамидов Н. и др. «Докл. АН УзССР», № 11, 16 (1968); № 1, 25 (1969).
279. Hoise T. Trans. 9-th Nat. Vac. Symp. Am. Vac. Soc., Los. Angeles, 1962. N. Y., 1962, p. 376.
280. Бугаев С. П., Месяц Г. А. «Ж. техн. физ.», 37, 1861 (1967).
281. Дашук П. Н. и др. «Изв. вузов. Физика», № 12, 138 (1967).
282. Бугаев С. П. и др. «Ж. техн. физ.», 37, 1855 (1967).
283. Бугаев С. П., Месяц Г. А. «Ж. техн. физ.», 35, 1207 (1965).
284. Бугаев С. П., Месяц Г. А. «Докл. АН СССР», 196, № 2, 324 (1971).
285. Britton R. V. et al. Rev. Sci. Instrum., 34, 185 (1963).
286. Fünfer L. Z. angew. Phys., 5, 426 (1953).
287. Симонов В. А. и др. «Радиотехника и электроника», 2, 666 (1957).
288. Chiles I. A. J. Appl. Phys., 8, 622 (1937).
289. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
290. Chatterton P. A. et al. Цит. по работе [32], стр. 61.
291. Smith W. A. et al. Adv. Electron and El. Phys., 28b, 1041 (1969).
292. Jamet F. Compt. Rend., 264B, 1186 (1967).
293. Maitland A., Hawley R. Vacuum, 18, 403 (1968).
294. Месяц Г. А. и др. Цит. по работе [10], стр. 212.
295. Бугаев С. П. и др. «Ж. техн. физ.», 37, 2206 (1967).
296. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. «Изв. вузов. Физика», № 1, 81 (1970).
297. Бакшт Р. Б., Месяц Г. А. «Изв. вузов. Физика», № 7, 144 (1970).
298. Баженов Г. П. и др. «Изв. вузов. Физика», № 8, 87 (1970).
299. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. «Письма ЖЭТФ», 13, 7 (1971).
300. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 36, 1084 (1966).
301. Бойм А. Б., Рейхрудель Э. М. «Радиотехника и электроника», 8, 845 (1963).
302. Бойм А. Б., Рейхрудель Э. М. «Ж. техн. физ.», 31, 1127 (1961).
303. Симонов В. А., Кутуков Г. П. «Радиотехника и электроника», 4, 1344 (1959).
304. Clark R. J., Gilmore A. S. Цит. по работе [10], стр. 367.
305. Flynn R. T. G. Proc. Phys. Soc., B69, 748 (1956).
306. Goldman M., Goldman A. Compt. Rend., 253, 2654 (1961).
307. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. «Изв. вузов. Физика», № 2, 87 (1968).

