

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Законы подобия в импульсных газовых разрядах

Г.А. Месяц

Проанализирована возможность применения закона подобия для различных типов импульсных разрядов. За основу анализа взята зависимость $\tau t = f(E/p)$, где τ — время формирования разряда, p — давление газа, E — импульсная напряженность поля, при которой наступает пробой. Закон справедлив для таунсендовского и стримерного пробоев при сравнительно большой длине промежутка d (для атмосферного воздуха $d > 1$ см). В миллиметровых промежутках этот закон соблюдается для многих газов только при многоэлектронном иницировании пробоя вплоть до пикосекундного диапазона. При этом время t определяется от момента достижения амплитуды напряжения до момента начала роста тока и спада напряжения на промежутке в процессе одновременного развития большого числа электронных лавин. При иницировании малым числом электронов время t почти на порядок больше, чем при многоэлектронном иницировании, что обусловлено сравнительно медленным процессом накопления свободных электронов в промежутке, важную роль в котором играют убегающие электроны (УЭ). Однако время θ быстрого спада напряжения и роста тока в том и другом случае подчиняется закону подобия $p\theta = F(E/p)$. Высказано предположение, что источником УЭ является автоэлектронная эмиссия с микровыступов катода, которая прекращается при появлении взрывной эмиссии электронов, что и ограничивает длительность импульса тока УЭ до 10^{-10} с. Показана справедливость закона подобия $\tau t = f(E/p)$ для импульсного СВЧ-пробоя.

PACS numbers: 52.80.-s, 52.80.Dy, 52.80.Pi

Содержание

1. Введение (1069).
 - 1.1. Общие сведения. 1.2. Разрешенные и запрещенные процессы.
2. Законы подобия при статических и сверхвысокочастотных разрядах (1071).
 - 2.1. Таунсендовский механизм. 2.2. Закон Пашена. 2.3. Законы подобия в сверхвысокочастотных разрядах.
3. Закон подобия для времени формирования импульсных разрядов (1075).
 - 3.1. Время запаздывания пробоя. 3.2. Таунсендовский пробой. 3.3. Стримерный механизм разряда.
4. Временные характеристики при многоэлектронном иницировании (1079).
 - 4.1. Время формирования пробоя τ и закон подобия. 4.2. Время роста тока и спада напряжения θ .
5. Одноэлектронное иницирование (1083).
 - 5.1. Время формирования пробоя τ и время роста тока и спада напряжения θ при одноэлектронном иницировании. 5.2. Убегающие электроны.
6. Импульсный сверхвысокочастотный пробой (1088).

7. Заключение (1089).
- Список литературы (1090).

1. Введение

1.1. Общие сведения

При проведении исследований электрических разрядов в газах нужно знать сорт газа, его давление p и температуру T , расстояние (длину промежутка) между катодом и анодом d , радиус электродов R , начальное напряжение между электродами U и т.д. В процессе исследований измеряют напряжение U и ток разряда i , плотность тока j , напряженность электрического поля при разряде E , временные характеристики t и т.д. Кроме того, нужно указать распределение всех этих величин в каждой точке разрядного пространства. Если изменить одну из характеристик, то для полной информации о разряде необходимо знать, как при этом меняются другие характеристики. Ввиду сложности функциональных связей между различными параметрами для описания разряда требуется огромное множество зависимостей. Поэтому подобный подход к исследованию разряда является практически неприемлемым.

Существенное упрощение можно получить, сгруппировав величины, характеризующие разряд, в виде определенных комбинаций, которые описывают то или иное свойство разряда в широком диапазоне условий. На важность такой группировки указывали еще Пашен и Таунсенд, которые отметили, что произведение напря-

Г.А. Месяц. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (495) 135-24-30
Факс (495) 956-24-04
E-mail: mesyats@presidium.ras.ru

Статья поступила 12 мая 2006 г.

женности электрического поля E на длину свободного пробега электрона λ выражает величину энергии, полученную электроном на длине свободного пробега, а произведение давления p на длину зазора d пропорционально числу молекул между электродами. Следовательно, если $E\lambda$ или E/p и pd поддерживать постоянными, то фиксируется размножение электронов в зазоре. Эти и другие группы параметров необходимы, чтобы изучать поведение так называемых подобных разрядов [1–4].

Одно из условий, которому должны удовлетворять подобные разряды, состоит в том, чтобы все линейные размеры соотносились между собой как $1/a$, где a — постоянная величина. Это означает, что длина d_1 одного разрядного промежутка связана с длиной d_2 другого соотношением $d_1 = ad_2$, радиусы электродов соотносятся как $R_1 = aR_2$ и т.д. При указанных условиях имеем геометрически подобные разряды. Полностью подобными разрядами называются такие, для которых помимо геометрического подобия соблюдаются также равенства приложенных к промежутку потенциалов $U_1 = U_2$, токов разряда $i_1 = i_2$, а также температур $T_1 = T_2$. Изучение поведения геометрически подобных разрядов и исследование условий, в которых выполняется полное подобие, имеет значение при создании макетов крупномасштабных установок либо для предсказания разрядных явлений при очень малых размерах, когда непосредственные измерения затруднены. С другой стороны, исходя из законов подобия, можно делать выводы относительно наличия тех или иных элементарных процессов в разряде.

Основываясь на определении подобных разрядов, легко связать их параметры через константу a . Для наиболее часто употребляемых параметров выполняются соотношения, приведенные в табл. 1.

Таблица 1.

Площадь поверхности электродов (сечение разряда и т.д.)	$S_1 = a^2 S_2$
Объем	$V_1 = a^3 V_2$
Давление газа	$p_1 = p_2/a$
Напряженность электрического поля	$E_1 = E_2/a$
Поверхностная плотность носителей заряда	$\sigma_1 = \sigma_2/a$
Концентрация носителей заряда в объеме	$n_1 = n_2/a^2$
Скорость носителей заряда	$v_1 = v_2$
Подвижность	$\mu_1 = a\mu_2$
Плотность тока разряда	$j_1 = j_2/a^2$
Коэффициент ударной ионизации	$\alpha_1 = \alpha_2/a$
Интервал времени	$dt_1 = a dt_2$
Частота столкновений	$v_1 = v_2/a$
Средний свободный пробег любой частицы	$\lambda_{01} = a\lambda_{02}$
Магнитное поле внешнее или поле токов	$H_1 = H_2/a$
Частота	$f_1 = f_2/a$
Длина волны	$\lambda_1 = a\lambda_2$

Приведенные соотношения позволяют составить комбинации, остающиеся инвариантными по отношению к принятым законам преобразования. Это означает, что данные комбинации имеют в подобных промежутках одну и ту же величину, а по отношению к другим разрядам являются некоторыми универсальными параметрами, облегчающими описание разрядов. К таким комбинациям относятся Rp , E/p , pd , α/p , pt , j/p^2 , f/p , H/p и др. Ток, напряжение и температура газа являются самостоятельными параметрами подобия. Записанные параметры подобия широко используются для характеристики разрядов, а в ряде случаев между ними существуют однозначные зависимости, которые называются законами подобия.

Законы подобия для разрядов при постоянном и непрерывном сверхвысокочастотном (СВЧ) разрядах изучены достаточно хорошо [1–5]. Ситуация с импульсными разрядами намного хуже в связи с многообразием типов этих разрядов. Особенно много проблем возникает с нано- и пикосекундными разрядами при высоких давлениях газов, когда справедливость законов подобия, как и вообще справедливость классической таунсендовской теории, ставится под сомнение. Поэтому в настоящем обзоре мы кратко остановимся на истоках законов подобия, разработанных для стационарных разрядов, а затем подробнее исследуем применимость этих законов для временных характеристик различных типов импульсных газовых разрядов.

1.2. Разрешенные и запрещенные процессы

Законы подобия соблюдаются не всегда, а только в тех случаях, когда в разряде имеется определенный набор элементарных процессов, которые называются разрешенными. Процессы, при которых нарушаются законы подобия, называют запрещенными. Невыполнение законов подобия само по себе говорит о том, что в разряде важную роль играют какие-то запрещенные процессы.

В полностью подобных разрядах скорость образования заряженных частиц в объеме промежутка dn/dt выражается через постоянную a следующим образом:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = a^{-3} \left(\frac{dn}{dt}\right)_2. \quad (1)$$

Следовательно, для того чтобы объемный элементарный процесс был разрешенным, необходимо выполнение соотношения (1). Покажем на следующих ниже примерах, для каких процессов это соотношение выполняется, а для каких не выполняется, т.е. приведем примеры разрешенных и запрещенных процессов.

Ионизация при однократных столкновениях. При одинаковых энергиях электронов скорость ионизации dn/dt пропорциональна концентрации электронов n и концентрации нейтральных частиц n_0 :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = cn_1 n_{01} = c \frac{n_2}{a^2} \frac{n_{02}}{a} = a^{-3} \left(\frac{dn}{dt}\right)_2. \quad (2)$$

Следовательно, рассматриваемый процесс является разрешенным.

Прилипание и отрыв электронов. Скорость прилипания, так же как и скорость ионизации при однократных столкновениях, пропорциональна концентрации электроотрицательных частиц и концентрации электронов.

Следовательно, процесс прилипания является разрешенным. Если отрыв происходит при соударении отрицательного иона с молекулой, то и этот процесс является разрешенным.

Дрейф и диффузия. Скорость образования или потерь заряженных частиц в данной точке за счет дрейфового движения определяется через поток как $dn/dt = d(nv)/dx$, где v — скорость дрейфа. Отсюда получаем $(dn/dt)_1 = a^{-3}(dn/dt)_2$, т.е. дрейф электронов разрешен. Из уравнения диффузии $dn/dt = -D(d^2n/dx^2) \sim \sim \lambda v_1(d^2n/dx^2)$, где D — коэффициент диффузии, пропорциональный длине свободного пробега λ и хаотической скорости электронов v_1 , также легко получить, что процесс диффузии является разрешенным.

Вторичные процессы на электродах. Кроме процессов в объеме промежутка при протекании разрядного тока важное значение имеют вторичные процессы на электродах. Плотности тока электронов в результате вторичных процессов должны соотноситься как $1/a^2$. Исходя из этого, можно показать, что к числу разрешенных вторичных процессов относятся вторичная электронная эмиссия за счет бомбардировки ионами и атомами, а также фотоэмиссия с катода.

Перезарядка. При перезарядке быстрые ионы, сталкиваясь с нейтральными молекулами, обмениваются зарядами, не отдавая при этом своей кинетической энергии. Такое столкновение приводит к появлению медленного иона и быстрой нейтральной молекулы. Скорость образования таких молекул пропорциональна концентрации ионов и молекул газа, т.е. n_+n , и, следовательно, преобразуется с помощью коэффициента $1/a^3$. Таким образом, этот процесс является разрешенным.

Рекомбинация. Рекомбинация между положительными и отрицательными частицами подчиняется закону

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n_+ n_- , \quad (3)$$

где β — коэффициент рекомбинации. При больших давлениях газа $\beta \sim 1/p$, поэтому этот коэффициент преобразуется с помощью множителя a , в то время как каждый из сомножителей n_+ и n_- — с помощью коэффициента $1/a^2$, следовательно, dn/dt преобразуется с коэффициентом $1/a^3$, и процесс является разрешенным. При низком давлении газа рекомбинация является запрещенным процессом, так как $\beta \sim p^{1/2}$ или $\beta = \text{const}$.

Эффект Пеннинга. Если возбужденная молекула одного газа сталкивается с нейтральной молекулой другого и ионизует ее, то такой процесс является разрешенным. Этот процесс, который может происходить, если потенциал возбуждения одного газа превышает потенциал ионизации другого, представляет собой один из типов ступенчатой ионизации. Разрешенным процессом является также вторичная эмиссия с электродов под действием ионов, электронов, нерезонансных фотонов, метастабильных атомов, а также быстрых нейтральных частиц.

К запрещенным процессам относятся все типы ступенчатых ионизаций, соударения второго рода, кроме эффекта Пеннинга, фотоионизация газа, перезарядка типа быстрый нейтрал — ион, все виды рекомбинаций (за исключением рекомбинаций, происходящих в случае высокого давления газа, о чем мы говорили в разделе 1.1), термическая ионизация газа, фотоэффект, создаваемый диффундирующими резонансными фотонами, термо- и

автоэлектронная эмиссия, а также взрывная электронная эмиссия и десорбция заряженных или нейтральных частиц.

Необходимо весьма осторожно пользоваться законами подобия. При удовлетворении этих законов можно считать, что все запрещенные процессы исключены. Однако нельзя предполагать, что запрещенные процессы обязательно присутствуют, если эти законы не выполняются. Иногда в случае, когда разряд вначале подчиняется законам подобия, а затем отклоняется от них при изменении какого-либо параметра, например тока, трудно понять, чем это обусловлено — появлением запрещенных процессов или изменением температуры газа.

Необходимо сказать о понятиях разряд и пробой. В литературе эти слова иногда считают синонимами, хотя это не так. Разряд включает в себя три стадии — пробой, искру и дугу. Однако в нашем обзоре, как и в других работах, мы будем употреблять эти слова как синонимы.

2. Законы подобия при статических и сверхвысокочастотных разрядах

2.1. Таунсендовский механизм

Всякий разряд начинается с появления в разрядном промежутке свободных электронов. Наиболее эффективными являются те из них, которые находятся вблизи катода. Рассмотрим разряд в газе между плоскими электродами, к которым приложено электрическое поле. Первичный электрон ионизирует атомы и молекулы газа. Число новых электронов, создаваемых при прохождении 1 см пути, называется коэффициентом ударной ионизации и обозначается как α . При этом ток i , протекающий в разрядном промежутке, дается выражением

$$i = i_0 \exp(\alpha d) , \quad (4)$$

где d — длина промежутка, i_0 — ток начальных электронов с катода. Иногда вместо коэффициента α используют коэффициент η — число новых электронов, создаваемых первичным электроном при прохождении разности потенциалов 1 В, или частоту ионизационных соударений ν — число соударений в 1 с. Очевидно, что

$$\eta = \frac{\alpha}{E} , \quad (5)$$

$$\nu = \frac{\alpha}{v} , \quad (6)$$

где v — скорость дрейфа электронов.

Кроме ионизации газа с образованием новых электронов и ионов происходят также неупругие столкновения, в результате которых молекулы могут переходить в возбужденное состояние с последующим испусканием фотонов или в метастабильное состояние. В дальнейшем ионы, фотоны и метастабильные атомы вызывают вторичную эмиссию электронов с катода. Кроме того, в определенных условиях может происходить фотоионизация газа.

Рассмотрим классический случай несамостоятельного разряда, когда вторичные электроны возникают в результате бомбардировки катода положительными

ионами [1–5]. Пусть i — ток электронов, приходящих на анод, i_0 — ток начальных электронов, выходящих с катода при внешнем воздействии, например, ультрафиолетового облучения, i_+ — ток электронов, выходящих с катода в результате бомбардировки положительными ионами, γ — число электронов, выходящих из катода на один падающий положительный ион. Тогда

$$i = (i_0 + i_+) \exp(\alpha d), \quad (7)$$

$$i_+ = \gamma [i - (i_0 + i_+)]. \quad (8)$$

Если из системы уравнений (7) и (8) исключить i_+ , то получим

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)}. \quad (9)$$

Коэффициент γ подчиняется закону подобия $\gamma = f(E/p)$. Этому коэффициенту можно придать более общий смысл, если считать, что γ означает число вторичных электронов с катода, приходящихся на один электрон из числа образованных в результате ударной ионизации. При таком понимании коэффициента γ он будет характеризовать выход электронов с катода за счет ионов и фотонов.

Величина $\gamma (\exp(\alpha d) - 1)$ очень мала при малых электрических полях E , но возрастает с увеличением этого поля до значения

$$\mu = \gamma (\exp(\alpha d) - 1) = 1. \quad (10)$$

При этом знаменатель в (9) обращается в нуль и ток i становится бесконечно большим. Условие (10) означает, что каждый первичный электрон, дрейфующий с катода, должен в результате вторичных процессов образовать один вторичный электрон. Так как $\exp(\alpha d) \gg 1$, то условие (10) упрощается до $\gamma \exp(\alpha d) = 1$. Формула (10) является таунсендовским критерием пробоя газовых промежутков. Однако, чтобы воспользоваться им для получения закона подобия при статическом пробое, необходимо подробнее рассмотреть зависимость величины α от напряженности поля E и давления газа p .

