

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ, БЛИЗКИХ К АТМОСФЕРНОМУ *)

И. С. Маршак

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Классификация видов пробоя и рассматриваемый круг вопросов

Определение «пробой газа при давлениях, близких к атмосферному» охватывает широкий класс переходных процессов электрического разряда в газах и само по себе недостаточно узко выделяет группу физических явлений, подчиняющихся единообразным законам.

Накопленные к настоящему времени сведения позволяют дополнительно разделить различные формы таких пробоев на несколько видов, управляемых различными, характерными для каждого вида механизмами. Среди таких видов могут быть названы следующие, имеющие наибольшее научное или прикладное значение:

А. Пробой при малых превышениях статического пробивного напряжения, не слишком длинных искровых промежутках (пробивные напряжения до нескольких сот кВ), слабой неоднородности поля и слабой внешней ионизации.

В. Статический пробой весьма длинных искровых промежутков (типа молнии) и промежутков с неоднородным электрическим полем (также при не слишком сильной внешней ионизации).

С. Импульсный пробой (пробой в результате кратковременно приложенного к газовому промежутку импульса напряжения) при величине импульса напряжения, намного превышающей постоянное напряжение, необходимое для статического пробоя данного промежутка.

Д. Высокочастотный пробой (при частоте колебания напряжения, сравнимой с частотой соударения частиц газа).

Е. Пробой при интенсивной ионизации промежутка вспомогательным маломощным источником высокого напряжения, создающим в газе светящийся канал.

Наиболее важным и общим с точки зрения принципиального понимания физики электрического разряда в газах является вопрос о первом виде пробоя (вид А), которому в течение длительного времени уделяется большое внимание обширным кругом исследователей. За последние годы изучение механизма этого вида пробоя дало значительные результаты, обобщение которых является одной из задач настоящего обзора.

Вопросы о пробоях видов В и С являются более специальными и рассматриваются в соответствующих специальных обзорных работах^{122, 177, 91}.

*) Пробой при малых превышениях статического пробивного напряжения, слабой неоднородности поля электродов и слабой и сильной внешней ионизации.

Их общее рассмотрение затруднено из-за существования многих вспомогательных параметров (форма и полярность электродов, длительность и величина импульса напряжения и т. п.). В настоящей работе эти вопросы затрагиваются лишь в связи с рассмотрением пограничных областей между пробоями вида А и видов В и С.

Вопрос о пробоях вида D является совершенно изолированным и здесь не рассматривается, так как ему посвящен обширный круг стоящей обособно литературы^{13, 91}.

Наконец, вопросу о пробоях вида Е, имеющему большое прикладное значение для современных электронных газоразрядных приборов (разрядники, импульсные лампы, некоторые газоразрядные лампы непрерывного горения и т. п.), до сих пор уделялось весьма мало внимания. Имеющееся в настоящее время представление о физическом механизме пробоев данного вида также целесообразно кратко рассмотреть в настоящем обзоре.

1.2. Историческое развитие вопроса

При высоких давлениях (выше ~ 20 мм рт. ст.) переход от несамостоятельного к самостоятельному газовому разряду всегда сопровождается весьма быстро протекающим физическим процессом, характеризующимся общим понятием «электрический пробой». Бурная природа этого процесса, детальный механизм которого может в разных условиях существенно изменяться, объясняется двумя общими свойствами электропроводности газов:

1. Экспоненциальной зависимостью выхода большинства элементарных процессов ионизации (при малых его абсолютных значениях, характерных для высоких давлений и малых свободных пробегов) от энергии частиц или определяющих ее параметров (электрический градиент, температура). Примерами таких зависимостей являются зависимость от величины электрического поля коэффициента α ударной ионизации атомов электронами, аналогичная зависимость процесса возбуждения атомов, от интенсивности которого зависит ступенчатая ионизация, фотоэффект на катоде и в объеме газа и т. д. При высоких давлениях и температурах газа, благодаря свойственному этим условиям многообразию элементарных процессов обмена энергией между частицами, существует тенденция к термодинамическому равновесию газовой плазмы. Зависимость степени ионизации такой плазмы (характеризующей интенсивность всех процессов ионизации в их совокупности) от температуры также имеет экспоненциальный характер (выражаясь так называемой формулой Саха).

2. Существованием в газе многократно циклически повторяющихся процессов с очень короткой продолжительностью цикла, которые, по аналогии с ядерными цепными реакциями, могут быть также названы «цепными». Одним из примеров «цепных» процессов является ударная ионизация электронами, в ходе которой с каждым новым ее циклом (продолжительностью в несколько наносекунд) число участвующих в процессе свободных электронов удваивается и образуется так называемая электронная лавина. Другим примером является термическая ионизация в только что образованном искровом канале, приводящая к росту плотности тока и увеличению рассеиваемой мощности и температуры канала, которое, в свою очередь, повышает степень ионизации газа (за продолжительность цикла такого процесса условно можно принять время установления термодинамического равновесия $\sim 10^{-9}$ сек¹¹²).

Эти два свойства, наряду с многообразием элементарных процессов обмена энергией между частицами, определяют специфическую сложность изучения пробоя газа при высоких давлениях как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении.

Сложность экспериментального изучения пробоя в первую очередь связана со следующими факторами:

1) Кратковременность процесса пробоя. Для регистрации его временных характеристик требуются самые высокоскоростные осциллографы и фоторегистраторы.

2) Изменение параметров разряда (например, силы тока, интенсивности излучения) на протяжении пробоя на много порядков. Приборы для измерения этих параметров должны иметь очень широкий метрический диапазон.

3) Высокая критичность условия наступления пробоя. Приборы для контроля параметров, определяющих это условие (напряжение, расстояние между электродами, давление и чистота газа, действие внешних источников ионизации, электрического поля и т. д.), должны иметь высокую абсолютную точность.

Зная, насколько усовершенствовалось лабораторное оснащение в указанных направлениях за последние годы, нетрудно представить, что только совсем недавно (фактически — за последние два десятилетия) экспериментальная техника позволила проникнуть в явление пробоя газа при высоких давлениях достаточно глубоко.

Сложность теоретического объяснения явления пробоя (помимо существовавшей до самого последнего времени нехватки исходных экспериментальных фактов) связана с тем, что названным выше двум общим свойствам электропроводности газов, объясняющим бурный характер пробоя и критичность определяющих его условий, мог бы, вообще говоря, удовлетворить целый ряд возможных на первый взгляд конкретных механизмов увеличения электропроводности. Это обстоятельство создавало благоприятную почву для построения недостаточно обоснованных умозрительных теоретических схем механизма пробоя.

Эти схемы правдоподобно объясняли переход от непроводящего к проводящему состоянию газового промежутка и давали удовлетворительную количественную оценку зависимости пробивного напряжения от длины этого промежутка и плотности газа (весьма мало зависящую от положенного в основу механизма). Однако впоследствии на основании накопления новых экспериментальных данных эти схемы приходилось отбрасывать или подвергать коренной корректировке.

Названные схемы пытались эклектически ввести весьма сложное явление пробоя чуть ли не на всем его протяжении в рамки какого-нибудь одного изолированного механизма — например, взаимодействия α - и β -ионизации, или α - и термоионизации, или, наконец, α -ионизации и поля объемного заряда головки и т. п. Все эти схемы могут быть разделены на две следующие группы, в пределах которых меняется только доминирующий элементарный процесс, но сохраняется пространственно-временная картина разветвления пробоя:

а) Схемы с таунсендовским «раскачиванием ионизации»^{193-197, 74}, в которых продукты первичных электронных лавин (создающиеся вследствие α -ионизации главным образом около анода) порождают тем или иным образом вторичные электроны вблизи катода (в результате β - или η -ионизации в объеме — ионизации атомов, соответственно, положительными ионами или фотонами; γ -, δ - или ε -процессов на катоде — вырывания электронов с катода, соответственно, положительными ионами, фотонами или возбужденными атомами*). Эти электроны являются инициаторами вторичных электронных лавин, создающих, в свою очередь, третье

*) Условные буквенные обозначения процессов заимствованы нами из ряда работ — см., например, книгу Льюэллина-Джонса⁶¹.

поколение электронов у катода и т. д. В случае активного баланса одного цикла такого раскачивания (образования в среднем более одного вторичного электрона на одну первичную лавину) процесс приводит к неограниченному возрастанию тока без сосредоточения разряда в узком канале.

б) Так называемые «стримерные» схемы, в которых отдельная электронная лавина (созданная одним возникшим в прикатодной области электроном) накапливает на своем пробеге настолько большой объемный заряд в головке, что местное искажение поля в результате местной фото-¹²⁰⁻¹²², ⁹⁹⁻¹⁰³, ¹⁴⁰⁻¹⁴³ или термоионизации⁶⁵, ¹¹⁹, ¹⁸¹ приводит к образованию узкого канала высокоионизованной плазмы (так называемого «стримера»), быстро прорастающего к аноду и катоду. Прорастание стримера приводит к бурному увеличению тока в разрядном контуре и завершается образованием узкого проводящего канала между электродами промежутка.

В период появления названных теоретических схем казалось, что схемы каждой из этих групп полностью отрицают физическую реальность схем другой группы. Однако в ходе развития представлений о пробоях вида А постепенно преодолевался названный эклектический подход к явлению и вырабатывалась единственно правильная, поддержанная в последнее время большинством авторов концепция, объединяющая схемы обеих групп. Согласно новой концепции на различных стадиях пробоя решающую роль играют совершенно различные механизмы, свойственные разным теоретическим схемам.

Первые шаги в этом направлении были сделаны экспериментальными работами Педерсена¹³³, Буравого¹⁴, Роговского, Флеглера и Тамма¹⁵¹⁻¹⁵³, ¹⁹⁰, Бимса⁷, Торока¹⁹² и др., в которых были измерены весьма короткие времена формирования пробоя при перенапряжениях, а также теоретическими работами Роговского¹⁵⁰, ¹⁵³, ¹⁵⁷, Леба⁹², ⁹³ и Гиппеля и Франка⁷⁸. В последних было показано, что рост ионизации, начавшись с таунсендовского «раскачивания» (из-за взаимодействия α - и β -*), или α - и γ -, или, наконец, α - и δ -процессов¹⁵¹, ¹⁵⁵, ¹⁷²), может на более поздней стадии значительно ускориться под действием образующегося при этом раскачивании положительного объемного заряда (расположенного во всей плоскости промежутка, в отличие от сосредоточенного объемного заряда, рассматриваемого «стримерными» схемами). Существенную роль для развития новой концепции сыграл ряд последующих работ Роговского и его сотрудников, посвященных влиянию на раскачивание ионизации плоского объемного заряда¹⁵⁶, ¹⁵⁸⁻¹⁶², ¹⁷¹, ¹⁶, ⁵⁷⁻⁶², а также аналогичных работ Варнея, Уайта, Леба и Позина²⁰³, ¹³⁵.

В работах Уайта и Даннингтона, использовавших затвор Керра³², ²⁰³, ²⁰⁹, Леба и его сотрудников, наблюдавших коронный разряд⁹⁵, ⁹⁶, ⁷⁶, ⁷⁷, ¹⁹⁸, ¹⁹⁹, и Флеглера и Ретера, наблюдавших следы заторможенных импульсных разрядов в камере Вильсона⁵⁰, ¹³⁷, ¹³⁸, а также в сопутствовавших им теоретических работах Мика, Ретера и Леба¹²⁰, ¹⁴⁰, ⁹⁹ было осуществлено изучение контрагированных каналов при пробое. В результате была создана картина еще одного важнейшего звена в цепи действующих на различных стадиях процессов развития тонкого канала высокоионизованной плазмы, называемого стримером. Именно эти работы послужили, однако, поводом к тому, что многие авторы на протяжении значительного периода времени стали вообще отрицать без достаточных к тому оснований²¹³, ¹¹⁰, ¹¹¹ физическую реальность механизма раскачивания для пробоя при высоких давлениях¹⁰⁰⁻¹⁰³, ¹⁴², ¹⁴³, ¹²².

*) Изучение процесса ударной ионизации положительными ионами и распределения ионов по энергиям при пробивных градиентах показало⁸, ⁷⁵, ¹⁸⁹, ²⁰¹, ²⁰², ²⁰⁴, что этот механизм весьма мало эффективен при высоких давлениях.

В результате первых опытов, доказавших существование при пробое вида А вторичных процессов на катоде (влияние материала катода на пробивное напряжение) и времен формирования, значительно превышающих время пробега одной электронной лавины (при малых перенапряжениях), Маршаком в 1943 г.¹¹⁰ была предложена современная концепция развития пробоя вида А. В соответствии с этой концепцией, пробой начинается таунсендовским раскачиванием (по-видимому, с одновременным участием нескольких вторичных механизмов), которое приводит к образованию плоского объемного заряда. Последний ускоряет это раскачивание и создает в конце концов условия для прорастания контрагированного канала высокоионизированной плазмы, который замыкает промежуток между электродами.

Данная концепция за период, истекший после ее первоначальной формулировки, нашла себе подтверждение в большом числе экспериментальных работ многих авторов, в ходе которых исследовались:

а) Время формирования пробоя (работы Генгера⁶⁶, Фишера, Бедерсона, Качикаса и Лессина³⁷⁻⁴⁸, Моргана^{127,128}, Эйкеда, Бруса и Тедфорда², Ретера, Керманна, Фельдта и Зоста^{79-83, 145-147, 36, 183}).

б) Ток в близком к пробую стационарном несамостоятельном разряде (работы Льюэллина-Джонса, Паркера, Даттона, Кромптона и Хэйдона^{90, 33, 21-23}, Уилкса, Хопвуда и Пикока²¹¹, Фишера, Де-Битетто и Розе^{29, 30, 163}).

в) Влияние на пробивное напряжение материала катода (работы Трампа, Клауда, Манна и Хансона²⁰⁰ и названных выше авторов^{33, 29}).

г) Нарастание тока на ранних стадиях пробоя (работы Банделя^{4,5}, Ретера, Шмидт, Пфауе, Фогеля, Фроммгольда, Ключова и Шлумбомы^{55, 56, 145-147, 173-175, 134, 78, 205, 206}, Коджима и Като⁸⁴).

д) Свечение на ранних стадиях пробоя (работы Фишера, Качикаса, Лессина и Де-Битетто^{29, 45, 89}, Леглера¹⁴⁶, Саксе и Чиппендэйла¹⁶⁷⁻¹⁶⁹, Леба и Хадсона¹⁰⁸).

В самые последние годы эта концепция была дополнительно развита в теоретических работах и обзорах Леба, Фишера, Бедерсона и Качикаса^{42, 43, 45, 48, 49, 106, 108, 109}, Ретера, Керманна и Леглера^{144-147, 80, 81, 83, 87, 88}, Мика^{123, 124}, Льюэллин-Джонса, Давидсона, Дэвиса и Вика^{25-28, 34, 91}, Саксе¹⁶⁸.

В настоящем обзоре обобщаются названные экспериментальные и теоретические данные, которые подтверждают и позволяют сформулировать в наиболее четком виде современную концепцию пробоя вида А. Эти данные позволяют также уточнить границы, отделяющие пробой вида А от пробоев видов В и С.

В заключительной части работы приводится возможная теоретическая схема пробоя вида Е и ее экспериментальное обоснование, базирующиеся на первых работах в этой области Маршака и Субботина^{116, 117}, а также предшествовавших им работах по изучению характеристик канала конденсированного разряда Абрамсона и Маршака^{1, 111-115}.

II. КРИТЕРИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СХЕМ ПРОБОЯ ВИДА А

2.1. С х е м ы с т а у н с е н д о в с к и м р а с к а ч и в а н и е м

2.1.1. С у щ н о с т ь м е х а н и з м а и о с н о в н о е у р а в н е н и е. Теоретические схемы с «раскачиванием ионизации», первая из которых была предложена Таунсендом¹⁹³⁻¹⁹⁷, базируются на взаимодействии первичной ударной ионизации электронами и вторичных процес-

сов, создающих под действием продуктов α -ионизации дополнительное количество электронов в прикатодной области разряда *).

В отсутствие вторичных процессов плотность тока j в газовом промежутке длиной d , к которому приложено поле, достаточное для α -ионизации, выражается уравнением

$$j = j_0 \exp ad \quad (2,1)$$

(j_0 — плотность фототока с катода, вызванная его облучением внешним источником). Соответствующий экспериментальный график зависимости $\ln j$ от d имеет вид прямой линии с угловым коэффициентом a .

При наличии вторичных процессов и при малых значениях соответствующих коэффициентов по сравнению с a выражение для плотности тока принимает вид^{91, 110, 159}:

$$j = \frac{j_0 \exp ad}{1 - (\beta/\alpha + \gamma + \delta/\alpha + \varepsilon/\alpha + \eta/\alpha) (\exp ad - 1)} = \frac{j_0 \exp ad}{1 - \Gamma (\exp ad - 1)} \quad (2,2)$$

(Γ — суммарный коэффициент, определяющий эффективность всех вторичных процессов в совокупности).

Выражение (2,2) является основным уравнением теоретических схем с раскачиванием ионизации.

2.1.2. П е р в ы й к р и т е р и й — и с к р и в л е н и е г р а ф и к о в $\ln j$. Вытекающий из уравнения (2,2) график зависимости $\ln j$ от длины промежутка имеет при малых d вид прямой линии с угловым коэффициентом a , таким же, как и график, соответствующий уравнению (2,1), которое не учитывало вторичных процессов ионизации.

При d , приближающихся к расстоянию, при котором наступает пробой (там, где знаменатель правой части выражения (2,2) начинает уменьшаться), график имеет вид изогнутой линии с быстро возрастающим угловым коэффициентом. При условии достаточно малой абсолютной величины j (при которой в промежутке не образуется объемный заряд, нарушающий однородность электрического поля^{24, 135, 203}) по изогнутой части графика можно определить величину суммарного коэффициента вторичной ионизации Γ (раздельную оценку эффективности различных вторичных механизмов график $\ln j$ получить не позволяет). Наличие у экспериментальных графиков $\ln j$ искривленной части, соответствующей уравнению (2,2) с постоянным коэффициентом Γ , может служить п е р в ы м к р и т е р и е м экспериментальной проверки теории.

2.1.3. В т о р о й к р и т е р и й — с о в п а д е н и е в ы ч и с л е н н ы х и э к с п е р и м е н т а л ь н ы х з н а ч е н и й п р о б и в н о г о н а п р я ж е н и я. Условием, обеспечивающим наступление пробоя с точки зрения теоретических схем с раскачиванием ионизации, является возрастание величины $\Gamma (\exp ad - 1) = \mu$ (являющейся мерой воспроизведения электронных лавин вследствие взаимодействия первичного и вторичных процессов) до единицы и соответствующее неограниченное возрастание тока, которое и истолковывается как пробой**).

Семейство графиков $\ln j$ позволяет определить коэффициенты Γ и a как функции электрического градиента $\mathcal{E}$, равного отношению напряже-

*) Аналогичные теоретические схемы с измененным по сравнению с таунсендовским доминирующим вторичным процессом были рассмотрены позднее целым рядом авторов, среди которых могут быть названы Дж. Дж. Томсон, В. Роговский, Л. Леб и др.^{94, 191}.