308. Кассиров Г. М., Месяц Г. А. «Ж. техн. физ.», 34, 1476 (1964).
309. Левинтов И. И. «Докл. АН СССР», 85, 1247 (1952).
310. Короп Е. Д., Плюто А. А. «Ж. техн. физ.», 40, 2534 (1970).
311. Steenbek M. Naturwiss, 26, 476 (1938).
312. Рейхрудель Э. М. и др. «Ж. техн. физ.», 24, 1179 (1954).
313. Кустова А. В., Рейхрудель Э. М. «Ж. техн. физ.», 24, 2183 (1954).
314. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
315. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., «Наука», 1968.
316. Herquist K. G. Phys. Rev., 109, 636 (1958).
317. Copeland P., Sparing W. H. J. Appl. Phys., 16, 302 (1945).
318. Cobine I. D., Ferrall G. A. J. Appl. Phys., 31, 2296 (1960).
319. Кесаев И. Г. «Ж. техн. физ.», 33, 603 (1963).
320. Reese M. P. Nature, 177, 1089 (1956); 181, 475 (1958).
321. Paul M. O. Nature, 215, No. 5109, 1474 (1967).
322. Reese M. P. Цит. по работе [10], стр. 305.
323. Тюлина М. А., Мусин А. К. Там же, стр. 347.
324. Мусин А. К., Тюлина М. А. Там же, стр. 353.
325. Maitland A. Brit. J. Appl. Phys., 13, 41 (1962).
326. Месяц Г. А., Эшкенази В. И. «Изв. вузов. Физика», № 2, 123 (1968).
327. Maitland A. J. Appl. Phys., 33, 248 (1962).
328. Гуфельд И. Л. «Ж. техн. физ.», 32, 304 (1968).
329. Гуфельд И. Л. «Ж. техн. физ.», 40, № 3, 654 (1970).
330. Shaaffs H. Phys. Verhandl., 3, 176 (1952).
331. Розанова Н. Б. и др. «Радиотехника и электроника», 4, 1267 (1959).
332. Vargo D. J., Taylor F. J. Appl. Phys., 33, 2911 (1962).
333. Trump J. G. Phys. Rev., 69, 692 (1946).
334. Filosofo I., Rostagni A. Phys. Rev., 75, 1269 (1949).
335. Bennett A. I. J. Appl. Phys., 28, 1251 (1957).
336. Bourne H. C. et al. J. Appl. Phys., 26, 596 (1955).
337. Llewellyn-Jones F., Morgan C. F. Proc. Roy. Soc., A218, 88 (1953).
338. Wroe H., Anderson R. H. Nature, 183, 1544 (1959).
339. Eckertowa L. Šeskosl. casop. fys., A10, 412 (1960).
340. Balas V. Šeskosl. casop. fys., A13, 441 (1963).
341. Розанова Н. Б., Грановский В. Л. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 20, 1162 (1956).
342. Charbonnier F. M. et al. J. Appl. Phys., 38, 627 (1967).
343. Tonks L. Phys. Rev., 48, 562 (1935).
344. Frenkel J. Phys. Z. Sowjetunion, 8, 765 (1935).
345. Праневичус Л. И. и др. «Изв. вузов. Физика», № 4, 44 (1969).
346. Брагин С. М. и др. Теория и практика пробоя диэлектриков. Л., Госиздат, 1929.
347. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 38, 1385 (1968).
348. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 39, 1822 (1969).
349. Мик Д. М., Крэгс Д. Д. Электрический пробой в газах. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
350. Davies D. K., Biondi M. A. Цит. по работе [10], стр. 56.
351. Сливков И. Н. «Ж. техн. физ.», 40, № 2, 328 (1970).
352. Utsumi T. J. Appl. Phys., 38, 2989 (1967).
353. Kustom R. L. Цит. по работе [10], стр. 223.
354. Лебедев И. Н., Скальская И. П. «Ж. техн. физ.», 32, 375 (1962).
355. Кильчевский Н. А. Теория соударения твердых тел. Л.—М., Гостехиздат, 1949.
356. Станюкович К. П. «Метеоритика», № 7, 39 (1950).

