

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

ТЕХНИКА ВЫСОКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Часть 1

Лабораторный практикум

по дисциплине «Техника высоких напряжений»
для студентов, обучающихся по направлению
13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника»

Под редакцией д.т.н., доц. А.Г. Темникова

Москва
Издательство МЭИ
2024

УДК 621.3.048.8

ББК 31.24

Т 38

*Утверждено учебным управлением НИУ «МЭИ»
в качестве учебного издания*

Подготовлено на кафедре техники и электрофизики высоких напряжений

Рецензенты: докт. техн. наук В.А. Ямщиков;

докт. техн. наук В.С. Ларин

Авторы: А.А. Белогловский, А.М. Быкова, В.В. Воеводин,

Т.К. Кившар, М.А. Кошелев, А.В. Орлов, А.Г. Темников,

Л.Л. Черненский

Т 38 Техника высоких напряжений: В 3 ч. Ч. 1: лабораторный практикум /
А.А. Белогловский, А.М. Быкова, В.В. Воеводин и др.; под ред.
А.Г. Темникова. – М.: Издательство МЭИ, 2024. – 60 с.

ISBN 978-5-7046-3130-9

ISBN 978-5-7046-3133-0(Ч.1)

Включает в себя описания двух лабораторных работ, посвященных изучению электрических разрядов в воздушной электрической изоляции установок высокого напряжения. В первой из них исследуются разряды в чисто воздушных разрядных промежутках, а во второй – разряды по поверхностям твёрдых диэлектриков.

Предназначен для студентов, изучающих дисциплину «Техника высоких напряжений» учебного плана подготовки бакалавров по направлению 13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника».

УДК 621.3.048.8

ББК 31.24

ISBN 978-5-7046-3130-9

ISBN 978-5-7046-3133-0(Ч.1)

© Коллектив авторов, 2024

© Национальный исследовательский
университет «МЭИ», 2024

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| ПРЕДИСЛОВИЕ..... | 4 |
| Лабораторная работа № 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ВОЗДУХЕ..... | 5 |
| 1.1. Электрофизические процессы в газе..... | 5 |
| 1.2. Описание лабораторной установки..... | 31 |
| 1.3. Задание на предварительную подготовку..... | 34 |
| 1.4. Задание на проведение измерений и обработку результатов..... | 35 |
| Контрольные вопросы и задания..... | 36 |
| Лабораторная работа № 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ВОЗДУХЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ТВЁРДОГО ДИЭЛЕКТРИКА..... | 37 |
| 2.1. Основные электрофизические процессы при формировании электрических разрядов в газе по поверхности твердого диэлектрика..... | 37 |
| 2.2. Описание установки и объектов испытания..... | 52 |
| 2.3. Задание на предварительную подготовку..... | 55 |
| 2.4. Задание на проведение и обработку измерений..... | 55 |
| Контрольные вопросы и задания | 56 |
| СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ..... | 57 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение вопросов, связанных с работой изоляции электроустановок высокого напряжения, является обязательным при подготовке специалистов высшего образования для работы в электроэнергетических и электротехнических отраслях. И один из основных разделов техники и электрофизики высоких напряжений посвящен свойствам и характеристикам изоляционных конструкций электрического оборудования высокого напряжения и условиям их надежной эксплуатации при воздействии рабочего напряжения, грозовых и внутренних перенапряжений.

Изоляция электрических установок разделяется на внешнюю и внутреннюю. К внешней изоляции относятся атмосферные воздушные промежутки (например, между проводами различных фаз линии электропередачи), внешние поверхности твердой изоляции, контактирующие с атмосферным воздухом (например, гирлянд изоляторов воздушной линии электропередачи или ОРУ подстанций), промежутки между контактами разъединителя и т.п. Нарушение электрической прочности этих промежутков связано с формированием электрических разрядов в них.

В первой части лабораторного практикума по технике высоких напряжений подробно рассматриваются вопросы инициирования и распространения электрического разряда в воздухе, в том числе вдоль поверхности твердого диэлектрика, которые определяют условия надежного функционирования внешней изоляции электроэнергетического оборудования высокого и сверхвысокого напряжения.

Данная работа может быть использована студентами, изучающими дисциплину «Техника высоких напряжений» по плану подготовки бакалавриата по программам «Электроэнергетика», «Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии», «Гидроэлектростанции», «Электрические и электронные аппараты» направления 13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника».

Лабораторный практикум предназначен для расширения представлений студентов об условиях и проблемах функционирования внешней изоляции электроэнергетического оборудования высокого и сверхвысокого напряжения. При изложении материала авторы ставили целью представить современные данные об основных электрофизических процессах формирования разряда в атмосферном воздухе, включая его развитие вдоль поверхности изоляционных конструкций.

Это издание составлено с использованием накопленных за последние десятилетия данных о ключевых процессах формирования искрового

и поверхностного разрядов в воздухе и является продолжением лабораторных работ № 1 и № 4 сборника [8], здесь также представлен расширенный список литературы, который позволит студентам углубленно познакомиться с особенностями формирования электрического разряда в воздухе, определяющими начальные и разрядные напряжения для характерных изоляционных промежутков установок высокого напряжения.

Первая лабораторная работа посвящена исследованию ключевых электрофизических процессов при формировании электрического разряда в воздухе при постоянном и переменном напряжении, давлениях и температурах, близких к нормальным условиям, и его основных характеристик.

Вторая лабораторная работа посвящена исследованию ключевых электрофизических процессов при формировании электрического разряда в воздухе по поверхности твердого диэлектрика и его основных параметров для трех случаев изоляционных конструкций, характерных для электроэнергетического оборудования высокого и сверхвысокого напряжения.

Описание каждой лабораторной работы включает в себя: подробные предварительные сведения, которые дают необходимые для выполнения работы теоретические и практические сведения, описание лабораторно-исследовательской установки, задание на предварительную подготовку, задание на измерения, контрольные вопросы, которые являются полезными для самопроверки.

Лабораторная работа № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ВОЗДУХЕ

1.1. Электрофизические процессы в газе

1.1.1. Основные понятия

Газ – это среда, в которой, с одной стороны, расстояние между составляющими её атомами и молекулами много меньше занимаемого ею объёма (этим он отличается от вакуума), и, с другой стороны, взаимодействие между этими частицами происходит лишь при их непосредственных столкновениях. Поэтому взаимное расположение атомов и молекул газа не упорядочено.