**) Возрастание тока до ∞ при равенстве 0 знаменателя выражения (2,2) само по себе не имеет физического смысла, так как схематическое представление о раскачивании ионизации и вывод уравнения (2,2) применимы только к весьма малым токам. К стадиям с большим током схемы с раскачиванием вообще неприменимы, вследствие чего они, как отмечалось в ряде работ, развивавших современную концепцию меха-

ния U , приложенного к промежутку, к длине промежутка d . Уравнение

$$\mu = \Gamma (\exp \alpha d - 1) = 1 \quad (2,3)$$

после подстановки в него вместо Γ и α их выражений через U и d приняло бы вид:

$$U_S = f(d_S) \quad (2,4)$$

и связывало бы между собой значения пробивных напряжений U_S с соответствующими расстояниями между электродами d_S . Таким образом, измерение стационарных токов в несамостоятельном разряде при напряжениях ниже пробивного должно позволить вычислить посредством уравнения (2,3) значения пробивных напряжений. Сравнение таких расчетных значений U_S с соответствующими экспериментальными значениями может служить вторым критерием экспериментальной проверки теории.

2.1.4. Третий критерий — разброс измеряемых значений пробивного напряжения. Процессы первичной и вторичной ионизации являются статистическими, и уравнения (2,1) и (2,2) относятся, строго говоря, только к средним величинам. В ряде работ^{11, 12, 72, 86, 210} на базе этих уравнений рассматривался вопрос о статистических отклонениях от средних величин. Вероятность получения K вторичных электронов от одной лавины, вычисленная Вийсманом, оказывается равной $\omega_K = \frac{\mu^K}{(1+\mu)^{K+1}}$. Вытекающая отсюда⁸⁶ вероятность пробоя, вызванного одним электроном, образовавшимся у катода, равна $P = 0$ при $\mu < 1$ и $P = 1 - \frac{1}{\mu}$ при $\mu \geq 1$. Пользуясь экспериментальной зависимостью α от поля и значением Γ , вычисленным для пробивного градиента из (2,3), можно пересчитать это распределение P как функцию напряжения на промежутке. Пример соответствующего графика показан линией 1 на рис. 1. Как видно из рис. 1, вероятность пробоя имеет чрезвычайно крутой ход вблизи пробивного напряжения. С помощью выражения для P можно оценить величину разброса измеряемых значений пробивного напряжения при выбранных определенным образом значениях числа пар ионов N , образуемых космической радиацией в 1 см^3 газа за 1 сек , площади электродов S , в пределах которой поле является однородным, и времени t , в течение которого напряжение выдерживается при измерениях на

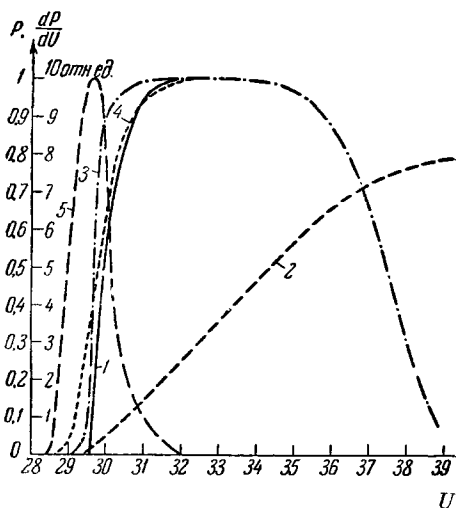


Рис. 1. Распределение вероятности пробоя P и ее производной $\frac{dP}{dU}$ как функций напряжения на промежутке U (воздух, 760 мм рт. ст; $d_S = 1 \text{ см}$):

1 — $P = 1 - \frac{1}{\mu}$ (механизм с раскачиванием);
2 и 3 — соответственно P и $\frac{dP}{dU}$ для стримерного механизма при возникновении первичных электронов в объеме; 4 и 5 — P и $\frac{dP}{dU}$ для стримерного механизма при возникновении первичных электронов на катоде.

низма пробоя^{22, 91, 110, 111}, могут претендовать только на создание правильного теоретического представления о механизме, определяющем наступления пробоя, а не о механизме всего пробоя в целом.

данной ступени¹¹⁰. Вероятность наступления пробоя в этих условиях равна $P_1 = PNSt\Delta$, где Δ — толщина тонкого прикатодного слоя газа, в котором должны образоваться электроны, вызывающие пробой. Принимая для оценки разброса пробивного напряжения $P_1 = 1$, находим:

$$\left(1 - \frac{1}{\mu_0 + d\mu}\right) NSt\Delta = 1,$$

где $\mu_0 = 1$ — значение μ , соответствующее минимальному пробивному напряжению, которое можно было бы обнаружить при бесконечно длительном ожидании пробоя на ступенях напряжения, бесконечно близких друг к другу, а $d\mu$ — повышение μ , связанное с максимальной ошибкой в определении U_S (равной интервалу между ступенями) при ожидании пробоя на каждой ступени в течение времени t . Отсюда

$$d\mu = \frac{1}{NSt\Delta - 1}. \quad (2,5)$$

Неточность Δ в определении толщины прикатодного слоя, в котором должны образовываться начальные электроны, равносильна неточности в определении μ и U_S и может быть оценена путем дифференцирования выражения для μ (2,3) по расстоянию d . Соответственно находим: $\Delta = \frac{d\mu}{\mu_0 \alpha} = \frac{d\mu}{\alpha}$. Подставляя это выражение для Δ в (2,5) и учи-

тывая, что $\frac{NSt}{\alpha} \gg 1$, находим $d\mu = \sqrt{\frac{\alpha}{NSt}}$. Дифференцируя выражение для μ (2,3) по электрическому градиенту $\mathcal{E}$ и учитывая, что $\mathcal{E} \cdot d = U$, находим $d\mu = \mu_0 \frac{d\alpha}{d\mathcal{E}} \cdot dU$, откуда

$$dU = \sqrt{\frac{\alpha}{NSt}} \frac{d\alpha}{d\mathcal{E}}. \quad (2,6)$$

Принимая, например, $N = 4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, $S = 10 \text{ см}^2$, $t = 30 \text{ сек}$, $d = 1 \text{ см}$, давление воздуха 760 мм рт. ст. и пользуясь соответствующими экспериментальными данными⁹⁰ относительно зависимости α от $\mathcal{E}$ ($\alpha = 12,2$; $\frac{d\alpha}{d\mathcal{E}} = 2 \cdot 10^{-3}$), находим, что расчетный наибольший разброс измеряемых пробивных напряжений должен составлять $dU = 50 \text{ в} \cong \cong 0,2\% U_S$, т. е. должен быть весьма небольшим.

Еще меньшим он должен быть в условиях освещения катода ультрафиолетовым излучением, при которых разброса Δ в положении начального электрона нет и число электронов, способных вызвать пробой, резко возрастает. В формуле (2,5), вместо члена $NSt\Delta$ в знаменателе, в этом случае нужно подставить NSt (N — число электронов, вырванных в 1 сек с 1 см²). Выражение для dU принимает тогда вид:

$$dU = \frac{\epsilon 1}{(NSt - 1) d\alpha/d\mathcal{E}}. \quad (2,7)$$

При $N = 10^4$, $S = 1 \text{ см}^2$, $t = 10 \text{ сек}$, $d\alpha/d\mathcal{E} = 2 \cdot 10^{-3}$ получаем $dU = 0,05 \text{ в} \cong \cong 0,00015\%$.

Соответствие экспериментально наблюдаемого разброса значений U_S полученной расчетной оценке может служить третьим критерием правильности теоретической схемы с раскачиванием.

2.1.5. Четвертый критерий — зависимость U_S от материала катода. В выражение для Γ входят коэффициенты, связанные с процессами на катоде. При существовании этих процессов урав-

нение (2,4) должно было бы изменяться при изменении материала катода, от которого должны зависеть коэффициенты γ , δ и ϵ . В этом случае пробивное напряжение газовых промежутков равной длины, но с катодами из разных материалов, оказалось бы неодинаковым. Из уравнения (2,3) вытекает, что различие ΔU_S между значениями U_S для двух катодов, для которых коэффициенты Γ различаются в a раз, равно¹¹⁰:

$$\Delta U_S = \frac{\ln a}{d\alpha/dj}.$$

Для $d = 1$ см, $p = 760$ мм рт. ст. $\frac{d\alpha}{dj} = 2 \cdot 10^{-3}$, $U_S = 29,6$ кВ⁹⁰.

Отсюда $\frac{\Delta U_S}{U_S} = 1,7 \cdot \ln a \%$.

По известным данным для низких давлений, значения коэффициента Γ для разных металлов различаются, как правило, в 2–3 раза. Таким образом, ожидаемое значение ΔU_S должно быть порядка 1–2%.

Экспериментальное подтверждение зависимости пробивного напряжения от материала катода могло бы явиться четвертым критерием правильности теории (не связанным с определением Γ по значениям тока в несамостоятельном разряде). Одновременно оно позволило бы уточнить в рамках этой теории вопрос о наличии существенных вторичных процессов, локализованных на катоде.

2.1.6. Пятый критерий — зависимость U_S от ионизации внешним излучением. До сих пор мы рассматривали

уравнение (2,2) при условии весьма малых токов j_0 , не создающих неоднородности электрического поля вследствие образования объемного заряда. В этих условиях коэффициенты α и Γ являются постоянными величинами, не зависящими от j . Роговский и его сотрудники^{156–162} рассмотрели видоизменение уравнения (2,2) при наличии несколько больших токов j_0 и j , приводящих к появлению некоторых искажений поля плоским (изменяющимся только по длине промежутка) объемным зарядом и соответствующему изменению коэффициентов α и Γ . Формально влияние небольших искажений поля можно свести к увеличению только Γ (влияние j на α можно в первом приближении представить также как некоторое дополнительное увеличение Γ). Детальный анализ уравнения (2,2) показывает, что оно в этих условиях определяет два значения j для одного и того же $\alpha \cdot d$, а значит, и того же U . Первое значение j настолько невелико, что Γ остается еще очень малым. Оно лежит на возрастающей ветви вольтамперной характеристики (рис. 2). Второе значение j при том же U настолько велико, что член $\Gamma \epsilon x \alpha d$ становится сравнимым с единицей из-за увеличения Γ . Это значение лежит на падающей ветви вольтамперной характеристики, которая описывает процесс бурного нарастания тока при одновременном уменьшении напряжения на электродах, т. е. процесс пробоя. Естественно считать за пробивное напряжение $U_S(j_0)$ при данном j_0 то напряжение, при котором возрастающая ветвь характеристики переходит в падающую. Как видно из рис. 2, увеличение j_0 приводит к

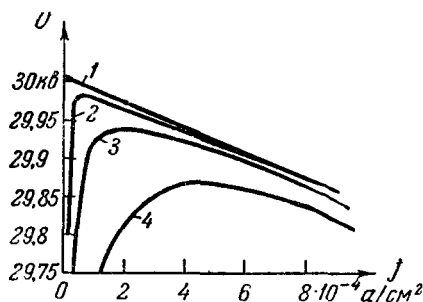


Рис. 2. Вольтамперные характеристики разряда при различных j_0 по Роговскому — Валлраффу¹⁵⁸, вытекающие из уравнения (2,2), при учете первого приближения влияния j на входящие в него коэффициенты:

$$1-j_0=0; \quad 2-j_0=10^{-12} \frac{a}{\text{см}^2}; \\ 3-j_0=10^{-11} \frac{a}{\text{см}^2}, \quad 4-j_0=5 \cdot 10^{-11} \frac{a}{\text{см}^2}$$

снижению U_S , наибольшее значение которого лежит на пересечении общей асимптоты правых ветвей характеристик с осью ординат и соответствует U_S при $j_0=0$ (напряжение так называемого «одноэлектронного пробоя» при практически полном отсутствии ионизации промежутка внешними источниками).

Математическое оформление такого подхода к уравнению (2,2) позволило Роговскому и Фуксу найти следующую теоретическую зависимость снижения пробивного напряжения ΔU_S от плотности тока j_0 , создаваемой внешней ионизацией промежутка:

$$\frac{\Delta U_S}{U_S} = K \sqrt{j_0} \quad (2,8)$$

(K — постоянный коэффициент, выражающийся через частные производные Γ по j и U).

Экспериментальное подтверждение уравнения (2,8) может служить в я т ы м критерием правильности всей теоретической схемы с раскачиванием.

2.1.7. Ш е с т о й к р и т е р и й — в р е м я ф о р м и р о в а н и я п р о б о я. Интервал времени между моментом возникновения на газовом промежутке напряжения, достаточного для его пробоя, и моментом наступления самого пробоя (скажем, провала напряжения на газовом промежутке вследствие резкого возрастания тока) называется запаздыванием пробоя.

Запаздывание пробоя t складывается из времени t_c , необходимого для образования в должной области промежутка (в тонком слое у катода) свободного электрона, и времени t_ϕ , в течение которого этот электрон способен осуществить пробой. Величина t_c называется статистическим запаздыванием, характер которого изучен теоретически и экспериментально уже давно^{85, 214}. Эта величина непосредственно не связана с той или иной теорией механизма пробоя. Величина t_ϕ , называемая временем формирования пробоя, напротив, является одним из наиболее характерных параметров для любой теоретической схемы. Так как при напряжении, в точности равном U_S , по определению последнего, запаздывание пробоя теоретически равно ∞ , о конечных величинах t можно говорить при условии, если напряжение U , мгновенно приложенное в начале промежутка времени t , на необходимую величину ΔU превышает U_S . Величина ΔU называется перенапряжением.

При малом статистическом запаздывании t_c (при достаточно интенсивной ионизации промежутка внешней радиацией) величина t в основном определяется временем формирования t_ϕ .

Экспериментальная и теоретическая оценки времени формирования находятся в центре внимания исследователей с момента обнаружения при значительных перенапряжениях весьма малых t_ϕ (менее 10^{-7} сек), давшего толчок всему современному углубленному изучению пробоя.

Даже без специальных расчетов можно качественно понять, что при малых ΔU (при которых μ мало отличается от единицы) для существенного увеличения тока вследствие раскачивания ионизации (скажем, до значений, при которых процесс начнет быстро ускоряться благодаря образованию объемного заряда) требуется много циклов взаимодействия первичного и вторичного механизмов. При вторичных процессах с участием положительных ионов или возбужденных атомов (β -, γ - и ϵ -процессы) продолжительность одного цикла по порядку величины равна времени прохождения ионов от анода до катода ($\sim 10^{-8}$ сек для $d=1$ см, $p=760$ мм рт. ст.). При фотоэлектрических вторичных процессах (δ -, η -процессы) она примерно равна времени прохождения промежутка электронами ($\sim 10^{-7}$ сек). Таким образом, для подтверждения теоретических схем с раскачиванием

эксперимент должен дать при малых перенапряжениях времена формирования по крайней мере порядка микросекунд. Данная оценка, как показывает аналогичное рассмотрение стримерных теорий (см. 2.2.7), даже в таком качественном виде может служить *ш е с т ы м* критерием правильности теоретической схемы с раскачиванием.

Вместе с тем, значительная теоретическая работа, выполненная в этой области ^{184-186, 170, 6, 45, 144, 147, 83, 34, 5, 3, 123, 126, 87, 88, 25-27a}, позволяет углубить данный критерий, подведя базу также для количественного сравнения теоретической и экспериментальной зависимостей времени формирования от перенапряжения.

В наиболее законченном виде расчеты времени формирования произведены Дэвидсоном и Леглером. Первый из них ^{25-27a}, строго решив систему уравнений неразрывности движения электронов и ионов при наличии

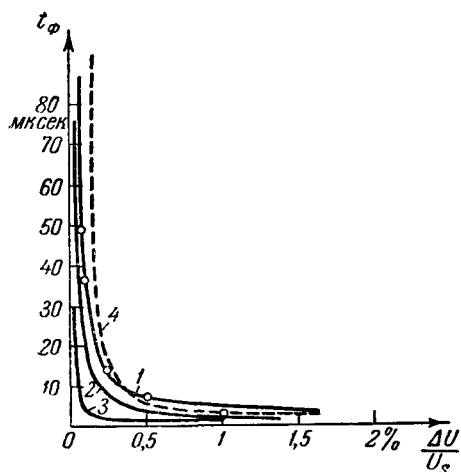


Рис. 3. Зависимость времени формирования t_ϕ от перенапряжения $\Delta U/U_s$.

Точки — экспериментальные значения ⁴²; графики — расчетные линии ³⁴; 1, 2, 3 — чистый δ -процесс; 4 — $\frac{\delta}{\alpha} = 0,9$ Г. В случае (1) конечный ток I у катода, принятый в качестве признака завершения формирования пробоя, равен 10^8 а. В случаях χ_2 и (4) $I = 10^{-1}$ а, в случае (3) $I = 10^{-9}$ а.

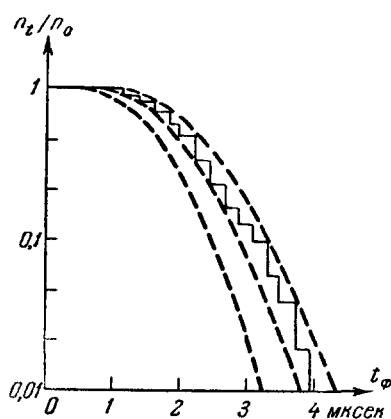


Рис. 4. Распределение вероятности запаздываний формирования различных длительностей.

Авот $pd = 1000$ см·мм рт. ст. $\Delta U/U_s = 4,7\%$. Пунктирные линии — расчетные кривые для трех значений j_0 , отличающихся на $\pm 20\%$ от среднего $j_0 = 6,7 \cdot 10^7$ электр/сек; ступенчатая линия — экспериментальные графики ¹⁸³

α -, γ - и δ -ионизаций и фототока j_0 , вызванного внешним излучением, получил пространственно-временную картину роста средних статистических величин ионизации и тока для заданных j_0 и отношения γ к δ .

Решение Дэвидсона показывает, что рост ионизации резко ускоряется еще до появления существенных искажений поля объемными зарядами. Таким образом, последней фазой роста ионизации, для которой решение принимает весьма сложную форму, можно при расчете времени формирования пренебрегать и за величину последнего принимать время, в течение которого ток растет при сохранении однородности поля до величины $I = 10^{-5} - 10^{-7}$ а, уже регистрируемой осциллографом (из-за большой скорости роста тока точный выбор конечного I имеет малое значение для роста t_ϕ). Пример расчетных кривых зависимости ³⁴ t_ϕ от ΔU приведен на рис. 3. Сопоставление с подобными кривыми соответствующих экспериментальных графиков означало бы более полную количественную проверку теории, а также дало бы оценку относительной эффективности ионных и фотоэлектрических вторичных процессов, тем самым одновременно уточнив теорию.

Леглер^{87, 88} рассмотрел процесс раскачивания ионизации со статистической точки зрения, рассчитав распределение вероятности запаздываний формирования (разумеется, при достаточно малом статистическом запаздывании, связанном с нерегулярностью момента появления начальных электронов). Пример полученного Леглером распределения вероятности запаздываний формирования различных длительностей показан пунктирными линиями на рис. 4 (статистическое запаздывание появления электронов⁸⁵ дало бы вместо изогнутой прямую линию с отрицательным наклоном).

Сопоставление с подобными кривыми экспериментальных графиков означало бы еще одну форму количественной проверки теории.

2.1.8. Седьмой критерий — нарастание тока на ранних стадиях пробоя. Со временем формирования тесно связан рост тока на самых первоначальных стадиях пробоя. Теоретические схемы с раскачиванием ионизации позволяют предсказать вполне определенную картину такого роста в зависимости от типа вторичного процесса и условий внешней ионизации^{6, 145, 146, 174}.

Рассмотрим контур, состоящий из искрового промежутка длиной d и емкостью электродов C , питающего конденсатора C_0 и включенного между ними большого сопротивления R . Пусть x — расстояние от катода, которое проходит первичная электронная лавина, созданная одиночным, возникшим у катода электроном, за время $t = \frac{x}{v_-}$ (v_- — скорость переноса электронов в однородном поле).