357. Станюкович К. П. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 4. М., Изд-во АН СССР, 1960.
358. Мартынов Е. П., Иванов В. А. «Радиотехника и электроника», 14, № 11, 2005 (1969).
359. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. «Электронная техника», сер. 1, вып. 1, 48 (1970).
360. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. «Электронная техника», сер. 3, вып. 3 (19), 107 (1970).
361. Пошехонов П. В., Погорельский М. М. «Ж. техн. физ.», 39, № 6, 1080 (1969).
362. Мартынов Е. П. «Электронная техника», сер. 10, вып. 3, 3 (1968).
363. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. «Электронная техника», сер. 16, вып. 1 (5), 5 (1970).
364. Mayer W. E. *Z. angew. Phys.*, 13, 51 (1961).
365. Boulloud A. *Le Vide*, 17, 240 (1962).
366. Slattery J. C. et al. *Appl. Phys. Lett.*, 7, 23 (1965).
367. Hurley R. E., Parnell T. M. *Brit. J. Appl. Phys.*, 2, 881 (1969).
368. Ferrall G. A. *J. Appl. Phys.*, 33, 96 (1962).
369. Boulloud A. Цит. по работе [10], стр. 77.
370. Boulloud A. *Le Vide*, 17, 99 (1962).
371. Гусева Л. Г. В кн. «Исследования в области электрического разряда в газах». Труды ВЭИ. М., Госэнергоиздат, 1958.
372. Llewellyn-Jones F., Owen W. D. *Proc. Roy. Soc.*, 83, II, 532, 283 (1964).
373. Тарасова Л. В. «Докл. АН СССР», 167, 330 (1966).
374. Mc Craiken G. M. et al. *Nuovo cimento*. 5, Suppl. 1, 146 (1967).
375. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н. Цит. по работе [10], стр. 62.
376. Good R. H., Müller E. W. *Handbuch Phys.*, 21, 176 (1956).
377. Dyke W. P., Dolan W. W. *Advances Electronics El. Phys.*, 8, 90 (1956).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Бомбардировка ионами 50, 137, 247, 250
- Вероятность микрозарядов 106, 107
 — пробоев 117, 118
 — — по поверхности 195
- Взаимосвязь микрозарядов и пробоев 105—107
- Восстановление электропрочности 10, 226, 227
- Время запаздывания 108—116, 261
- Время коммутации 217—220
- Выступы на катоде 15, 21, 27, 29, 39, 40, 49, 250
 — — образование 27—30, 35, 40, 49, 250
 — — изменение 31, 33—35, 67, 70, 244, 260
 — — ликвидация 30, 31, 49, 50, 143, 244, 245
 — — расчетные конфигурации 18—20, 257—261
- Выключатели вакуумные 10, 214, 227
- Газы адсорбированные 80, 147, 280
 — — влияние на электропрочность 47, 147, 185, 237, 262, 280
 — — — на механизм пробоя 262, 283
 — — — на развитие разряда 222, 223
- Гипотезы о механизме пробоя 237—241, 248
- Граница газового разряда 12, 279, 176
- Давление остаточных газов, влияние на время развития разряда 222
 — — — — на микрозаряды 79, 80
 — — — — на пробивное напряжение в вакууме 95, 98—100, 175—179
 — — — — — по поверхности изолятора 200
- — — — — на темновые токи 65—67, 71
 — — — — — на кондиционирование электродов 50—52, 175
- Десорбция газа 86, 87, 107, 183, 185, 279—281
 — — при микрозарядах 86, 87, 107
 — — при пробоях 179
 — — при темновых токах 86, 87, 179
- Диффузия поверхностная 30—33, 88, 149, 232
 — — влияние электрического поля 30—32
 — — энергия активации 33, 149
- Длительность развития разряда 213, 222, 223, 261
- Дуговой разряд, напряжение горения 226
 — — пороговые токи 223, 226
 — — продолжительность горения 225
 — — токи обрыва 224, 225
 — — разрушение электродов 234, 235
- Деформация поверхности 23, 25, 166, 242, 243
- Емкость шунтирующая, влияние на электропрочность 16, 68, 92—95, 113, 215, 216, 222, 232
- Загрязнения поверхности электродов 29, 34, 42, 43, 44
 — — — источники 43—46, 55, 96
 — — — удаление 48, 54
 — — — влияние на микрорельеф 33, 149
 — — — — электропрочность 77, 78, 97, 98, 147, 176, 262