Взаимодействия составляющих газ частиц могут быть упругими или неупругими. При упругих столкновениях происходит лишь обмен кинетической энергией и импульсом между взаимодействующими частицами. При неупругих столкновениях некоторая часть кинетической энергии частиц преобразуется в потенциальную энергию одной или более частиц. Неупругие соударения с участием электронов различаются тем, какой вид внутренней энергии частиц (атомов или молекул) изменяется при взаимодействии с ними электрона и каков результат взаимодействия. Примерами неупругих соударений между свободными электронами, с одной стороны, и атомами и молекулами, с другой, являются возбуждение атомов и молекул, их ионизация, диссоциация молекул, прилипание электронов и некоторые другие процессы.

При нормальных атмосферных условиях¹ газы являются диэлектриками. Например, в воздухе в слабых электрических полях плотность тока проводимости лежит в пределах $10^{-17} \div 10^{-16}$ А/см². Он обусловлен ионизацией молекул космической радиацией и естественной радиоактивностью веществ в воздухе и на подстилающей земной поверхности. Результатом воздействия этой природной радиации является появление пар свободных электронов и положительных ионов, которые и обеспечивают естественную проводимость воздуха.

Формирование электрического разряда в газе начинается с появления в нём начального электрона в результате воздействия космического излучения или природной радиоактивности. Поскольку такие начальные электроны появляются благодаря процессам, внешним по отношению к электрическому разряду, то их источники объединяют понятием «*внешнего ионизатора*».

1.1.2. Электрофизические процессы, протекающие с участием свободных электронов

Дрейф свободных электронов

Обычно в газовой изоляции заряженные частицы (свободные электроны, ионы) за время движения между электродами претерпевают множество упругих и неупругих соударений с нейтральными атомами и молекулами, в результате которых ускоренное движение частицы (электрона или иона) под действием электрического поля на длине свободного пробега между соударениями может характеризоваться в среднем уста-

¹ Давление $P_0 = 760$ торр и температура $T_0 = 293$ К, что соответствует 20°C .

новившимся движением частицы с постоянной скоростью. Такое движение заряженной частицы (свободного электрона или иона) в электрическом поле называется ее дрейфом.

Количественной характеристикой дрейфа свободных электронов в газе является средняя скорость дрейфа v_e , которая зависит от напряжённости E электрического поля, в котором движутся частицы, и концентрации N нейтральных молекул в газе. Потери энергии при столкновениях электронов с атомами и молекулами зависят от состава газа, в котором движутся заряженные частицы, и от значения напряженности электрического поля. Для электронов же, которые теряют при упругом соударении лишь незначительную долю своей энергии, в сильных полях значительно возрастает частота неупругих соударений электронов с молекулами, сопровождающихся потерей электроном почти всей своей энергии при таком соударении.

Для воздуха может быть использована следующая аппроксимация зависимости $v_e(E)$:

$$v_e = 3,2 \cdot 10^5 [E/N]^{0,8}, \quad (1.1)$$

где $[E/N]$ – приведённая напряжённость электрического поля, измеряемая в Таунсендах ($100 \text{ Тд} \approx 2,67 \cdot 10^4 \text{ В/см}$) и вычисляемая по формуле $[E/N] = E/N \cdot 10^{17}$. При нормальных атмосферных условиях $N \approx 2,67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Значение v_e в (1.1) измеряется в см/с.

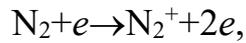
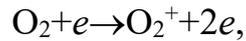
Ударная ионизация свободными электронами

Ударная ионизация свободными электронами в сильных электрических полях – важнейший процесс, обеспечивающий формирование электрического разряда в газах. Под ударной ионизацией молекул или атомов понимается их неупругое взаимодействие со свободным электроном, при котором последний выбивает с внешней электронной оболочки молекулы (атома) еще один электрон и, таким образом, из нейтральной молекулы (атома) образуется пара заряженных частиц – электрон и положительный ион. Чтобы ионизировать атом или молекулу, сталкивающаяся с ними частица должна передать им энергию не меньше энергии связи электрона в молекуле, которую называют энергией ионизации $W_{и}$.

Химическая формула процесса ударной ионизации атома или молекулы A электроном e имеет общий вид $A + e \rightarrow A^+ + 2e$, где A^+ – положительный ион атома (молекулы) A .

Атмосферный воздух является многокомпонентной смесью газов, которая на $\approx 21\%$ состоит из молекулярного кислорода O_2 и на $\approx 78\%$ – из молекулярного азота N_2 . Оставшийся $\approx 1\%$ составляют примеси, в кото-

рых наибольшую долю занимает атомарный аргон Ar . Поэтому на этапе формирования разряда наиболее существенную роль в наработке свободных электронов играют реакции ионизации молекул O_2 и N_2



для которых значения энергии ионизации $W_{и}$ равны 12,5 и 15,6 эВ² соответственно. Более полный список реакций ударной ионизации, протекающих в воздухе и других газах, приведён в учебнике [9].

Интенсивность ударной ионизации количественно характеризуют **коэффициентом первичной ионизации Таунсенда** α . Он равен числу актов ионизации, совершённых электроном в процессе его дрейфа под действием электрического поля на пути в 1 см. Значения α измеряются в $см^{-1}$. В современной литературе эту величину часто называют просто **коэффициентом ударной ионизации**.

Количество свободных электронов dN_e и положительных ионов dN_+ , появившихся благодаря ударной ионизации на пути dx , в соответствии с определением коэффициента ударной ионизации α находится из соотношения

$$dN_e = dN_+ = \alpha N_e dx.$$

где N_e и N_+ – концентрации свободных электронов и положительных ионов, соответственно.

Учитывая, что $dx = v_e dt$, выражение для скорости нарастания концентраций N_e и N_+ благодаря ударной ионизации имеет вид:

$$dN_e/dt = dN_+/dt = \alpha N_e v_e, \quad (1.2)$$

где v_e – скорость электронов, которая определяется формулой (1.1).

Прилипание электронов

Атомы и молекулы некоторых веществ в их газообразном состоянии способны захватывать свободный электрон с образованием устойчивого отрицательного иона. Для этого его энергия должна быть ниже общей энергии соответствующего атома (молекулы) в его основном квантовом состоянии и свободного электрона. При этом условии существование отрицательного иона энергетически выгодно.