Электронный ток в момент t равен

$$I_e = \frac{e_0 v_-}{d} \exp \alpha v_- t \quad (e_0 - \text{заряд электрона}).$$

Падение напряжения на R (при бесконечно большой его величине) за время $\tau = \frac{d}{v_-}$ равно

$$\Delta U_e = \frac{\int I_e dt}{C} = \frac{e_0}{\alpha \cdot d \cdot C} (e^{\alpha d} - 1).$$

После прохождения электронной лавины число положительных ионов, находящихся в слое dx на расстоянии x от катода, равно $\alpha \cdot \exp \alpha x \cdot dx$. В момент времени x/v_+ (v_+ — скорость ионов) число ионов, оставшихся в промежутке при отсутствии вторичного процесса, равно

$$N_+(t) = \int_x^d \alpha e^{\alpha x} dx = e^{\alpha d} - e^{\alpha v_+ t},$$

а ионный ток равен

$$I_+ = \frac{e_0 v_+}{d} N_+ = \frac{e_0 v_+}{d} (e^{\alpha d} - e^{\alpha v_+ t}).$$

Падение напряжения на $R = \infty$ к моменту времени t из-за ионного тока равно

$$\Delta U_+(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_+ dt = \frac{e_0}{Cd} \left[v_+ t e^{\alpha d} - \frac{1}{\alpha} (e^{\alpha v_+ t} - 1) \right]. \quad (2,9)$$

Таким образом, временной ход напряжения на $R = \infty$, связанный с прохождением одной лавины, должен соответствовать графику I , показанному на рис. 5.

Если $R \neq \infty$ ($RC \gg \frac{d}{v_-}$, но сравнимо с $\frac{d}{v_+}$), то электрические процессы в контуре должны подчиняться уравнению

$$R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = \frac{d}{dt} [\Delta U_+(t)]. \quad (2,10)$$

Подставляя сюда $\Delta U_+(t)$ из (2,9) и пользуясь значением $I|_{t=0} = \frac{\Delta U_e}{R} = \frac{e_0(e^{\alpha d} - 1)}{\alpha d RC}$ как начальным условием, находим соотношение между R и C , при котором I (а значит и падение напряжения на R) будет оставаться постоянным на протяжении значительной части времени d/v_+ : $\alpha \cdot d \cdot R \cdot C = 1$. При этом решение принимает вид:

$$I = \frac{e_0 v_+}{d} \left(e^{\alpha d} - \frac{e^{\alpha v_+ t} + e^{-\alpha v_+ t}}{2} \right).$$

Такой временной ход напряжения на R показан линией 2 на рис. 5 (после момента $t = d/v_+$ уравнение (2,10) перестает действовать и дальнейший спад I определяется решением соответствующего однородного уравнения $I = \frac{e v_+ e^{\alpha d}}{2d} \cdot e^{-t/RC}$).

При наличии вторичной ионизации можно ожидать, что ионный механизм при $\mu \approx 1$ даст в конце периода d/v_+ , когда к катоду подходит большинство ионов, новый всплеск напряжения на R , соответствующий вторичной лавине. Фотоэлектрический вторичный механизм должен дать новые всплески через промежутки времени порядка d/v_- . Цепочка лавин, следующих друг за другом, из-за раскачивания в случае $\mu \approx 1$ и одиночных начальных электронов должна при ионном механизме давать ход напряжения на сопротивлении R , который показан на рис. 5 графиком 3, а при фотоэлектрическом — графиком 4.

При значительном количестве электронов, одновременно покидающих катод, и $\mu > 1$ картина изменения тока на самых первоначальных стадиях пробоя должна быть более сложной, однако она также может быть предсказана⁶. Она должна обладать теми же качественными особенностями, что и картина для одиночных лавин. Начало возрастания тока благодаря тому, что оно определяется электронной компонентой, должно быть очень резким. Позднее, так же, как и в случае одиночных лавин, большую роль начинает играть ионный ток (его величина в стационарном случае относилась бы к величине электронного тока, как относятся средние пути ионов и электронов в промежутке, т. е. как $(\alpha d - 1) : 1$; при сравнительно медленном нарастании тока после прохождения первых электронных лавин превышение ионного тока над электронным также должно быть значительным). При этом рост тока должен идти примерно по экспоненте, соответствующей процессу раскачивания при $\mu > 1$ (в отсутствие вторичного меха-

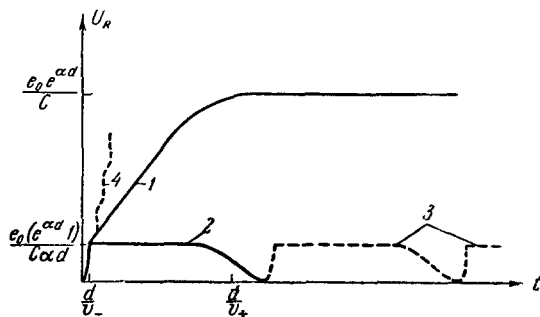


Рис. 5. Теоретические графики изменения со временем напряжения на сопротивлении R , включенном последовательно с искровым промежутком длиной d и емкостью электродов C .

1—одиночная лавина при $R=\infty$; 2—одиночная лавина при $R=\frac{1}{\alpha C d}$; 3—цепочка лавин при ионном вторичном механизме; 4—цепочка лавин при фотоэлектрическом вторичном механизме.

низма рост тока через некоторое время прекратился бы). После такого увеличения тока, при котором существенную роль начали бы играть объемные заряды, влияющие на увеличение μ , дальнейший рост тока должен снова бурно ускориться, завершаясь провалом напряжения при пробое. При больших напряжениях должны были бы получаться более круто идущие кривые, соответствующие большему μ .

Намеченная картина изменений тока на самых первоначальных стадиях пробоя наиболее адекватно отображает процесс раскачивания ионизации. Соответствие ей экспериментальных данных могло бы поэтому служить с е д ь м ы м критерием правильности теоретических схем, основанных на таком раскачивании.

2.1.9. В о с ь м о й, д е в я т ы й и д е с я т ы й к р и т е р и и — характер свечения на ранних стадиях пробоя, наличие фазы тлеющего разряда и пространственная структура разряда. До сих пор мы рассматривали критерии, основанные на количественном сравнении теоретических и экспериментальных значений того или иного параметра разряда. Рассмотрим в заключение несколько феноменологических критериев.

При любом механизме раскачивания ионизации вторичные электроны могут возникать в прикатодной области на значительных расстояниях от оси первичной лавины. В связи с этим образующиеся в ходе раскачивания лавины должны заполнять широкий объем в межэлектродном пространстве и разряд, по крайней мере на первых стадиях пробоя, должен иметь диффузный характер. Наличие или отсутствие диффузного разряда на этих стадиях могло бы служить в о с ь м ы м критерием правильности теоретической схемы, а экспериментальное обнаружение диффузного свечения — соответствующей ее проверкой.

Далее, при малых давлениях, при которых механизм пробоя, несомненно, связан с раскачиванием, диффузный разряд в ходе пробоя приводит к возникновению также диффузного тлеющего разряда, природа которого принципиально мало отличается от природы таунсендовского разряда (в обоих разрядах осуществляется взаимодействие α - и γ -ионизаций). В тлеющем разряде большую роль играет объемный заряд около катода, в образовании которого именно и заключается осуществляемый с помощью раскачивания процесс пробоя. Механизм раскачивания и тлеющий разряд находятся, таким образом, в отчетливой причинной связи.

Вместе с тем при высоких давлениях в результате пробоя возникает разряд, близкий к дуговому. Предполагая, что и при высоких давлениях начальные стадии пробоя осуществляются с помощью механизма раскачивания, естественно ожидать наличия и в этом случае признаков хотя бы кратковременной фазы, напоминающей тлеющий разряд.

Продолжительность существования этой фазы, естественно, должна была бы быстро сокращаться при увеличении перенапряжения при пробое. Поэтому можно было бы также ожидать, что при каком-то перенапряжении наступало бы исчезновение признаков фазы тлеющего разряда, совпадающее с прекращением существенной роли механизма раскачивания.

Фаза тлеющего разряда связана, таким образом, еще с одним, д е в я т ы м, критерием правильности теории.

Диффузный характер механизма раскачивания сам по себе не согласуется с образованием узкого контрагированного канала пробоя при высоких давлениях. Для того чтобы теоретические схемы, основанные на этом механизме, согласовывались с пространственной структурой поздних стадий разряда (мы назовем это д е с я т ы м критерием), должны быть найдены экспериментальные подтверждения процессов перехода от диффузной к каналовой структуре.

2.2. Стримерные теоретические схемы

2.2.1. Сущность механизма и основное уравнение. В 2.1, рассматривая физическую сущность и следствия основного уравнения теоретических схем с раскачиванием, мы указали десять критериев экспериментальной проверки этих схем. В конце 1930-х и в 1940-х годах у многих авторов^{97-103, 122, 142, 143} сложилось убеждение (даже и в то время недостаточно обоснованное¹¹⁰) в том, что соответствующий экспериментальный материал (в первую очередь относящийся к критериям 1, 2, 4, 6, 7, 8, 9 и 10) свидетельствует о несостоятельности теории Таунсенда. В связи с этим производились поиски новой основы теории электрического пробоя газов при высоких давлениях.

Теоретические схемы механизма пробоя, основанные на представлении о том, что пробой осуществляется в ходе развития отдельной (изолированной от остальных процессов в газовом промежутке) электронной лавины, которая, после образования в ее головке критического объемного заряда, перерождается в ускоренно растущий к аноду и катоду высокоионизованный канал (так называемый «стример»), были предложены в различных вариантах Слепяном¹⁸¹, Ретером¹⁴⁰, Миком и Лебом^{120, 99, 101, 102} и другими авторами^{65, 71, 119}.

Феноменологически стримерные теории главным образом опирались на наблюдения импульсных пробоев при значительных перенапряжениях, выполненные с помощью камеры Вильсона^{50, 137-139, 149} (незавершенные пробои) и затвора Керра^{32, 208, 209}, а также коронных разрядов^{95, 96, 76, 77, 198, 199}.

В этих работах было установлено, что обычные электронные лавины, развивающиеся по экспоненциальному закону со скоростью продвижения в сторону анода $\sim 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ (соответствует подвижности электронов), при больших значениях αL (L — путь лавины) перерождаются в аномальные лавины-стримеры, распространяющиеся почти одновременно к аноду и катоду со скоростью, на порядок более высокой. Никаких вторичных процессов около катода при этом не наблюдалось.

Названные авторы предположили, что такое перерождение нормальных лавин в аномальные является наиболее характерным процессом для пробоев при высоком давлении и что условие наступления пробоя должно быть связано с возможностью такого перерождения, а не с раскачиванием ионизации за счет взаимодействия α - и Γ -процессов.

Различные авторы высказывали разные более или менее умозрительные предположения о конкретном механизме перерождения лавины. Ретер, Мик и Леб связывали его с фазовым переносом ионизации за счет ускоренного роста в поле головки дочерних лавин, порожденных фотоэффектом в газе^{18-20, 37, 63, 136, 138, 176, 179}. Слепян и Генер рассматривали процесс как фазовый перенос в поле головки зоны высокой термоионизации газа. Те и другие объяснения носили характер качественных рабочих гипотез, не базирующихся на точных расчетах или доказывающих их экспериментах*). Расходясь во взглядах на физическую природу процесса перерождения, различные авторы по существу единообразно формулировали основное для теории условие — возможность перерождения лавины

*) В недавних работах, посвященных вопросу о развитии стримера, Френсис и Энгель^{53, 54} отметили, что оно может быть связано с усилением α -ионизации впереди головки из-за наличия там большого числа предварительно возбужденных атомов, имеющих как бы пониженный потенциал ионизации, а также с повышенной скоростью переноса вдоль электрического поля электронов, только что вырванных из нейтрального атома и не имеющих еще энергии, которая соответствовала бы расчетной электронной температуре.

в стример. Оно заключалось в том, что объемный заряд в головке нормальной электронной лавины, способной переродиться в стример, должен создавать местное электрическое поле, сравнимое по порядку величины с внешним полем электродов.

Расчет местного поля головки лавины учитывает α -ионизацию и диффузию электронов в ходе развития лавины, благодаря которой объемный заряд сосредотачивается в головке конечного объема. Исходя из несколько различных электростатических аналогий (шар, цилиндр) и приравнивая рассчитанный наибольший градиент поля электродов с некоторым неопределенным коэффициентом, названные авторы получают в качестве условия перерождения лавины и, таким образом, условия наступления пробоя уравнения типа ($x_{кр}$ —пути лавины до ее перерождения):

$$\frac{\exp \alpha x_{кр}}{x_{кр}} = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{\alpha \exp \alpha x_{кр}}{\sqrt{x_{кр}}} = \text{const}, \quad (2,11)$$

Эти уравнения, если в них вместо $x_{кр}$ подставить длину искрового промежутка d_s , в неявной форме представляют собой зависимость пробивного напряжения U_s (понимаемого как минимальное напряжение, приложенное к промежутку, при котором в нем может возникнуть стример) от d_s . Экспоненциальный характер зависимостей делает их малочувствительными к изменению неточно определенной константы в правой части и степени α в знаменателе левой части. Формально они весьма мало отличаются от уравнения (2,3), имеющего совсем иной физический смысл.

Если вообще пренебречь изменением знаменателя в уравнениях (2,11) по сравнению с быстрым изменением числителя, то может быть получено еще более простое уравнение, употребляемое в работах Ретера и др.*):

$$\alpha d = 20. \quad (2,12)$$

Число 20 в этом уравнении было подобрано Ретером на основе его наблюдений развития лавин в камере Вильсона.

Сопоставим теперь стримерные теоретические схемы с выявленными в 2.1 критериями проверки теоретических схем с расквашиванием.

2.2.2. Первый критерий—искривление графиков $\ln j$. С точки зрения стримерных схем искривление графиков $\ln j$ в стационарном несамостоятельном разряде могло бы быть связано с:

- а) Искривлением поля объемными зарядами при значительном токе^{135,203}.
- б) Влиянием объемного заряда головки на α -ионизацию при недостаточности его для образования стримера.

в) Наличием вторичных процессов, не приводящих к пробую, но несколько сказывающихся на токе несамостоятельного разряда.

Первую причину легко исключить, сравнивая ход графиков $\ln j$ для разных j_0 . Вторая и третья причины кажутся маловероятными, так как фаза перехода должна быть узкой, а из-за большого разброса U_s для стримерных схем приближение малой доли лавин к порогу должно резко увеличить вероятность пробоя. Во всяком случае нет оснований предполагать, что искривление графиков по второй причине дало бы постоянный вдоль графика коэффициент Γ . В самом деле, из уравнения (2,2) легко может быть выведена следующая формула¹¹⁰, определяющая ширину области изменения d , в которой может быть замечено искривление графика $\ln j$:

$$\kappa = \frac{\Delta(1-\kappa)}{\alpha d_s} - \frac{1}{\alpha d_s} \ln [e^{\Delta(1-\kappa)} - 1] \quad (2,13)$$

($\kappa = (d_s - d)/d_s$ — ширина указанной области, Δ — минимальное отклоне-

*) Это уравнение как эмпирическая формула приводилось еще Шуманном¹⁷⁸.

ние графика от прямой, которое может быть обнаружено при наличии экспериментального разброса точек). Подставляя в (2,13) известные значения α и принимая реальную величину $\Delta = 0,1$, находим, что $\kappa \sim 2\%$.

Такое приближение d к d_s из-за большого разброса пробивных напряжений, вытекающего из стримерных схем, представляется экспериментально неосуществимым. Существование Γ -механизмов в непосредственной близости к порогу пробоя из-за стримерного механизма означало бы, что два порога лежат весьма близко один от другого, что также кажется неправдоподобным.

Таким образом, стримерные схемы кажутся мало совместимыми с выявлением на экспериментальных графиках $\ln j$ для стационарного несамостоятельного разряда искривлений при d , близких к d_s .

2.2.3. Второй критерий — совпадение вычисленных и экспериментальных значений пробивного напряжения. В отличие от схем с раскачиванием, позволяющих вычислить пробивное напряжение с помощью уравнения (2,3) вполне точно (если только измерения тока в несамостоятельном разряде позволили бы определить точные значения α и Γ), стримерные схемы, из-за некоторой неопределенности выбора констант в уравнениях (2,11) и (2,12), не допускают точного расчета U_s . Таким образом, неопределенность выбора констант не противоречит заключению о приближенном соответствии экспериментальных и теоретических значений U_s , однако не позволяет использовать это соответствие в качестве убедительного критерия, подтверждающего теоретические схемы. Этот вывод усугубляется неопределенностью самой величины пробивного напряжения, вытекающей из статистического разброса развития лавин (см. 2.2.4 *).

2.2.4. Третий критерий — разброс измеряемых значений пробивного напряжения. На основе теоретических расчетов Вийсмана²¹⁰ и Леглера⁸⁶ функция распределения электронных лавин, прошедших путь x , по числу n содержащихся в них электронов

равна $\frac{1}{\exp \alpha x} \cdot e^{-\frac{n}{\exp \alpha x}}$ **). В соответствии с уравнением (2,12) примем, что лавина может превратиться в стример при условии $n = \exp \alpha_{кр} \cdot d$ (d — длина промежутка). Вероятность достижения этого значения n для лавины, берущей начало из слоя dx , на расстоянии x от анода (считаем, что пробой возникает под действием космической радиации, создающей электроны равномерно во всем объеме) равна

$$\frac{1}{\exp \alpha x} \int_0^{\exp \alpha_{кр} \cdot d} e^{-\frac{n}{\exp \alpha x}} dn = e^{-\exp (\alpha_{кр} d - \alpha x)}.$$

Для всех слоев dx от $x=0$ до $x=d$ соответствующая вероятность равна

$$P = \int_0^d e^{-\exp (\alpha_{кр} d - \alpha x)} dx. \text{ Это выражение для } P \text{ является функцией вхо-}$$

*) Один из авторов стримерных схем (87, стр. 424), учитывая этот разброс, указывал, что при небольшом ожидании статического пробоя на каждой ступени в ходе измерения U_s , последний практически наступает при напряжениях чуть ли не на 15% более высоких, чем минимальное напряжение, при котором возможно перерождение лавины в стример, определяемое предложенной 1-й второй формой уравнения (2,11)

**) Расчет Леглера ограничен условиями о том, что αx не превышает 10 и что отношение градиента κ должно быть больше потенциала ионизации газа. Второе условие выполняется для пробоев при высоких давлениях во всяком случае. Первое условие, возможно, для больших d выполняется не всегда, однако для нашей оценки разброса пробивных напряжений эта неточность вряд ли имеет существенное значение.

дящего в него параметра α , в свою очередь являющегося функцией электрического градиента, т. е. напряжения на промежутке. График P как функции U для воздуха при $d = 1$ см показан линией 2 на рис. 1.

Мы видим, что этот график идет значительно более полого, чем график для величины $1 - \frac{1}{\mu}$, который соответствует распределению вероятности пробоя на основе теоретических схем с раскачиванием. Оценку вероятного разброса пробивных напряжений, вытекающего из стримерных схем, дает производная величины P (линия 3 на рис. 1). Рис. 1 показывает, что разброс пробивных напряжений вокруг среднего значения, в случае возникновения пробоя под действием электронов, вызываемых космической радиацией, должен составлять более 3 кВ.

Если все электроны вырываются из катода под действием ультрафиолетового облучения, то распределение вероятности¹⁰¹ будет $P = e^{-\exp(\alpha_{кр} d - \alpha d)}$. Соответствующие графики P и $\frac{dP}{dU}$ показаны на рис. 1 кривыми 4 и 5.