- Закон «трех вторых»** 215, 216, 201, 220
- Заряд объемный** 23, 140, 142, 143, 206, 215, 220, 221, 249—251
— **поверхностный** на изоляторах 181, 195
- Запаздывание пробоя** 43, 108—114, 145, 264, 267, 268, 278
- Излучение рентгеновское** 11, 91, 92, 181, 205, 213
- Изоляторы опорные** 186, 189, 190, 197, 199, 200
— **проходные** 187, 197—199
— **секционированные** 187, 197
- Искра в вакууме** 201, 219
— **поджигающая** 212—215
— **по поверхности изоляторов** 179, 185
- Импульса коэффициент** 112—116, 193
- Ионизация в межэлектродном зазоре** 50, 221, 222, 247, 249—251
— **на поверхности электродов** 72, 73
- Искусственное инициирование пробоя лазерным излучением** 214
— — — **импульсным нагревом электродов** 131
— — — **поджигающей искрой** 211—214
— — — **падающими частицами материала** 264, 265
— — — **ударами быстролетающих частиц** 271, 272
— — — **электронным пучком** 257, 102.
- Катод в виде острия, изготовление** 38, 39
— — — **предельные токи автоэлектронной эмиссии** 140—144
— — — **стабильность автоэлектронной эмиссии** 147—149
- Кондиционирование изоляторов** 130—182
— **электродов длительным приложением напряжения** 175
— — **комплексное** 53, 54
— — **разрядами** 49, 54, 89—92, 98, 108, 134, 169—171
— — **током в полувакууме** 50—52, 175
- Контроль загрязнений поверхности электродов** 39, 42, 43
— **микрорельефа** 51, 52, 73, 76
— **состояния электродной поверхности** 15, 17, 25, 33, 34, 38—40, 91
- Кратеры на поверхности электродов** 28, 138, 166, 231,
- Кристаллы нитевидные** 35—37
- Критерии возникновения пробоя при автоэлектронной эмиссии** 249—251
— — — **при инициировании ударом частиц** 271, 275
— — — **Кренберга** 124, 167, 268
— — — **при разряде в парах анода** 251
— — — **универсальные** 284
— **состояния катодной поверхности** 40—44, 75, 76, 285
- Лавины электронные** 100, 101
- Лампы модуляторные** 36, 37, 104, 105
- Магнитное поле, влияние на микро-разряды** 83
— — — **на пробивное напряжение** 99, 100, 165
— — — **на развитие разряда** 220
— — — **на разряд вторично-электронный** 161
— — — **на разрушение электродов** 166, 165
— — — **на темновые токи** 57
- Механизм пробоя** 240
— — **изменение** 252, 253, 257, 259, 261, 266, 283—285
— — **анодные** 248, 282, 283
— — **катодный** 257—259
— — **обменный** 240
— — **сравнение эффективности**
- Микронеровности поверхности** 15, 17, 18, 23—28, 33—35, 38—41, 44, 46, 50—52
- Микро-разряды** 13, 77—85
— **как метод контроля состояния электродов** 42
— **основные характеристики** 77—81, 85, 106
— **физическая природа** 82—85
— **связь с пробоями** 105—107
— — **темновыми токами** 82
- Микроскопия автоэлектронная** 27, 33, 38, 39, 138, 139
- Мультипакция** 156
- Нагрев анода перед пробоем** 72, 102, 129—131, 246, 248
— **катода джоулев** 140—142, 146, 246, 258, 259
- Нагрузка электронная в ускорительных трубках** 78
- Напряжение зажигания газового разряда** 9, 12, 279, 287
— **длительно выдерживаемое в вакууме** 14, 47, 48, 119, 172, 173
— **пробивное в вакууме** 14
— — — **влияние вакуумных условий** 95, 98—100, 175, 176, 178, 179
— — — — **загрязнений** 45, 46