Говорят, что атомы и молекулы, обладающие таким свойством, имеют **энергию сродства к электрону**, а сами подобные газы называют **электроотрицательными**. В составе атмосферного воздуха таким газом

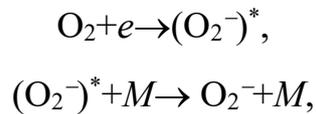
² Электронвольт (эВ) – это внесистемная единица энергии, 1 электронвольт равен энергии, которую приобретает частица, имеющая 1 элементарный электрический заряд, при прохождении разности потенциалов в 1 В; $1 \text{ эВ} \approx 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

является молекулярный кислород O_2 , чья энергия сродства к электрону составляет 0,44 эВ. Значения энергий сродства для некоторых других газов приведены в учебнике [9]. При образовании отрицательного иона она высвобождается в виде кванта излучения или преобразуется в кинетическую энергию получившегося иона или взаимодействующей с ним третьей частицы.

В плотных газах, включая атмосферный воздух при условиях, близких к нормальным, преобладает трёхчастичное прилипание, которое идёт в две стадии. Вначале образуется нестабильный возбуждённый отрицательный ион: $AB+e\rightarrow(AB^-)^*$.

Затем он стабилизируется третьей частицей, уносящей у него избыточную энергию: $(AB^-)^*+AB\rightarrow AB^-+AB$.

В воздухе соответствующая последовательность реакций прилипания свободного электрона к молекуле кислорода O_2 имеет вид



где M – третья частица, уносящая избыточную энергию.

Интенсивность прилипания свободных электронов количественно характеризуют *коэффициентом прилипания* η [9]. Подобно коэффициенту ударной ионизации, он равен числу актов прилипания, совершённых электроном в процессе его дрейфа под действием электрического поля на пути в 1 см. Поэтому величина η , как и α , измеряется в $см^{-1}$.

Скорость убыли концентраций электронов N_e и нарастания концентрации отрицательных ионов N_- благодаря прилипанию, по аналогии с выражением (1.2), определяется уравнением

$$-dN_e/dt = dN_-/dt = \eta N_e v_e.$$

Эффективный коэффициент ударной ионизации

В электроотрицательных газах в достаточно сильных электрических полях одновременно идут процессы ударной ионизации молекул и атомов свободными электронами и прилипания последних к нейтральным частицам, обладающим сродством к электронам. Поэтому в этом случае концентрация электронов изменяется пропорционально не коэффициенту ударной ионизации α , а пропорционально его разности с коэффициентом прилипания η , которую называют *эффективным коэффициентом ударной ионизации* $\alpha_{эф} = \alpha - \eta$.

В электрических полях с напряжённостью $E/\delta \leq 1,2 \cdot 10^5$ В/см достаточно точной считается аппроксимация $\alpha_{\text{эф}}(E/\delta)$, имеющая вид

$$\alpha_{\text{эф}}/\delta = a(E/\delta - b)^2, \quad (1.3)$$

где $a = 0,2$ см/кВ², $b = 24,5$ кВ/см, δ – относительная плотность воздуха [9]:

$$\delta = 0,386P/(273 + t),$$

$\delta = 1$ при $P = 760$ мм рт. ст. и $t = 20^\circ\text{C}$ (давление 1 торр = 1 мм рт. ст. = 133,32 Па).

Формула (1.3) очень удобна для использования в приближённых аналитических моделях, поскольку её применение позволяет получить достаточно простые и точные аналитические выражения, например, для начального напряжения в системах электродов «плоскость-плоскость» и «коаксиальные цилиндры» с межэлектродными расстояниями миллиметровой и сантиметровой длины [9].

В выражении (1.3) $E_{\text{кр}} = b\delta$ – это критическое (пороговое) значение напряжённости электрического поля, при превышении которого в электроотрицательном газе возможна эффективная ударная ионизация, т.е. $\alpha_{\text{эф}} > 0$.

Фотоионизация воздуха излучением разряда

Один из основных механизмов, ответственных за наработку электронов при формировании разряда в смесях азота и кислорода, включая воздух, – это фотоионизация газа излучением разряда.

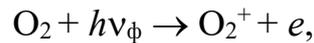
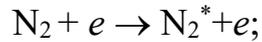
В процессе неупругого взаимодействия атома или молекулы со свободным электроном может происходить возбуждение электронных уровней атомов и вращательных, колебательных и электронных энергетических уровней молекул. При этом возрастает внутренняя энергия соответствующих уровней (часть кинетической энергии свободного электрона расходуется на квантовый переход атома или молекулы с основного уровня энергии на более высокий нестабильный или метастабильный уровень).

Их девозбуждение происходит благодаря преобразованию их избыточной энергии в кинетическую энергию других частиц при столкновениях с ними, в реакциях обмена энергией с другими молекулами с возбуждением их уровней или в случае электронно-возбуждённых уровней путём излучения фотона.

Особенностью воздуха, как среды развития разряда, является возможность фотоионизации молекул кислорода O_2 излучением, возникающим при девозбуждении молекул азота N_2 . Дело в том, что у молекул N_2 есть электронные уровни возбуждения, при дезактивации которых

испускаются фотоны с энергией, равной или превышающей минимальную энергию ионизации молекул O_2 [9], которая составляет 12,5 эВ. Например, уровень возбуждения $N_2(b^1\Pi_u)$ имеет пороговую энергию активации, равную 12,5 эВ.

Благодаря этому в воздухе могут протекать реакции, обеспечивающие его фотоионизацию излучением разряда:



где $h\nu_\phi$ – фотон с частотой ν_ϕ .

1.1.3. Лавинная стадия электрического разряда в газах

Развитие электрического разряда в газах начинается со случайного появления в разрядном промежутке начального электрона под действием внешнего ионизатора. Если напряжённость поля E достаточна для эффективной ударной ионизации ($E > b\delta$), то появившийся начальный электрон может совершить ионизацию молекулы или атома газа, и в промежутке будет двигаться уже два свободных электрона. Они, в свою очередь, ионизируют ещё две молекулы или атома, и число электронов достигнет 4. На следующем этапе их станет уже 8, затем – 16 и т.д. В результате в разрядном промежутке возникает группа перемещающихся электронов, называемая электронной лавиной.