Согласно Таунсенду характер изменения коэффициента α в зависимости от напряженности электрического поля E можно установить из следующих простейших схематических представлений. Пусть энергия, которую приобретает электрон на длине свободного пробега λ , равна $Ee\lambda$. Если $Ee\lambda \geq eU_i$, где U_i — потенциал ионизации газа, то электрон будет ионизовать газ. Тогда число ионизирующих столкновений на единице длины пути будет равно общему числу электронов, начинающих двигаться, умноженному на вероятность того, что длина свободного пробега $\lambda > \lambda_i = U_i/E$. Согласно кинетической теории доля электронов N/N_0 , средний пробег которых больше некоторой фиксированной величины λ_i , есть

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}\right) = \exp\left(-\frac{U_i}{\lambda_0 E}\right), \quad (11)$$

где λ_0 — средняя длина свободного пробега. С учетом (11) получим

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_0} \exp\left(-\frac{U_i}{\lambda_0 E}\right), \quad (12)$$

а так как средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению газа, то (12) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{AU_i p}{E}\right) = A \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right). \quad (13)$$

Эксперименты подтверждают, что эта зависимость в определенном диапазоне значений E/p носит именно такой характер. Однако постоянные коэффициенты A и B отличаются от расчетных, полученных при грубых допущениях. На практике пользуются экспериментальными кривыми $\alpha/p = f(E/p)$ или аппроксимациями типа (13), в которых A и B подбираются по наилучшему совпадению с результатами измерений. Часто применяют и другие аппроксимации, позволяющие упростить математические выкладки. Подробнее на этом мы остановимся в разделе 2.2.

2.2. Закон Пашена

Таунсендовская теория газового пробоя дает возможность объяснить экспериментально наблюдаемую закономерность, известную как закон Пашена, который заключается в следующем. Если длина разрядного промежутка d и давление газа p изменяются так, что их произведение остается постоянным, то величина статического пробивного напряжения также сохраняет постоянное значение. Для получения закона Пашена в аналитическом виде воспользуемся условием Таунсенда для самостоятельного пробоя (10) и формулой (13) для $\alpha/p = f(E/p)$. Отсюда найдем

$$pd \frac{\alpha}{p} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right). \quad (14)$$

После подстановки α/p из (13) получим для статического пробивного напряжения

$$U_s = \frac{Bpd}{\ln[Apd/\ln(1 + 1/\gamma)]}. \quad (15)$$

Функция $U_s(pd)$ имеет минимум

$$U_s^{\min} = B(pd)_{\min}, \quad (16)$$

где

$$(pd)_{\min} = \frac{\exp(1)}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right). \quad (17)$$

На рисунке 1 приведены типичные кривые Пашена для ряда газов, полученные на основе обобщения данных из многих работ [3]. Для каждого газа пробивное напряжение понижается с уменьшением pd , достигая минимума при некотором значении $(pd)_{\min}$, а затем возрастает. Примеси в газах, а также материал катода могут оказывать влияние на значение пробивного напряжения, так как при этом изменяются коэффициенты α и γ . Заметим, что коэффициент γ может не быть функцией E/p , тем не менее, обнаружить отклонение от закона Пашена трудно, так как γ входит под знак логарифма дважды. При пробое воздуха γ изменяется от 10^{-4} (при относительно низких давлениях) до 10^{-8} (при атмосферном давлении). При этом $\ln \ln(1/\gamma)$ изменяется всего на

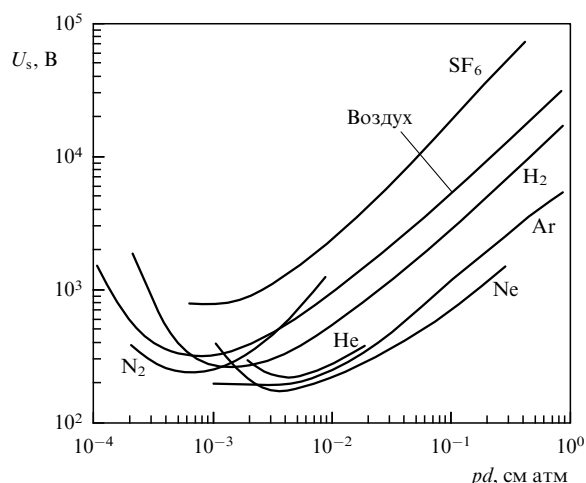


Рис. 1. Зависимости напряжения пробоя от величины произведения pd для различных газов (кривые Пашена).

30 %. Это явилось причиной того, что долгое время рассматриваемая теория считалась применимой к пробоем как при низких, так и при высоких давлениях, поскольку давала приблизительно верные значения пробивных напряжений.

Однако позже было обнаружено, что при давлениях порядка атмосферного пробивное напряжение не зависит от материала катода. Сейчас критерий самостоятельности пробоя в виде (10) считается применимым только к пробоем газа при пониженном давлении. Отметим также, что условие (10) является упрощенным. Вопрос о нарастании тока при пробое газа более сложен. Подробно он рассмотрен в монографии [5]. В частности, выбивать электроны из катода могут не только ионы, но и фотоны, а также возбужденные до резонансных или метастабильных состояний атомы или молекулы газа, диффундирующие к катоду [6].

В некоторых случаях имеют место отклонения от закона Пашена. Во-первых, отклонения наблюдаются при сильных электрических полях в исследуемом промежутке, что происходит, прежде всего, в правой части кривой Пашена при высоких давлениях газа, а также при пробое высокопрочных газов, например, таких как элегаз. Во-вторых, закон Пашена не соблюдается в дальней левой части области pd , когда условия в исследуемом промежутке приближаются к вакуумным. В-третьих, при коротких промежутках закон Пашена иногда нарушается в области, близкой к минимуму зависимости $U_s(pd)$. Как показано в [3], эти отклонения объясняются появлением автоэлектронной и взрывной эмиссий электронов, которые, как мы отмечали в разделе 1.2, являются запрещенными процессами. Сильные отклонения от кривой Пашена, зависящие от расстояний d , наблюдаются в правой части зависимости $U_s(pd)$ для элегаза [7].

Кроме этих, так называемых электрополевых отклонений от закона подобия, наблюдаются и другие. Например, измерения в водороде при межэлектродном расстоянии $d = 0,4 - 3$ см в области напряжений вплоть до 30 кВ показали, что U_s является функцией не pd , а $pd^{0,5}$ [8]. В гелии при $pd \approx 1,5$ см торр пробивное напряжение не определяется однозначно [9]. При значениях $pd \ll (pd)_{\min}$ возможно существование специфической формы раз-

Таблица 2.

Газ	E/p , В (см торр) ⁻¹	A , (см торр) ⁻¹	B , В (см торр) ⁻¹
Азот	27–200 100–600	8,8 12	275 342
Воздух	36–180 100–800	8,6 15	254 365
Водород	22–1000	5	139
Кислород	70–300	7,7	203,5
Углекислый газ	44–150 500–1000	4,75 20	182,5 466
Метан	40–125	7	192,1
Ацетон	74–400	14,3	360,8
Бензол	160–650	26	601,3
Гелий	3–10 20–150	3 3	25 34
Неон	100–400	4	100
Аргон	100–600	12	180
Криптон	100–1000	17	240
Ксенон	200–800	26	350
Ртуть	200–600	20	370

ряда, названного высоковольтным тлеющим разрядом, в котором напряжение зажигания равно напряжению горения [10, 11].

Теперь еще раз кратко остановимся на зависимости α/p от E/p . Согласно простейшей теории Таунсенда эта зависимость определяется формулой (13). Ее часто используют как эмпирическую зависимость при аналитическом представлении результатов экспериментальных измерений α . Коэффициенты A и B для различных газов и значений E/p приведены в табл. 2 [12]. Экспериментальная зависимость α/p от E/p для воздуха в диапазоне $40 < E/p < 140$ В см⁻¹ торр⁻¹ аппроксимируется формулой Сандерса [13]

$$\frac{\alpha}{p} = A_0 \left[\frac{E}{p} - B_0 \right]^2, \quad (18)$$

где $A_0 = 1,17 \times 10^{-4}$ см торр В⁻², $B_0 = 32,2$ В см⁻¹ торр⁻¹. Эту формулу мы будем применять в дальнейшем для проверки справедливости закона подобия в импульсных разрядах.

Отметим, что в используемых выше формулах для воздуха мы не учитываем эффект прилипания электронов, характеризуемый коэффициентом η . Так как последний входит обычно в формулы в виде $(\alpha - \eta)$, то предполагается, что во всех случаях он учтен в эффективном коэффициенте ударной ионизации $\alpha_{\text{eff}} = \alpha - \eta$.

2.3. Законы подобия в сверхвысокочастотных разрядах

Сверхвысокочастотными называются такие разряды, при которых длина волны приложенного электрического поля λ сравнима с расстоянием между катодом и

анодом d . Для СВЧ-диапазона характерна малая по сравнению с размерами разрядного объема амплитуда колебаний электрона. Бывают СВЧ-разряды при непрерывных и импульсных воздействиях. В этом разделе мы рассмотрим непрерывные воздействия, а на импульсных остановимся в разделе 6. Законы подобия хорошо применимы и для СВЧ-разрядов. В качестве параметров подобия обычно используются такие комплексы, как $p\lambda$, $E\lambda$, E/p , pA , A/λ , где величина A называется диффузионной длиной. Обычно для плоских параллельных электродов принимают $A \approx d/\pi$ [14].

Для теоретического описания СВЧ-разряда полезным оказался подход, развитый Таунсендом для постоянных электрических полей, рассмотренный нами в разделе 2.1. В классических статических разрядах новые электроны образуются в результате вторичной электронной эмиссии и ионизации газа, а исчезают при приходе на анод. В сверхвысокочастотных разрядах электроны образуются в результате ионизации атомов и молекул газа, а исчезают в основном за счет диффузии. Прилипание электронов и рекомбинацию учитывать не будем. Если скорость образования электронов равна скорости потерь, то устанавливается стационарное состояние. Однако если скорость образования электронов хотя бы незначительно превышает скорость потерь, то плотность электронов быстро возрастает и наступает пробой.

Определим, каким образом скорость диффузии входит в уравнение, описывающее увеличение плотности электронов. Для этого приближенно запишем уравнение для скорости ионизации в виде [4, 14]

$$\frac{dn}{dt} = \left(v - \frac{D}{A^2} \right) n, \quad (19)$$

где D/A^2 — скорость диффузии, D — коэффициент диффузии, v — частота ионизации, n — плотность электронов в плазме. Скорость изменения плотности пропорциональна плотности и разности между скоростью образования электронов в результате ионизации и скоростью потерь за счет диффузии. Хотя v и D/A^2 обычно не являются константами, мы для оценки порядка величин предположим, что они не зависят от наших переменных. Интегрируя уравнение (19), получаем

$$n = n_0 \exp \left[\left(v - \frac{D}{A^2} \right) t \right]. \quad (20)$$

Каждый из входящих в показатель экспоненты членов настолько велик, что даже когда v незначительно превышает D/A^2 , плотность электронов растет очень быстро, тем самым подтверждается критерий Таунсенда, который принимается как равенство скоростей ионизации и потерь, т.е.

$$v = \frac{D}{A^2}. \quad (21)$$

При использовании сверхвысоких частот электрическое поле очень быстро осциллирует, так что электрон в течение периода действующей на него силы не успевает далеко уйти от своего первоначального положения. Это означает, что электрон не выходит из разрядной области, как это обычно происходит при работе с более низкими частотами. Электроны покидают область разряда лишь

посредством диффузии, а также могут теряться внутри самого разряда вследствие рекомбинации и прилипания. Лишь относительно малое число электронов, имеющих очень большие энергии, сталкивается со стенками сосуда. Поэтому нет необходимости рассматривать образование вторичных электронов на стенках; все электроны образуются внутри разрядного промежутка в результате ионизации полем.

Рассмотрим указанный процесс более детально; для этого проследим движение отдельного электрона, начальную энергию которого будем считать равной нулю. Электрическое поле ускоряет электрон в течение короткого промежутка времени до тех пор, пока либо поле не изменит своего направления, либо электрон не столкнется с атомом. Столкновение, вообще говоря, приведет к изменению направления движения электрона, однако потери скорости будут незначительными. В среднем атому передается лишь часть энергии, равная $2m/M$, где m и M — соответственно массы электрона и атома. После столкновения электрон вновь ускоряется электрическим полем в течение следующего короткого промежутка времени. Энергия электрона возрастает и уменьшается малыми порциями, прирост энергии зависит от величины приложенного электрического поля и, вообще говоря, превосходит уменьшение энергии.

Когда кинетическая энергия электрона достигает значения, превышающего нижний потенциал возбуждения атома, возникает конечная вероятность того, что следующее столкновение будет неупругим. В результате такого столкновения изменится внутренняя энергия атома, а электрон потеряет большую часть энергии. Если возбужденное таким образом состояние атома не является метастабильным, то атом практически мгновенно возвращается в основное состояние, испустив характеристическое излучение. Если электрическое поле достаточно велико, то некоторые электроны приобретут энергию, превышающую энергию ионизации, не испытав неупругого столкновения. В этом случае в результате столкновения может образоваться вторичный электрон и положительный ион. В достаточно большом электрическом поле такие столкновения происходят настолько часто, что скорость образования электронов превышает скорость потерь и наступает пробой. Так как коэффициент диффузии $D = \lambda_0 v / 3 = v^2 / 3v$, где v — скорость дрейфа электронов, то критерий (21) превращается в

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{1}{\sqrt{3}pA}. \quad (22)$$

Это и есть критерий СВЧ-пробоя, из которого следует, что величина E/p является однозначной функцией pA , так как α/p зависит только от E/p . Следовательно, зависимость (22) подчиняется закону подобия. Однако обычно в качестве параметров подобия в СВЧ-пробое используют комплексы $E\lambda$ и $p\lambda$. В этом случае при заданной длине волны λ СВЧ-напряжения можно определять простые зависимости E от p . Например, на рис. 2 приведены зависимости E от p при пробое в непрерывном режиме в воздухе, кислороде и азоте.

По физике процессов к СВЧ-пробоем близко примыкает оптический пробой газа. Для пробоя газа на оптических частотах требуются поля в световой волне $10^6 - 10^7$ В см⁻¹. Обычно для этого используют хорошо сфокусированные лучи рубинового, неодимового лазе-

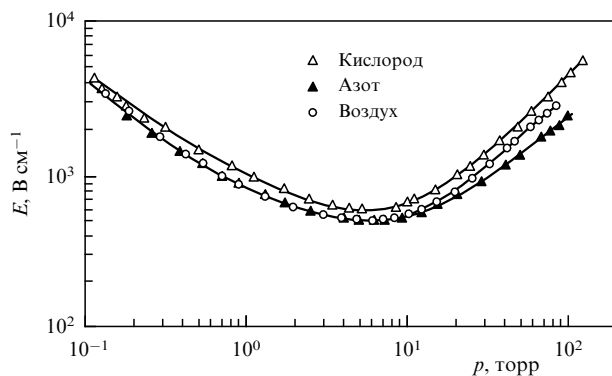


Рис. 2. Пробой в непрерывном режиме в воздухе, кислороде и азоте на частоте 9,4 ГГц при $L = 0,4$ см.

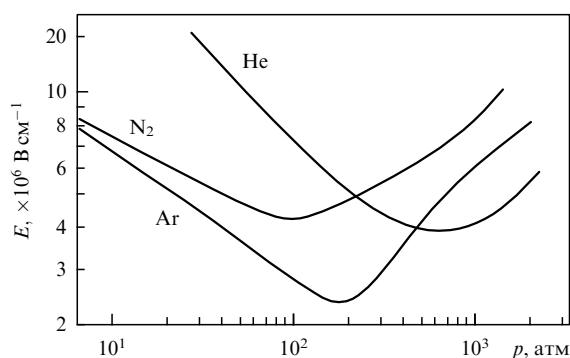


Рис. 3. Пороги пробоя Ar, N₂, He рубиновым лазером в широком диапазоне давлений. Длительность импульса 50 нс, диаметр фокуса 0,1 мм.

ров или CO₂-лазера. Зависимости $E(p)$ для оптического пробоя также имеют минимум, как и в случае постоянного поля или СВЧ-поля. Однако, как видно из рис. 3, этот минимум лежит в области давлений $10^2 - 10^3$ атм [15]. Например, для азота $p_{\min} \approx 10$ торр при частоте $9,4 \times 10^9$ Гц, а при частоте рубинового лазера $4,3 \times 10^{14}$ Гц $p_{\min} \approx 10^5$ торр, т.е. на четыре порядка больше. На столько же порядков больше и частота излучения рубинового лазера. Это согласуется с законом подобия, так как $(p\lambda)_1 = (p\lambda)_2$ или $(p/f)_1 = (p/f)_2$, где f — частота изменения поля излучения. Необходимо подчеркнуть, что обычно оптический пробой происходит при импульсном напряжении длительностью $t_i = 10^{-9} - 10^{-8}$ с. Однако период колебаний лазерного излучения $T \ll t_i$, поэтому такой разряд следует отнести к стационарному.