- — — — зазора между электродами 120, 125, 166, 167
- — — — импульсного нагрева электродов 131
- — — — кривизны поверхности электродов 133, 135, 150, 149
- — — — материала и температуры электродов 126—131, 165—168
- — — — напуска атмосферы кратковременного 92
- — — — напыленных слоев 46, 162
- — — — оксидирования электродов 173, 174
- — — — параметров электрической цепи 16, 68, 69, 92, 95, 120, 138, 153, 154, 165, 169, 177
- — — — покрытия электродов диэлектрическими пленками 46, 171—173
- — — — площади электродов 119, 132, 133, 136, 137
- — — — поверхностной обработки 45, 46, 167
- — — — предварительного прогрева 46—48, 51, 52, 54
- — — — предыдущих пробоев 90, 91, 228, 229
- — — — скорости нарастания напряжения 268
- — — — тренировки пробоями 48, 54, 89—92
- Напряженность электрического поля разрушающая 241, 242
- Напряжение поверхностного пробоя 182—200
 - — — — влияние вакуума 200
 - — — — величины и формы изолятора и электродов 187, 189, 193, 195, 196, 199
 - — — — катодного конца изолятора 185, 186, 187, 200
 - — — — материала изолятора 183, 184
 - — — — тренировки 180—182
- Натяжение поверхностное 25, 30, 242—244, 262
- Неровности поверхности 17, 23, 44
 - — — — влияние нагрева 25
 - — — — классификация 23—25
- Обезжиривание и обезгаживание 41, 45, 48—52, 54, 164
- Обработка электродов механическая, влияние на электропрочность 23, 24, 33, 45, 54
 - — — — электрохимическая 24, 27, 45, 54, 173—175
- Области применения вакуумной изоляции 8—10
- Пашена кривая 12, 279, 281, 289
- Перезарядка 250
- Перенос материала между электродами 86, 87, 229—232, 253
 - — — — в виде многоатомных частиц 87, 229—230, 253, 256, 273, 274
 - — — — влияние на пробой 127, 128, 253, 256
 - — — — состояние поверхности 128, 138, 229—233, 273, 275
- Переход от газового разряда к вакуумному 12
- Плазма разряда 201, 208—210, 215, 218, 222, 239, 251
 - — — — распространение из локальных источников 219, 218, 214
 - — — — скорость распространения 202, 203
 - — — — состав 202, 203, 214
- Пленки диэлектрические 42—45, 53, 55, 80, 173, 174, 237
 - — — — окисные 42, 80, 173, 174
 - — — — углеродсодержащие 79, 80, 95, 96
- Поверхностный слой 23
- Поверхность активная 132—134
- Поверхность эмиттирующая 22, 41, 44, 52, 74, 75
- Пробой в вакууме, определение 13, 89
- Проектор автоэлектронный 33, 38, 39, 138, 139, 148, 149
- Пучки электронные 21, 22, 27, 63—65, 250, 252, 257
- Пыль, влияние на электропрочность 45, 54, 120, 168, 237, 264, 265
- Работа выхода 39, 62, 147
- Радиус автоэлектронного пучка 22, 23, 65, 260
- Радиус вершины эмиттирующего выступа 18—22, 38, 39
- Развитие пробоя в вакууме 108, 139, 153, 215—222, 261
 - — — — по поверхности изолятора 193—195
- Разряд вторично-электронный резонансный 13
 - — — — характеристики 155—160
 - — — — подавление 160—162
 - — — — в газах и парах материала электродов 10, 12, 98, 99, 251, 269, 279, 287
 - — — — Пеннинга 163
 - — — — по поверхности изоляторов 179—195
 - — — — скользящий 192—193
 - — — — тлеющий 48