Одновременно со свободными электронами под действием ударной ионизации образуются положительные ионы. Если лавина формируется в электроотрицательном газе, то часть электронов прилипает с образованием отрицательных ионов. Образовавшиеся свободные электроны и отрицательные ионы дрейфуют в направлении, противоположном вектору внешнего электрического поля \mathbf{E} , а положительные ионы – в направлении, совпадающем с направлением вектора \mathbf{E} . Однако ионы движутся примерно на два порядка медленнее электронов, и в масштабе времени, необходимого для формирования и развития электронной лавины, в первом приближении ионы можно считать неподвижными. В результате электронная лавина оставляет за собой след из положительных и отрицательных ионов.

Электронная лавина – это компактная группа свободных электронов, дрейфующих в газе под действием электрического поля и совершающих на своём пути ударную ионизацию газа. Поэтому количество электронов непрерывно возрастает. После её прохождения в разрядном промежутке остаётся след из положительных и отрицательных ионов.

Чтобы количественно оценить накопление электронов в электронной лавине, делаются два допущения. Во-первых, в сильных электрических полях процессы ударной ионизации идут намного интенсивней процессов прилипания ($\alpha \gg \eta$), и число образующихся в электронной лавине отрицательных ионов много меньше количества электронов и положительных ионов. Поэтому наличием в следе лавины отрицательных ионов в первом приближении можно пренебречь. Во-вторых, пока число заряженных частиц в лавине невелико, созданное ими поле много слабее внешнего электрического поля, и потому собственное поле зарядов электронной лавины также в первом приближении можно не учитывать.

Тогда число электронов n_e в лавине определяется дифференциальным уравнением (1.2), которое при переходе от концентрации электронов N_e к их общему количеству n_e и $\alpha = \alpha_{\text{эф}}$ приобретает вид

$$dn_e/dt = \alpha_{\text{эф}} n_e v_e$$

и дополняется начальным условием $n_e |_{t=0} = n_{e0}$, где n_{e0} – начальное число электронов, давшее старт электронной лавине.

Отсюда следует, что

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\int_0^t \alpha_{\text{эф}} v_e dt\right), \quad (1.4)$$

где $\alpha_{\text{эф}}$ и v_e в общем случае являются функциями времени, так как лавина формируется в пространстве с изменяющейся напряжённостью электрического поля, от значения которой зависят значения $\alpha_{\text{эф}}$ и v_e .

Электрические поля классифицируют по степени их неоднородности. Её оценивают по значению *коэффициента неоднородности* K_n :

$$K_n = E_{\text{max}}/E_{\text{cp}},$$

где E_{max} – наибольшее значение напряжённости поля в разрядном промежутке, $E_{\text{cp}} = U/L$ – её среднее значение. Здесь речь идёт о «геометрическом» поле без учёта заряда, вынесенного разрядом в промежуток.

Электрическое поле, в котором $K_n = 1$, называется однородным полем. Поле, где $K_n > 1$, называется неоднородным.

В однородном поле, неизменном во времени, $\alpha_{\text{эф}}$ и v_e постоянны, и формула (1.4) приобретает вид

$$n_e = n_{e0} \exp(\alpha_{\text{эф}} v_e t) = n_{e0} \exp(\alpha_{\text{эф}} x), \quad (1.5)$$

где $x = v_e t$ – путь, пройденный лавиной за время t при её распространении со скоростью электронов v_e . Для воздуха зависимость $v_e(E)$ определяется соотношением (1.1), а $\alpha_{\text{эф}}(E)$ – формулой (1.3). Если формирование электронной лавины начинается с единственного электрона, то $n_{e0} = 1$.

1.1.4. Условие самостоятельности электрического разряда в лавинной форме

По критерию самостоятельности выделяют два вида разряда.

1. ***Несамостоятельный.*** В этом случае начальные электроны, инициирующие формирование первой и последующих электронных лавин, появляются только благодаря внешнему ионизатору.

2. ***Самостоятельный.*** В этом случае электрон, с которого начинается формирование самой первой электронной лавины, также возникает под действием внешнего ионизатора. Однако начальные электроны, которые инициируют развитие последующих лавин, появляются благодаря так называемым процессам ***вторичной ионизации***: фотоионизации газа излучением разряда (п. 1.1.2), фотоэффекту на катоде и его бомбардировке положительными ионами.

Роль фотоэффекта в электрическом разряде обусловлена тем, что не все фотоны, исходящие из области, где он происходит, поглощаются молекулами или атомами газа. Часть их достигает электродов и, в частности, катода. При этом их энергия передаётся свободным электронам в проводнике и преобразуется в их кинетическую энергию. Если последняя превышает работу выхода электронов с поверхности катода (работа выхода электронов для различных металлов составляет от 2 эВ до 4,5 эВ [9]), то эти заряженные частицы покидают его и начинают дрейф в разрядном промежутке под действием электрического поля.

Электронная лавина оставляет след из положительных ионов. Они дрейфуют в поле к катоду и бомбардируют его поверхность. Из-за малой скорости дрейфа их кинетическая энергия недостаточна для ударной ионизации. Однако при взаимодействии с катодом её может оказаться достаточно, чтобы, подобно фотонам, выбить с него электроны.

Условие самостоятельности электрического разряда в лавинной форме заключается в том, что сформировавшаяся первичная электронная лавина благодаря перечисленным процессам вторичной ионизации должна породить хотя бы один вторичный электрон, который положит начало формированию новой лавины. Количество электронов в ней должно быть не меньше, чем в первичной электронной лавине.

Сформулированное условие можно интерпретировать так: возникнув под действием внешнего ионизатора, после выполнения условия самостоятельности электрический разряд становится самоподдерживающимся благодаря процессам вторичной ионизации.

Суммарную интенсивность всех процессов вторичной ионизации характеризуют её коэффициентом γ , который равен числу вторичных электронов, генерируемых в расчёте на один электрон первичной лавины. Тогда общее количество порождённых в ходе её развития вторичных электронов равно

$$n_{e2} = \gamma(n_e - 1),$$

и согласно условию самостоятельности электрического разряда оно должно быть не менее одного:

$$n_{e2} = \gamma(n_e - 1) \geq 1. \quad (1.6)$$

Выражение (1.6) представляет собой математическую формулировку условия самостоятельности в общем виде. Здесь из общего количества электронов в первичной лавине n_e вычитается 1, поскольку самый первый из них был порождён внешним ионизатором и потому не мог участвовать в процессах вторичной ионизации.