3. Закон подобия для времени формирования импульсных разрядов

3.1. Время запаздывания пробоя

Уже в первых экспериментах по исследованию импульсного пробоя газовых промежутков [16] было показано, что между моментом достижения статического пробивного напряжения U_s и моментом пробоя промежутка проходит некоторое время t_d , называемое временем запаздывания пробоя. В общем случае число пробоев n_t с временем запаздывания t и больше зависит от времени

запаздывания по следующему закону:

$$n_t = n_0 \exp \left(-\frac{t + \tau}{\sigma_0} \right), \quad (23)$$

где σ_0 — среднее статистическое время запаздывания, n_0 — общее число пробоев, τ — наименьшее время, ниже которого при данных условиях величина запаздывания пробоя не уменьшалась. Время запаздывания t_d состоит из суммы статистического времени запаздывания σ и времени формирования разряда, которым и является величина τ в формуле (23), т.е.

$$t_d = \sigma + \tau. \quad (24)$$

Величина σ определяется током электронов с катода i_0 и носит статистический характер. Зависимость между i_0 и σ_0 имеет вид [16]

$$i_0 = \frac{e}{\sigma_0} w_1 w_2, \quad (25)$$

где e — заряд электрона, w_1 — вероятность появления иницирующего электрона с катода в той области, где он может привести к пробую, w_2 — вероятность того, что этот электрон действительно приведет к пробую. Величина σ_0 определяется из наклона прямой $|\ln(n_t/n_0)| = (t + \tau)/\sigma_0$. Для промежутков длиной порядка нескольких миллиметров в отсутствие внешних источников облучения при почти двукратном превышении напряжения над статическим пробивным (пашеновским) $w = w_1 w_2 \approx 1$ [16]. Следовательно, ток электронов с катода в этом случае

$$i_0 = \frac{e}{\sigma_0}. \quad (26)$$

Эта формула широко используется для измерения тока электронов, испускаемых катодом, при приложении к промежутку импульса напряжения. По величине этого тока можно оценивать степень чистоты обработки катода. Из формулы (26) следует, что σ_0 не что иное, как среднее время между появлением двух иницирующих электронов. Существует предел величины тока i_0 , выше которого его измерение по наклону прямой $|\ln(n_t/n_0)| = (t + \tau)/\sigma_0$ невозможно. Это имеет место тогда, когда $\sigma_0 < \tau$.

Для измерения времени формирования разряда τ обычно нужно стремиться к тому, чтобы выполнялось условие $\sigma_0 \ll \tau$. Только в этом случае можно точно измерять эту величину и судить по ней о механизме разряда. Для уменьшения σ_0 используют источники ультрафиолетового излучения для подсветки поверхности катода, которые увеличивают i_0 . Как правило, это или ртутные лампы, или искровые источники. Необходимо иметь в виду, что обычно суммарная интенсивность внешней радиации (например космические лучи) ничтожно мала: составляет величину порядка 10 электронов в 1 с в 1 см³ объема воздуха. В случае, когда отсутствуют специальные вспомогательные источники электронов, иницирование разряда происходит за счет электронов, испускаемых самим катодом. К числу причин, которые приводят к этому, относятся следующие [3].

1. Эмиссия электронов, обусловленная диэлектрическими пленками и включениями на поверхности катода за счет эффекта Мальтера — аномальной эмиссии через

диэлектрические пленки на катоде, а также за счет эффекта Пэтова — автоэлектронной эмиссии, усиленной зарядкой диэлектрических пленок и включений на катоде.

2. Экзоэлектронная эмиссия. Обычно для электродов без специальной обработки плотность тока экзоэлектронов с катода не превышает 100–1000 электронов на 1 см^2 за 1 с. Такой ток может оказать влияние на пробой только миллисекундными импульсами.

3. Автоэлектронная эмиссия. Этот тип эмиссии при среднем поле $E_0 = 10^5 - 10^6 \text{ В см}^{-1}$ играет основную роль в поставке инициирующих электронов. Для получения тока автоэлектронной эмиссии 10^{-10} А , при котором время статистического запаздывания составит порядка 10^{-9} с , при площади поверхности вольфрамового катода 1 см^2 необходима напряженность электрического поля около $2 \times 10^7 \text{ В см}^{-1}$. Нас интересует импульсный электрический разряд в газе при напряженности поля $10^5 - 10^6 \text{ В см}^{-1}$.

Многочисленные исследования предпробойной проводимости в вакуумном промежутке при $E = 10^5 - 10^6 \text{ В см}^{-1}$ показывают наличие электронных токов $10^{-5} - 10^{-3} \text{ А}$ и качественное согласие зависимости этого тока от средней напряженности поля в промежутке с формулой Фаулера и Нордгейма для автоэлектронной эмиссии. Это объясняется наличием микровыступов на поверхности электрода, которые имеют напряженность поля E_0 , значительно превосходящую величину среднего поля $E = U/d$. Величина E_0/E называется коэффициентом усиления электрического поля.

3.2. Таунсендовский пробой

Как известно, газоразрядный промежуток некоторое время не пробивается при импульсном напряжении U , которое превышает статическое пробивное U_s , т.е. пашеновское. Величина

$$\delta = \frac{U - U_s}{U_s}, \quad (27)$$

которая называется перенапряжением, определяет механизм разряда в газе. При малых δ имеет место таунсендовский механизм, согласно которому, как мы говорили в разделе 2.1, каждый электрон, стартующий с катода, приводит к созданию лавины электронов за счет ударной ионизации атомов или молекул газа. Число электронов в такой лавине растет по экспоненте, $N = \exp(\alpha x)$. Кроме числа электронов по такому же экспоненциальному закону возрастает число ионов и возбужденных атомов или молекул газа. Последние после высвечивания испускают фотоны. Ионы и фотоны, попадая на катод, приводят к эмиссии вторичных электронов. Число вторичных электронов μ определяется из формулы (10). При статическом пробое $\mu = 1$, и мы приходим, как показано в разделе 2.1, к закону Пашена. При импульсном пробое $\mu > 1$. Отличительным признаком таунсендовского механизма является то, что объемный заряд первичной одиночной электронной лавины не искажает электрического поля в промежутке, число электронов в лавине всегда меньше некоторого критического N_c , т.е.

$$\exp(\alpha d) < N_c. \quad (28)$$

Когда число электронов и ионов в лавине достигает некоторой критической величины N_c , поле объемного

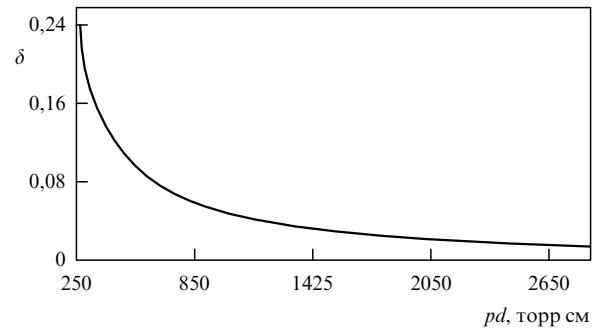


Рис. 4. Кривая, разделяющая области развития разряда в воздухе по таунсендовскому и стримерному (выше кривой) механизмам.

заряда становится сравнимым с внешним полем E_0 и меняется механизм разряда: он переходит от таунсендовского к стримерному. Так как коэффициент перенапряжения увеличивается с ростом E , то его величина играет решающую роль при переходе от таунсендовского механизма разряда к стримерному. На рисунке 4 приведена кривая, разделяющая значения величины pd и коэффициента перенапряжения δ при разряде в воздухе на две области [17]. Если условия разряда соответствуют области выше этой кривой, то имеет место стримерный механизм разряда, а если ниже, то — таунсендовский. Следовательно, таунсендовский разряд при атмосферном и более высоких давлениях в случае $d = 1 \text{ см}$ происходит только при $\delta < 0,1$. При больших перенапряжениях наступает стримерный пробой.

Время формирования пробоя τ для импульсного таунсендовского пробоя было определено Шаде [18, 5]. Пусть i_0 — начальный ток с катода; $i(t)$ — полный электронный ток с катода в момент времени t ; $i_a(t)$ — электронный ток на аноде в момент времени t ; $i_+(t)$ — ток положительных ионов у катода в момент времени t ; $i_{a+}(t)$ — ионный ток у анода в момент времени t ; τ_+ — время движения ионов от анода к катоду. Тогда, если считать, что основным вторичным процессом является освобождение электронов из катода под действием ионов, то можно записать следующие соотношения:

$$i = i_0 + \gamma i_+, \quad (29)$$

$$i_+ = i_{a+}(t - \tau_+), \quad (30)$$

$$i_{a+} = i_a - i, \quad (31)$$

$$i_a = i \exp(\alpha d), \quad (32)$$

откуда

$$i(t) = i_0 + \gamma (\exp(\alpha d) - 1) \left[i(t) - \tau_+ \frac{di(t)}{dt} \right]. \quad (33)$$

Вводя обозначение $\gamma (\exp(\alpha d) - 1) = \mu$, интегрируя уравнение (33) и полагая, что время формирования разряда τ достигается при $i/i_0 = \text{const}$, получим

$$\tau = \frac{\mu \tau_+}{\mu - 1} \ln \frac{1 + (\mu - 1)(i/i_0)}{\mu}. \quad (34)$$

Поскольку α сильно зависит от напряженности поля, то время τ быстро уменьшается с ростом перенапряже-

ния. Действительно, при небольшом увеличении напряженности поля, большего E_s , до $E = E_s + \Delta E$ величина $\alpha = \alpha_s + \Delta\alpha$. Следовательно, она получает приращение $\Delta\alpha$. Если использовать для α формулу (13), то получим [5]

$$\Delta\alpha = \frac{ABp^2\Delta E}{E_s^2} \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right), \quad (35)$$

где E_s — статическая пробивная напряженность электрического поля. При этом имеем

$$\mu = \gamma \left\{ \exp[(\alpha_s + \Delta\alpha)d] - 1 \right\} \approx 1 + d\Delta\alpha, \quad (36)$$

так как принято, что $\gamma[\exp(\alpha_s d) - 1] = 1$, а $\gamma \ll 1$. Величина α_s — значение коэффициента ударной ионизации при статическом пробое промежутка. Подставляя выражения (35) и (36) в (34), получим для времени τ :

$$\tau = \frac{E_s^2 \tau_+}{ABp^2 \Delta E d} \exp\left(\frac{Bp}{E}\right) \times \times \ln \left[1 + \frac{ABp^2 \Delta E d}{E_s^2} \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) \frac{i}{i_0} \right]. \quad (37)$$

Поскольку при пробое $i/i_0 \gg 1$, то логарифмический член можно считать постоянным. Обозначим его через $\ln \Gamma$. Из соотношения (37) следует:

$$p\tau = \frac{(E_s/p)^2 \exp(Bp/E)}{ABv_+(E/p)(E_s/p - E/p)} \ln \Gamma, \quad (38)$$

где v_+ — скорость дрейфа ионов. Нетрудно увидеть, что величина

$$\frac{E/p - E_s/p}{E_s/p} = \frac{U - U_s}{U_s} = \delta,$$

т.е. является перенапряжением. Если принять, что $v_+ \approx cE_s/p$, то из (38) следует:

$$p\tau = \frac{\exp(Bp/E)}{ABc\delta} \ln \Gamma. \quad (39)$$

Так как при статическом пробое величины напряжения U_s и E_s/p , согласно закону Пашена, являются функциями pd , то из (39) следует, что для таунсендовского импульсного пробоя закон подобия соблюдается. При этом величина $p\tau$ будет зависеть от двух комплексов, E/p и pd . Экспериментальные данные, приведенные в работах [16, 19], для пониженных давлений газа подтверждают справедливость формулы (38) для воздуха при сантиметровых промежутках $pd < 200$ торр.

Однако выше этого предела время τ становится во много раз меньше значения, следующего из формулы (37). Многие авторы пытались устранить эти противоречия. Изложение этих работ дано в монографиях [16, 19]. На их основе был развит стримерный механизм разряда.

3.3. Стримерный механизм разряда

Когда число заряженных частиц (электронов и ионов) в лавине достигает некоторой величины N_c , то начинается стримерный разряд. Пространственный заряд лавины состоит из электронного облака в ее головке и ионного в ее хвосте (рис. 5). За счет этого заряда электрическое поле усиливается впереди и позади лавины и ослабляется

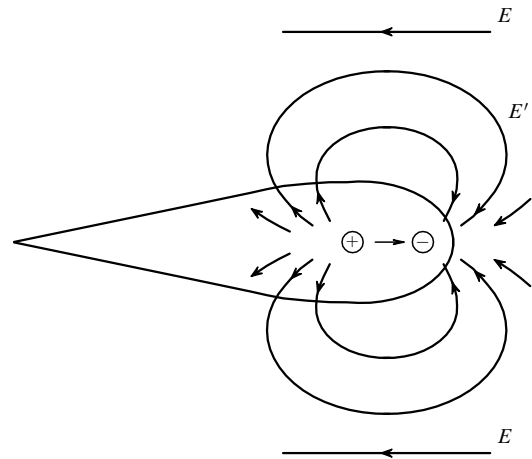


Рис. 5. Схематическое изображение одиночной лавины и силовых линий полей: E — внешнее поле, E' — поле пространственного заряда электронов и ионов лавины. Кругами условно показаны центры разноименных пространственных зарядов.

внутри нее. Кроме того, в газе создаются условия для возникновения вторичных электронов в зонах усиленного поля вследствие фотоионизации легко ионизируемых примесей газа [20, 21], выталкивания электронов на фронте головной части лавины кулоновскими силами [22] или убегающих электронов за счет высокого суммарного электрического поля в головке лавины [24]. Вторичные электроны создают новые лавины, ионная компонента которых втягивается в электронную головку первичной лавины, создавая проводящую плазму — стример, скорость которого на несколько порядков превосходит скорость дрейфа электронов. Если число электронов N_c в лавине достигается на пути, пройденном лавиной, $x_c < d$, то стример будет направлен от катода к аноду. Его называют анодно-направленным стримером. Если же $x_c \approx d$, то образуется катодно-направленный стример. Скорость движения стримера много больше скорости дрейфа электронов v .

Поэтому, если считать, что разряд сформировался после переключения стримером промежутка анод — катод, то для времени формирования стримерного разряда τ справедливо соотношение

$$\tau = \frac{\ln N_c}{\alpha v}. \quad (40)$$

Если N_c не зависит от E , d и p , то из последней формулы следует, что для стримерного механизма разряда соблюдается закон подобия $p\tau = F(E/p)$.

Ретер [25, 26] на основании экспериментов по исследованию электронных лавин в камере Вильсона пришел к заключению, что в промежутках длиной порядка 1 см действует стримерный механизм разряда, а время формирования разряда τ определяется временем, необходимым для роста лавины, вызванной даже одним электроном, до размеров, при которых наступает переход лавины в стример. Стример развивается намного быстрее лавины и временем его роста можно пренебречь. Предполагалось, что переход лавины в стример в воздухе происходит при числе электронов в лавине $\exp 20$, т.е. при условии $\alpha x = 20$, где α — коэффициент ударной ионизации, x — длина пути, на котором лавина накап-

ливает критическое число электронов. Так как $x = vt$, то

$$p\tau = \frac{20}{v(\alpha/p)}. \quad (41)$$

Было показано хорошее согласие экспериментальных данных с формулой (41) для воздушных и других промежутков длиной порядка нескольких сантиметров [19]. В разрядах, о которых мы будем говорить ниже, давление составляет порядка 1 атм и более, а напряженность электрического поля достигает значений до 10^5 В см⁻¹ и более. В этих условиях времена развития электронных лавин составляют 10^{-9} с и менее. Поэтому возникает вопрос о том, насколько справедлив закон подобия в этих условиях. Ситуация облегчается тем, что основные параметры, определяющие развитие электронной лавины, α/p , v и энергия электронов ε , зависят только от отношения E/p , а не от E и p в отдельности [16].

Для расчета времени τ важно знать скорость дрейфа электронов. Обобщенные данные при высоких E/p показывают, что

$$v = c \left(\frac{E}{p} \right)^\kappa. \quad (42)$$

Соответствующие данные для c и κ ряда газов приведены в табл. 3 [12]

Одним из спорных является утверждение, что электрическое поле не влияет на величину N_c для промежутков $d \geq 1$ см. Был предпринят ряд попыток учесть это влияние. Например, Флетчер [27] решил уравнения, описывающие развитие электронной лавины с учетом диффузионного расширения электронов и пространственного распределения зарядов электронов и ионов при разряде в атмосферном воздухе. Однако в заключение он пришел к выводу, что имеющиеся экспериментальные результаты для полей до 10^5 В см⁻¹ хорошо согласуются с теорией, если принять, что $N_c = 10^8$ и не зависит от E . Это объясняется тем, что время τ слабо зависит от N_c , так как последняя величина входит под знак логарифма. Следовательно, в формуле (41) в числителе должно стоять не 20, а 18,4. Эта разница обычно находится в пределах экспериментальной погрешности.