Мы видим, что хотя распределение в этом случае является значительно более узким, чем при образовании первичных электронов в объеме, оно все же соответствует ожидаемому разбросу пробивных напряжений вокруг среднего значения порядка 600 в ($\sim 2\%$). Это также значительно превышает разброс, ожидаемый на основе схем с раскачиванием.

2.2.5. Четвертый критерий — зависимость U_S от материала катода. С точки зрения стримерных схем, не учитывающих каких-либо вторичных процессов у катода, зависимость U_S от материала катода может быть объяснена только весьма искусственными предположениями, как, например:

а) существованием разных для различных материалов темновых токов (например, из-за эффекта Петова¹³¹), влияющих на вероятность пробоя при коротких выдержках на низких ступенях напряжения;

б) существованием настолько высоких местных электрических полей из-за микроструктуры поверхности катода, которые могли бы изменить

величину $\int_0^d \alpha dx$.

Такие предположения не имеют никаких экспериментальных подтверждений. Влияние названных причин могло бы вызвать различия U_S для разных катодов, ничтожно малые по сравнению с разбросом U_S из-за статистической природы механизма пробоя. Поэтому экспериментальное подтверждение существования зависимости U_S от материала катода явилось бы веским доводом против стримерных теоретических схем механизма наступления пробоя.

2.2.6. Пятый критерий — зависимость U_S от ионизации внешним излучением. Зависимость U_S от j_0 по стримерным схемам может объясняться влиянием j_0 на вероятность пробоя при коротких выдержках на низких ступенях напряжения, а также при больших j_0 — действием искажений поля от объемного заряда на $\int_0^d \alpha dx$ (из-за положительного значения $d^2\alpha/d\xi^2$ искажения поля увеличивают этот интеграл²⁰³).

Оценка первого фактора дана в 2.2.5. Оценка второго фактора в литературе подробно не рассматривалась.

2.2.7. Шестой критерий — время формирования пробоя. С точки зрения стримерных схем максимальная длительность всего процесса формирования пробоя не может существенно превышать

время однократного прохождения электронной лавины от катода до анода (так как скорость продвижения стримера на порядок превышает скорость нормальной лавины, временем развития стримера можно пренебрегать). Для воздушного промежутка длиной 1 см при атмосферном давлении время прохождения лавины составляет около 0,08 мксек. При перенапряжениях стример должен образовываться после прохождения лавиной пути короче длины искрового промежутка и время формирования должно быть еще более коротким³¹.

Таким образом, для подтверждения стримерных схем эксперимент должен был бы при любых (сколь угодно малых) перенапряжениях давать времена формирования пробоя (которое нельзя смешивать со статистическим запаздыванием) $\leq 10^{-7}$ сек. Наличие экспериментальных значений времени формирования порядка 10^{-6} сек и более, предсказываемых схемами с раскачиванием, безусловно доказывало бы несостоятельность стримерных схем наступления пробоя.

2.2.8. Седьмой критерий — нарастание тока на ранних стадиях пробоя. В соответствии с 2.2.7 нарастание тока в случае развития пробоя по стримерным схемам должно было бы продолжаться не более $\sim 10^{-7}$ сек, после чего должен был бы наступать бурный рост тока, соответствующий провалу напряжения на промежутке за время $\sim 10^{-8}$ сек. Никакого циклического развития тока в течение более длительного времени стримерные схемы не допускают.

2.2.9. Восьмой, девятый и десятый критерии — характер свечения на ранних стадиях пробоя, наличие фаз тлеющего разряда и пространственная структура разряда. Из сказанного ясно, что по стримерным схемам свечение разряда с самых его ранних стадий и до его завершения должно сосредоточиваться в узком канале. Никакого диффузного свечения возникать не может. Фазы тлеющего разряда, соответствующей его диффузному характеру, ожидать не следует. Каналовая пространственная структура разряда естественно вытекает из теоретической схемы.

III. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ПРОБОЮ ВИДА А

3.1. Первый критерий — искривление графиков $\ln j$

До 1952 г. неоднократно проводившиеся эксперименты по измерению тока в несамостоятельном стационарном разряде^{10, 67-69, 118, 135, 164, 165} не позволяли обнаружить искривлений графиков $\ln j$ при давлениях газа, близких к атмосферному*). Это обстоятельство являлось одним из основных аргументов авторов стримерных теоретических схем в их критике схем с раскачиванием ионизации. Однако еще в 1943 г. было показано¹¹⁰, что точность выполненных к тому времени экспериментов была недостаточной для обнаружения искривления при больших p . Так, например, Баулс¹⁰, измеряя рост $\ln j$ с увеличением расстояния между электродами d (при постоянном электрическом градиенте $\mathcal{E}$), получал последнюю точку перед пробоем при $\kappa = \frac{d_S - d}{d_S} \cong 2,3\%$ и разброс точек, соответствовавший $\Delta \cong 0,1$, тогда как формула (2,13) при его значениях α требовала измерений j при $\mathcal{E}/p \cong 40$ в/см·мм рт. ст. (соответствует $d_S = 1$ см при атмосферном давлении) для κ меньше 2%. Значение $\kappa = 2,3\%$ соответствовало для Баулса $\mathcal{E}/p = 65$ в/см·мм рт. ст. ($pd_S \cong 65$ см·мм рт. ст.), которое

*) За исключением считавшихся ошибочными²⁰³ измерений Паавола¹³⁰, упомянутых в 2.2.2.

у него действительно было наименьшим значением $\mathcal{E}/p$, дававшим искривление графика $\ln j$.

Выполненные в самые последние годы со значительно большей точностью работы Льюэллина-Джонса и его сотрудников^{21-23, 33, 90}, а также работы Уилкса, Хопвуда и Пиккока²¹¹ и Де-Битетто и Фишера^{29, 30, 49} с полной несомненностью обнаружили искривления графиков $\ln j$ (см., например, рис. 6) для воздуха, азота, водорода и кислорода, позволяющие определить постоянный на значительном отрезке графика коэффициент Γ . Изменение величины j_0 позволило в названных опытах полностью исключить возможность искривления графиков из-за искажения поля объемными

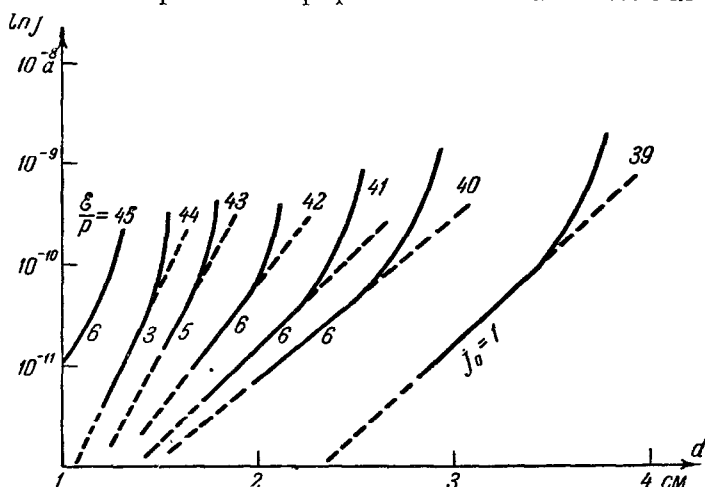


Рис. 6. Графики $\ln j$ в зависимости от d , взятые из работы Льюэллин-Джонса и Паркера⁹⁰.

Воздух, $p = 200$ мм рт. ст. Значения j_0 в амперах $\cdot 10^{-15}$ и $\mathcal{E}/p$ в в/см $\cdot$ мм рт. ст. указаны около соответствующих графиков.

зарядами²⁴. Начало искривления графиков, например, в работе⁹⁰ точно соответствует формуле (2,13), если в нее подставить взятые из этой работы значения α , d_s и Δ . В работе⁹⁰ стационарный ток несамостоятельного разряда измерялся при напряжениях только на 0,5%, а в работах Де-Битетто — Фишера — на 0,05% более низких, чем пробивное. Поэтому объяснение полученных искривлений причинами б) и в), упомянутыми в 2.2.2, представляется совершенно неправдоподобным.

Таким образом, в отличие от положения, существовавшего в период появления стримерных теорий, в настоящее время проверка по данному критерию весьма убедительно подтверждает правильность теоретических схем с раскачиванием.

3.2. Второй критерий — совпадение вычисленных и экспериментальных значений пробивного напряжения

До получения экспериментальных значений Γ из графиков $\ln j$ данный критерий в равной степени не мог служить для точной проверки теоретических схем обеих групп (из-за неопределенности коэффициентов, входящих соответственно в уравнения (2,3) или (2,4) и (2,11) или (2,12)). Стримерные схемы давали все же приемлемые расчетные значения U_s , если для вывода уравнений (2,11) использовалось равенство поля головки внешнему электрическому полю. Полное отсутствие объективных данных даже о порядке величины коэффициента Γ для высоких pd и тот факт, что значения Γ , полученные при измерениях $\ln j$ для низких pd , давали слишком

низкие расчетные U_S , служили аргументом для использования данного критерия против теоретических схем с раскачиванием.

Названные § 3.1 экспериментальные работы последних лет позволили получить объективные значения Γ для высоких pd , измеренные с удовлетворительной точностью и достаточно согласующиеся между собой. Так, например, для воздуха и хорошо очищенных никелевых электродов при E/p от 39 до 45 в/см·мм рт. ст. полученные значения⁹⁰ Γ лежат в пределах от $8 \cdot 10^{-6}$ до $1,5 \cdot 10^{-4}$. Для азота и таких же электродов и E/p одни³³ авторы получили Γ в пределах от 1,3 до $3,7 \cdot 10^{-4}$, другие²⁹ — от 9 до $10,5 \cdot 10^{-4}$. В случае водорода и таких же электродов при E/p от 20,3 до 25,1 в/см·мм рт.ст. и $d \sim 2$ см значения Γ , по данным Де-Битетто и Фишера, лежат в пределах от 1 до $2,4 \cdot 10^{-3}$ и также согласуются по порядку величины с данными других авторов^{23, 211} (для $d=1$ см и тех же значений pd величина Γ уменьшается примерно в 2 раза). Для кислорода и никелевого катода Де-Битетто и Фишер³⁰ получили при $E/p = 35,4$ в/см·мм рт. ст. величину $\Gamma = 0,045$, на порядок превосходящую значения, которые были получены для других газов.

Совершенно другим методом — осциллографическим наблюдением цепочек лавин (см. 2.1.8) были определены значения Γ для азота и медных электродов в работе Шмидт-Тидемани¹⁷⁵. При $pd \sim 50$ см·мм рт. ст. для окисленных электродов было получено $\Gamma \sim 1,5 \cdot 10^{-6}$, для электродов, очищенных отжигом в водороде $\Gamma > 10^{-3}$.

Сравнение пробивных напряжений, рассчитанных по формуле (2,3) (с подстановкой в нее экспериментальных значений α и Γ), с непосредственно измеренными значениями U_S (при одинаковых состояниях газа и электродов) давало у всех названных выше авторов удовлетворительное совпадение в пределах небольшой экспериментальной погрешности. Такое сравнение иллюстрируется графиком на рис. 7.

Повышенное значение Γ для кислорода компенсирует потерю при размножении электронов в процессе α -ионизации из-за образования отрицательных ионов^{70*}) и приводит к сравнимым значениям U_S для кислорода и азота при давлениях, близких к атмосферному^{30, 49}.

Мы видим, таким образом, что в настоящее время проверка по данному критерию вполне убедительно подтверждает правильность теоретических схем с раскачиванием.

3.3. Третий критерий — разброс измеряемых значений пробивного напряжения

Этому критерию до сих пор в литературе уделялось недостаточное внимание, хотя, как показано в 2.1.4 и 2.2.4, различие ожидаемых разбро-

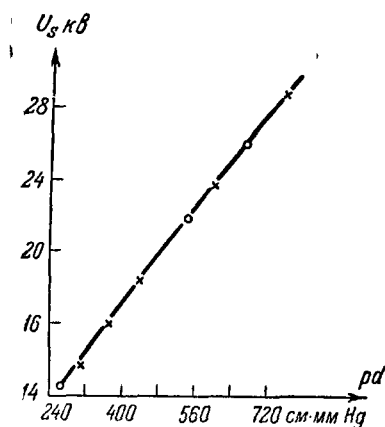


Рис. 7. Экспериментальные (○) и расчетные (×) значения U_S при различных pd для воздуха, полученные в работе Льюэллин-Джонса и Паркера⁹⁰.

*) Гебаль и Ривз⁶⁴, основываясь на обнаруженном Харрисоном и Гебалем⁷⁰ в электроотрицательных газах снижении α -ионизации из-за образования отрицательных ионов. вывели уточненную формулу вместо (2,2), учитывая, кроме коэффициентов α и Γ , еще коэффициент η , который характеризует процесс образования отрицательных ионов.

сов значений U_S для двух групп теоретических схем настолько велико, что от эксперимента можно ожидать вполне четкого подтверждения одной из этих групп. В настоящее время, однако, в литературе накопилось достаточно фактических данных для определенного вывода по этому критерию. Некоторые из таких данных сведены в таблицу I.

Таблица I

Данные о разбросе измеренных значений пробивного напряжения для пробоев вида А

Автор	№ по списку литературы	Газ	Давление, мм рт. ст.	d , см	Условия ионизации промежутка	Среднее пробивное напряжение, кВ	Относительная погрешность измерения U_S , %	Разброс измеренных значений U_S , %
Маршак	110	Воздух	760	1	Естественный фон	~ 30,5	0,08	0,08
Фишер—Бедерсон	42	То же	760	1	Фототок 10^{-12} а/см ²	~ 30	0,01	0,01
Фишер—Качикас	45	Азот	730	1	Естественный фон	~ 30	0,007	0,007
Керманн	80	Воздух	450	1,7	То же	29,6	0,1	0,1
Де-Битетто—Фишер	29	Азот	300	2	» »	24,99	0,01	0,016

Фишер⁴³ высказал предположение о том, что действительный разброс U_S , который можно было бы получить при достаточно точных регулировке и измерениях напряжения, не превышает 0,1 в (~0,0003%).

Сравнивая эти данные с расчетными, которые были приведены нами в 2.1.4 и 2.2.4, мы можем сделать вполне определенный вывод о том, что проверка по данному критерию убедительно подтверждает правильность теоретических схем с раскачиванием*). Следует отметить, что только благодаря весьма малому фактическому разбросу пробивных напряжений могли быть получены определенные выводы также и в отношении критериев 1, 2, 4, 5, 6 и 7 (проверка по трем последним критериям была бы, как мы увидим, невозможна без знания в ходе эксперимента весьма точного значения ΔU , для которого необходимо еще точнее знать U_S).

Наряду с экспериментальными данными для обычных газов, охарактеризованными таблицей I, в самое последнее время опубликованы рабо-

*) К экспериментальному материалу, связанному со статистической природой величины пробивного напряжения, относятся проведенные в самые последние годы работы Коджима и Като⁸⁴ и Фроммгольда и Шлумбома^{55, 56, 173} по проверке расчетов статистики роста электронных лавин Вийсмана и Леглера^{86, 210} (на которых основана теоретическая оценка разброса U_S для обеих схем развития пробоя). Эти работы показали, что до $ad \sim 15,5$ экспериментальное распределение лавин по числу n содержащихся в них электронов строго соответствует теоретической формуле $\frac{1}{\exp ad} \times \exp\left(-\frac{n}{\exp ed}\right)$. Коджима и Като нашли отклонения от этой формулы при больших pd . Однако Шлумбом и Фроммгольд установили, что при $ad \leq 15,5$ формула выполняется до pd по крайней мере ~1000 см·мм рт. ст., если только не начинают появляться вторичные лавины (из-за Γ -процессов), которые должны были играть существенную роль в работе Коджима и Като. При $ad > 15,5$ (до ~18,5, выше которого часто наступали пробой) наблюдается относительное уменьшение числа лавин с большим количеством электронов, связанное с действием собственных объемных зарядов лавин.

ты Пфауе и Ретера¹³⁴ и Франке^{54a} по изучению пробоев в парах органических веществ (спирт, метан, метилаль и др.), для которых коэффициент Γ имеет весьма малую величину ($\sim 10^{-9}$). В первой из этих работ отмечается неопределенность величины пробивного напряжения в условиях чисто стримерного статического пробоя и предлагается принимать за величину U_S в подобных условиях такое напряжение на пробивном промежутке, при котором не более чем 1% наблюдаемых лавин приводили бы к пробую.

Экспериментальное подтверждение специфически большого разброса пробивных напряжений в особом случае чисто стримерного статического пробоя является косвенным доказательством сделанного выше вывода в отношении данного критерия для обычных газов.

3.4. Четвертый критерий — зависимость U_S от материала катода

До 1943 г. в литературе было принято мнение о том, что для больших pd пробивное напряжение не зависит от материала катода. Мнение это основывалось на весьма старых работах^(17, 191, стр. 476), а также использовалось в качестве одного из основных аргументов при критике теоретических схем с раскачиванием ионизации.

В 1943 г. было экспериментально¹¹⁰ доказано различие между пробивными напряжениями для воздушных промежутков длиной 1 см при $p=760$ мм рт. ст. с катодами из никеля и графита, равное 0,7%. Это различие согласуется по порядку величины с теоретически ожидаемым значением. Аналогичные результаты были получены Трампом, Клаудом, Манном и Хансоном²⁰⁰ в 1950 г. для промежутков длиной 0,6—1,8 см в воздухе при давлениях в несколько атмосфер (электроды из нержавеющей стали и алюминия). В работах Даттона, Хайдона и Льюэллин-Джонса³³ и Де-Битетто и Фишера²⁹ были обнаружены различия U_S в зависимости от состояния поверхности катода, в точности соответствующие различиям в коэффициентах Γ , определенных по искривлениям графиков $\ln j$. В недавней работе Мильке¹³² также были обнаружены различия U_S для катодов из меди и стали (водород, $pd \sim 500$ см·мм рт. ст.).

В настоящее время можно считать доказанным существование зависимости пробивного напряжения от материала катода, подтверждающей наличие вторичных механизмов на катоде. Таким образом, проверка по четвертому критерию также подтверждает теоретические схемы с раскачиванием ионизации.

3.5. Пятый критерий — зависимость U_S от ионизации внешним излучением

Экспериментальные исследования зависимости пробивного напряжения U_S от фототока j_0 с катода, вызванного облучением последнего кварцевой лампой, в большом объеме проведены в работах Фукса и других авторов^{16, 57-62, 171}. Для разных газов, в самой широкой области изменения pd , получено подтверждение зависимости U_S от малых j_0 (до $\sim 10^{-9}$ а/см²), выраженной формулой (2,8). Пример соответствующих экспериментальных графиков для воздуха приведен на рис. 8.

Конкретные представления о том или ином Γ -механизме позволяют вычислить¹⁵⁶⁻¹⁶² коэффициент K , входящий в формулу (2,8). Единного Γ -механизма, который давал бы правильное значение этого коэффициента, подобрать не удастся. Однако порядок его величины получается правильным.

Так как преобразованию подобия (увеличение d и уменьшение p в a раз) соответствует уменьшение j_0 в a^2 раз, то из (2.8) следует, что $\frac{\Delta U}{U_S}$ должно оставаться постоянным в случае, если K/d является функцией pd .

Работы Фукса, Шумахера и Кеттеля^{57, 59} показали, что для азота и водорода этот закон не выполняется. Это обстоятельство дало указанным

авторам повод считать, что в названных газах существенную роль должен играть Γ -механизм, основанный на ступенчатой ионизации.

Независимо от совпадения расчетного и экспериментального значений коэффициента K , можно считать, что результаты экспериментальной проверки теорий по пятому критерию подтверждают теоретические схемы с раскачиванием ионизации.