Для разрядного промежутка с однородным электрическим полем число электронов в лавине оценивается формулой (1.5), и при $n_{e0} = 1$ условие (1.6) имеет вид

$$\gamma[\exp(\alpha_{\text{эф}}x) - 1] \geq 1.$$

Тогда для крайнего случая, когда в результате распространения первичной лавины появляется единственный вторичный электрон ($n_{e2} = 1$), и для этого ей необходимо пересечь весь разрядный промежуток длиной L ($x = L$), условие самостоятельности разряда для разрядного промежутка с однородным полем примет вид:

$$\alpha_{\text{эф}}L = \ln(1 + 1/\gamma) = K. \quad (1.7)$$

Значение параметра K в выражении (1.7) для некоторых газов известно из экспериментов [9], и для воздуха $K = 8,2$.

1.1.5. Понятия начального напряжения и начальной напряжённости электрического поля

Начальное напряжение разрядного промежутка – это минимальное значение приложенного к нему напряжения, при котором в нём выполняется условие самостоятельности электрического разряда.

Начальная напряжённость электрического поля в промежутке – это наименьшее значение напряжённости поля E_0 в нём, при котором выполняется условие самостоятельности разряда.

В однородном электрическом поле напряженность постоянна по всей длине промежутка, и при выполнении условия самостоятельности разряда ионизация охватывает весь промежуток (что приводит к его пробое).

Для газового промежутка с однородным электрическим полем при использовании выражения (1.3) для $\alpha_{\text{эф}}$ в условии самостоятельности разряда (1.7) выражение для определения начального напряжения U_0 примет вид (с учетом, что $E = U_0/L$):

$$U_0 = b\delta L + (K\delta L/a)^{0,5} = b\delta L + (K/a)^{0,5}(\delta L)^{0,5}, \quad (1.8)$$

где L – длина разрядного промежутка.

Если L измеряется в см, а U_0 – в кВ, то в соответствии с (1.8) получается следующая формула для определения начального напряжения воздушного промежутка с однородным электрическим полем:

$$U_0 = 24,5\delta L + 6,4(\delta L)^{0,5}. \quad (1.9)$$

Так как в промежутке с однородным электрическим полем $E_0 = U_0/L$, тогда с учетом (1.8) выражение для начальной напряженности в общем случае примет вид:

$$E_0 = b\delta + (K/a)^{0,5}(\delta/L)^{0,5}, \quad (1.10)$$

и, с учетом (1.9) и (1.10), в случае воздуха

$$E_0 = 24,5\delta + 6,4(\delta/L)^{0,5}, \quad (1.11)$$

где значение E_0 определяется в кВ/см.

Начальное напряжение и начальная напряжённость электрического поля в промежутках с неоднородным полем

Возникновение самостоятельного электрического разряда в промежутках с неоднородным полем, как и в промежутках с однородным полем, связано с выполнением условия самостоятельности разряда. Однако в отличие от промежутков с однородным полем, начальная напряжённость зависит здесь не только от длины промежутка и плотности газа, но и от геометрии электродов и их полярности. В промежутках с неоднородным полем закон изменения напряжённости вдоль различных силовых линий неодинаков. Условие самостоятельности первоначально должно выполняться именно для центральной силовой линии (кратчайшей силовой линии, где имеет место максимальное число ионизаций). Поэтому ***начальная напряжённость в промежутке с неоднородным электрическим полем*** – это наименьшее значение максимальной напряжённости поля на центральной силовой линии разрядного промежутка, при котором в нём выполняется условие самостоятельности (рассматривается электрод, имеющий наименьший радиус, для которого напряжённость в точке выхода центральной силовой линии с поверхности максимальна).

Для гладких цилиндрических проводников круглого сечения, помещённых в воздушную среду, известна достаточно точная аппроксимация зависимости начальной напряжённости E_0 от их радиуса R_0 и относительной плотности газа δ [9, 10]:

$$E_0 = 24,5\delta[1 + 0,65/(R_0\delta)^{0,38}], \quad (1.12)$$

где значение R_0 измеряется в см, а E_0 – в кВ/см.

Начальное напряжение в разрядном промежутке определяется исходя из того, что при нём максимальная напряжённость поля E_{\max} в полеобразующей системе равна начальной напряжённости E_0 , рассчитанной по формуле (1.12).

В качестве простейшего примера рассмотрим систему электродов «коаксиальные цилиндры», чья расчётная модель показана на рис. 1.1, межэлектродное пространство которой заполнено воздухом. В ней, если пренебречь краевыми эффектами, параметры электрического поля зависят только от радиальной координаты r , и распределение напряжённости поля E между соосными цилиндрами определяется соотношением [8, 9]

$$E(r) = U/[r\ln(R_1/R_0)], \quad (1.13)$$

где R_0 – радиус внутреннего электрода, к которому приложено напряжение U ; R_1 – радиус внешнего заземлённого электрода. Максимальная напряжённость E_{\max} в данном случае в соответствии с (1.13) достигается на внутреннем электроде, т.е. при $r = R_0$:

$$E_{\max} = U/[R_0\ln(R_1/R_0)].$$

При $E_{\max} = E_0$ выполняются равенство $U = U_0$. Отсюда находим, что

$$U_0 = E_0 R_0 \ln(R_1/R_0). \quad (1.14)$$

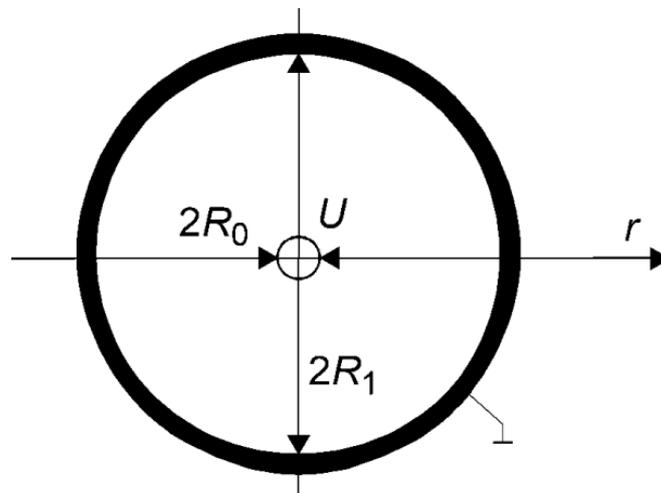


Рис. 1.1. Расчётная модель системы электродов «коаксиальные цилиндры»

1.1.6. Понятие о лавинно-стримерном переходе, стримере и пробое разрядного промежутка

По мере распространения электронной лавины число электронов в ней и ионов в её следе возрастает, увеличивается напряженность $E_{\text{л}}$ собственного поля зарядов лавины. Поэтому электрическое поле перед лавиной и за следом усиливается, а между ними ослабевает, напряжённость поля между головкой лавины и ее следом снижается по сравнению с внешним полем E (рис. 1.2). В области слабого поля уменьшается эффективный коэффициент ударной ионизации $\alpha_{\text{эф}}$, и замедляется наработка свободных электронов. Оставшиеся электроны смешиваются с ионами следа.