- Разрядники вакуумные 10, 185, 211
- Разрушение электродов в вакууме под действием электростатических сил 144, 241, 242
- — — при пробоях 165—167, 172, 174, 208, 229, 232
- — — при дуге 234, 235
- — в атмосфере воздуха 234
- Реле искровые 10
- Свечение вблизи изоляторов в вакууме 179, 194, 195
- во время пробоя 169, 202—205, 207, 208, 210
- перед пробоем 256, 281
- при микроразрядах 78, 85
- при темновых токах 62, 71, 72
- Сепараторы электростатические 99, 100, 177—179, 197—199
- Силы электростатические 8, 17, 237, 241—247
- Сопротивление в цепи разряда, влияние на электропрочность 68, 92—95, 113, 138, 182, 217, 218
- Теории вакуумного пробоя 239, 248—254, 257—260, 268—270
- искрового разряда 215—222
- Тренировка длительным приложением напряжения 175, 180, 181
- разрядами 49, 174, 182
- Токи, вызываемые пробой 102, 140—142, 213, 214, 252, 254
- по изоляторам 179—181
- ионные 56, 57, 72, 73
- искрового разряда 201, 207, 216—220
- предпробойные 13, 71, 82, 102—105, 125, 126
- темновые 13, 28, 56, 170
- — влияние вакуума 65—67, 71
- — — материала и обработки электродов 50, 58—62, 65, 69, 103, 171, 172
- — — напряжения и напряженности 56—62, 67, 71
- — — параметров электрической цепи 68, 69
- — природа и состав 56, 57, 72—76
- — распределение по поверхности 27, 62—65
- — стабильность 65—67, 245
- Трубки рентгеновские 11, 205, 213, 214
- Трубки ускорительные 13, 78, 196
- Усиление электрического поля на выступах 12, 18—20, 41, 51, 74, 75, 264
- — — — изменение при кондиционировании 51—52
- — — — при пробоях 52, 53, 260
- Ускорители заряженных частиц 11, 13, 14, 100—102, 166, 196
- Факел катодный 208—210
- Фокусировка частиц 17, 50, 99
- Частицы материала электродов 28, 29, 232
- — — влияние на электропрочность 126, 262—265, 268
- — — образование 28, 29, 87, 232, 242, 273, 275
- — — эффекты при отрыве и соударении 85, 86, 263, 268, 271, 272, 278
- Частота возникновения пробоев 54, 119, 120, 164, 165, 175
- Чистота вакуумных условий 44, 45, 49, 52—54, 58, 66, 78—80, 95—97, 176
- Электроды алюминиевые 27, 28, 59, 109—111, 113, 126, 127, 168, 212, 226, 255, 258
- вольфрамовые 30, 33, 48, 52, 53, 59, 60, 125, 126, 226, 260
- графитовые 109, 110, 113, 126, 135, 167, 226
- из жидких металлов 111, 112, 226, 242—244
- медные 29, 28, 54, 57, 62, 79, 109—113, 121, 122, 165—168, 205, 212, 226, 277, 256
- молибденовые 33, 49, 50, 59, 79, 110, 111, 126, 167, 168, 226, 255, 258, 265, 277
- никелевые 27, 54, 59, 64—66, 121, 122, 166, 168, 226, 255
- оксидированные 173, 174, 177
- покрытые диэлектрическими пленками 171—173, 176, 177
- сварные и паяные 168
- стальные 28, 46, 47, 54, 56, 59, 60, 63, 98, 101, 109, 113, 115—118, 121, 126, 127, 166, 168, 212, 226, 265, 272, 276
- стеклянные 178, 179
- Эмиссия автоэлектронная как метод контроля состояния электродов 40—42, 44, 51, 52, 67, 73
- — процессы ее сопровождающие 245—247
- — с катодных выступов 21, 22, 27, 73, 74, 138, 208
- — с острий 38, 39, 139, 146—149, 208

- — стабильность 147—148
- — теоретические характеристики и соотношения 286—288
- эффект Ноттингама 144—145, 245, 246, 258
- вторичная 24, 25, 83, 84, 155, 156, 162, 180, 184, 237
- ионная 83, 84
- послеразрядная 42—44, 49
- термоэлектронная 73, 76, 129
- — формула и характеристики 286
- — эффект Шоттки 73, 286
- электронов при взаимодействии с электронами многоатомных ча-
стиц 85, 86
- Энергия поверхностная 25
- поджига разряда 212, 213, 223, 216, 271, 272
- электронов в В. Ч. поле 152, 153
- Эрозия электродов 232—235
- Эффект полного напряжения 117, 124, 238
- Явления предпробойные 102—105, 139, 182, 256