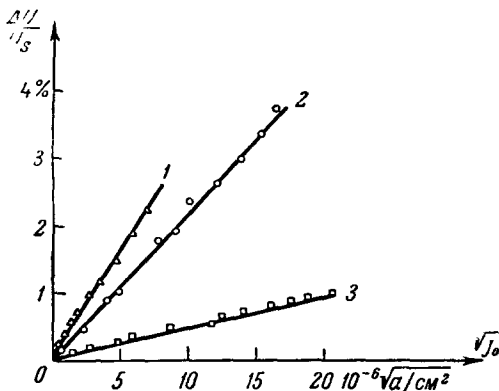


Рис. 8. Экспериментальные графики зависимости $\Delta U/U_S$ от $\sqrt{j_0}$ для воздуха при $p = 760$ мм рт. ст., $d = 0,6—2,6$ см, полученные в работе Фукс и Бонгартс⁵⁸:

1— $U_S = 70,5$ кВ, 2— $U_S = 52,0$ кВ; 3— $U_S = 19,8$ кВ.

3.6. Шестой критерий — время формирования пробоя

Как уже говорилось, начиная с 1923 г., когда было впервые обнаружено весьма малое время формирования t_{ϕ} (до 10^{-7} сек), и до 1943 г. имевшиеся экспериментальные материалы о величине t_{ϕ} при больших pd являлись одним из основных доводов в пользу отказа от теоретических схем с раскачиванием. В самом деле, в этот период было накоплено довольно много данных о весьма коротких t_{ϕ} (до нескольких наносекунд) при больших перенапряжениях^{52, 125, 129, 187, 188} или при весьма больших мгновенных фототоках с катода, вызванных освещением последнего вспомогательной искрой^{182, 209}. Эти данные согласуются с более поздними работами Флетчера, Розе и др.^{51, 89a}, получивших при больших перенапряжениях $t_{\phi} \sim 10^{-9}$ сек. В то же время материалы о t_{ϕ} при условиях, близких к статическому пробую, почти отсутствовали*). Экспериментальные данные о весьма коротких t_{ϕ} согласовались с непосредственными наблюдениями развития электронных лавин и стримеров, выполненных также при больших перенапряжениях с помощью затвора Керра и камеры Вильсона.

*) В этот период была опубликована работа Беллани и Тиг⁹ об импульсной электрической прочности воздушных промежутков длиной 1—64 см между сферическими электродами $\phi = 6,25—20$ см ($p = 760$ мм рт. ст.) при длительностях импульсов $t = 0,2—2$ мксек. Работа показала, что уже при $t = 1$ мксек пробивное напряжение на несколько процентов превышает пробивное напряжение, измеренное при $t = 2$ мксек. Эта работа, таким образом, косвенно доказывала наличие больших t_{ϕ} при малых перенапряжениях. Однако в тот период она не принималась во внимание большинством авторов, обсуждавших теорию пробоя. Следует также обратить внимание на работу Снодди¹⁸², который при напряжении, практически равном статическому, определял время формирования пробоя промежутка длиной 4 мм между двумя сферами $\phi = 6,5$ мм (поле не было вполне однородным). Измерялось запаздывание появления свечения в данном промежутке относительно начала вспомогательной искры, изображение которой кварцевой оптикой фокусировалось на катоде. Несмотря на весьма большие значения j_0 , которые могли привести к быстрому возрастанию μ , время формирования в этих условиях оказалось равным 0,2 мксек, т. е. приблизительно в 5 раз более высоким, чем максимальное время однолавиного пробоя в описанных условиях.

Вместе с тем развитие пробоя при значительных перенапряжениях, соответствующих $\mu \gg 1$, может сильно отличаться от его развития при весьма медленном подъеме напряжения (статический пробой, $\mu \cong 1$). Учитывая это обстоятельство, а также то, что фактические данные о t_{ϕ} в условиях, приближающихся к условиям статического пробоя, могут оказать решающее влияние на выбор правильной теоретической схемы, Маршак¹¹⁰ в 1943 г. осуществил измерения времени формирования пробоя плоского воздушного промежутка длиной ~ 1 см ($p = 760$ мм рт. ст.) при малых перенапряжениях (до 1%). Образец полученных в этой работе графиков показан на рис. 9.

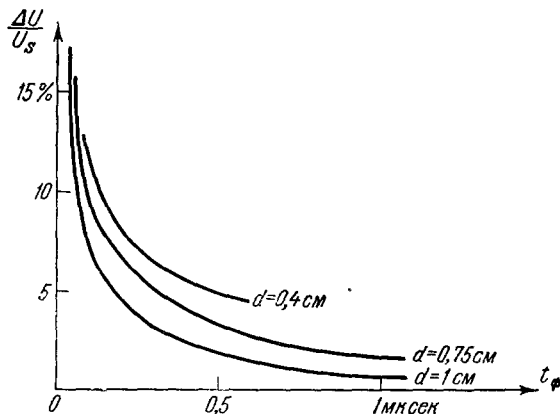


Рис. 9. Зависимость времени формирования пробоя t_{ϕ} от перенапряжения $\frac{\Delta U}{U_s}$ при малых значениях $\frac{\Delta U}{U_s}$, полученная Маршаком¹¹⁰. Воздух, $p = 760$ мм рт. ст.

Эти графики явно доказывали существование t_{ϕ} , не менее чем на порядок превосходящих наибольшее время формирования, совместимое со стримерной теоретической схемой наступления пробоя (для $d = 1$ см $t_{\phi} \sim 0,08$ мксек).

На основании полученных данных о зависимости t_{ϕ} от $\frac{\Delta U}{U_s}$ была высказана мысль¹¹⁰ о существовании границы перенапряжений, выше которой

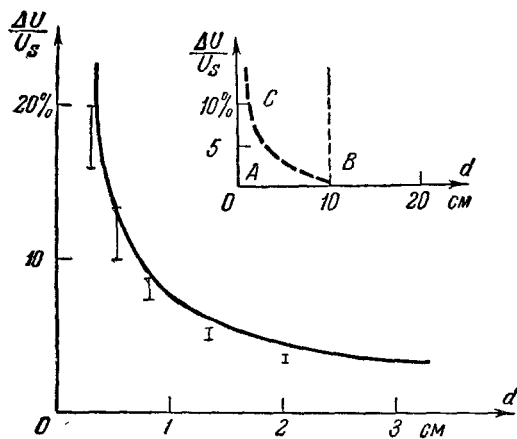


Рис. 10. Граница перенапряжений $\frac{\Delta U}{U_s}$ для искровых промежутков различных длин d , выше которой пробой развивается в соответствии со стримерным механизмом, а ниже — с механизмом раскачивания (воздух).

Кривая — из работы Маршана¹¹⁰, I — область, занятая экспериментальными точками из работы Кермана⁸¹. В правом верхнем углу — схематическое изображение границ между пробоями видов А, В, С.

время формирования становится короче времени однократного прохождения через промежуток электронной лавины и импульсный пробой начинает развиваться без раскачивания, в соответствии с чисто стримерным механизмом. По данным о t_{ϕ} для промежутков разной длины, полученным в этой работе и в работах Штригеля¹⁸⁷, Месснера¹²⁵ и Ньюмана¹²⁹, был построен график зависимости положения этой границы от длины промежутка, показанный на рис. 10. Этот график согласуется с данными Уайта²⁰⁹ о месте зарождения стримера в искровом промежутке, полученными при наблюдении пробоя с помощью затвора Керра (см. § 3.10). Он показывает, что с увеличением длины промежутка перенапряжение, необходимое для наступления

чисто стримерного пробоя, снижается. В связи с этим было сделано предположение о том, что при весьма больших длинах промежутков (для воздуха при атмосферном давлении ≥ 10 см), для которых пробивной

электрический градиент перестает зависеть от d (становясь для воздуха равным 26 кВ/см) и пробивное напряжение составляет несколько сот киловольт и более, границы чисто стримерного и статического пробоев сливаются и начинают оправдываться стримерные теоретические схемы наступления пробоя *).

В конце сороковых годов Фишер⁴³ также пришел к выводу о том, что наиболее убедительный выбор правильной теоретической схемы может быть сделан на основе материалов о времени формирования пробоя при малых перенапряжениях.

В соответствии с этим в течение последних десяти лет Фишером и его сотрудниками^{38-42, 44-48}, а также, независимо, Керманном, Ретером

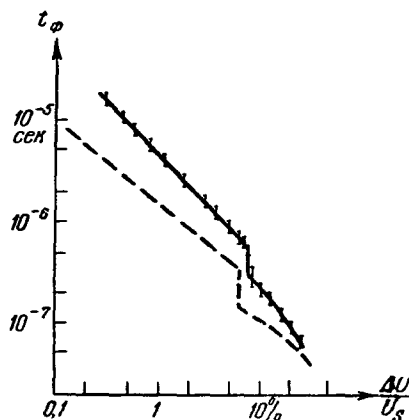


Рис. 11. Зависимость времени формирования пробоя от перенапряжения. Сплошная линия — экспериментальный график, полученный Керманном⁸², пунктирная — расчетная кривая по формулам Ретера¹⁴⁴. Сухой воздух, $d=2$ см, $p=500$ мм рт. ст.

воздуха, влияние которой, как показал Керманн^{82, 83}, весьма велико.

Керманном был обнаружен излом графика $t_\phi = f\left(\frac{\Delta U}{U_s}\right)$, построенного в двойном логарифмическом масштабе, который Керманн связывает с изменением механизма развития пробоя (переходом от механизма с первоначальным раскачиванием к чисто стримерному механизму). Качественно это согласуется с приведенным на рис. 11 расчетным графиком, который получен на основе приближенных вычислений, выполненных Ретером¹⁴⁴ для каждого из механизмов (положение излома соответствует времени прохождения промежутка электронной лавиной). Количественное расхождение между расчетными и экспериментальными значениями t_ϕ Керманн⁸³ объясняет выявленной недавно в работах Фогеля и Фроммгольда^{56, 206} задержкой α -ионизации. Основываясь на данных этих авторов, Керманн получил⁸³ намного лучшее совпадение расчетных и экспериментальных кривых для влажного воздуха.

На основе измеренных значений t_ϕ для промежутков с различными pd Керманн^{81, 83} и Ретер^{145, 147}, так же как и Маршак, наметили границу

*) Благодаря тому, что статический пробой в сильно неоднородном электрическом поле также несомненно осуществляется в соответствии со стримерными схемами, это дает рациональную основу для определения пробоев вида В как статических пробоев, наступление которых определяется чисто стримерным механизмом (см. схему границ между пробоями трех видов на рис. 10).

и другими авторами^{2, 36, 66, 79-83, 127, 145, 146, 183} было проведено большое число работ по измерению времени формирования пробоя при весьма малых перенапряжениях (до сотых долей процента) и изучению статистической природы t_ϕ и его зависимости от рода и давления газа, длины искрового промежутка и ионизации последнего внешней радиацией.

Результаты этих работ, в основном, подтверждают данные, полученные в работе¹¹⁰ и удовлетворительно согласуются друг с другом. На рис. 11 приведен образец зависимости времени формирования от перенапряжения, полученной в работе Керманна⁸². При равных d и $\frac{\Delta U}{U_s}$ Керманн для сухого воздуха получил примерно в три раза большие значения t_ϕ , чем были получены Маршаком. Соответствующее расхождение можно объяснить различием во влажности

перенапряжений, выше которой импульсный пробой начинает развиваться без раскачивания, в соответствии с чисто стримерным механизмом. Экспериментальные точки Керманна, определяющие эту границу, показаны на рис. 10. Как видно из этого рисунка, они удовлетворительно согласуются с соответствующим графиком Маршака.

При повышенной влажности воздуха Керманн обнаружил снижение границы перенапряжения между пробоями видов А и С (напряжение статического пробоя, определяемое механизмом раскачивания, возрастает с влажностью быстрее чем напряжение импульсного пробоя, при котором наблюдается излом логарифмического графика зависимости t_{ϕ} от $\Delta U/U_s$. Керманн связывает это явление с уменьшением Γ при росте влажности*). Медленный рост минимального напряжения чисто стримерного пробоя он относит к уменьшению с влажно-

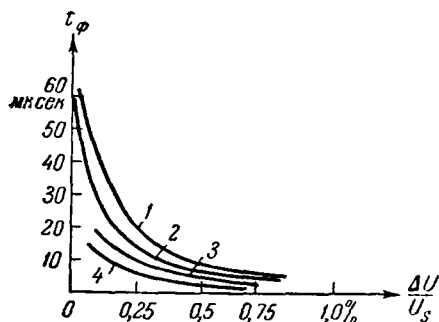


Рис. 12. Зависимость времени формирования от перенапряжения для воздушных промежутков разной длины, полученная в работе Фишера и Бедерсона⁴². $p=200-760$ мм. рт. ст. 1 — $d=1,4$ см; 2 — $d=1$ см; 3 — $d=0,6$ см; 4 — $d=0,3$ см.

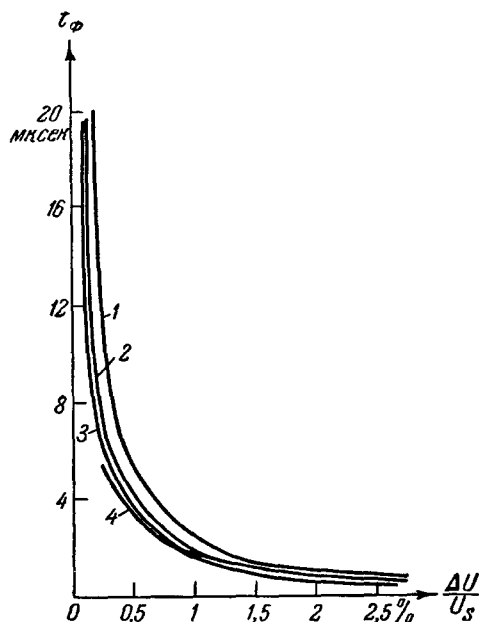


Рис. 13. Зависимости времени формирования от перенапряжения для воздуха при $p=760$ мм. рт. ст. (1) и азота при $p=725$ (2), $p=457$ (3) и $p=150$ (4) мм. рт. ст., полученные в работе Фишера и Качикаса⁴⁵. $d=1$ см.

стью также и коэффициента α . Снижение границы между пробоями видов А и С означает, что при увеличении влажности также снижается длина искрового промежутка, при которой наступает переход от статических пробоев вида А к статическим пробоям вида В.

Примеры экспериментальных результатов Фишера и Бедерсона⁴² и Фишера и Качикаса⁴⁵ приведены на рис. 12 и 13, а также представлены точками на рис. 3. Абсолютные значения t_{ϕ} у этих авторов находятся посередине между значениями Керманна для сухого воздуха и Маршака для комнатного воздуха.

Рис. 3 показывает, что эксперимент находится в удовлетворительном согласии с расчетом, основанным на механизме раскачивания, учитывая неточное знание коэффициентов α , Γ и подвижностей электронов и ионов.

Из рисунка 12 следует, что в отличие от первых данных, полученных в работе¹¹⁰, уменьшение длины промежутка при постоянном $\Delta U/U_s$ приво-

*) Аналогичное явление наблюдал Франке^{54а} при добавлении пара метилаля к пару метана. Согласующиеся с работами Керманна данные о влиянии влажности воздуха на U_s получены в работах^{38а, 52а}.

дит к сокращению t_{ϕ} . При очень малых $\Delta U/U_S$ такое влияние длины по данным Фишера, Бедерсона, Качикаса и Лессина⁴⁷ весьма велико (t_{ϕ} пропорционально d), что согласуется с упрощенными вычислениями авторов. Однако области изучения влияния d на t_{ϕ} в названных работах разные. Анализ данных Керманна не показывает заметной зависимости t_{ϕ} от d при изменении последнего от 1 до 2 см.

Из рис. 13 видно, что t_{ϕ} в азоте примерно в два раза короче, чем в воздухе, и почти не зависит от давления (слабая зависимость от p обнаруживается только при очень малых $\frac{\Delta U}{U_S}$ и больших t_{ϕ}). Тот же результат

Фишер и Бедерсон получили для воздуха, а Фишер и Лессин⁴⁷ — для водорода, дающего t_{ϕ} того же порядка, что воздух и азот. Генгер⁶⁶ вообще не обнаружил зависимости t_{ϕ} от p в интервале давлений от 25 до 760 мм рт. ст.

В работах Фишера и Качикаса⁴⁵ и Зоста¹⁸³ были также произведены измерения времени формирования пробоя при значительных фототоках j_0 . При соответственно сниженных пробивных напряжениях величина t_{ϕ} доходила в работе⁴⁵ до 100 мксек (большие значения t_{ϕ} не могли быть измерены). Увеличение j_0 при постоянстве напряжения приводило в работе¹⁸³ к сокращению t_{ϕ} , согласующемуся с расчетом Леглера^{87, 88, 147}.

В работах Фишера, Бедерсона и Качикаса упрощенно рассмотрен вопрос о статистическом разбросе времени формирования и делается вывод о том, что замеченное непостоянство t_{ϕ} целиком связано с небольшой нестабильностью напряжения в измерительной схеме.

Как показал позже Леглер^{87, 88}, этот вывод является ошибочным. Процесс формирования по схеме раскачивания является статистическим процессом. Приведенный на рис. 4 ступенчатый график дает пример статистического разброса значений времени формирования, полученного в работах Ретера, Фельдта и Зоста^{36, 183} и согласующегося с расчетом Леглера.

Измерения времени формирования в сочетании с правильным теоретическим расчетом процесса раскачивания ионизации позволяют в принципе оценить — насколько существенны в том или ином конкретном случае пробоя различные вторичные механизмы. Попытки в этом направлении, сделанные в работах Фишера, Бедерсона, Качикаса и Лессина, основывались на весьма упрощенном расчете. Однако названные авторы все же делают предположение о том, что основную роль при пробое в воздухе, азоте и водороде должен играть δ -механизм (фотоэффект на катоде). Более тщательное рассмотрение этого вопроса с использованием приближенного решения Дэвидсона²⁵ дано в работе Моргана¹²⁷, нашедшего, что при пробое в водороде при низких $\mathcal{E}/p$ (~ 40 в/см·мм. рт. ст.; $pd \sim 30$ см·мм. рт. ст.) 75% вторичных электронов образуется за счет δ -механизма, а 25% — за счет γ -механизма (вырывание электронов из катода бомбардировкой положительными ионами). При высоких $\mathcal{E}/p$ (~ 300 в/см·мм. рт. ст.) основную роль играет γ -механизм. Зост¹⁸³ приходит к выводу о том, что для пробоев в водороде и азоте при $pd \sim 1000$ см·мм. рт. ст. основную роль играет δ -механизм.

Весь обширный материал по измерениям времени формирования, накопленный с 1943 г., таким образом, показывает:

а) Наличие при малых перенапряжениях значений t_{ϕ} , явно несовместимых со стримерными теоретическими схемами механизма наступления статического пробоя вида А.

б) Согласованность выводов из теоретических схем с раскачиванием (в пределах точности расчетов, достигнутой в настоящее время) с данными о зависимости времени формирования от перенапряжения и со статистической картиной распределения запаздываний формирования.

в) Существование границы перенапряжений, ниже которой наступление импульсного пробоа обуславливается механизмом раскачивания, а выше — механизмом непосредственного образования стримера, а также границы длин искровых промежутков, ниже которой наступление статического пробоа обуславливается раскачиванием, а выше — образованием стримера. Для сухого воздуха при атмосферном давлении вторая граница лежит при $d \sim 10$ см, а первая для промежутков длиной 1 см — при $\Delta U/U_S = 6-8\%$. Для влажного воздуха обе границы могут снизиться примерно вдвое.