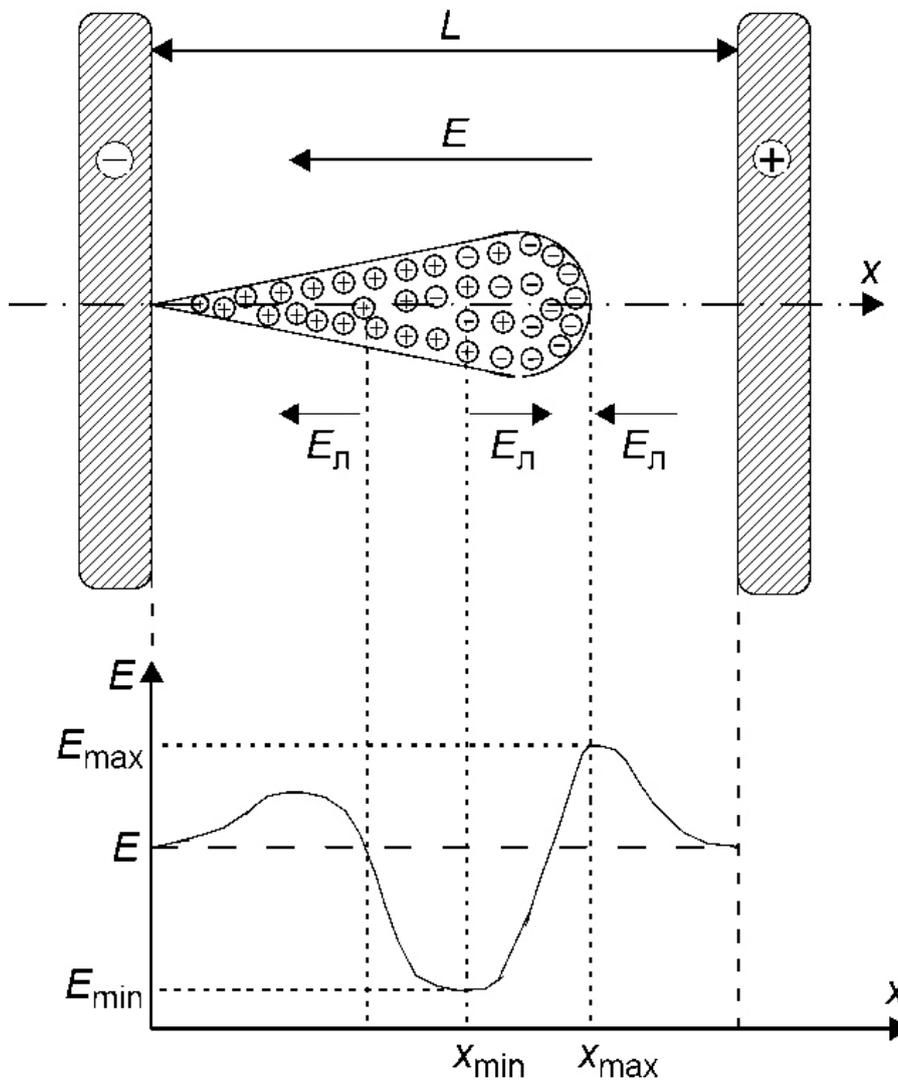


Рис. 1.2. К обсуждению лавинно-стримерного перехода: качественное изображение электронной лавины с ее следом и распределения напряжённости E электрического поля вдоль их оси x

Поэтому здесь, в зависимости от накопленного количества электронов в лавине и ионов в следе, может возникнуть плазма³ и начаться формирование *стримера* – нетермоионизованного плазменного канала с избыточным зарядом в его головной части (головке), который удлиняется за счёт ударной ионизации газа электронами вблизи головки.

В литературе часто используется критерий лавинно-стримерного перехода, требующий сопоставимости напряжённости $E_{\text{л}}$ собственного электрического поля зарядов лавины (рис. 1.2) с напряжённостью E внешнего поля, в котором она развивается [9]. Его выбор обусловлен тем, что при сопоставимости этих полей становится существенным ослабление поля между лавиной и следом, благодаря чему начинается формирование канала.

Этот критерий реализуется исходя из допущения, что в процессе формирования стримерного канала в нём должна прекратиться эффективная ударная ионизация, т.е. предполагается, что лавинно-стримерный переход происходит, когда минимальная напряжённость поля E_{min} (рис. 1.2) между лавиной и следом снижается до критического значения $b\delta$.

Чтобы получить простейшую приближённую оценку значений максимальной напряжённости поля E_{max} перед электронной лавиной и минимальной напряжённости E_{min} между нею и её следом, представляют лавину и след в виде двух сфер [9]. Их радиусы и расстояние между их центрами принимаются равными радиусу лавины $R_{\text{л}}$. Сфера, соответствующая лавине, равномерно заполнена электронами числом n_e , а сфера, моделирующая след, – положительными ионами в количестве $n_+ \leq n_e$. Последнее обусловлено тем, что след имеет вытянутую форму (рис. 1.2), и не все образующие его ионы попадают в примыкающий к лавине сферический объём радиусом $R_{\text{л}}$.

На рисунке 1.3 показаны расчётная модель лавины и следа в однородном поле с напряжённостью E_0 (рис. 1.3а), примеры графиков напряжённости поля $E_{\text{л}}(x)$ лавины, её следа и суммарного поля $E(x)$ вдоль оси x , проходящей через их центры (рис. 1.3б), и качественный вид кривых $E_{\text{max}}(x)$ и $E_{\text{min}}(x)$ (рис. 1.3в). На рисунке 1.3а и 1.3б x – это координата, на рис. 1.3в $x = v_e t$ – путь, пройденный лавиной со скоростью $v_e(E_0)$ за время t .

³ *Плазма* – это квазинейтральный ионизированный газ, содержащий свободные электроны, положительные и отрицательные ионы. Квазинейтральность означает, что в любом объёме, малом по сравнению с размерами всей занятой таким газом области, его суммарный заряд близок к нулю.