Однако эта проблема требует более детальной работы, поскольку вопрос о том, зависит или нет N_c от E

и p , является ключевым при утверждении, что время формирования пробоя при стримерном механизме разряда подчиняется закону подобия. Простые оценки показывают, что при $N = N_c$ внешнее электрическое поле сильно искажено пространственным зарядом лавины [26], и для определенности принято считать, что условие перехода есть условие равенства поля внутри лавины внешнему полю, т.е. обращения суммарного поля внутри лавины в нуль. Однако в данном условии никак не оговаривается возможность возникновения вторичных электронов перед фронтом распространяющегося стримера. Чаще всего в качестве механизма, обеспечивающего вторичные электроны, рассматривают фотоионизацию, автоматически полагая, что при $N \approx N_c$ ее интенсивность достаточно высока.

Нужно заметить, что хотя подобный критерий является эмпирическим, он введен не на основе измерений количества электронов в лавине и тем более полей внутри нее и в ее головке, а исходя из того экспериментального факта, что на начальном участке скорость продвижения головки лавины равна скорости дрейфа электронов, а затем она резко увеличивается. В эксперименте наиболее просто измерить x_c либо t_c и далее вычислить N_c . Легко видеть, что в силу экспоненциальной зависимости N от αvt допускается большая ошибка в оценках N_c .

Таким образом, хотя лавинно-стримерный переход объективно наблюдается в опытах, но количественный критерий $N = N_c$ отражает не более чем идею искажения внешнего поля пространственным зарядом. Поэтому важное значение приобретает детальное рассмотрение физических процессов, сопровождающих переход лавины в стример. Особое внимание обращают на такие вопросы, как описание пространственной структуры электронного и ионного облака, описание пространственного распределения поля в различные моменты времени, выявление физических механизмов, обеспечивающих вторичные процессы.

Как показано в [23], диффузионное расширение электронного облака в лавине происходит только до тех пор, пока число электронов в нем не достигнет значения $N \sim 10^6$ (для N_2 , O_2 , CH_4). Затем при превышении последнего значения начинается электростатическое расталкивание электронов, причем электроны в головке лавины будут иметь скорость, большую, чем v . При этом рост числа электронов в лавине начинает отклоняться от экспоненциального и замедляется. Этот эффект, называемый самоторможением лавины [23], объясняется теорией [12] и регистрируется экспериментально [26], однако он не влияет сколько-нибудь существенно на применимость закона подобия для времени τ . (Более подробно эти вопросы обсуждаются в работах [12, 23].)

Одной из основных проблем развития стримера является объяснение механизма возникновения вторичных электронных лавин впереди основной лавины. Для этого необходимо знать механизм появления вторичных электронов. Обычно этот механизм связывают или с фотоионизацией газа, как это предполагалось первоначально создателями стримерной теории разряда [16, 19, 26], или с электронами, которые, имея скорость большую, чем v , выходят из головки лавины и ионизуют нейтральные частицы газа [22, 24]. Рассмотрим подробнее каждый из этих механизмов.

Таблица 3.

Газ	E/p , В (см торр) ⁻¹	c	κ
N_2	120–3000 300–4000	$3,3 \times 10^6$ —	0,5 —
O_2	100–8000 200–2000	$3,75 \times 10^6$ —	0,5 —
CO_2	150–2000 5000–5000 45–220	$1,58 \times 10^6$ — —	0,59 — —
CH_4	120–1000 300–5000 50–200	$5,80 \times 10^5$ — —	0,76 — —
Воздух	130–300 10–130	$3,3 \times 10^6$ $3,3 \times 10^5$	0,5 1

Фотоны, испускаемые возбужденными молекулами из лавин в газе, существенно влияют на механизм газового разряда. Излучение лавин приводит к фотоионизации газа, фотоэффекту на катоде и созданию тем самым вторичных электронов. Непосредственные измерения спектра излучения лавин с помощью вакуумного спектрографа [28] показали, что интенсивные линии в кислороде имеют значения длины волны $\lambda = 988, 880$ и $835 \text{ \AA}$. В азоте зарегистрированы линии с длиной волны менее $1000 \text{ \AA}$.

Эмиссия ионизирующего излучения характеризуется следующими параметрами: $\omega [\text{см}^{-1}]$ — число ионизирующих газ квантов, созданных электроном на пути в 1 см ; $\delta [\text{см}^{-1}]$ — общее число квантов, создаваемых электроном на пути в 1 см ; ω/α — число ионизирующих квантов, приходящихся на один электрон в лавине.

Измерение параметров ионизирующего излучения проведено в работах [20, 21]. В качестве источника излучения использовался незавершенный разряд в однородном поле. Это дало возможность проследить зависимость различных параметров излучения от величины E/p в газовом разряде. Обнаружено, что в чистом кислороде ω/α с увеличением E/p возрастает, что объясняется уменьшением длины волны излучения с увеличением E/p .

В воздухе потенциал ионизации кислорода на $\sim 3,5 \text{ эВ}$ ниже потенциала ионизации азота, поэтому фотоны, испускаемые азотом, ионизуют кислород. С возрастанием E/p коэффициент ударной ионизации воздуха α растет быстрее, чем коэффициент ω , поэтому величина ω/α уменьшается с ростом E/p [21].

Из работы [29] следует, что в воздухе на каждый электрон лавины в среднем образуется 0,4 фотона в диапазоне давлений $pd = 20\text{--}120 \text{ см торр}$ ($d = 1 \text{ см}$), длин волн $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ и $E/p = 50\text{--}80 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Возбужденные молекулы газа испускают фотоны в среднем через время t_{ex} . Величина t_{ex} уменьшается с ростом давления газа из-за столкновений, гасящих возбуждения. Для азота по данным [30]

$$t_{\text{ex}} = t_0 \left[1 + \frac{p}{p_0} \right]^{-1},$$

где $t_0 = 36 \pm 3 \text{ нс}$, $p_0 = 60 \pm 6 \text{ торр}$.

На возможность участия электронов первичной электронной лавины в образовании вторичных лавин было указано в работах [31, 22]. Имелись в виду электроны в головке лавины, которые выталкивались электростатическим полем электронов. Этот эффект использовался для объяснения механизма разряда в воздухе в сверхсильных электрических полях (до 10^6 В см^{-1}). В работе [32] была предпринята попытка построить стримерную теорию с привлечением идеи убегающих электронов, открытых ранее в [33]. Электроны в низкотемпературной слабоионизованной плазме газового разряда приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют ее главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких значениях отношения напряженности электрического поля к давлению энергия, приобретаемая электроном на единице длины пути, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях, поэтому электрон будет переходить в режим непрерывного ускорения.

В работе [32] приводятся следующие качественные соображения. Поскольку в головке лавины имеются электроны с различной энергией, в том числе существенно превышающей среднюю энергию ε_{av} , то эти электроны могут вылетать из лавины в направлении анода, попадая в область усиленного поля. Часть электронов, имеющих недостаточно высокую начальную энергию, будет тормозиться в газе, а более энергичные электроны могут набрать еще большую энергию направленного движения в области усиленного поля и двигаться в режиме непрерывного ускорения даже несмотря на то, что поле ослабляется. К вопросу о роли убегающих электронов в разряде мы еще вернемся в разделе 5.2.

4. Временные характеристики при многоэлектронном иницировании

4.1. Время формирования пробоя τ и закон подобия

Флетчер [27] провел экспериментальное измерение времени формирования пробоя τ в воздухе при атмосферном давлении с использованием наносекундных импульсов. Он показал, что в промежутках миллиметрового диапазона время τ при поле $E > 50 \text{ кВ см}^{-1}$ зависит только от величины E , а не от напряжения U и длины промежутка d в отдельности. Следовательно, эти результаты подтверждают справедливость закона подобия. Полученная в [27] зависимость $\tau(E)$ при атмосферном давлении воздуха описывалась формулой (40) при условии, что $N_c = 10^8$ (рис. 6), т.е. как в обычном стримерном разряде в атмосферном воздухе при $d \simeq 1 \text{ см}$. Автор работы [27] так и полагал, что иницирование разряда осуществляется одиночными электронами, а разряд является стримерным.

Методика проведения экспериментов в [27] была такова. Импульс напряжения с длительностью фронта $0,3 \text{ нс}$ подавался по коаксиальной линии. На границах разреза внутреннего проводника размещались катод и анод (рис. 7а). Схема замещения экспериментальной установки приведена на рис. 7б. Время формирования разряда τ определялось от момента достижения фрон-

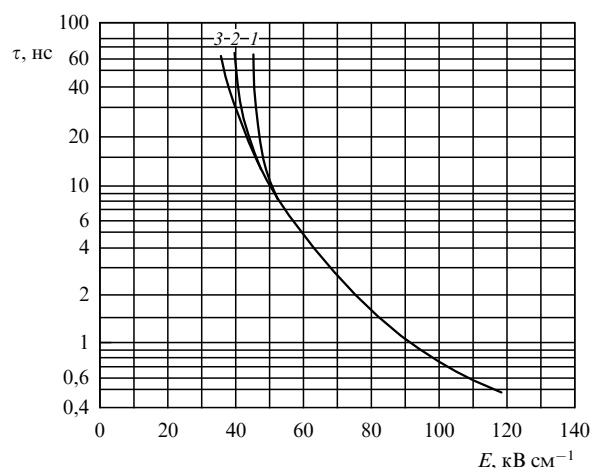


Рис. 6. Зависимость времени формирования разряда τ от напряженности поля E при разряде в атмосферном воздухе; кривая 1 получена при амплитуде импульса $7,5 \text{ кВ}$, кривая 2 — при $12,7 \text{ кВ}$, кривая 3 — при 18 кВ .

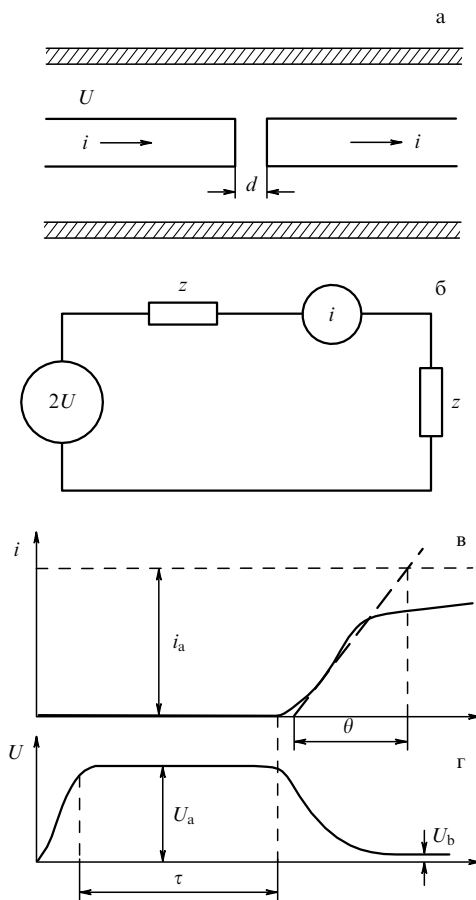


Рис. 7. (а) Схематическое изображение экспериментальной установки, в которой разрядник с промежутком d встроен в коаксиальную линию. (б) Электрическая схема замещения установки: $2U$ — генератор напряжения, $i = (Nev)/d \exp(xvt)$ — генератор тока, z — волновое сопротивление коаксиальной линии. (в) Схематическое изображение осциллограммы тока разряда. (г) Схематическое изображение напряжения на промежутке при разряде.

том импульса амплитуды U_a до момента, когда напряжение на промежутке падает на несколько процентов (рис. 7в). Следовательно, за критерий пробоя принималось начало спада напряжения на промежутке и роста в нем тока. Катод подсвечивался ультрафиолетовой искрой для получения инициирующих фотоэлектронов.

Остановимся на ряде противоречий работы [27], которые опровергают стримерный характер исследуемого разряда. Во-первых, о том, что разряд не стримерный, говорят эксперименты самого автора [27]. Например, на приведенном им распределении $|\ln(n_t/n_0)| = f(t)$ для $d = 1,55$ мм и $E = 82$ кВ см $^{-1}$ (двукратное перенапряжение) наблюдались большие разбросы во временах τ , даже когда у катода находилось заведомо больше одного электрона. Эти разбросы устранялись, когда ультрафиолетовая вспышка для облучения катода создавалась за 60 нс до прихода импульса напряжения и вызывала ток с катода $1,7 \times 10^{-8}$ А, что соответствует числу примерно $N_0 = 10^4$ электронов у катода перед поступлением импульса на промежуток. Вместе с ростом разбросов при уменьшении числа электронов у катода изменяется и наименьшее время в распределении $|\ln(n_t/n_0)| = f(t)$, которое принято считать временем формирования разряда τ . Зависимость τ от числа началь-

ных электронов у катода была показана также в работах [31, 34], где число электронов N_0 регулировалось изменением времени между вспышкой ультрафиолетового излучения искры и приходом импульса. О зависимости времени τ от числа электронов с катода можно судить и по данным работы [35], в которой были получены величины τ примерно в два раза большие, чем в [27], так как из описания методики в работе [35] можно предполагать, что величина N_0 меньше, чем в [27].

Во-вторых, время формирования τ в работе [27] определялось по осциллограмме тока, амплитуда которого составляла порядка нескольких сотен ампер. Если учесть, что момент начала роста тока в промежутке, до которого отсчитывалось время τ , можно зафиксировать при токе в промежутке порядка 1 А, то число электронов в лавине при скорости дрейфа $v \approx 10^7$ см с $^{-1}$ должно составлять $\sim 10^{11}$, а не 10^8 , как это следует из стримерной теории.

В-третьих, факт существования однолавинового стримерного пробоя не подтверждается прямым наблюдением структуры разряда с помощью скоростной съемки в наносекундном диапазоне [36, 12], так как при этом от момента приложения напряжения в течение времени τ и в стадии быстрого роста тока наблюдается свечение всего объема промежутка и нет локального светящегося образования, характерного для стримера [19]. Факт объемного свечения непосредственно подтверждается также снимками, полученными фотографированием промежутка в процессе разряда при приложении одиночного наносекундного импульса [12].

Для объяснения кривой $\tau(E)$, представленной на рис. 6, Дики [37] рассчитал переходный процесс в разрядном контуре (рис. 7б) при единичном инициирующем электроны, предполагая, что число электронов в лавине может достигать сколь угодно большой величины. Он получил при этом время от начала приложения напряжения до начала роста тока и спада напряжения, которое в [27] принималось как время τ , завышенное по отношению к величинам, полученным в [27]. А самое главное он показал, что крутизна спада напряжения и соответственно роста тока очень хорошо совпадает с полученными из осциллограмм в [27] (рис. 8).

Однако такое объяснение неверно, так как в пространстве, где нет зарядов, ток в промежутке должен замыкаться за счет тока смещения. При этом наблюдаемый в эксперименте ток $\sim 10^2$ А может быть обусловлен или большой емкостью промежутка, или большой скоростью роста емкости в процессе движения лавины.

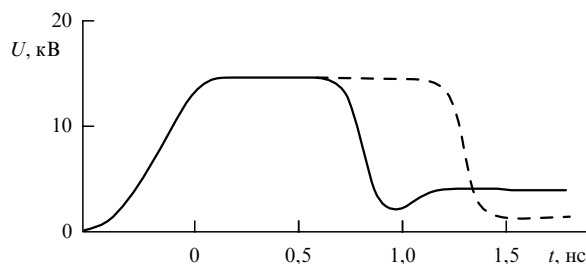


Рис. 8. Осциллограмма напряжения на промежутке (сплошная кривая) и напряжение, рассчитанное по модели лавинного размножения электронов (штриховая кривая) при $N_0 = 1$. Длина промежутка $d = 1,37$ мм, $E = 104,4$ кВ см $^{-1}$.

Собственная емкость промежутка обычно составляет порядка нескольких пикофарад, что недостаточно для пропускания тока 10^2 А даже при крутизне роста 10^{11} А с $^{-1}$. При давлении $p = 760$ торр и $E/p = 150$ В см $^{-1}$ торр $^{-1}$ величина $\alpha/p = 1,6$, поэтому для роста числа электронов в лавине до $\sim 10^{13}$ ей нужно пройти путь $x \approx 0,26$ мм, т.е. при $d > 3$ мм эта емкость будет оставаться почти неизменной.