Экспериментальная проверка по шестому критерию подтверждает, таким образом, правильность теоретических схем с раскачиванием для пробоев вида А и позволяет установить рациональные границы между этим видом пробоев и смежными видами В и С.

3.7. Седьмой критерий — нарастание тока на разных стадиях пробоа

До создания новейшей электронной аппаратуры измерений нарастания тока на самых ранних стадиях пробоа в однородном поле при высоких давлениях не производилось. В последние годы опубликовано несколько

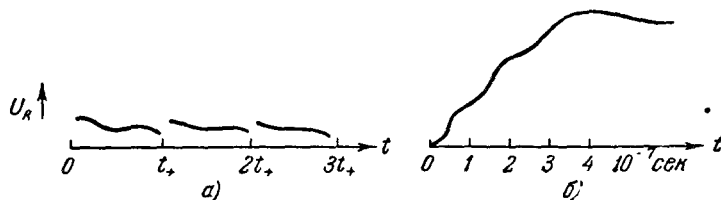


Рис. 14. Образцы осциллограмм напряжения на сопротивлении $R = \frac{1}{\alpha C d}$ при прохождении через газовый промежуток цепочек электронных лавин с различными вторичными процессами.
а) вырывание электронов с катода ионной бомбардировкой (γ -процесс);
б) фотоэффект на катоде (δ -процесс) ¹⁴⁶.

работ по измерению в этих условиях разброса числа электронов в отдельных лавинах ^{55, 56, 84, 173} (о которых говорилось в 3.3), развития цепочек процессов первичной и вторичной ионизации ^{134, 145-147, 174, 175, 205, 206}, а также роста тока до момента провала напряжения ^{4, 5, 78}.

В названных работах Шмидт-Тидеманн, Фогеля, Пфауе и Ретера приводятся осциллограммы напряжения на сопротивлении R , включенном между искровым промежутком с длиной d и межэлектродной емкостью C и конденсатором. Величина сопротивления R , в соответствии с расчетом, приведенным в 2.1.8, подбиралась равной $\frac{1}{\alpha C d}$. Образцы таких осциллограмм показаны на рис. 14. Из сопоставления этих осциллограмм с расчетными графиками на рис. 5 ясно, что осциллограммы являются прямым доказательством существования процесса раскачивания с двумя различными вторичными механизмами.

В последней работе Шмидт-Тидеманн ¹⁷⁵ на основе изучения подобных осциллограмм для различных газов делается вывод о том, что при $p d \sim 50$ см·мм рт. ст. в азоте доминирует γ -процесс (коэффициент $\Gamma (= \gamma)$ равен $1,5 \cdot 10^{-6}$ для катода из окисленной меди и $\gamma > 10^{-3}$ для катода из меди, отожженной в водороде), а в водороде — δ -процесс ($\frac{\delta}{\alpha} = 5 \cdot 10^{-5}$

на окисленной и 10^{-6} —на очищенной меди; соответствующее значение $\gamma \cong 10^{-7}$). В кислороде оба процесса после окисления медного катода примерно одинаковы ($\gamma \cong \frac{\delta}{\alpha} = 10^{-6}$), а на свежеочищенной меди $\gamma \cong 10^{-7}$.

Применяя в качестве катода окисленный вольфрам, можно снизить Γ в кислороде до $\sim 10^{-9}$ и поднять тем самым напряжение статического пробоя настолько, что он будет непосредственно начинаться со стримерного механизма (по нашей классификации—перевести пробой из вида А в вид В). Это же было практически осуществлено в работах Пфауе и Ретера и Франке^{134, 54а}, исследовавших лавины в различных парах, в которых Γ составляет $\sim 10^{-9}$ (см. 3.3).

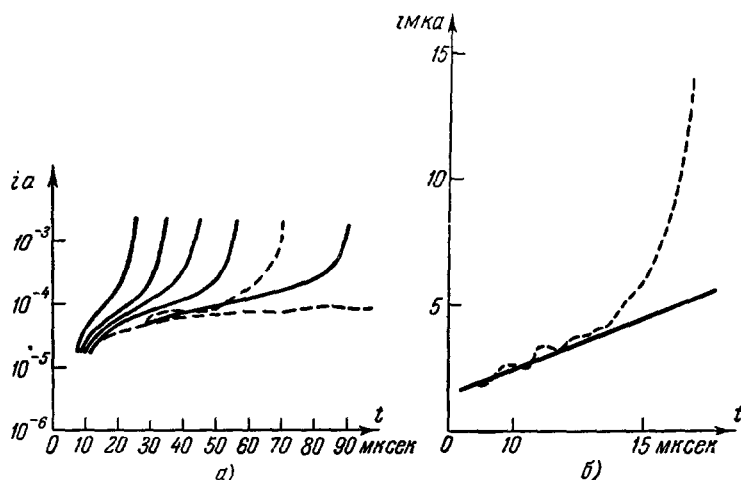


Рис. 15. Образцы графиков роста тока со временем на протяжении периода формирования пробоя.

а) из работы Банделя⁵, различные малые перенапряжения, воздух, $d = 1$ см;
б) из работы Клюкова⁷⁸, статическое напряжение пробоя, воздух, $d = 1$ см,
 $p = 105$ мм рт. ст., одиночный электрон.

В работе Фогеля²⁰⁶ было замечено замедленное развитие одиночных электронных лавин по сравнению с вычисленным из подвижности электронов (см. 3.6). Фогель связывает это замедление с тем, что часть электронов в лавине образуется не путем обычной α -ионизации, а за счет автоионизации дважды возбужденных молекул (эффект, известный из спектроскопии), происходящей с запаздыванием $\sim 10^{-8}$ сек.

В работах Банделя^{4, 5} и Клюкова⁷⁸ приводятся графики роста тока со временем при различных (малых) перенапряжениях или при статическом пробое на протяжении всего периода формирования пробоя (от 5 до 100 $\mu\text{сек}$). Образцы таких графиков показаны на рис. 15. Каждый график на рис. 15, а обрывается за 1 $\mu\text{сек}$ до пробоя. Увеличение перенапряжения приводит к увеличению крутизны графиков. При весьма малых $\Delta U/U_S$ ($\mu \cong 1$) или при напряжениях на несколько вольт ниже U_S иногда удается получить графики, образец которых показан на рис. 15, а пунктиром. Подобные графики соответствуют пробую, незавершенному вследствие обрыва цепочки раскачивания ионизации (из-за статистической природы последней). При больших j_0 и не слишком малых $\Delta U/U_S$ Бандель получил малый разброс хода графиков при одинаковых условиях. Уменьшение j_0 приводило у него к увеличению разброса при сохранении средней картины, не считая соответствующего снижения начальной ветви кривой.

Сопоставление экспериментальных графиков, подобных приведенным на рис. 15, с теоретически ожидаемым ходом изменения тока на разных стадиях пробоя, развивающегося по схеме раскачивания ионизации (см. 2.1.8) доказывает, что эти графики являются прямым доказательством процесса раскачивания ионизации в течение периода формирования пробоя (до бурного возрастания тока). Из прямолинейной части графиков, подобных приведенному на рис. 15, б, может быть вычислено соответствующее значение коэффициента Γ (равного в данном случае коэффициенту δ/α).

Таким образом, наличные экспериментальные материалы, относящиеся к седьмому критерию проверки теоретических схем, весьма убедительно подтверждают схемы с раскачиванием ионизации.

3.8. Восьмой критерий — характер свечения на ранних стадиях пробоя

До 1952 г. на основании наблюдений Даннингтона и Уайта, выполненных с помощью затвора Керра при коротких $t_{\text{ф}}$ ^{32, 208, 209}, считалось, что при пробое молекулярных газов в однородном поле (при высоких давлениях) первое свечение, которое можно зарегистрировать, создается при формировании стримера. Светящийся объем имеет при этом вид отрезка нити, быстро растягивающегося на всю длину промежутка. Исключение составляли гелий и, возможно, аргон ²⁰⁸. В первом из них Уайт замечал диффузное свечение, предшествовавшее формированию стримера.

Пятидесятые годы ознаменовались применением в исследованиях пробоя новейшей электронной аппаратуры — электронно-оптических преобразователей, фотоэлектронных умножителей и точнейших стабилизирующих устройств, позволившей заново проверить вопрос о характере свечения на ранних стадиях пробоя.

Леглер ¹⁴⁶, исследуя излучение одиночных лавин с помощью фотоэлектронного умножителя, соединенного с осциллографом, зарегистрировал цепочки раскачивания ионизации с фотоэлектрическим вторичным механизмом при напряжениях, на несколько вольт ниже, чем пробивное. При этом он нашел, что в области длин волн больше 220 мкм один квант света излучается в среднем на 2 пары ионов, образованных α -ионизацией. Предполагается, что большая часть излучаемой энергии сосредоточена в более коротковолновой части спектра.

Фишер и Качикас ⁴⁵, Лессин ⁸⁹, Бандель ^{5, 108}, Де-Битетто и Фишер ^{29, 49}, Шиохара ¹⁸⁰, исследуя пробивные напряжения при статическом пробое с точностью до десятых или сотых долей процента, обнаружили диффузное свечение, покрывающее анод, а иногда заполняющее весь промежуток до появления нитевидной искры. В первой из этих работ, в которой стабилизация напряжения, по-видимому, была менее точной, такое диффузное свечение наблюдалось только в азоте при $pd < 400$ см·мм рт. ст. и значительном фототоке j_0 с катода, вызванного внешним освещением.

В статьях Де-Битетто и Фишера (упоминающих также о соответствующих наблюдениях из ненапечатанной работы Лессина ⁸⁹) область изменения pd , в которой может возникнуть это явление, не ограничивается, а также не оговаривается, что оно возникает только при значительном j_0 . В работах указывается, что диффузное свечение соответствует току самостоятельного разряда ~ 1 мка. Такие ток и свечение стабильны в азоте и испытывают флуктуации в водороде. Порог возникновения соответствующего разряда весьма близок к статическому пробивному напряжению.

В работах Саксе и Чиппендейла ¹⁶⁷⁻¹⁶⁹ пробой воздушного промежутка длиной около 1 см ($p = 760$ мм рт. ст.) исследовался с помощью затвора, основанного на применении электронно-оптического преобразователя

(время закрытия $\sim 10^{-9}$ сек), а также путем торможения разряда высоким сопротивлением, не допускавшим его сильноточной фазы. В этих работах также отмечается наличие при статическом пробое диффузного разряда, который на несколько наносекунд опережает зарождение нитевидного канала стримера. Яркость диффузного разряда в процессе роста стримера увеличивается. Основываясь на спектре этого разряда, Саксе считает, что его свечение создается молекулами азота, бомбардируемыми электронами со скоростью $2 \cdot 10^8$ см/сек (неясно, почему Саксе видит в этом противоречие с ранее принятым значением скорости переноса электронов в поле $1,3 \cdot 10^7$ см/сек и даже говорит о неприменимости теории подвижности к данным условиям). Саксе отмечает важную роль для развития феноменологической картины пробоя параметров питающего контура (его индуктивности, внешнего сопротивления и емкости промежутка).

Результаты работ последних лет по изучению свечения на ранних стадиях пробоя, подтвердившие оптическим путем существование цепочек раскачивания ионизации в период прохождения одиночных лавин, а также диффузного разряда, предшествующего формированию узкого канала и соответствующего вторичному процессу на всей поверхности катода, убедительно подтверждают, таким образом, теоретические схемы с раскачиванием.

3.9. Девятый критерий — наличие фазы тлеющего разряда

Обнаружение предшествующего пробоем вида А диффузного разряда с наиболее интенсивным свечением, прилегающим к аноду, является одним из элементов доказательства существования в ходе пробоя фазы, напоминающей тлеющий разряд.

Работы Роговского¹⁵³, Бусса¹⁵ и, в особенности, Керманна⁸⁰⁻⁸² по осциллографированию напряжения на искровом промежутке дают еще один важный элемент такого доказательства. Названными работами установлено, что напряжение на промежутке при пробоях вида А падает до нескольких десятков вольт (соответствующих дуговому напряжению) не непосредственно, а проходя некоторую кратковременную ступень. Керманн⁸⁰ нашел, например, что в воздухе при $U_s = 17,8$ кВ высота ступени равна $\sim 0,85 U_s$, независимо от величины перенапряжения (она также, по видимому, не зависит от pd), а длительность равна $0,2-0,8$ мксек (весьма нестабильна, имеется тенденция к уменьшению при росте перенапряжения). При переходе $\frac{\Delta U}{U_s}$ через границу, разделяющую пробой видов А и С (определяемую по ступени графика зависимости t_{ϕ} от $\Delta U/U_s$ и по тому, что t_{ϕ} становится короче времени прохождения промежутка однократной лавиной), ступень исчезает. Снижение этой границы в связи с увеличением длины промежутка или повышением влажности воздуха приводит к соответствующему уменьшению максимального напряжения, при котором наблюдается ступень. Переходная область изменения $\Delta U/U_s$, в которой исчезает ступень, совпадая в среднем с границей между пробоями видов А и С, имеет довольно большую ширину (несколько процентов U_s) и характеризуется тем, что ступень в ней наблюдается нерегулярно. Керманн считает, что наличие ступени является признаком пробоя, начинающегося с раскачивания ионизации, а ее отсутствие — признаком чисто стримерного механизма.

Наблюдения стадии диффузного разряда и ступени напряжения при пробоях вида А дают то недостававшее звено в общей последовательности

процессов при пробое, которым завершается раскачивание ионизации (по своей природе могущее привести только к форме, напоминающей тлеющий разряд) и на протяжении которого подготавливается переход к контрагированной структуре разряда, соответствующей его конечной форме — дуге.

Обнаружение этого звена подкрепляет общий комплекс аргументов в пользу теоретических схем с раскачиванием.

3.10. Десятый критерий — пространственная структура разряда

Специфическая пространственная структура пробоя при высоких давлениях, характеризуемого контрагированным, иногда извилистым, каналом, использовалась авторами стримерных теоретических схем в качестве одного из основных аргументов, якобы доказывавших несостоятельность теоретических схем с раскачиванием ионизации.

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал дает достаточное подтверждение процессов перехода от диффузной к каналовой структуре разряда. Работы Саксе, Чиппендэйла¹⁶⁶⁻¹⁶⁹, Хадсона (коротко описана в докладе Леба¹⁰⁸), а также Филиппса и Аллена (коротко описана в докладе Мика¹²⁴) показали, что после нескольких наносекунд существования диффузного разряда в газовом промежутке формируется яркий нитевидный канал-стример, прорастающий затем в сторону обоих электродов со скоростью головки $(0,2 \div 1)10^9$ см/сек. Наблюдается одновременное образование нескольких стримеров, причем благодаря действию продуктов первого стримера стримеры, зародившиеся несколько позже, могут иметь большую скорость прорастания. После того как стример доходит до анода, яркость канала, при достаточной мощности питающего контура, резко возрастает. Спектр стримера принципиально не отличается от спектра заверщенного канала искры.

В случае снятия напряжения до завершения роста стримера или наличия весьма большого сопротивления в разрядной цепи стример прорастает не на всю длину промежутка. Часть промежутка, не пройденная стримером, заполняется диффузным голубоватым свечением.

Полученная в последних работах картина статического пробоя в воздухе согласуется с картиной пробоев при малых перенапряжениях, задолго до того полученной Уайтом^{208, 209} с помощью затвора Керра для пробоев в различных газах. Вместе с тем в работе Уайта²⁰⁹ было замечено еще одно обстоятельство, весьма важное для понимания процессов перехода от диффузной к каналовой структуре разряда. Речь идет об изменении места первого появления светящегося канала в зависимости от величины перенапряжения. При малых $\Delta U/U_S$ Уайт так же, как и Саксе, наблюдал зарождение стримера у катода. При увеличении $\Delta U/U_S$ место зарождения стримера постепенно перемещалось в сторону анода и при $\Delta U/U_S \sim 12\%$ примыкало к аноду (см. рис. 16). Дальнейшее увеличение перенапряжения приводило к тому, что место зарождения стримера снова передвигалось в середину промежутка. При перенапряжениях до 12% определенному $\Delta U/U_S$ соответствовало вполне определенное положение места зарождения стримера относительно электродов, а при более высоких перенапряжениях — место зарождения становилось нестабильным.

В работе Маршака¹¹⁰ было дано следующее объяснение замеченной Уайтом закономерности, которое полностью согласуется также с поздней-

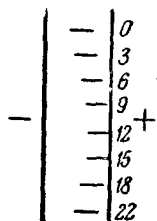


Рис. 16. Области зарождения стримера при разных перенапряжениях ($\Delta U/U_S$) по Уайту²⁰⁹

шими наблюдениями Саксе. Зарождение стримера при малых перенапряжениях возможно только после создания в результате раскачивания иони-

зации значительного объемного заряда, повышающего $\int_0^d \alpha dx$. Так как

при этом почти все падение потенциала на промежутке сосредоточивается в узкой области около катода, то перерождение одной из лавин в стример должно произойти на границе этой области, т. е. недалеко от катода.

По мере увеличения $\Delta U/U_s$ требуется все меньшее повышение $\int_0^d \alpha dx$

за счет объемного заряда, что соответствует более широкой области падения потенциала в промежутке, а значит — удалению места перерождения лавины от катода. При перенапряжении, соответствующем границе между пробоями видов А и С, создается возможность чисто стримерного пробоя, т. е. перерождения в стример однократных лавин. Прежде всего эта возможность относится к лавинам с максимальным количеством электронов, т. е. прошедшим весь путь от катода до анода. Поэтому место зарождения стримера при минимальном перенапряжении, соответствующем переходу от механизма с раскачиванием к чисто стримерному механизму, должно прилегать к аноду. Дальнейшее увеличение перенапряжения создает условия для перерождения в стример лавин, не прошедших всю длину промежутка. Поэтому область зарождения стримера может отойти от катода и должна стать нестабильной из-за нестабильности места появления начальных электронов, образующих лавины.

Мы видим, таким образом, что благодаря получению экспериментальных доказательств существования процессов перехода от диффузной к каналовой структуре разряда последняя уже не может служить аргументом против теоретических схем с раскачиванием.

IV. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОБОЯ ВИДА А

Как было показано в главе III, теоретические схемы с раскачиванием ионизации находятся в полном согласии со всем накопленным за последнее время экспериментальным материалом. Напротив, стримерные теоретические схемы первоначального развития пробоя при малых превышениях статического пробивного напряжения, не слишком длинных промежутках, слабой неоднородности поля и слабой внешней ионизации находятся в противоречии со многими экспериментальными данными и должны быть отвергнуты (исключения составляют пары органических веществ, а также, при особом выборе катода, кислород, для которых особенно мал коэффициент вторичной ионизации Γ).

Вопрос о конкретных механизмах вторичной ионизации, обеспечивающих расширенное воспроизведение электронных лавин в процессе раскачивания (до значительного увеличения тока, приводящего к искажению поля объемным зарядом) остается и в настоящее время еще полностью нерешенным. Важнейшую роль среди этих механизмов играет фотоэффект на катоде, вызванный излучением атомов, которые возбуждаются в ходе развития лавин (δ -процесс). Это подтверждается:

а) соответствующими значениями времени формирования пробоя при малых перенапряжениях;

б) результатами осциллографирования цепочек лавин и нарастания тока на ранних стадиях пробоя;

в) ростом интенсивности диффузного свечения в ходе прорастания стримера.

По всей вероятности, этот процесс вторичной ионизации в большинстве случаев не является единственным (особенно при весьма малых перенапряжениях, при которых время формирования пробоя достигает сотен микросекунд), а дополняется также процессом вырывания электронов при бомбардировке катода положительными ионами (γ -процесс), а, возможно, также и другими процессами.