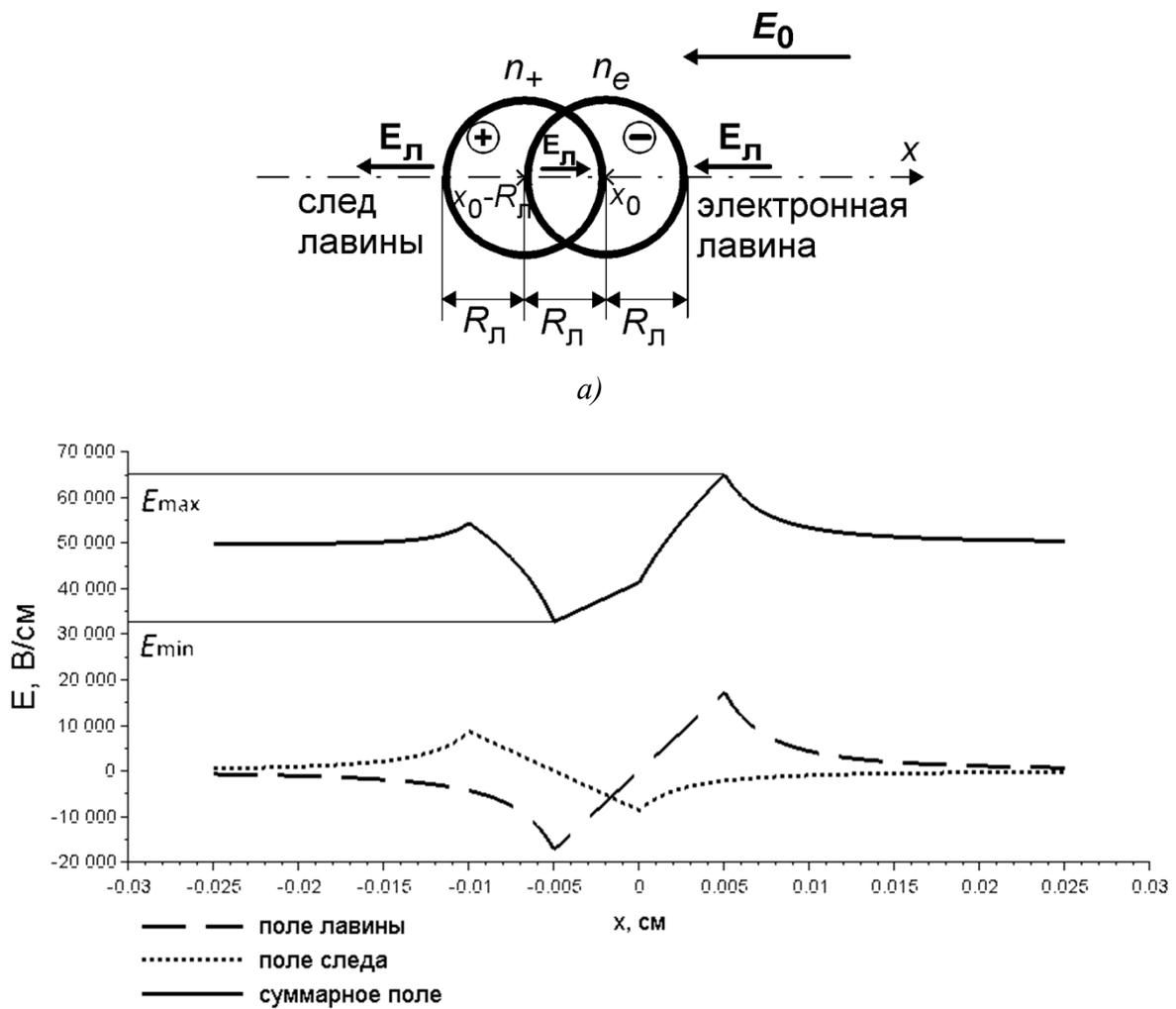


Рис. 1.3. К расчёту электрического поля электронной лавины:

a – расчётная модель лавины и её следа;

б – примеры зависимостей $E(x)$ напряжённости поля лавины, следа, суммарного поля;

в – качественный вид кривых $E_{\text{max}}(x)$ и $E_{\text{min}}(x)$

Примеры распределений напряжённости поля E вдоль оси x , проходящей через центры лавины и следа (рис. 1.3б), получены при $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/см, $n_e = 3 \cdot 10^6$, что примерно соответствует $0,1n_{\text{екр}}$ в таком поле, $n_+ = 0,5n_e$, $R_{\text{л}} = 0,005$ см. Положительное направление вектора напряжённости E_0 противоположно направлению оси x .

В рамках принятой здесь расчётной модели значения E_{max} и E_{min} определяются соотношениями

$$E_{\text{max}} = E_0 + en_e/[4\pi\epsilon_0 R_{\text{л}}^2] - en_+/[4\pi\epsilon_0 (2R_{\text{л}})^2], \quad E_{\text{min}} = E_0 - en_e/[4\pi\epsilon_0 R_{\text{л}}^2], \quad (1.15)$$

где $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см – электрическая постоянная; $e \approx 1,902 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд.

При указанных параметрах модели по формулам (1.15) находим, что в приведённом примере $E_{\text{max}} = 6,512 \cdot 10^4$ В/см, $E_{\text{min}} = 3,271 \cdot 10^4$ В/см.

Формирование плазменного канала происходит не одномоментно, но достаточно быстро, так как рост числа электронов в головке, электронов и отрицательных ионов, оставляемых ею в канале, согласно (1.5) происходит экспоненциально.

Поэтому можно принять, что лавина переходит в стример сразу, как только результирующая напряжённость в головке стримера со стороны катода снизится до величины $b\delta$, т.е. когда будет выполнено условие

$$E_{\text{min}} \leq b\delta. \quad (1.16)$$

Электронную лавину, в которой выполняется условие (1.16), называют критической, число электронов в ней – критическим числом электронов $n_{\text{екр}}$, радиус – критическим радиусом $r_{\text{кр}}$, а путь, пройденный ею к моменту выполнения (1.16) – ее критическим путем $x_{\text{кр}}$.