Кроме того, как было показано в разделе 3.3, при некотором числе электронов N в лавине (для $E/p = 40$ В см $^{-1}$ торр $^{-1}$ $N \approx 10^8$) влияние поля пространственного заряда настолько велико, что неучет его приводит к большим погрешностям. Более того, лавина вообще прекратит свое развитие из-за торможения объемным зарядом [26]. Поэтому физическую интерпретацию результатов [27], данную в [37], нельзя считать убедительной. Однако поразительным является то, что полученные в [37] зависимости напряжения от времени в процессе спада напряжения хорошо согласуются с осциллограммами из [27, 31]. Причину этого противоречия мы объясним в разделе 4.3.

Фелзенталь и Прауд [38] исследовали наносекундный импульсный разряд в различных газах, используя методику, аналогичную [27]. При этом число начальных инициирующих электронов также достигало значения порядка 10^4 . Эксперименты проводились в следующих условиях: напряжение $E = 4-30$ кВ, давление газа $p = 1-760$ торр, межэлектродное расстояние $d = 0,05-6$ см, время формирования разряда $\tau = 0,3-30$ нс. Справедливость закона подобия в этих условиях была доказана для девяти газов (рис. 9).

Объяснение, почему справедлив закон подобия для импульсного пробоя газов с многоэлектронным инициированием, дано Месяцем [31] и его сотрудниками [12, 39]. При большом числе начальных электронов N_0 рост тока происходит за счет одновременного развития большого числа электронных лавин. Для расчета зависимости $p\tau$ от E/p используем схему замещения разрядного контура (рис. 7б) в экспериментах [27, 38, 39]. Искровой промежуток замещается генератором тока, который зависит от способа образования инициирующих электронов. Если

эти электроны образуются на катоде, а их число равно N_0 , то

$$i = \frac{N_0 e v}{d} \exp \left(\int_0^t \alpha v dt \right), \quad (43)$$

где e — заряд электрона, d — длина промежутка, v — скорость дрейфа электронов. Если инициирующие электроны образуются во всем объеме между катодом и анодом, то

$$i = n_0 e v S \exp \left(\int_0^t \alpha v dt \right), \quad (44)$$

где S — площадь электродов, n_0 — концентрация начальных электронов между электродами. С другой стороны, если пренебречь емкостью разрядника, то ток можно определить из уравнения Кирхгофа

$$i = \frac{U_a - U}{z} = \frac{d}{z} (E_a - E), \quad (45)$$

где U_a , E_a — соответственно амплитуды напряжения и напряженности поля, z — волновое сопротивление коаксиальной линии. В формуле (45) учтено, что в схеме замещения (рис. 7б) напряжение генератора равно $2U$, а общее сопротивление $2z$. Примем, что импульс имеет абсолютно прямоугольный фронт.

Время формирования разряда τ в этом случае определится временным интервалом от момента приложения до момента начала спада напряжения на промежутке и роста в нем тока. Зафиксируем этот момент, как момент достижения током величины $i_t \ll U_a/z$. Тогда из формулы (43) получим

$$\tau = \frac{1}{\alpha v} \ln \frac{i_t d}{e N_0 v}. \quad (46)$$

Если принять $i_t = 1$ А, $d = 1$ см, $v = 10^7$ см с $^{-1}$, $N_0 = 10^4$, то величина под знаком логарифма составит $\sim 10^8$, что равно значению N_c , полученному в [27] в предположении, что имеет место стримерный механизм разряда. Величина, состоящая под знаком логарифма в (46), слабо влияет на время τ , поэтому можно считать, что при многоэлектронном инициировании импульсного разряда закон подобия соблюдается. Объясняется еще одно противоречие работ [27] и [37]. Так как число инициирующих электронов $N_0 = 10^4$, а в [37] предполагалось, что $N_0 = 1$, то именно этим обусловлено различие кривых $U(t)$ на рис. 8.

Однако, как видно из рис. 6, для зависимости $\tau(E)$ в атмосферном воздухе при сравнительно низких полях наблюдается отклонение от закона подобия. Это объясняется тем, что суммарный ток лавин, достигших анода, будет меньше, чем ток i_t , по которому определяют время τ . Условие, определяющее, когда следует ожидать таких отклонений, запишется так: $d < \tau v$, отсюда при учете (46) следует

$$d < \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{i_t d}{e N_0 v} \right). \quad (47)$$

Для удобства сравнения условия (47) с экспериментальными результатами умножим левую и правую части на

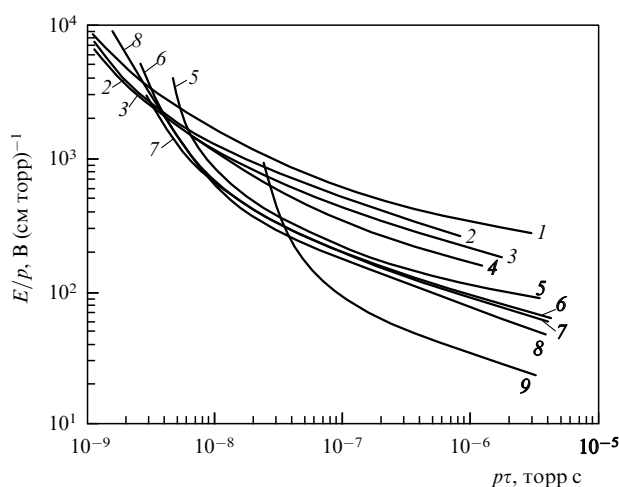


Рис. 9. Зависимости времени формирования пробоя от электрического поля E и давления p для различных газов. 1 — фреон-С318; 2 — фреон-114; 3 — фреон-12; 4 — SF_6 ; 5 — N_2 ; 6 — воздух; 7 — O_2 ; 8 — Ar ; 9 — He .

E_a . При этом получим

$$U_a < \frac{E_a}{\alpha} \ln \left(\frac{i_\tau d}{e N_0 v} \right). \quad (48)$$

Подставив в (48) величину α из формулы (18), получим выражение для определения значения E/p , ниже которого закон подобия перестает выполняться:

$$\frac{E}{p} = B \left[1 + \frac{M}{2U_a} + \left(\frac{M}{U_a} + \frac{M^2}{4U_a^2} \right)^{1/2} \right], \quad (49)$$

где $M = (1/A_0 B_0) \ln(i_\tau d / e N_0 v)$. В экспериментах [27] несоблюдение зависимостей $E(t)$ наблюдалось при $U_a = 12,7$ и $7,5$ кВ. Если подставить эти значения в формулу (49), то найдем соответственно значения электрического поля 42 и 51 кВ см⁻¹. Экспериментальные значения этих величин [27] соответственно 42 и 50 кВ см⁻¹. Это говорит об удовлетворительном теоретическом объяснении отклонения зависимости $\tau(E)$ от закона подобия. Напомним, что это происходит в малых промежутках ($d \sim 1,5-3$ мм).

Итак, закон подобия для времени τ при многоэлектронном иницировании можно считать справедливым в диапазоне $10^{-10} - 10^{-7}$ с. Еще одно доказательство этому дано в работе [40], в которой была исследована зависимость времени τ от давления аргона при $p = 0,5-600$ торр. Показано, что кривая $\tau(p)$ имеет минимум при давлении $p_{\min} = 100$ торр, равный $\tau_{\min} = 250$ нс. На наличие такого минимума для воздуха в наносекундном диапазоне указывалось ранее в [41]. Покажем, что согласно нашей теории наличие этого минимума полностью соответствует закону подобия. Для аргона в широком диапазоне E/p имеет место зависимость [42]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(- \frac{B}{(E/p)^{1/2}} \right), \quad (50)$$

где $A = 33$ (см торр)⁻¹, $B = 22,7$ В^{1/2} (см торр)^{-1/2}.

Скорость дрейфа электронов запишем в общем виде:

$$v = c \left(\frac{E}{p} \right)^\kappa, \quad (51)$$

где c и κ — параметры, зависящие от сорта газа и диапазона значений E/p . Тогда, подставляя (50) и (51) в (46) и полагая, что числитель слабо зависит от E/p , поскольку находится под знаком логарифма, найдем минимум из соотношения $d\tau/dp = 0$. При этом получим для давления, при котором время τ будет минимальным,

$$p_{\min} = \frac{E}{B^2}. \quad (52)$$

Из формулы (52) следует, что в точке минимума $(E/p)_{\min} = B^2 = 515$ В (см торр)⁻¹. Согласно рис. 9 при этой величине E/p для аргона $(p\tau)_{\min} = 2 \times 10^{-8}$ торр с. Экспериментальное значение $(p\tau)_{\min} = 2,5 \times 10^{-8}$ торр с. Учитывая нестрогую прямоугольность фронта импульса в [40], совпадение теоретического и экспериментального значений $(p\tau)_{\min}$ можно считать удовлетворительным. Это подтверждает вывод о том, что закон подобия для газового разряда справедлив при временах $\tau \ll 10^{-9}$ с, т.е. для пикосекундного диапазона.

4.2. Время роста тока и спада напряжения θ

Нетрудно показать, что время роста тока и соответственно равное ему время спада напряжения на промежутке при многоэлектронном иницировании определяются, как и время τ , ионизационным размножением электронов и скоростью их дрейфа. Пусть исследуемый разрядник включен последовательно с коаксиальной линией (рис. 7а). Такой схеме включения соответствует схема замещения, приведенная на рис. 7б. Тогда согласно закону Кирхгофа зависимость между током i и напряжением U будет описываться уравнением (45). Решая совместно уравнения (43) и (45), получим [31]

$$\frac{dU}{dt} = - \left(1 - \frac{U}{U_a} \right) U \alpha v. \quad (53)$$

Уравнение (53) можно записать в рамках закона подобия:

$$\frac{d(E/p)}{d(pt)} = - \left(1 - \frac{E/p}{E_a/p} \right) \frac{E}{p} \frac{\alpha}{p} v(E/p). \quad (54)$$

Следовательно, при многоэлектронном иницировании закон подобия справедлив не только для времени формирования разряда τ , но и для времени, в течение которого происходит спад напряжения на промежутке и соответственно рост тока в нем. Из формулы (54) видно, что поле $E(t)$ не зависит от числа начальных иницирующих электронов N_0 . Это объясняет, почему в [37] при $N_0 = 1$ была получена расчетным путем та же самая зависимость $U(t)$ в процессе спада напряжения, что и при $N_0 = 10^4$ в [27, 31] (см. рис. 8).

Оценим теперь время роста тока и спада напряжения на промежутке. Возьмем коэффициент ударной ионизации α/p в аппроксимации (18) и скорость дрейфа электронов, определяемую формулой (42), при $\kappa = 1$, а $c = 3,3 \times 10^5$ см² торр В⁻¹ с⁻¹, тогда из уравнений (45) и (53) следует

$$\frac{dx}{dT} = (1-x)^2(x-B)x, \quad (55)$$

где $x = i/(U_a/z) = 1 - U/U_a = 1 - y$, $B = 1 - 27,5/(E/p)$, $T = t/t_0$, $t_0 = 42p^{-1}(E_a/p)^{-3}$, $y = U/U_a$. На рисунке 10 приведены рассчитанные нами [31] зависимости относительного тока от времени в атмосферном воздухе для различных величин E/p , рассчитанные по модели многолавинного размножения электронов.

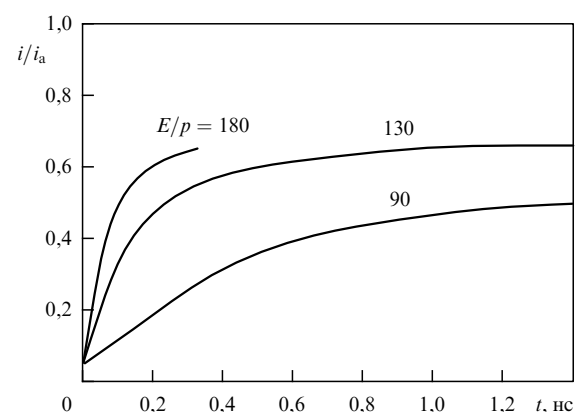


Рис. 10. Зависимости тока от времени в атмосферном воздухе для различных величин E/p , рассчитанные по модели многолавинного размножения электронов.

тельной величины тока разряда $x = i/i_a$ от времени t для различных E/p . Из этих зависимостей следует, что кривая $x(t)$ вначале идет круто вверх, а затем ее рост резко замедляется. Переход от участка быстрого роста тока к участку его замедленного роста объясняется тем, что с возрастанием тока увеличивается падение напряжения на сопротивлении, что приводит к уменьшению напряженности поля в промежутке и снижению коэффициента ударной ионизации α и скорости дрейфа электронов v . Последнее вызывает снижение скорости роста тока.

На крутом участке кривой $x(t)$ крутизна $\dot{x} = dx/dt$ при $x = x_{\max}$ принимает максимальное значение. Величина $x_{\max}$ определяется из условия $d^2x/dt^2 = 0$:

$$x_{\max} = 0,1 \left[3(B+1) - \sqrt{9(B+1)^2 - 20B} \right]. \quad (56)$$

Вычисляя значения $\dot{x}_{\max}(B)$, можно найти зависимость времени $\theta = i_a(di/dt)_{\max}^{-1}$ от E_a/p . Величина $x_{\max}(B)$ и соответствующая ей зависимость производной $\dot{x}_{\max} = (dx/dt)_{\max}$ от B приведены на рис. 11. Пользуясь кривой $\dot{x}_{\max}(B)$, можно найти зависимость $\theta = i_a(di/dt)_{\max}^{-1}$ от E_a/p . Нетрудно показать, что для условной величины времени спада напряжения и роста тока θ (рис. 7в) справедлив закон подобия, т.е.

$$p\theta = \frac{0,024}{(E_a/p)^3 (dx/dt)_{\max}}, \quad (57)$$

так как $\dot{x}_{\max} = (dx/dt)_{\max} = f(E_a/p)$. Теоретическая кривая $p\theta = f(E_a/p)$ приведена на рис. 11. Измеренные величины θ для трех длин промежутков $d = 1, 2$ и 4 мм для случая многоэлектронного и одноэлектронного иницирования хорошо ложатся на эту кривую [31].

При одноэлектронном иницировании разряда также существует два участка спада напряжения — быстрого и медленного. На рисунке 12 показаны экспериментальные зависимости $U/U_a(t)$ для многоэлектронного и одноэлектронного иницирования, а также теоретическая кривая. Необходимо отметить, что, определив время θ ,

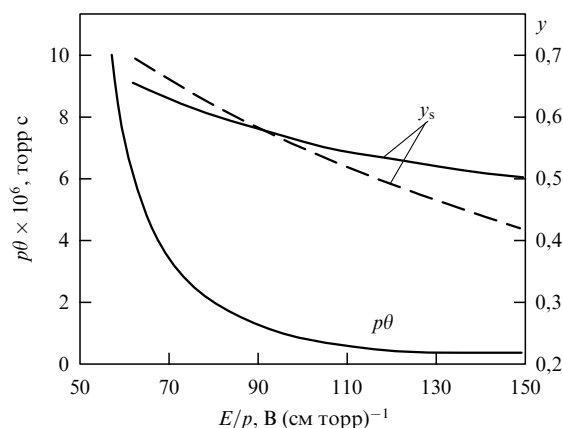


Рис. 11. Зависимости $p\theta$ при многоэлектронном и одноэлектронном иницировании и относительного напряжения y_s , при котором крутизна спада напряжения уменьшается в пять раз по сравнению с максимальной, от E/p при различных воздушных промежутках длиной: 1 мм; 2 мм; 4 мм. Сплошными кривыми показаны теоретические данные, штриховая кривая соответствует экспериментальным данным, полученным для воздуха при $p = 760$ торр.

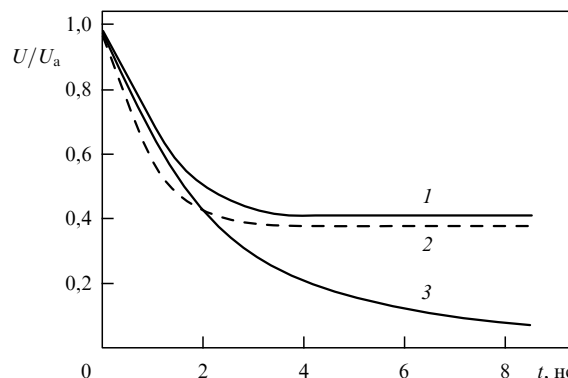


Рис. 12. Экспериментальная (1) и расчетная (2) осциллограммы спада напряжения при многоэлектронном иницировании пробоя в азоте ($p = 760$ торр, $d = 0,44$ см, $E = 68,5$ кВ см $^{-1}$) и экспериментальная осциллограмма спада напряжения при одноэлектронном иницировании (3).