Механизм раскачивания ионизации действует только на самой первой стадии пробоя газа при высоких давлениях. С его помощью в газовом промежутке создается значительный плоский объемный заряд, приводящий к сосредоточению поля в прикатодной области. Одновременно на короткий период времени устанавливается диффузный разряд, близкий по своей природе к аномальному тлеющему разряду. После этого наступает вторая стадия пробоя, в которой доминирующим является стримерный механизм. В этом механизме основную роль играет сосредоточенный (почти точечный) объемный заряд, который образуется в головке одной из статистически наиболее благоприятно развивающихся электронных лавин. Заряд этот создает настолько большое местное искажение поля, что становится возможным фазовый перенос фронта повышенной ионизации вдоль промежутка в сторону анода и катода. Тонкий канал газа, остающийся за этим фронтом, заполняется нейтральной высокоионизованной плазмой. Последняя обеспечивает прохождение весьма большого электрического тока, после того как канал замыкает промежуток между катодом и анодом и создает приэлектродные области разряда, близкие по своей природе к соответствующим областям дуги.

Вопрос о конкретной природе фазового переноса фронта повышенной ионизации в поле сосредоточенного объемного заряда головки остается в настоящее время также открытым. Этот перенос может объясняться: а) термической ионизацией газа (при которой действуют всевозможные элементарные процессы ионизации атомов), б) фотоионизацией атомов, находящихся на некотором расстоянии впереди головки, в результате которой повышенная α -ионизация создает на коротком пути дочернюю электронную лавину с зарядом в головке, равным заряду в головке лавины-матери, в) ускоренным движением электронов после вырывания их из атомов, пока они не приобрели кинетической энергии, соответствующей электронной температуре, г) ударной ионизацией возбужденных атомов, находящихся перед головкой лавины.

Увеличение перенапряжения при импульсном пробое создает условия для начала второй ступени пробоя — развития стримера — при меньшем сосредоточении поля у катода и, следовательно, меньшем плоском объемном заряде, образующемся в результате раскачивания ионизации. Это приводит к сокращению времени формирования пробоя, ускоренному возрастанию тока на ранних стадиях разряда, а также перемещению области зарождения стримера в сторону анода. При некоторой величине перенапряжения образование стримера становится возможным без сосредоточения поля под действием плоского объемного заряда. В этом случае пробой может начаться непосредственно со второй стадии — развития стримера, как это предполагалось стримерными теоретическими схемами. Переход к пробое, начинающемуся непосредственно со второй стадии, характеризуется целым рядом признаков, среди которых в первую очередь могут быть названы: а) время формирования пробоя становится приблизительно равным времени прохождения промежутка одной электронной лавиной; б) на графике зависимости времени формирования от перенапряжения отмечается излом, связанный с переходом к принципиально новому механизму формирования; в) область зарождения стримера перемещается к самому аноду; г) осциллограммы разности

потенциалов между электродами искрового промежутка перестают показывать ступеньку, соответствующую фазе диффузного («тлеющего») разряда.

Напряжение, при котором развитие пробоя начинается непосредственно со второй стадии, является, по существу, пробивным напряжением с точки зрения стримерных теоретических схем. Оно должно соответствовать всем закономерностям, которые выведены из этих схем в 2.2, и, в том числе, — статистической закономерности, определяющей разброс измеренных значений этого напряжения. В соответствии с установленной в 2.2.4 величиной разброса измеренных значений пробивного напряжения вокруг его среднего значения, равной ~ 600 в (при вылете начальных электронов с катода, что соответствует пробоем при освещении катода ультрафиолетовым излучением), граница перенапряжений, при переходе через которую исчезает стадия раскачивания ионизации, не должна быть резкой, а должна занимать статистическую область с полушириной ~ 600 в. Это как раз соответствует области изменения перенапряжений, в пределах которой осциллограммы разности потенциалов между электродами искрового промежутка иногда имеют ступеньку тлеющего разряда, а иногда ее не имеют⁸¹.

Проявлением статистической природы пробоя, начинающегося непосредственно со второй стадии, является неопределенность положения области зарождения стримера при больших перенапряжениях.

Импульсный пробой в однородном поле не слишком больших промежутков при небольшом перенапряжении, при котором разряд начинается с раскачивания ионизации, качественно аналогичен статическому пробоем таких же промежутков. Импульсные пробои таких промежутков при большом перенапряжении, при которых разряд непосредственно начинается с формирования стримера, качественно отличаются от пробоев вида А и составляют отдельный вид С.

Граница между пробоями видов А и С является, таким образом, довольно широкой зоной, в пределах которой в отдельных случаях пробой начинается с раскачивания ионизации, а в других — непосредственно с формирования стримера.

При увеличении длины промежутка граница перенапряжений, разделяющая пробои видов А и С, снижается. Для сухого воздуха при атмосферном давлении величина перенапряжений, соответствующих переходу от пробоев вида А к пробоям вида С становится практически равной соответствующему статистическому разбросу при длине промежутка, приблизительно равной 10 см. Начиная с этой длины промежутков, непосредственно формированием стримера может начаться даже статический пробой. Также начинается статический пробой в сильно неоднородных электрических полях. Поэтому статические пробои длинных промежутков (длиннее ~ 10 см для сухого воздуха) в однородном поле и пробои в сильно неоднородных полях по характеру их механизма могут быть отнесены к единому виду В. Граница между пробоями видов А и В является также довольно широкой зоной, ширина которой определяется статистическим разбросом в развитии электронных лавин.

Увеличение влажности воздуха или специальная обработка катода, снижающая величину коэффициента вторичной ионизации Г, могут привести к уменьшению длины промежутка, при которой начинается область пробоев вида В, а также к снижению относительной величины перенапряжения*), при которой начинается область пробоев вида С.

*) При одновременном повышении абсолютной величины пробивного напряжения.

V. ПРОБОЙ ГАЗОВОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ЕГО ИНТЕНСИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ, СОЗДАЮЩИМ В ГАЗЕ СВЕЯЩИЙСЯ КАНАЛ (ПРОБОЙ ВИДА Е)

5.1. Напряжение зажигания как аналог пробивного напряжения

Если под понятием «пробой» подразумевать явление, при котором газовый промежуток переходит от состояния низкой электропроводности к состоянию весьма высокой проводимости, то этим понятием охватывается и процесс зажигания ряда газоразрядных приборов (импульсные лампы, разрядники, лампы сверхвысокого давления и т. д.), управляемых с помощью вспомогательного источника высокого напряжения (импульсного трансформатора, bobины и т. п.). При включении такого газоразрядного прибора по схемам, примеры которых приведены на рис. 17, замыкание

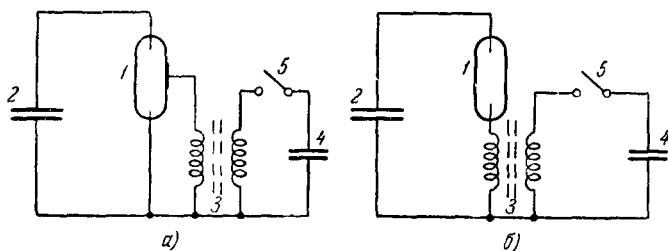


Рис. 17. Примеры схем включения приборов, использующих пробой вида Е.

а) схема с внешним электродом зажигания, б) схема без вспомогательного электрода. 1—газоразрядный промежуток (лампа, разрядник); 2—источник питания сильноточного разряда (заряженный конденсатор, сеть); 3—импульсный трансформатор; 4—конденсатор питания импульсного трансформатора (заряжаемый от 2 или от отдельного источника); 5—коммутирующий элемент (синхроконтакт, тиратрон, вспомогательный разрядник и т. п.).

коммутирующего устройства 5 создает импульс высокого напряжения на вспомогательном или на одном из основных электродах прибора, сопровождающийся образованием тонкого светящегося канала между основными электродами. Образование этого вспомогательного канала, очевидно, является пробоем вида С*). Однако ввиду малой мощности и кратковременности импульса высокого напряжения этот вспомогательный пробой сам по себе не приводит газовый промежуток в состояние высокой проводимости, так как при малом напряжении источника 2 за ним не следует существенного разряда, питаемого от этого источника.

Постепенное повышение напряжения на источнике 2, в ходе которого время от времени производятся повторные вспомогательные пробои, приводит в конце концов к тому, что один из таких вспомогательных пробоев переходит в основной пробой с бурным возрастанием тока в цепи, питаемой от источника 2. Этот именно основной пробой мы и называем пробоем вида Е.

Минимальное напряжение U_3 на источнике 2, при котором может произойти такой основной пробой (так называемое напряжение зажигания газоразрядного прибора), является аналогом пробивного напряжения при

*) В случае создания вспомогательного канала с помощью внешнего электрода зажигания (рис. 17, а), его формирование должно быть связано с зарядами на стенках, механизм взаимодействия с которыми должен быть аналогичен механизму, описанному Вармольдцем²⁰⁷.

статических пробоях видов А и В, о которых говорилось в предыдущих главах. Это напряжение может лежать значительно ниже напряжения обычного статического пробоя того же газового промежутка в отсутствие вспомогательного высоковольтного импульса (так называемого напряжения самопробоя прибора U_c).

Настоящая глава посвящена вопросу о физическом критерии, определяющем величину напряжения зажигания при пробое вида Е.

5.2. Схема механизма пробоя и критерии ее экспериментальной проверки

Выработка существующего представления¹¹⁶ об условии наступления пробоя вида Е основывалась на учете следующих особенностей такого пробоя, известных из разработок и эксплуатации основанных на нем газоразрядных приборов: а) определенность величины напряжения зажигания, б) значительно более низкая величина U_z для приборов, наполненных инертными газами, по сравнению с приборами, наполненными молекулярными газами, в) резкое возрастание U_z при добавлении к инертному газу небольших примесей молекулярного газа, д) снижение U_z при уменьшении давления газа и расстояния между электродами и увеличение мощности зажигающего импульса, е) уменьшение разности между напряжением зажигания разряда U_z и напряжением его погасания U_n (остаточное напряжение на конденсаторе, питающем прибор) при уменьшении внутреннего диаметра разрядной трубки. Эта разность стремится к нулю в случае, если диаметр трубки приближается к диаметру канала вспомогательного разряда, определяемого стримерным механизмом.

Механизм погасания разряда, питаемого от конденсатора, может быть выведен из представления о балансе энергии в сформированном импульсном разряде, ограниченном стенками разрядной трубки¹¹³⁻¹¹⁵. В ходе разряда, по мере снижения электрического градиента $\mathcal{E}$ вследствие падения напряжения на конденсаторе, относительная доля потерь на стенках в общем балансе энергии быстро возрастает, приближаясь к 100%. При низких значениях градиента подводимая к каналу разряда электрическая мощность быстро снижается из-за характерного резкого роста удельного сопротивления плазмы¹¹⁵ и при каком-то значении E перестает компенсировать потери энергии на стенках, вследствие чего должно произойти резкое автоматическое выключение разряда (охлаждение канала приводит к увеличению его сопротивления, а последнее — к дальнейшему уменьшению его мощности и еще большему охлаждению и т. д.). Так как относительная потеря энергии на стенках увеличивается с уменьшением диаметра канала, напряжение погасания разряда в узких трубках должно быть выше, чем в широких (что действительно наблюдается на опыте).

Сближение U_z и U_n для особенно тонких трубок подсказывает мысль о том, что пробой вида Е является процессом, обратным процессу погасания импульсного разряда. Созданный при вспомогательном пробое канал ионизированной плазмы между основными электродами газового промежутка может либо быстро деионизоваться, если мощность тока, проходящего в плазме под действием основного источника напряжения, недостаточна для покрытия его энергетических потерь в окружающее пространство (случай отрицательного баланса мощности), либо начать расширяться, если мощность тока превышает потери (случай положительного баланса). Расширение канала приводит к еще большему превышению подводимой мощности (пропорциональной квадрату диаметра) над мощностью потерь (пропорциональной первой степени диаметра). Таким образом, переход от отрицательного к положительному балансу мощности является весьма

критичным и ведет к лавинному возрастанию тока, характерному для всех видов пробоя при высоких давлениях. Условие осуществления положительного баланса мощности может быть отождествлено с условием наступления пробоя вида Е.

Это представление полностью согласуется с отмеченными выше особенностями пробоя вида Е. В самом деле, определенность величины U_3 вытекает из определенности баланса мощности в заданном канале плазмы вспомогательного пробоя и критичности условия наступления пробоя. Малое сечение рассеяния электронов атомами инертных газов (эффект Рамзауэра^{148, 149}) объясняет более низкую величину электрического градиента, необходимую для обеспечения положительного баланса мощности в инертных газах по сравнению с молекулярными, и соответственно более низкие значения U_3 в инертных газах. Уменьшение расстояния между электродами позволяет получить равный градиент при уменьшенном напряжении на промежутке и таким образом также снизить U_3 . Увеличение мощности вспомогательного импульса приводит к увеличению проводимости и диаметра первоначального канала плазмы, благодаря чему положительный баланс мощности может в нем установиться при пониженном градиенте.

Перечисленные зависимости свидетельствуют о качественном соответствии между теорией и экспериментом. Особо следует остановиться на зависимостях U_3 от параметров, наиболее сильно влияющих на величину напряжения зажигания: давлении газа и количестве молекулярных примесей к инертным газам. Эти зависимости позволяют осуществить также количественную проверку теории.

Основываясь на уравнении баланса мощности в канале плазмы, созданном вспомогательным пробоем, можно вывести¹¹⁶ следующие соотношения:

$$(U'_3/U_3)^2 = 1 + K\theta, \quad (5,1)$$

$$K = \frac{1-x}{r} Q_1 / \left(Q_i + \frac{1-x}{x} Q_0 \right), \quad (5,2)$$

$$U_3^2 = \text{const} \cdot p. \quad (5,3)$$

Здесь U_3 и U'_3 — напряжения зажигания в чистом инертном газе и в инертном газе с малой примесью θ (малая дробь) молекулярного газа, x — степень ионизации плазмы канала вспомогательного пробоя, Q_0 , Q_1 и Q_i — сечения рассеяния электронов соответственно атомами инертного и молекулярного газа и ионом, p — начальное давление газа.

Особенный интерес представляет случай, когда величиной xQ_1 можно пренебречь по сравнению с $(1-x)Q_0$ (случай маломощного вспомогательного импульса). При этом уравнение (5,2) принимает вид:

$$K = Q_1/Q_0. \quad (5,4)$$

Угловой коэффициент прямой (5,1) в этом случае становится равным отношению сечений рассеяния электронов атомами примеси и инертного газа.

Уравнения (5,1) и (5,3) могут быть проверены экспериментально, являясь количественными критериями проверки схемы механизма пробоя вида Е. Сравнивая экспериментальные значения коэффициентов K для разных комбинаций инертных и молекулярных газов, можно проверить выполнение уравнения (5,4), являющегося еще одним качественным критерием проверки теории.

5.3. Экспериментальная проверка выводов из теоретической схемы пробоя вида Е

Экспериментальная проверка уравнений (5,1)—(5,4) была произведена в работе ¹¹⁷, в которой исследовались напряжения зажигания трубчатых импульсных ламп с внешним зажигающим электродом (схема рис. 17, а). Лампы наполнялись ксеноном, аргоном и неоном, к которым

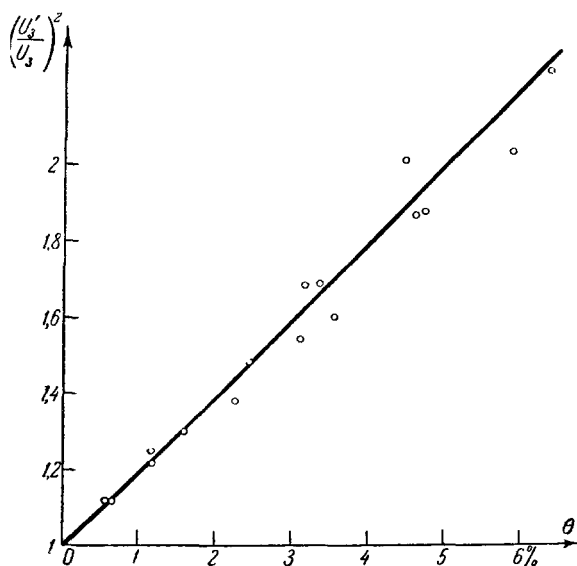


Рис. 18. Образец экспериментального графика зависимости квадрата напряжения зажигания от содержания азота в ксеноне ¹¹⁷

добавлялись различные небольшие количества примесей азота, водорода и кислорода.

На рис. 18, в качестве примера, приведен график зависимости $(U'_3/U_3)^2$ от θ для ксенона с добавками азота. При малых θ экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, что является подтверждением теории.

На рис. 19 приведены графики зависимости углового коэффициента K подобных прямых от первичного напряжения зажигающего импульсного трансформатора (т. е. от мощности вспомогательного импульса) для шести комбинаций инертных и молекулярных газов.

Масштаб ординат графиков для водорода (пунктирные линии) в шесть раз мельче чем у графиков для азота (сплошные линии). Графики для различных инертных газов выполнены в одном масштабе. Тот факт, что все пунктирные линии на этом рисунке удовлетворительно накладываются на сплошные, свидетельствует о косвенном экспериментальном подтверждении уравнения (5,4). Основываясь на этом уравнении, можно из рис. 19 найти, что сечение рассеяния электронов данных энергий (~ 1 эв) для атома водорода в шесть раз больше, чем для атома азота, и в 200—400 раз больше, чем для атома ксенона. Сечения для атомов неона и аргона в 5—15 раз меньше, чем для атома ксенона.

Точное сопоставление этих выводов с данными прямых измерений сечений названных атомов не представляется возможным из-за недостаточности последних. Однако по порядку величины те и другие данные согласуются между собой *).

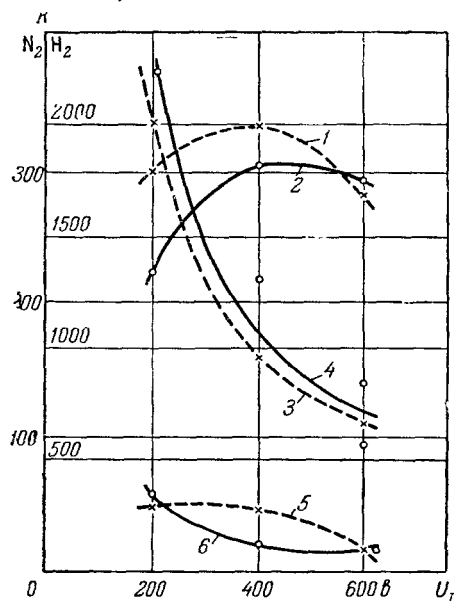


Рис. 19. Зависимость коэффициента K от напряжения U_I на первичной обмотке зажигающего импульсного трансформатора для шести комбинаций инертных и молекулярных газов:

1 — неон + водород; 3 — аргон + водород; 5 — ксенон + водород; 2, 4, 6 — те же инертные газы с азотом¹¹⁷

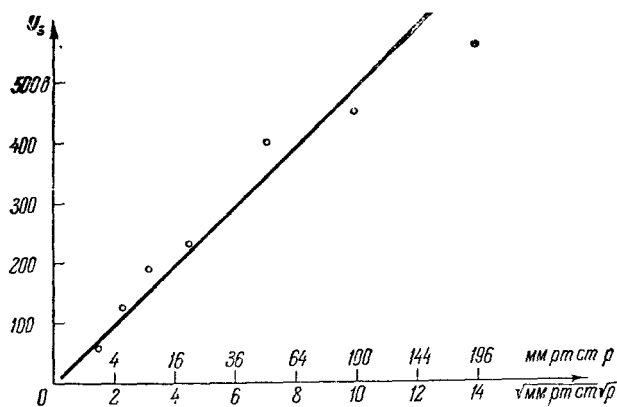


Рис. 20. Зависимость напряжения зажигания от давления (чистый ксенон)¹¹⁷.