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Обозначения	6
Глава 1. Области применения вакуумной изоляции и ее свойства	8
Глава 2. Микрогеометрия поверхности электродов и ее влияние на электропрочность вакуумной изоляции	17
2.1. Электрическое поле и автоэлектронная эмиссия с выступов на плоской поверхности	17
2.2. Микрогеометрия поверхности после предварительной обработки и кратковременного воздействия электрического поля	23
2.3. Изменение поверхности при длительном воздействии напряжения	30
2.4. Некоторые специфические методы контроля состояния поверхности электродов	38
2.5. Беспробойные методы улучшения состояния (кондиционирования) поверхности электродов	44
Глава 3. Явления в вакуумном промежутке при напряжении ниже пробивного.	56
3.1. Темновые токи	56
3.2. Природа темновых токов	72
3.3. Микроразряды	77
3.4. Газовыделение и перенос материала электродов при микроразрядах и темновых токах	86
Глава 4. Экспериментальные данные по пробое вакуумной изоляции при постоянном и импульсном напряжениях	89
4.1. Тренировка электродов пробоями. Влияние вакуума и других внешних условий	89
4.2. Токи, предшествующие пробоям. Предпробойные явления	102
4.3. Длительность приложения напряжения и вероятность возникновения пробоя	108
4.4. Зависимость пробивного напряжения от межэлектродного зазора	120
4.5. Влияние материала и температуры электродов на пробивное напряжение	126
4.6. Роль площади и кривизны поверхности электродов при малой неравномерности поля	131
4.7. Пробой в сильно неоднородном поле. Катоды большой кривизны	137
Глава 5. Вакуумная изоляция при высокочастотном напряжении	151
5.1. Общие свойства	151
5.2. Вторичноэлектронный резонансный разряд	155
5.3. Высокочастотный пробой (искрение)	153

Глава 6 Твердая изоляция в вакууме	171
6.1. Покрытие катода изоляционными и полупроводящими пленками	171
6.2. Разряд по поверхности твердой изоляции в вакууме	179
Глава 7. Послепробойные стадии вакуумного разряда. Вакуумная дуга	201
7.1. Искровой разряд	201
7.2. Разряд в вакууме при искусственном поджиге	211
7.3. Теория развития искрового разряда	215
7.4. Дуговая стадия вакуумного разряда	223
7.5. Восстановление электропрочности вакуумной изоляции после искрового и дугового разрядов	227
7.6. Перенос материала электродов и разрушение их при искровом и дуговом разрядах	229
Глава 8. Физические процессы, вызывающие пробой между электро- дами малой кривизны	236
8.1. Общие сведения	236
8.2. Действие электростатических сил	241
8.3. Процессы, сопровождающие автоэлектронную эмиссию	245
8.4. Отдельная частица металла как инициатор пробоя	262
8.5. Возникновение пробоя в результате десорбции газов и паров	279
8.6. Сопоставление различных механизмов пробоя и практические критерии его возникновения.	282
Приложение	286
Литература	289

Сливков Игорь Николаевич

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИЯ И РАЗРЯД В ВАКУУМЕ

Редактор Аборин Ю. С.

Художественный редактор Александров А. С.

Художник Коровин Г. И.

Технический редактор Власова Н. А.

Корректор Галкина Л. В.

Сдано в набор 24.I.1972 г. Подписано к печати 30.V.1972 г. Т-09826

Формат 60×90^{1/16} Бумага типографская № 2 Усл. печ. л. 19,0 Уч.-изд. л. 19,37

Тираж 3.000 экз. Цена 2 р. 15 к. Зак. изд. 68014 Зак. тип. 783

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 6 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.