мы охарактеризовали только начальный — крутой участок спада напряжения. Но существует еще второй участок сравнительно медленного спада напряжения, который на осциллограмме регистрируется как "ступенька". Это позволяет говорить об остаточном напряжении, или о напряжении горения объемного разряда U_b . Эта ступенька обусловлена тем, что по мере роста тока уменьшается среднее поле E в промежутке и соответственно уменьшаются величины α и v , что ведет к резкому снижению скорости спада напряжения на промежутке. Примем, что

$$\frac{dU_b}{dt} \ll \left(\frac{dU}{dt} \right)_{\max}$$

и что напряжение U_b достигается при $dU/d(pt) = h_0$, где h_0 — некоторая небольшая по сравнению с максимальной крутизной величина. Нетрудно показать, что из уравнения (53) при скорости электронов $v = c(E/p)$ следует

$$h_0 = \frac{U_b^2}{pd} \left(1 - \frac{U_b}{U_a} \right) f \left(\frac{U_b}{pd} \right). \quad (58)$$

Как видно из формулы (58), напряжение горения разряда не зависит от волнового сопротивления z генератора. При таком определении напряжения горения U_b согласно формуле (58) соблюдается закон подобия $U_b = \varphi(pd)$. При $U_a \gg U_b$ зависимость U_b от U_a слабая, т.е. при различных начальных напряжениях U_b остается практически неизменным. На рисунке 11 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости $y = U_b/U_a$ от E_a/p для атмосферного воздуха при крутизне dU/dt в пять раз меньшей максимальной крутизны. Эта стадия разряда обычно используется для накачки газовых лазеров и в плазмотронах.

5. Одноэлектронное иницирование

5.1. Время формирования пробоя τ и время роста тока и спада напряжения θ при одноэлектронном иницировании

В воздушных промежутках длиной $d \leq 1$ мм при иницировании разряда одиночными электронами (одноэлектронное иницирование) закон подобия нарушается, а

время τ становится на один-два порядка больше, чем это следует из данных для разрядов при многоэлектронном инициировании.

Зависимость времени τ от числа начальных электронов N_0 экспериментально доказана в работе [39]. Использовались импульсы напряжения до 30 кВ с длительностью фронта 0,3 нс. Разрядная камера заполнялась воздухом при атмосферном давлении. В аноде имелось отверстие, закрытое медной сеткой. Длина промежутка, равная $d = 2$ мм, оставалась неизменной. Для ультрафиолетовой подсветки катода использовался миниатюрный искровой источник, свет от которого через кварцевую линзу, диафрагму и анодную сетку попадал на катод под углом 90° . Диафрагма позволяла изменять площадь облучения в 10^3 раз, а линза пропускала на катод свет с длиной волны не менее $2000 \text{ \AA}$, что исключало фотоионизацию газа. Установка позволяла реализовать как одноэлектронное, так и многоэлектронное инициирование. Многоэлектронное инициирование достигалось в случае, когда поступление ультрафиолетовой подсветки существенно опережало приход основного импульса напряжения. Одноэлектронное инициирование осуществлялось в условиях, когда подсветка поступала на 10 нс позже прихода основного импульса на исследуемый разрядник. Возможность появления за это время иницирующего электрона отсутствовала, так как время запаздывания разряда без подсветки всегда составляло более 100 нс.

Для каждой амплитуды импульса снималось 100 осциллограмм и строились зависимости $|\ln(n_t/n_0)| = f(t)$, где n_t — число пробоев с временем запаздывания t и более, n_0 — общее число пробоев. На рисунке 13 для примера приведены два таких распределения при $E = 100 \text{ кВ см}^{-1}$ и $E = 90 \text{ кВ см}^{-1}$. За время τ принималось наименьшее в этом распределении время. Интенсивность облучения катода выбиралась такой, чтобы время σ было соизмеримым с τ . Это практически исключало одновременное появление двух электронов, лавины которых могли бы влиять друг на друга.

Полученная зависимость времени τ от поля E_0 для случая одноэлектронного инициирования представлена

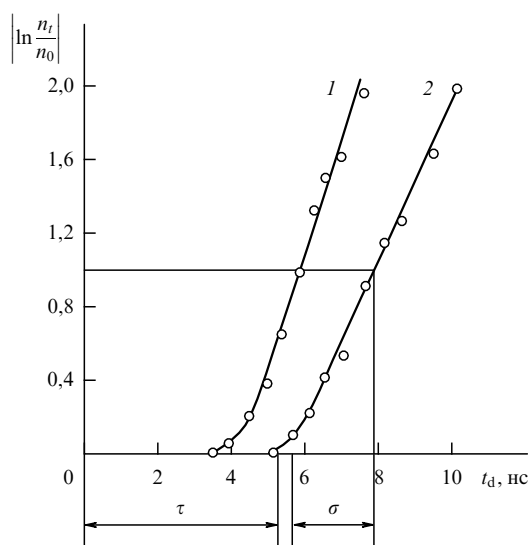


Рис. 13. Распределение $|\ln(n_t/n_0)| = f(t)$. Кривая 1 — $E = 100 \text{ кВ см}^{-1}$, $d = 2$ мм, кривая 2 — $E = 90 \text{ кВ см}^{-1}$, $d = 2$ мм.

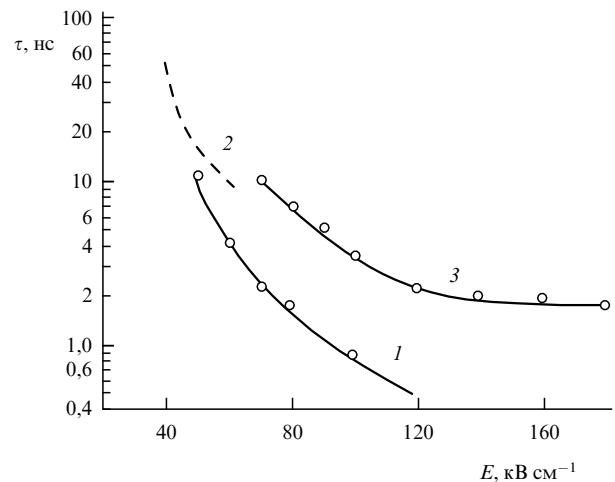


Рис. 14. Зависимость времени формирования τ от поля E . Кривая 1 построена по данным [27]; точки на этой кривой получены при многоэлектронном инициировании пробоя [31]; кривая 2 соответствует данным [35] при одноэлектронном инициировании; кривая 3 — зависимость, полученная в случае одноэлектронного инициирования [31].

на рис. 14 (кривая 3). На этом же рисунке приведена кривая 1, полученная в [27], и результаты [39] при многоэлектронном инициировании (точки на кривой 1). В последнем случае подсветка опережала импульс на 100 нс, а интенсивность ультрафиолетового облучения катода примерно в 100 раз превышала те значения, которые она имела при снятии кривых, представленных на рис. 13. Поэтому число накопленных у катода электронов составляло $\sim 10^4$, как и в работе [27]. Измеренные величины времени τ в этом случае совпадают с результатами [27]. Кривая 2 была получена в [35] в условиях, близких к одноэлектронному инициированию.

Как видно из рис. 14, время формирования разряда существенно зависит от числа электронов, иницирующих пробой. Все известные экспериментальные факты можно объяснить, приняв, что начало стадии быстрого роста тока и спада напряжения на промежутке, по которому обычно регистрируют момент пробоя, обусловлено развитием электронных лавин, инициированных свободными электронами в промежутке. При большом числе иницирующих электронов N_0 в течение времени τ , которое обычно принимается за время формирования разряда, ток этих лавин возрастает до некоторой величины i_τ , которая может быть зарегистрирована осциллографом. Если число электронов N_0 мало, например $N_0 \approx 1$, то в стадии формирования разряда происходит накопление свободных электронов в промежутке за счет вторичных процессов.

Исследование наносекундного импульсного пробоя атмосферного воздуха при одноэлектронном инициировании в промежутках длиной $d < 1$ мм проведено в работе [34]. Электрическое поле при пробое достигало 10^6 В см^{-1} . Ультрафиолетовой подсветки катода не производилось, а иницирующие электроны появлялись за счет тока автоэлектронной эмиссии. В этой же работе показано, что при тщательной очистке и полировке электродов в промежутке длиной $d = 0,1$ мм при электрическом поле $E = 1,4 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ время $\tau \approx 1$ нс. При нанесении на поверхность катода царапин время τ

уменьшается до значений $\tau < 10^{-10}$ с. Это объясняется переходом разряда в режим многоэлектронного инициирования за счет тока сначала автоэлектронной, а затем взрывной эмиссии электронов с микровыступов поверхности катода, которые появляются по краям царапины.

Есть несколько возможных причин сравнительно большой величины τ при инициировании разряда малым числом электронов. Все они обусловлены дефицитом числа электронов в промежутке, что мешает току разряда быстро достигнуть величины, которая воспринимается как разряд. Во-первых, из-за хорошей обработки катода число инициирующих электронов мало, так как на катоде мало микровыступов, на которых усиливается электрическое поле и возрастает ток автоэлектронной эмиссии. Во-вторых, при полях $E > 10^5$ В см⁻¹ сильно возрастает эффект самоторможения электронной лавины. То есть скорость роста числа электронов в лавине резко снижается при числе электронов $N \approx 10^6$ на пути $x_c \ll d$ [3]. Естественно, что в такой лавине создается мало возбужденных нейтральных частиц, и она испускает мало фотонов, а также мало убегающих электронов (УЭ). Поэтому стример в промежутке не может образоваться. В-третьих, ввиду небольшого числа фотонов, испускаемых лавиной, на катоде будет образовываться мало фотоэлектронов. Все это приведет к резкому замедлению скорости роста числа свободных электронов в разрядном промежутке.

При полях $E > 10^5$ В см⁻¹ серьезные особенности появляются в самой лавине — она испытывает сильную деформацию. Скорость движения электронов на фронте лавины будет существенно больше, чем в ее хвосте [23] (рис. 15), т.е. происходит выталкивание электронов с фронта лавины. Эти электроны вместе с УЭ будут образовывать новую лавину впереди фронта первичной. Таким образом, создается плазменное образование, названное лавинной цепью [22]. Лавинная цепь, переминая промежутки, не приводит к резкому росту тока из-за своей очень малой проводимости. Однако она испускает фотоны, которые за счет фотоэмиссии с катода образуют новые электроны на катоде и в газе и тем самым новые

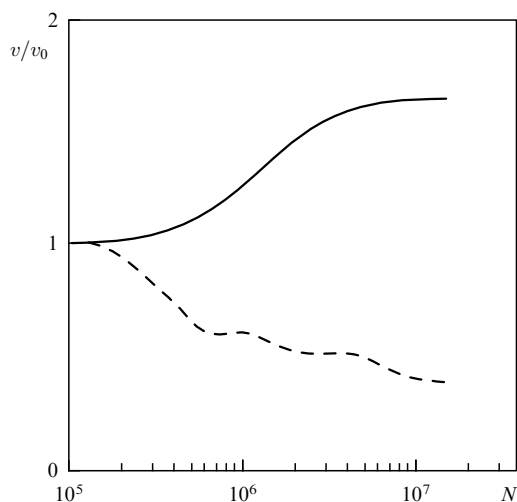


Рис. 15. Скорость электронов на фронте (сплошная кривая) и в хвосте (штриховая кривая) лавины в зависимости от числа зарядов в лавине; v — текущая скорость дрейфа электронов, v_0 — скорость электронов в начальный момент.

лавинные цепи. Этот механизм похож на таунсендовский, только роль отдельной лавины играет лавинная цепь. В этой ситуации время τ будет зависеть от времени высвечивания возбужденных атомов и молекул. В частности, для азота при $p = 760$ торр, как мы показали в разделе 3.3, это время составляет 2,5 нс. Естественно, что в таких условиях закон подобия для времени τ при одноэлектронном инициировании не выполняется.

В результате автоэлектронной эмиссии, развития лавинных цепей, появления УЭ и образования фотоэлектронов происходит накопление такого числа электронов в промежутке, которое за время одной лавинной генерации приводит к росту проводимости плазмы разряда в промежутке и спаду напряжения на нем. Интересно, что начальная стадия этого спада такая же, как и при многоэлектронном инициировании. Об этом свидетельствует приведенная на рис. 12 кривая 3 спада напряжения на промежутке при одноэлектронном инициировании. Из рисунка 12 видно, что время θ не зависит от числа начальных инициирующих электронов.

Структуры свечения плазмы в промежутке при многоэлектронном и одноэлектронном инициировании существенно различны. Если в первом случае светится весь промежуток, то во втором случае на фоне слабого объемного свечения наблюдается много диффузных каналов, привязанных к отдельным точкам на катоде. Такая структура разряда в атмосферном воздухе была обнаружена впервые авторами работ [31, 43], а затем и другими [24, 44]. Эти точки на катоде являются местами усиления автоэлектронной эмиссии.

Объемное свечение обусловлено фотоэмиссией с катода и фотоионизацией газа за счет фотонов из диффузных каналов. Диффузные же каналы образуются в результате тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) с микровыступов на катоде, электрическое поле на которых может усиливаться в несколько десятков и даже сотен раз [3]. Это усиление становится еще больше за счет объемного заряда положительных ионов. При достижении большой плотности электронного тока возникает взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) с этих выступов [31, 46], которая приводит к образованию катодных пятен, а затем ярко светящихся каналов разряда. Взрывные процессы на катоде в газовом разряде были предсказаны в [23], а впервые обнаружены и исследованы в работах [3, 41, 46, 47]. Прямым доказательством их существования являются микрократеры на катоде, аналогичные возникающим в вакуумном разряде, для которого фундаментальная роль ВЭЭ доказана однозначно [48]. Нет сомнения, что именно за счет АЭЭ или ВЭЭ в газоразрядном промежутке появляются УЭ.

Интересно отметить влияние каналов и объемной плазмы в промежутке на разряд в нем. Основной ток после начала спада напряжения обусловлен диффузным свечением, так как время начального спада напряжения и роста тока при одноэлектронном и многоэлектронном инициировании одинаково (см. рис. 12). Последующий спад напряжения и рост тока обусловлены процессами в каналах. Именно поэтому ток возрастает значительно быстрее при многоэлектронном инициировании. Это связано с неоднородностью эмиссии электронов с поверхности катода из-за наличия на ней большого числа микровыступов. Усиленный ток АЭЭ с микровыступов и приводит к образованию диффузных каналов. В последующем происходит взрыв этих микровы-

ступов под действием тока ВЭЭ и образование разрядных каналов.

5.2. Убегающие электроны

В разделе 5.1 мы исследовали зависимость времени формирования разряда в воздухе без внешних источников предыонизации при электрических полях $E \gg 10^5$ В см⁻¹. В таких условиях обычно наблюдаются убегающие электроны, о которых упоминалось в разделе 5.1. Мы уже говорили о возможной роли УЭ в лавинно-стримерном переходе (см. раздел 3.3) и в образовании диффузных каналов (см. раздел 4.2). Остановимся кратко на природе УЭ и их возможной роли в рассматриваемых нами разрядах [3].

Электроны в низкотемпературной слабоионизованной плазме газового разряда приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют ее главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких отношениях напряженности электрического поля к давлению E/p энергия, приобретаемая электроном на единице длины пути, может превышать энергию, отдаваемую им в неупругих столкновениях, и электрон будет переходить в режим непрерывного ускорения.

Для нерелятивистского электрона неупругие потери энергии определяются по известной формуле [49]:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 n_0 z}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I}, \quad (59)$$

где n_0 — плотность молекул газа; z — число электронов в молекуле; $\varepsilon = mv^2/2$; I — так называемая средняя энергия неупругих потерь, ε — тепловая энергия электронов. Значение I известно из экспериментов. Для азота и воздуха $I = 75-80$ эВ, а для гелия $I = 44$ эВ.

Если не учитывать упругого рассеяния, то баланс энергии электрона при $\varepsilon > I/2$ запишется в виде

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - \frac{2\pi e^4 n_0 z}{\varepsilon} \ln \frac{2\varepsilon}{I}. \quad (60)$$

Функция потерь $F(\varepsilon)$ имеет максимум $F_{\max}$ при энергии $\varepsilon \approx 2,72 I/2$ (рис. 16). Отсюда ясно, что существует некоторое критическое поле $E_c = F_{\max}/e$, при превышении которого электроны с энергией $\varepsilon \geq I/2$ движутся не в режиме дрейфа, а в режиме непрерывного ускорения. Критическое поле определится из выражения

$$E_c = \frac{4\pi e^3 n_0 z}{2,72 I}. \quad (61)$$

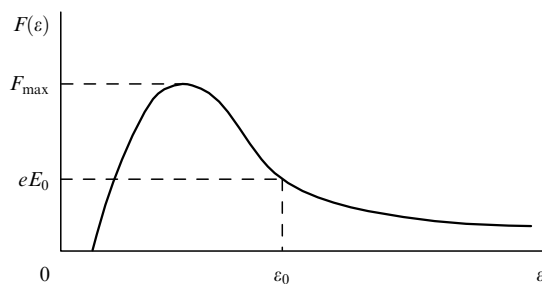


Рис. 16. Качественный вид зависимости силы торможения быстрого электрона в газе от энергии.