На рис. 20 приведен экспериментальный график зависимости напряжения зажигания от корня квадратного из начального давления газа

*) Полученная оценка сечения атома водорода (следует предполагать, что газ во вспомогательном канале находится, в основном, в атомарном состоянии) на порядок превышает измеренное сечение молекулы водорода и вместе с тем близка к измеренным сечениям водородоподобных атомов щелочных металлов.

(чистый ксенон). Как видно из этого рисунка, соответствующая зависимость согласуется с уравнением (5,3).

Таким образом, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные подтверждают существующую схему механизма пробоя вида *E*.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамсон И. С., Маршак И. С., ЖТФ 12, 632 (1942).
2. Aker A., Bruce F. M., Tedford D. J., Brit. J. Appl. Phys. 6, 233 (1955).
3. Auer P. L., Phys. Rev. 98, 320 (1955).
4. Bandel H. W., Phys. Rev. 93, 649 (1954).
5. Bandel H. W., Phys. Rev. 95, 1117 (1954).
6. Bartholomeyczuk W., Zs. Phys. 116, 235 (1940).
7. Beams J. W., J. Franklin Inst. 206, 809 (1928).
8. Beeck O., Ann. Phys. 6, 1001 (1930).
9. Bellashi P. L., Teague W. L., Electr. J. 32, 120 (1935).
10. Bowls W. E., Phys. Rev. 53, 293 (1938).
11. Braunbeck W., Zs. Phys. 39, 6 (1926).
12. Braunbeck W., Zs. Phys. 107, 180 (1937).
13. Brown S. C., Handb. Phys. 22, Springer, Berlin, 1956. стр. 531.
14. Burawoy O., Arch. Elektrotechnik 16, 186 (1926).
15. Buss K., Arch. Elektrotechnik 26, 266 (1932).
16. Büttner H., Zs. Phys. 111, 750 (1939).
17. Carr W. R., Philos. Trans. 201, 403 (1903).
18. Costa H., Zs. Phys. 113, 531 (1939).
19. Costa H., Zs. Phys. 116, 508 (1940).
20. Cravath A. M., Phys. Rev. 47, 254 A (1935).
21. Crompton R. W., Dutton J., Haydon S. C., Appl. Scient. Res. 5B, 43 (1955).
22. Crompton R. W., Dutton J., Haydon S. C., Nature 176, 1079 (1955).
23. Crompton R. W., Dutton J., Haydon S. C., Proc. Phys. Soc. Lond. B 69, 2 (1956).
24. Crowe R. W., Bragg J. K., Thomas V. G., Phys. Rev. 96, 10 (1954).
25. Davidson P. M., Brit. J. Appl. Phys. 4, 170 (1953).
26. Davidson P. M., Phys. Rev. 99, 1072 (1955).
27. Davidson P. M., Phys. Rev. 106, 1 (1955).
- 27a. Davidson P. M., Proc. Roy. Soc. A 249, 237 (1959).
28. Davies D. E., Vick F. A., Sci. Progr. 42, 247 (1954).
- 28a. Davies D. E., Dutton J., Llewellyn-Jones F., Proc. Phys. Soc. Lond. 72, 1061 (1958).
- 28b. Davies D. E., Milne J. G. C., Brit. J. Appl. Phys. 10, 301 (1959).
29. De Bitetto D. J., Fisher L. H., Phys. Rev. 104, 1213 (1956).
30. De Bitetto D. J., Fisher L. H., Phys. Rev. 111, 390 (1958).
31. Dickey F. R., J. Appl. Phys. 23, 1336 (1952).
32. Dunnington F. G., Phys. Rev. 38, 1508, 1535 (1931).
33. Dutton J., Haydon S. C., Llewellyn-Jones F., Proc. Roy. Soc. A 213, 202 (1952).
34. Dutton J., Haydon S. C., Llewellyn-Jones F., Brit. J. Appl. Phys. 4, 170 (1953).
35. Ehrenkranz F., Phys. Rev. 55, 219 (1939).
36. Feldt W., Raether H., Ann. Phys. 18, 370 (1956).
37. Fisher L. H., Phys. Rev. 68, 279 (1945).
38. Fisher L. H., Bederson B., Brockhaven Gas Discharge Conf., N. Y., 1948.
- 38a. Allen K. R., Phillips K., Nature 183, 174 (1959).
39. Fisher L. H., Bederson B., Phys. Rev. 75, 1324 (1949).
40. Fisher L. H., Bederson B., Phys. Rev. 75, 1615 (1949).
41. Fisher L. H., Bederson B., Bull. Amer. Phys. Soc. Programme of the 1950 Annual Meeting, стр. 25.
42. Fisher L. H., Bederson B., Phys. Rev. 81, 109 (1951).
43. Fisher L. H., Electr. Engng. 69, 613 (1950).
44. Fisher L. H., Kachikas G. A., Phys. Rev. 79, 232 (1950).
45. Fisher L. H., Kachikas G. A., Phys. Rev. 88, 878 (1952).
46. Fisher L. H., Kachikas G. A., Phys. Rev. 91, 775 (1953).
47. Fisher L. H., Lessin J., Phys. Rev. 93, 649 (1954).
48. Fisher L. H., Appl. Scient. Res. 5B, 281 (1955).
49. Fisher L. H., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas. Rendiconti, Milano. 1957. стр. 322.

50. Flegler E., Raether H., Zs. Phys. **103**, 315 (1936).
51. Fletcher R. C., Phys. Rev. **76**, 1501 (1949).
52. Förster W., Dissertation, Dresden 1932 (см. ¹⁸⁸).
- 52a. Phillirs K., Allen K. R., Refsum A., Nature **183**, 532 (1959).
53. Francis G. 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano. 1957, срр. 332.
54. Francis G., Engel A., Zs. Phys. **145**, 560 (1956).
- 54a. Franke W., Zs. Phys. **158**, 96 (1960).
55. Frommhold L., Zs. Phys. **144**, 396 (1956).
56. Frommhold L., Zs. Phys. **150**, 172 (1958).
57. Fucks W., Schumacher G., Zs. Phys. **112**, 605 (1939).
58. Fucks W., Bongartz H., Zs. techn. Phys. **20**, 205 (1939).
59. Fucks W., Kettel F., Zs. Phys. **116**, 657 (1940).
60. Fucks W., Arch. Elektrotechnik **40**, 16 (1950—1952).
61. Fuchs W., Appl. Scient. Res. **5B**, 109 (1955).
62. Fucks M., Niesters H., Ann. Phys. **18**, 447 (1956).
63. Geballe R., Phys. Rev. **66**, 316 (1944).
64. Geballe R., Reeves M. L., Phys. Rev. **92**, 867 (1953).
65. Gänger B., Arch. Elektrotechnik **34**, 701 (1940).
66. Gänger B., Arch. Elektrotechnik **39**, 508 (1949).
67. Гохберг Б. М., Зандберг Э. Я., ЖТФ **12**, 65 (1942).
68. Hale D. H., Phys. Rev. **55**, 815 (1939).
69. Hale D. H., Phys. Rev. **56**, 1199 (1940).
70. Harrison M. A., Geballe R., Phys. Rev. **91**, 1 (1953).
71. Hasebe K., Yamamoto K., Phys. Rev. **99**, 1331 (1955).
72. Hertz G., Zs. Phys. **106**, 102 (1937).
- 72a. Heylen A. E. D., Nature **183**, 1545 (1959).
73. Hippel A. V., Frank J., Zs. Phys. **57**, 696 (1929).
74. Holst G., Oosterhuis E., Philos Mag. **46**, 1117 (1923).
75. Horton F., Millett D. M., Proc. Roy. Soc. A **185**, 381 (1946).
76. Kip A. F., Phys. Rev. **54**, 139 (1938).
77. Kip A. F., Phys. Rev. **55**, 382 (1939).
78. Kluckow R., Zs. Phys. **148**, 564 (1957).
79. Köhrmann W., Raether H., Naturwiss. **41**, 400 (1954).
80. Köhrmann W., Zs. angew. Phys. **7**, 187 (1955).
81. Köhrmann W., Appl. Scient. Res. **5B**, 288 (1955).
82. Köhrmann W., Ann. Phys. **18**, 379 (1956).
83. Köhrmann W., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano 1957, срр. 544.
84. Kojima S., Kato K., J. Phys. Soc. Japan **11**, 322 (1956).
85. Laue M., Ann. Phys. **76**, 261 (1925).
86. Legler W., Zs. Phys. **140**, 221 (1955).
87. Legler W., Ann. Phys. **18**, 374 (1956).
88. Legler W., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano 1957, срр. 591.
89. Lessin I., Ph. D. thesis, New York University, 1953 (см. ²⁹).
- 89a. Pose E., Ann. Phys. **4**, 15 (1959).
90. Llewellyn-Jones F., Parker A. B., Proc. Roy. Soc. A **213**, 185 (1952).
91. Llewellyn-Jones F., Ionization and breakdown in gases, Methuen (Lnd.) - J. Wiley (N. Y.) 1957.
92. Loeb L. B., Science **69**, 509 (1929).
93. Loeb L. B., J. Franklin Inst. **210**, 15 (1930).
94. Loeb L. B., Rev. Mod. Phys. **8**, 267 (1936).
95. Loeb L. B., Leigh W., Phys. Rev. **51**, 149 (A) (1937).
96. Loeb L. B., Kip A. F., J. Appl. Phys. **10**, 142 (1939).
97. Loeb L. B., Fundamental processes of electrical discharge through gases, J. Wiley, N. Y., 1939.
98. Леб Л. Б., Основные процессы электрических разрядов в газах (русский перевод под ред. и с дополнениями Н. А. Капцова), Гостехиздат, М.—Л., 1950.
99. Loeb L. B., Meek J. M., J. Appl. Phys. **11**, 438, 459 (1940).
100. Loeb L. B., Meek J. M., The mechanism of the electric spark, Stanford University Press, Stanford, 1941.
101. Loeb L. B., Rev. Mod. Phys. **20**, 151 (1948).
102. Loeb L. B., Phys. Rev. **74**, 210 (1948).
103. Loeb L. B., Proc. Phys. Soc. Lond. **60**, 561 (1948).
104. Loeb L. B., Phys. Rev. **81**, 287 (1951).
105. Loeb L. B., Office of Naval Research, Dept. of Navy, Washington (1954).
106. Loeb L. B., Appl. Scient. Res. **B5**, 10 (1955).

107. Loebl L. B., Basic processes of gaseous electronics, California Univ. Press., Berkley—Los Angeles, 1955.
108. Loebl L. B., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano 1957, стр. 646.
109. Loebl L. B., Phys. Rev. **113**, 7 (1959).
110. Маршак И. С., ЖТФ **13**, 59 (1943).
111. Маршак И. С., Диссертация, Моск. энерг. инст. (1945).
112. Маршак И. С., ЖЭТФ **16**, 703, 719, 1946.
113. Маршак И. С., Сб. мат. по вакуумной техн. 7,3, Госэнергоиздат, М. (1955).
114. Маршак И. С., Светотехника, № 1, 17 (1957).
115. Маршак И. С. Светотехника, № 6, 22 (1957).
116. Маршак И. С., Сборн. мат. по вакуумной техн. 12, 13, Госэнергоиздат, М. (1957).
117. Маршак И. С., Субботин В. А., Сборн. мат. по вакуумной техн. 13, 28, Госэнергоиздат, М., 1957.
118. Masch K., Arch. Elektrotechnik **26**, 587 (1932).
119. Maury O., Arch. Elektrotechnik **26**, 353 (1932).
120. Meek J. M., Phys. Rev. **57**, 722 (1940).
121. Meek J. M., J. Inst. Electr. Engrs. **89**, pt. 1, 335 (1942).
122. Meek J. M., Craggs J. D., Electrical breakdown of gases, Clarendon Press. Oxford, 1953.
123. Meek J. M., Appl. Scient. Res. **5B**, 269 (1955).
124. Meek J. M., 3 Congr. Int. sui fenom. dioniz nei gas, Rendiconti, Milano, 1957, стр. 716.
125. Messner M., Arch. Elektrotechnik **30**, 133 (1936).
126. Miyoshi Y., Phys. Rev. **103**, 1609 (1956).
127. Morgan C. G., Appl. Scient. Res. **5B**, 18 (1955).
128. Morgan C. G., Phys. Rev. **104**, 566 (1956).
129. Newman M., Phys. Rev. **52**, 652 (1937).
130. Raavola M., Arch. Elektrotechnik **22**, 443 (1929).
131. Paetow H., Zs. Phys. **111**, 770 (1939).
132. Mielke H., Zs. angew. Phys. **11**, 111 (1959).
133. Pedersen P. O., Ann. Phys. **71**, 317 (1923).
134. Pfaue J., Raether H., Zs. Phys. **1953**, 35 (1959).
135. Posin D. Q., Phys. Rev. **50**, 650 (1936).
136. Prowse W. A., Bainbridge G. R., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz nei gas, Rendiconti, Milano, 1957, стр. 851.
137. Raether H., Zs. Phys. **107**, 91 (1937).
138. Raether H., Zs. Phys. **110**, 611 (1938).
139. Raether H., Zs. Phys. **112**, 464 (1939).
140. Raether H., Arch. Elektrotechnik **34**, 49 (1940).
141. Raether H., Naturwiss. **28**, 749 (1940).
142. Raether H., Zs. Phys. **117**, 375, 524 (1941).
143. Raether H., Ergebn. exakte Naturwiss. **22**, 73 (1949).
144. Raether H., Zs. angew. Phys. **5**, 211 (1953).
145. Raether H., Zs. angew. Phys. **7**, 50 (1955).
146. Raether H., Appl. Scient. Res. **B5**, 23 (1955).
147. Raether H., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano 1957, стр. 859.
148. Рамзауер К., Коллат Р., УФН **14**, 957 (1934).
149. Рамзауер К., Коллат Р., УФН **15**, 128, 407 (1935).
150. Rogowski W., Arch. Elektrotechnik **16**, 496 (1926).
151. Rogowski W., Flegler E., Tamm R., Arch. Elektrotechnik **18**, 479 (1927).
152. Rogowski W., Arch. Elektrotechnik. **20**, 99 (1928).
153. Rogowski W., Sommerfeld Festschrift, Springer, Berl., 1929, стр. 190.
154. Rogowski W., Arch. Elektrotechnik **25**, 556 (1931).
155. Rogowski W., Zs. Phys. **97**, 764 (1935).
156. Rogowski W., Fucks W., Arch. Elektrot. **29**, 362 (1935).
157. Rogowski W., Zs. Phys. **100**, 1, (1936).
158. Rogowski W., Wallraff H., Zs. Phys. **102**, 183 (1936).
159. Rogowski W., Wallraff H., Zs. Phys. **108**, 1 (1937).
160. Rogowski W., Zs. Phys. **114**, 1 (1939).
161. Rogowski W., Zs. Phys. **115**, 261 (1940).
162. Rogowski W., Zs. Phys. **117**, 265 (1941).
163. Rose D. J., De Bitetto D. J., Fisher L. H., Nature **117**, 945 (1956).
164. Sanders F. H., Phys. Rev. **41**, 667 (1932).
165. Sanders F. H., Phys. Rev. **44**, 1020 (1933).
166. Saxe R. F., Nature **175**, 82 (1955).

167. Saxe R. F., Chippendale R. A., Brit. J. Appl. Phys. 6, 336 (1955).
168. Saxe R. F., Appl. Scient. Res. 5B, 148 (1955).
169. Saxe R. F., Brit. J. Appl. Phys. 7, 336 (1956).
170. Schade R., Zs. Phys. 104, 487 (1937).
171. Schade R., Zs. Phys. 105, 614 (1937).
172. Schade R., Zs. Phys. 111, 437, (1939).
173. Schlumbohm H. Zs. Phys. 151, 563 (1958).
- 173a. Schlumbohm H. Zs. angew. Phys. 11, 156 (1959).
174. Schmidt K. J., Zs. Phys. 139, 251 (1954).
175. Schmidt-Tiedemann K. J., Zs. Phys. 150, 299 (1958).
176. Schneider E. G., J. Opt. Soc. Amer. 30, 128 (1940).
177. Schonland B. F. G., Handb. Phys. 22, 576 (1956), Springer, Berlin.
178. Schumann W. O., Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer, Berlin (1923).
179. Schwiecker W., Zs. Phys. 116, 562 (1940).
180. Shinohara U., 3 Congr. Int. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano 1957, стр. 998.
181. Slepian J., Electr. World 91, 761 (1928).
182. Snoddy L. B., Phys. Rev. 40, 409 (1932).
183. Sohst H., Zs. Phys. 154, 618 (1959).
184. Steenbeck M., Naturwiss. 16, 459 (1929).
185. Steenbeck M., Zs. techn. Phys. 10, 480 (1929).
186. Steenbeck M., Wiss. Veröff. Siemenskonz. 9, 42 (1930).
187. Strigel R., Wiss. Veröff. Siemenskonz. 11, 52 (1932).
188. Strigel F., Elektrische Stoßfestigkeit, Springer, Berlin, 1939.
189. Sutton R. M., Mouzon J. C., Phys. Rev. 37, 379 (1931).
190. Tamm R., Arch. Elektrotechnik 19, 235 (1928).
191. Thomson J. J., Thomson G. P., Conduction of Electricity through Gases v. 2, Cambridge University Press, 3d edition, Cambridge. 1933.
192. Torock J. J., Trans. A.I.E.E. 47, 177 (1928).
193. Townsend J. S., Nature 62, 340 (1900).
194. Townsend J. S., Philos. Mag. 1, 198 (1901).
195. Townsend J. S., Philos. Mag. 3, 357 (1902).
196. Townsend J. S., Electricity in Gases, Oxford, 1915.
197. Townsend J. S., Philos. Mag. 28, 111 (1939).
198. Trichel G. W., Phys. Rev. 54, 1078 (1938).
199. Trichel G. W., Phys. Rev. 55, 382 (1939).
200. Trump J. G., Cloud R. W., Mann J. G., Hanson E. P., Electr. Engng. 69, 961 (1950).
201. Varney R. N., Phys. Rev. 47, 483 (1935).
202. Varney R. N., 3 Congr. Intern. sui fenom. d'ioniz. nei gas, Rendiconti, Milano. 1957, стр. 1114.
203. Varney R. N., White H. J., Loeb L. B., Posin D. Q., Phys. Rev. 48, 818 (1935).
204. Varney R. N., Loeb L. B., Haseltine W. R. Philos. Mag. 29, 379 (1940).
205. Vogel J. K., Raether H., Zs. Phys. 147, 141 (1957).
206. Vogel J. K., Zs. Phys. 148, 355 (1957).
207. Warmolz N., Philips Techn. Rundschau 9, 105 (1947).
208. White H. J., Phys. Rev. 46, 99 (1934).
209. White H. J., Phys. Rev. 49, 507 (1936).
210. Wijsman R. A., Phys. Rev. 75, 833 (1949).
211. Wilkes A., Hopwood W., Peacock N. J., Nature 176, 837 (1955).
212. Wilson R. R., Phys. Rev. 50, 1082 (1936).
213. Zeleny J., J. Appl. Phys. 13, 444 (1942).
214. Zuber K., Ann. Phys. 76, 231 (1925).