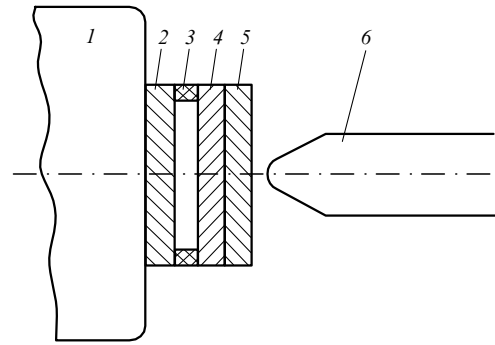


Рис. 17. Схема опыта по идентификации убегающих электронов: 1 — фотоумножитель; 2 — сцинтиллятор; 3 — амортизатор; 4 — поглотитель; 5 — анод; 6 — катод.

Подставляя в (61) соответствующие числовые постоянные, получаем условие, при котором электроны в газовом разряде движутся ускоренно:

$$\frac{E_c}{p} = 3,38 \times 10^3 \frac{z}{I}. \quad (62)$$

Например, для азота $z = 14$, $I = 80$ эВ, $E_c/p \approx 590$ В см⁻¹ торр⁻¹, для гелия $z = 2$, $I = 44$ эВ, $E_c/p = 154$ В см⁻¹ торр⁻¹. Подобные величины E/p относительно просто достигаются на стадии запаздывания наносекундных импульсных разрядов, и, следовательно, в таких разрядах должно происходить непрерывное ускорение электронов в столбе плазмы.

Для того чтобы электрон двигался в поле E_0 ускоренно, не обязательно должно выполняться условие $E_0 \geq E_c$. Из рисунка 16 видно, что если при поле E_0 электрон имеет энергию направленного движения $\varepsilon \geq \varepsilon_0$, то $d\varepsilon/dx < 0$ и условие непрерывного ускорения также соблюдается.

Впервые убегающие электроны при разрядах в атмосферном воздухе наблюдались Станкевичем и Калининым [33], которые провели ряд экспериментов, доказывающих существование быстрых электронов в начальной стадии импульсного разряда в воздухе при атмосферном давлении. Схема опытов показана на рис. 17. На разрядный промежуток длиной 0,4 мм между электродами 5 и 6 подавался импульс напряжения длительностью 23 нс со временем нарастания около 2 нс. Тормозное излучение через электрод 5 и поглотитель 4 попадало на органический сцинтиллятор 2, световая вспышка которого регистрировалась фотоумножителем. Фотоумножитель вместе с источником питания помещался в металлический корпус, защищающий схему от электромагнитных наводок. Проведенные контрольные опыты подтвердили отсутствие влияния на схему внешних полей, подсветки и ударной волны.

При амплитуде импульса 46 кВ и при положительной полярности электрода 5 жесткость и интенсивность тормозного излучения достаточны для просвечивания с ослаблением в несколько раз слоя алюминия толщиной 2 мм (с алюминиевым анодом толщиной 1 мм), а при амплитуде 58 кВ удалось просветить слой никеля толщиной 0,3 мм (с никелевым анодом). Установить длительность импульса излучения не удалось, так как она была меньше временного разрешения схемы, равного приблизительно 5 нс.

Оценка интенсивности излучения показала, что за каждый импульс выделяется энергия излучения около 4×10^{-4} рентген, что соответствует приблизительно 6×10^4 квантам (приведенным к средней энергии 6 кэВ). По мнению авторов [33], проведенные эксперименты показывают, что электроны в начальной стадии искрового разряда могут приобретать энергии, сравнимые по порядку величины с приложенным напряжением.

В работе [50] наблюдалось рентгеновское излучение при разряде в гелии. В экспериментах использовался генератор Маркса с напряжением 240 кВ и временем нарастания напряжения 10 нс. Длина промежутка составляла 2–10 см, а $E/p = 35\text{--}140 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Средняя энергия рентгеновских квантов составляла 10–13 кэВ. В серии экспериментов, обзоры которых даны в [24, 44, 51], наблюдаются непосредственно сами электроны, которые выходят через тонкую металлическую фольгу на аноде.

Отличительной особенностью экспериментальных условий, в которых происходило наблюдение рентгеновского излучения, являлось не только высокое отношение напряженности поля к давлению, но и высокая напряженность поля на катоде. Во всех старых и новых экспериментах использовался одноострый или цилиндрический катод с заостренными краями, в некоторых случаях представляющий собой торец металлической фольги, скрученной в виде спирали [44]. Электрическое поле на катоде, усиленное за счет его острой формы, назовем макрополем. Но на поверхности катода есть микровыступы, которые усиливают это макрополе еще в несколько десятков и даже сотен раз [3]. Электрическое поле на них назовем микрополем. Высокие микрополя на поверхности катода являлись достаточными для появления автоэлектронной, а затем взрывной эмиссий электронов [3]. Наличие этого высокого макрополя важно для достижения выполнения критерия (62), при котором появляются УЭ. На визуальных интегральных фотоснимках видна взрывная плазма на поверхности катода. Поэтому говорить о том, что во всех случаях, в которых наблюдаются УЭ, речь идет об УЭ из разрядных стримеров, неверно. Число УЭ при наличии АЭЭ и ВЭЭ всегда значительно больше, чем в случае чисто газоразрядного эффекта. О наличии взрывных процессов на катоде говорят и спектральные исследования плазмы в зоне катода. При разряде в воздухе [3, 50], как правило, наблюдаются спектральные линии как азота, так и металла катода. Причем вторые появляются на $\sim 10^{-9}$ с позже, чем первые.

Важная информация о природе УЭ была получена при исследовании структуры пучков убегающих электронов на аноде. Число диффузных каналов [31, 43], о которых мы говорили в разделе 5.1, всегда равнялось числу пучков УЭ [24], регистрируемых на аноде. Исследования показали, что источником УЭ является или катод, или плазма катодного факела, возникающего в результате ВЭЭ. Об этом говорит следующий эксперимент с гелием при давлении 22 торр [51]. На плоский катод наносились насечки, при этом изображение от пучков УЭ на аноде соответствовало сетке насечек на рабочей поверхности катода. Следовательно, причиной УЭ является эмиссия, обусловленная наличием микровыступов на краях насечек. В атмосферном воздухе на пространственное распределение УЭ сильно влияет рассеяние на молекулах. Но в опытах с острым коническим катодом обнаруживается четкая зависимость диаметра

пучка УЭ от расстояния между катодом и анодом d . Например, диаметр пучка при $d = 5$ мм составляет ~ 6 мм, а при $d = 15$ мм — 30 мм. Следует отметить, что появление на аноде изображения структурных неоднородностей катода аналогично по физике автоэлектронному проектору Мюллера. Структура потока отвечала распределению эмиттирующих центров на катоде, что говорит об определяющей роли АЭЭ в появлении УЭ в атмосферном воздухе.

Число убегающих электронов в зависимости от сорта газа, его давления p , величины перенапряжения δ , геометрии катода, крутизны фронта импульса и длины промежутка d изменялось в пределах $N_y = 10^8\text{--}10^{12}$ за один импульс. При давлении $p = 760$ торр исследуемые газы можно расположить в порядке уменьшения N_y : He, Ne, H₂, воздух, Ar, Xe, SF₆ [24]. Убегающие электроны испускаются в виде кратковременных импульсов с длительностью много меньшей длительности импульса напряжения. По новым, наиболее достоверным данным длительность импульсов тока УЭ в атмосферном воздухе составляет 0,1–0,5 нс [52]. Однако такие длительности находятся на грани разрешающей способности осциллографов. Поэтому возможно, что эта величина меньше 10^{-10} с. При указанном выше числе УЭ амплитуды импульсов тока 1–100 А, замеренные в [44, 52], представляются реальными. При прочих равных условиях этот ток зависит только от числа эмиттирующих центров на катоде. Поэтому сравнивать ток УЭ для катодов в виде одиночного острия, металлического лезвия или скрученной фольги, представляется необоснованным.

Наиболее вероятным источником УЭ является АЭЭ с микровыступов на катоде за счет микрополя, которая длится от момента приложения напряжения до момента их взрыва. Это время определяется из формулы $j^2 t_i = \bar{h}$, где t_i — длительность импульса электронного тока, $\bar{h}$ — интеграл действия, значение которого для многих металлов составляет $\sim 10^9 \text{ А}^2 \text{ с см}^{-2}$ [48]. Поэтому при $t_i = 10^{-10}$ с плотность тока электронов должна составлять $\sim 10^9 \text{ А см}^{-2}$. Это достигается при электрических полях на микровыступах $\sim 10^8 \text{ В см}^{-1}$, что вполне реально [3]. Таким образом, длительность импульсов тока УЭ равна времени задержки взрыва микроострий током АЭЭ.

Убегающие электроны имеют довольно широкий энергетический спектр, причем иногда УЭ обладают энергией $\varepsilon > eU_a$, где U_a — амплитуда импульса. Эти электроны названы УЭ с аномальной энергией. При давлении воздуха $p = 70$ торр $\varepsilon_{\max} \approx 200$ кэВ, а при $p = 760$ торр $\varepsilon_{\max} \approx 300$ кэВ. Максимум энергетического спектра с ростом давления сдвигается в сторону больших энергий [24].

Итак, наличие УЭ в газовых разрядах доказано убедительно. Теперь нужно посмотреть, как они влияют на основные характеристики разряда в газах, которые были рассмотрены в разделе 4. Сразу же отметим, что все величины τ , приведенные нами в разделе 4, измерены при однородном электрическом поле, а все измерения УЭ проведены при резко неоднородном электрическом поле, возникающем из-за использования острых катодов. Тем не менее, если УЭ и появляются при однородном электрическом поле, то при многоэлектронном иницировании разряда они не будут существенно влиять на величину τ , так как в формулу (46) число иницирующих

электронов N_0 входит под знаком логарифма. Что касается величины θ , определяющей время спада напряжения на промежутке, то число электронов, инициирующих пробой, вообще не входит в уравнение (54). Поэтому УЭ не должны существенно влиять на зависимости $p\tau$ и $p\theta$ от E/p .

В случае одноэлектронного инициирования УЭ, безусловно, участвуют в процессе накопления свободных электронов в течение времени τ . Они ответственны за появление диффузных, слабо проводящих каналов между катодом и анодом, часть из которых за счет ВЭЭ переходит в каналы с высокой проводимостью. Эти каналы и определяют окончательный переход искры в дугу при условии длительного приложения напряжения, что и обуславливает более быстрый спад напряжения на промежутке при одноэлектронном инициировании (см. рис. 12).

6. Импульсный сверхвысокочастотный пробой

В разделе 2.3 мы уже говорили о СВЧ-пробое при непрерывном приложении напряжения. При этом мы предполагали, что ионизуемый газ находится в стационарном состоянии и что при проведении измерений скорость ионизации следует за квазистационарно возрастающей амплитудой электрического поля, которая постепенно увеличивается до тех пор, пока рождение новых электронов не начнет слегка превышать их потери. Затем происходит быстрое увеличение плотности электронов и возникает пробой. При импульсном характере СВЧ-электрического поля пробой не происходит, если плотность электронов не достигает критической величины до окончания импульса. Поэтому следует ожидать, что при импульсном режиме работы генераторов СВЧ-пробойные поля должны быть выше, чем при непрерывном, и пробойное поле должно зависеть от длительности и частоты повторения импульсов.

Очевидно также, что полный анализ пробоя в импульсном режиме более сложен, чем в непрерывном режиме, так как следует принимать во внимание скорость роста ионизации. Однако и без полного анализа ясно, что при очень коротких импульсах пробойные поля должны быть чрезвычайно велики и что по мере увеличения длительности импульса величина пробойного поля будет приближаться к его значению в непрерывном режиме СВЧ-генераторов.

При импульсной работе СВЧ-генератора труднее найти точный критерий для определения момента начала пробоя. В большинстве случаев предполагается, что пробой происходит, когда плотность электронов в резонаторе достигает такой величины, при которой за время порядка 5 % от длительности импульса образуется непрозрачная плазма [14]. Свидетельством этого является резкое уменьшение энергии, проходящей через резонатор.

Импульсный СВЧ-пробой бывает двух типов: в режиме одиночных импульсов и в импульсно-периодическом режиме. Разница между ними существует только тогда, когда в течение времени между двумя соседними импульсами не имеется остаточных явлений в плазме и на стенках камеры от предыдущих импульсов. На рисунке 18 показана зависимость напряженности поля пробоя атмосферного воздуха на частоте 24,1 Гц при

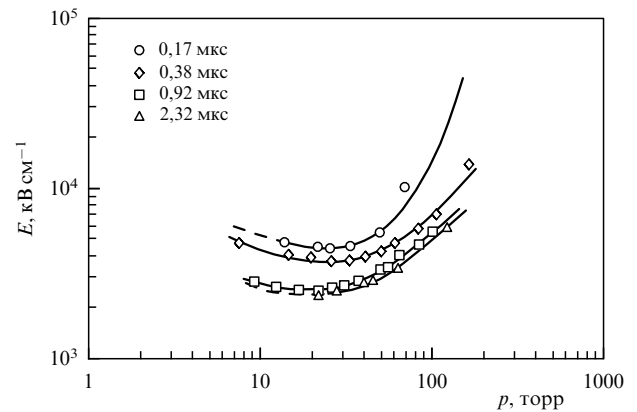


Рис. 18. Импульсный пробой в воздухе на частоте 24,1 ГГц при $L = 0,09$ см, длительности импульса от 0,17 до 2,35 мкс и частоте повторения импульсов 200 Гц.

$L = 0,09$ см и частоте повторения 200 Гц импульсов различной длительности [14]. Из рисунка 18 следует, что чем короче импульс, тем больше напряженность электрического поля пробоя. С увеличением частоты повторения импульсов и их длительности пробивная напряженность поля приближается к значениям для непрерывного режима [14].

Итак, мы видим, что в импульсно-периодическом режиме СВЧ-пробоя соблюдается закон подобия и зависимость электрического поля пробоя от давления имеет минимум, как и в стационарном режиме (см. раздел 2.3). Теоретическое объяснение этих зависимостей дано в [53]. Однако для нас наибольший интерес представляет вопрос о том, справедлив или нет закон подобия для времени формирования τ при СВЧ-пробое на одиночных импульсах. На рисунке 19 показана зависимость E/p от $p\tau$ для СВЧ-пробоя атмосферного воздуха при различных значениях длительности импульсов. Видно, что для одиночных импульсов в зависимости между τ , E и p соблюдается закон подобия, т.е. E/p есть функция $p\tau$. Объяснение этому факту можно дать, исходя из простейшей теории СВЧ-пробоя, основанной на том, что плотность электронов в плазме обусловлена, с одной стороны, ростом числа электронов в результате ударной

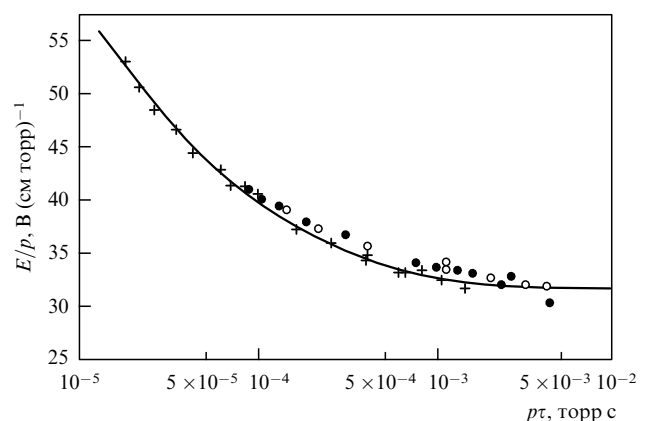


Рис. 19. Зависимость отношения E/p от $p\tau$ для импульсного СВЧ-пробоя в воздухе при значениях длительности импульса 0,8 мкс (+), 2 мкс (•) и 4 мкс (○).

ионизации нейтральных частиц, а с другой, убылью числа электронов за счет прилипания и диффузии. Если рассматривать пробой воздуха, то обычно используется эффективная величина α , которая учитывает как ионизацию, так и прилипание. В этом случае из формулы (20) следует:

$$\ln \frac{n}{n_0} = t \left(v - \frac{D}{A^2} \right). \quad (63)$$

Если принять, что частота ионизации $v = \alpha v$, а пробой наступает при $t = \tau$, когда плотность плазмы достигает некоторой критической величины n_c , характеризующей пробой, то из (63) получим

$$\tau = \frac{\ln(n_c/n_0)}{\alpha v - (D/A^2)}, \quad (64)$$

где v — скорость дрейфа электронов, D — коэффициент диффузии, n_0 — начальная концентрация электронов. Согласно теории диффузии электронов, основанной на максвелловском распределении электронов, $Dp = M\varepsilon$, где ε — тепловая энергия электронов, а M — некоторая постоянная величина, равная для воздуха согласно различным приближенным расчетам $(3-5) \times 10^5$ [14]. При этом принято, что энергия электронов ε измеряется в вольтах, единица измерения давления — [торр], а диффузии D — $[\text{см}^2 \text{с}^{-1}]$. Необходимо иметь в виду, что $\varepsilon = f(E/p)$.

Из формулы (64) следует

$$p\tau = \frac{\ln(n_c/n_0)}{(\alpha/p)v - (Dp/p^2 A^2)}. \quad (65)$$

С учетом сказанного выше из (65) вытекает, что при неизменной величине pA существует однозначная зависимость между $p\tau$ и E/p , что подтверждается экспериментальной кривой (см. рис. 19) [53]. Необходимо иметь в виду, что при сравнении теории и эксперимента обычно принимается, что $n_c/n_0 = 10^8$ [38]. Какого-либо теоретического обоснования этому не дается. Просто при

указанном значении достигается наилучшее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Интересно отметить, что, если пренебречь диффузией электронов, то формула (65) при $n_c/n_0 = 10^8$ превращается в (46). Это дало основание авторам [38] предложить диффузионную теорию импульсного пробоя газов под действием видеоимпульсов, хотя диффузия в таком разряде не играет существенной роли.

На рисунке 20 показана зависимость напряженности импульсного пробоя атмосферного воздуха от длительности импульса при временах до 200 пс [54]. Причем приведены экспериментальные точки как для видеоимпульсов, так и для радиоимпульсов с частотой 37 ГГц. Здесь же представлена кривая $E(\tau)$ для воздуха при $p = 760$ торр, взятая из работы [27], в которой подтверждалась справедливость закона подобия для воздуха в наносекундном диапазоне. Как видно, значения времени пробоя для радио- и видеоимпульсов совпадают. Это объясняется тем, что за время длительности импульса осуществляется всего несколько периодов СВЧ-колебаний, так как длительность периода равна 28 пс. В этом случае диффузия электронов не играет существенной роли.

7. Заключение

Законы подобия играют важную роль в физике электрических разрядов в газах. Эти законы для пробоя при постоянном напряжении были установлены еще Пашеном и получили теоретическое объяснение в классической теории Таунсенда. Аналогично, исходя из тех же принципов, был получен закон подобия для стационарного СВЧ-пробоя. Основное различие этих пробоев состоит в том, что в первом случае заряженные частицы (электроны и ионы) удаляются из промежутка в результате попадания их на электроды, а во втором — за счет диффузии. Основным же процессом для того и другого разрядов является ударная ионизация атомов и молекул электронами.

Законы подобия соблюдаются и для импульсных газовых разрядов как таунсендовского, так и стримерного. Первый из них имеет место при перенапряжениях, не превышающих 10 %, а второй — при более высоких. Причем, если для стримерного механизма время формирования разряда τ подчиняется закону подобия в форме $p\tau = f(E/p)$, то для таунсендовского механизма произведение $p\tau$ является функцией не только E/p , но и pd . При этом необходимо иметь в виду, что характер разряда зависит от длины промежутка и числа иницирующих электронов. Например, для воздуха при атмосферном давлении в сантиметровых промежутках разряд будет стримерным при одиночных иницирующих электронах. В этом случае время τ определяется временем достижения лавины критического размера, когда поле объемного заряда становится сравнимым с внешним полем. Тогда лавина превращается в стример, скорость которого на 1–2 порядка превосходит скорость дрейфа электронов в лавине.

В миллиметровых промежутках для соблюдения закона подобия необходимо иметь большое число иницирующих электронов N_0 , так как в таких промежутках лавина не достигает критического размера на длине d . Число иницирующих электронов N_0 должно быть таким, чтобы за время дрейфа электрона в промежутке

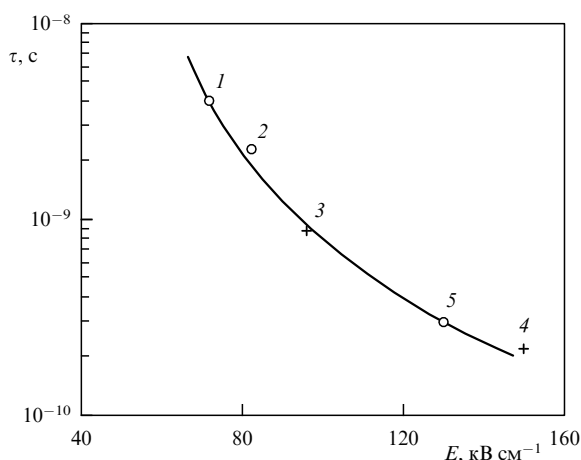


Рис. 20. Зависимость длительности импульса напряжения от пробивной напряженности электрического поля: 1, 2, 5 — СВЧ-импульсы диапазона частот 38 ГГц; 3, 4 — унipoлярные импульсы напряжения без СВЧ-заполнения.

длиной d ток возрос настолько, чтобы начался процесс спада напряжения между катодом и анодом. Такой разряд называется разрядом с многоэлектронным иницированием. Естественно, что такой разряд может быть реализован и при сантиметровых промежутках. Важной особенностью импульсного разряда с многоэлектронным иницированием в отличие от стримерного является его объемный характер. Столб плазмы разряда обычно опирается на площадку на катоде, где находятся иницирующие электроны. Это широко используется при накачке мощных газовых лазеров. При стримерном же разряде после переключения стримером промежутка между катодом и анодом образуется локализованный канал разряда, который в последующем может превратиться в канал электрической дуги при наличии необходимой для этого энергии в первичном источнике.

Время для осуществления разряда переходит уже в субнаносекундный диапазон. При этом продолжает соблюдаться закон подобия для таких газов, как воздух, азот, аргон, гелий, кислород, элегаз, фреон. Теоретическая зависимость $p\tau = f(E/p)$, полученная на основе классических таунсендовских представлений об экспоненциальном росте числа электронов, их дрейфе в электрическом поле, а также о перераспределении потенциала в разрядном контуре согласно закону Кирхгофа, дала хорошее согласие с экспериментальными результатами различных авторов. Это говорит о неверности утверждений ряда авторов, ставящих под сомнение применимость таунсендовской концепции и возможность использования закона подобия для коэффициента ударной ионизации α/p как функции E/p для электрических полей $E > 10^5$ В см⁻¹ при пробое воздуха.

Если в миллиметровых промежутках нет постороннего источника начальных электронов, то они поступают только из катода в основном за счет автоэлектронной эмиссии (АЭЭ). Ток АЭЭ возрастает за счет увеличения приложенного внешнего электрического поля. В таком разряде, который условно был назван разрядом с одноэлектронным иницированием, закон подобия для времени τ не соблюдается. Например, в атмосферном воздухе при $E \approx 10^6$ В см⁻¹ время τ на порядок больше, чем при многоэлектронном иницировании. Это обусловлено дефицитом электронов в разряде вследствие эффекта самоторможения электронов в лавине, а также сравнительно большого времени высвечивания возбужденных атомов ($\sim 10^{-9}$ с). Последнее приводит к тому, что фотоны появляются поздно, что задерживает поступление вторичных фотоэлектронов с катода.

В таких разрядах важную роль начинают играть так называемые убегающие электроны (УЭ). При высоких E/p энергия, которую приобретает электрон на единице длины пути, начинает превышать энергию, которая создается в неупругих столкновениях, и электрон будет переходить в режим непрерывного ускорения. На катоде эти электроны испускаются с отдельных микровыступов за счет тока АЭЭ, если электрическое поле составляет порядка 10^6 В см⁻¹. В частности, при разрядах в атмосферном воздухе такие электроны создают диффузные каналы, которые образуются струями УЭ. Впоследствии в результате взрыва микровыступов и появления взрывной эмиссии электронов на их месте появляются каналы разряда с катодными пятнами.

Убегающие электроны фиксируются или по рентгеновскому излучению с анода, или непосредственно

цилиндром Фарадея, если анод изготовлен из тонкой фольги. В качестве катода используется острое, лезвие или кромка свернутой фольги, на поверхности которых есть микровыступы. В этом случае ток УЭ может составлять от нескольких единиц до нескольких сотен ампер. Это ток носит импульсный характер с длительностью импульса порядка 10^{-10} с, а возможно, и меньше. Наиболее вероятным источником УЭ является ток АЭЭ с микровыступов на катоде до того, как произойдет ее переход во взрывную эмиссию электронов. Энергию, необходимую для проявления эффекта убегающих электронов получают в катодной области за счет высокого электрического поля, обусловленного неоднородностью электрического поля в зоне катода. Эту неоднородность мы назвали макронеоднородностью в отличие от микро-неоднородности, обусловленной микровыступами.

По прошествии времени τ начинается рост тока в промежутке и спад напряжения на нем. Момент начала быстрого роста тока и спада напряжения и есть та граница, до которой, как считается, длится время τ . Спад напряжения имеет две стадии: быструю и медленную. Длительность быстрой стадии характеризуется временем θ , для которого справедлив закон подобия $p\theta = F(E/p)$. Доказано, что время θ , определенное экспериментально, согласуется с оценками теории лавинного размножения электронов для случая многоэлектронного иницирования. Стадия медленного спада в этом случае также описывается теорией многолавинного размножения электронов и подчиняется закону подобия. При одноэлектронном иницировании для времени θ также справедлив закон подобия, и оно равно такому же времени при многоэлектронном иницировании. Это говорит о том, что в течение времени τ происходит накопление свободных электронов в промежутке, в частности, за счет тока УЭ и фотоэмиссии с катода, а затем в течение одной лавинной генерации ток возрастает до такой величины, что происходит быстрый спад напряжения. Однако стадия медленного спада в этом случае идет значительно быстрее, чем при многоэлектронном иницировании. Она обусловлена образованием большого числа разрядных каналов между катодом и анодом.

Существует два типа импульсного СВЧ-пробоя: моноимпульсный и импульсно-периодический. Показано, что в первом случае справедлив закон подобия для времени формирования разряда, т.е. время τ зависит только от E/p . Во втором случае при частотах повторения импульсов 100 Гц и более справедливы законы подобия для пробивной напряженности электрического поля.

Список литературы

1. Энгель А, Штенбек М *Физика и техника электрического разряда в газах* (М.: ОНТИ, Гл. ред. общетехн. лит. и номотехники, 1935, 1936)
2. Браун С *Элементарные процессы в плазме газового разряда* (М.: Госатомиздат, 1961)
3. Королев Ю Д, Месяц Г А *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде* (Новосибирск: Наука, 1982)
4. Френсис Г *Ионизационные явления в газах* (М.: Атомиздат, 1964)
5. Лозанский Э Д, Фирсов О Б *Теория искры* (М.: Атомиздат, 1975)
6. Phelps A V *Phys. Rev.* **117** 619 (1960)

7. Бортник И М *Физические свойства и электрическая прочность элегаза* (М.: Энергоатомиздат, 1988)
8. Гусева Л Г *ЖЭТФ* **32** 993 (1957)
9. Дикиджи А Н, Клярфельд Б Н *ЖТФ* **25** 1038 (1955)
10. Гусева Л Г, Клярфельд Б Н *ЖТФ* **24** 1168 (1954)
11. Крейндель Ю Е *Плазменные источники электронов* (М.: Атомиздат, 1977)
12. Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
13. Sanders F H *Phys. Rev.* **44** 1020 (1933)
14. MacDonald A D *Microwave Breakdown in Gases* (New York: Wiley, 1966)
15. Райзер Ю П *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974)
16. Леб Л *Основные процессы электрических разрядов в газах* (М. – Л.: Гостехиздат, 1950)
17. Allen K R, Phillips L *Electrical Rev.* **173** 779 (1963)
18. Schade R Z. *Phys.* **108** 353 (1938)
19. Мик Д, Крэгс Д *Электрический пробой в газах* (М.: ИЛ, 1960)
20. Przybylski A Z. *Phys.* **168** 504 (1962)
21. Teich T H Z. *Phys.* **199** 378 (1967)
22. Кремнев В В, Месяц Г А *Журн. приклад. мех. тех. физ.* **1** 40 (1971)
23. Месяц Г А, Бычков Ю И, Кремнев В В *УФН* **107** 201 (1972)
24. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В В *УФН* **160** (7) 49 (1990)
25. Raether H Z. *Phys.* **117** 524 (1941)
26. Raether H *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (Washington: Butterworths, 1964)
27. Fletcher R C *Phys. Rev.* **76** 1501 (1949)
28. Sroka W *Phys. Lett.* **14** 301 (1965)
29. Legler W Z. *Phys.* **143** 173 (1955)
30. Wagner K Z. *Naturforsch. A* **19** 516 (1964)
31. Месяц Г А, Дисс. ... д-ра техн. наук (Томск: ТПИ, 1966)
32. Kunhardt E E, Byszewski W W *Phys. Rev. A* **21** 2069 (1980)
33. Станкевич Ю Л, Калинин В Г *ДАН СССР* **177** 72 (1967)
34. Месяц Г А, Бычков Ю И *ЖТФ* **37** 1712 (1967)
35. Goodall D, Hancocs R, in *Proc. of the VI Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases Paris, France, 1963* (Eds P Hubert, E Crémieu-Alan) (Paris, 1963)
36. Mesyats G A, Bychkov Yu I, Korolev Yu D, in *Proc. of the X Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, England, 1971* (Oxford: Parson, 1971) p. 168
37. Dickey F R (Jr.) *J. Appl. Phys.* **23** 1336 (1952)
38. Felsenthal P, Proud J M *Phys. Rev.* **139** A1796 (1965)
39. Месяц Г А, Бычков Ю И, Искольдский А М *ЖТФ* **38** 1281 (1968)
40. Krompholz H et al., in *Proc. of the 15th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Monterey, 2005* (Piscataway, NJ: IEEE) (to be published)
41. Королев Ю Д и др. *ЖТФ* **49** 410 (1979)
42. Доходов В Х, Жуков В А *ЖТФ* **51** 1858 (1981)
43. Воробьев В В, Искольдский А М *ЖТФ* **36** 2095 (1966)
44. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004)
45. Месяц Г А, Проскуровский Д И *Письма в ЖЭТФ* **13** 7 (1971)
46. Месяц Г А *Письма в ЖТФ* **1** 885 (1975)
47. Бакшт Р Б, Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика плазмы* **3** 652 (1977)
48. Месяц Г А *Экстоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М.: Наука, 2000)
49. Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960)
50. Noggle R C, Krider E P, Wayland J R J. *J. Appl. Phys.* **39** 4746 (1968)
51. Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena* (ISTC Science and Technology Series, Vol. 2) (Arlington Va., Futurepast, 2003)
52. Месяц Г А и др. *Письма в ЖТФ* **32** (1) 35 (2006)
53. Gould L, Roberts L W J. *J. Appl. Phys.* **27** 1162 (1956)
54. Месяц Г А *Письма в ЖЭТФ* **83** 21 (2006)

Similarity laws for pulsed gas discharges

G.A. Mesyats

*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 135-24 30. Fax (7-495) 956-24 04
E-mail: mesyats@presidium.ras.ru*

The applicability of the similarity law to various types of pulsed discharge is analyzed using the relation $p\tau = f(E/p)$, where τ is the discharge formation time, p is the gas pressure, and E is the pulsed-field strength for breakdown. The similarity law is valid for Townsend and streamer breakdown mechanisms at relatively large gap spacings d ($d > 1$ cm for atmospheric air). For millimeter gaps, this law holds true for many gases only for the multielectron mechanism up to the picosecond range. In this case, the time τ is defined from the peak voltage to where the gap current starts to rise (the gap voltage to fall) as a large number of electron avalanches simultaneously develop. For a breakdown by a small number of electrons, τ is almost an order of magnitude longer than for the multielectron scenario — because the free electrons are rather slow to build up in the gap (a process where runaway electrons (REs) play an important role). However, in both cases the voltage drop-current rise time θ obeys the similarity law $p\theta = F(E/p)$. A suggestion is made that the REs are here produced by field emission from cathode microprotrusions, which comes to an end when explosive electron emission sets in and thereby reduces the RE current passage time to 10^{-10} s. The validity of the similarity law $p\tau = f(E/p)$ for a pulsed microwave breakdown is demonstrated.

PACS numbers: **52.80. – s**, 52.80.Dy, 52.80.Pi

Bibliography — 54 references

Received 12 May 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (10) 1069 – 1091 (2006)

Physics – Uspekhi **49** (10) (2006)