Для описанной выше модели лавины при $n_e = n_+$ формулы для значений $n_{\text{екр}}$ и $x_{\text{кр}}$ имеют вид [1]:

$$n = \frac{36\pi\epsilon_0 (E - b\delta)^3}{e(E\alpha_{\text{эф}}(E))^2}, \quad \alpha_{\text{эф}} x_{\text{кр}} = \ln(n_{\text{екр}}) \ln \frac{36\pi\epsilon_0 (E - b\delta)^3}{e(E\alpha_{\text{эф}}(E))^2}. \quad (1.17)$$

Расчеты по (1.17) и экспериментальные данные показывают, что $n_{\text{екр}} = 10^7 \div 10^9$ электронов. Опыт применения формул (1.17) показывает, что они дают правдоподобные значения $x_{\text{кр}}$, несмотря на приближенный характер использованной модели [9].

Стримерный разряд всегда является самостоятельным. Поэтому **условие самостоятельности электрического разряда в стримерной форме** заключается в том, что параметры разрядного промежутка должны быть такими, чтобы в нём мог произойти лавинно-стримерный переход.

В газовом промежутке длиной L с однородным электрическим полем условие самостоятельности электрического разряда в стримерной форме записывается так:

$$x_{кр} \leq L. \quad (1.18)$$

Стримерный разряд обладает рядом особенностей.

Во-первых, в резконеоднородных полях стримеры формируются в сильном электрическом поле вблизи электрода с малым радиусом кривизны поверхности, но могут распространяться от него в область разрядного промежутка с более слабым полем. Это происходит, поскольку в головке стримера в процессе ее образования накапливается избыточный объёмный заряд, создающий локальное усиление электрического поля. Оно достаточно для того, чтобы в головке продолжалась эффективная ударная ионизация, даже когда она продвигается в области более слабого внешнего поля. Положительные стримеры могут устойчиво (без потери скорости) распространяться в электрическом поле со средней напряжённостью не менее $4,5 \div 5,0$ кВ/см, а отрицательные – не менее $8 \div 10$ кВ/см.

Во-вторых, пересечение стримером разрядного промежутка может привести к его пробоя. **Пробой** – это полная потеря электрической прочности разрядного промежутка. Под ней понимают такое перераспределение сопротивлений в электрической цепи, включающей в себя разрядный промежуток, при котором в результате его перекрытия разрядным каналом падение напряжения на нём становится много меньше, чем на других элементах цепи. Если до пробоя падение напряжения на разрядном промежутке было много больше, чем на остальных элементах (внутреннем сопротивлении источника, включённом в цепь токоограничивающем сопротивлении и т.д.), то после пробоя именно на них приходится основное падение напряжения.

Пробивное (разрядное) напряжение $U_{пр}$ – это минимальное значение приложенного к промежутку напряжения, необходимое для формирования в нём пробоя.

1.1.7. Коронный разряд в воздухе: начальные и пробивные напряжения

Неоднородное электрическое поле подразделяется на:

– **слабонеоднородное поле**, где $K_n > 1$, но, тем не менее, условие самостоятельности разряда (1.6) выполняется при $U = U_0$ сразу во всём разрядном промежутке;

– **резконеоднородное поле**, где $K_n > 1$, но при $U = U_0$ условие самостоятельности (1.6) выполняется не во всём разрядном промежутке, а

лишь в его части, примыкающей к электроду с малым радиусом кривизны, где напряжённость электрического поля наибольшая. Появляющиеся здесь разряды называются коронными.

Развитие разряда и его параметры зависят от неоднородности поля, в котором он формируется.

В однородных и слабонеоднородных электрических полях, если в разрядном промежутке выполняется условие самостоятельности в стримерной форме (1.18), то после появления начального электрона формируется первичная лавина, и её развитие приводит к лавинно-стримерному переходу. Появившийся стример распространяется вплоть до перекрытия промежутка его каналом, а оно, в свою очередь, приводит к пробое разрядного промежутка. Поэтому в этом случае $U_0 = U_{пр}$.

В резконеоднородных полях, стример, формирующийся в области сильного поля вблизи электрода с малым радиусом кривизны, сначала перекрывает лишь часть пространства между электродами. Для его дальнейшего прорастания вглубь промежутка необходимо увеличить приложенное напряжение U . Поэтому здесь $U_0 < U_{пр}$.

Коронный разряд (КР, корона) – это форма самостоятельного электрического разряда, в котором при начальном напряжении условие самостоятельности (1.6) выполняется не во всём разрядном промежутке, но лишь в его части, где напряжённость электрического поля достигает наибольших значений. В газовых промежутках это происходит вблизи электродов с малым радиусом кривизны поверхности, называемых коронирующими.

В структуре КР выделяют зоны ионизации (чехол) и дрейфа (внешнюю область). В чехле происходит ударная ионизация газа свободными электронами, их прилипание, развал отрицательных ионов, рекомбинация, фотоионизация газа излучением разряда, дрейф электронов и ионов. Во внешней области основной процесс – это дрейф ионов, знак заряда которых совпадает с полярностью коронирующего электрода. В воздухе за границу между этими двумя областями принимают линию, где напряжённость электрического поля E равна критической $E_{кр} = b\delta$.

В зависимости от радиуса кривизны поверхности коронирующего электрода и значения приложенного напряжения КР имеет лавинный или стримерный характер. Если протяжённость чехла меньше критического пути электронной лавины $x_{кр}$, то в нём не успевают формироваться стримеры, и корона является лавинной. В противном случае, в результате развития лавин в зоне ионизации происходят лавинно-стримерные переходы, появляются стримеры, которые затем могут распространяться в более слабом электрическом поле во внешней области предшествовавшего лавинного КР.

В зависимости от знака ионов, дрейфующих во внешней области КР, разделяют униполярный и биполярный разряд. Если в ней дрейфуют ионы одного знака, то разряд называют униполярным. Если в ней дрейфуют ионы обоих знаков, то его называют биполярным.

Зависимость начального напряжения воздушных разрядных промежутков от полярности коронирующего электрода

Начальное напряжение U_0 промежутка с резконеоднородным электрическим полем зависит от полярности коронирующего электрода, если разрядный промежуток является несимметричным. В качестве примера можно привести промежутки «стержень–плоскость», «провод–плоскость» и т.п. Если же промежутки симметричны, то такая зависимость отсутствует («стержень–стержень»). Это обусловлено особенностями протекающих в них вторичных процессов, которые обеспечивают генерацию вторичных начальных электронов, нужных для выполнения условия самостоятельности (1.6).

Если коронирующий электрод отрицательный (катод), то выработку таких электронов обеспечивают все три вторичных процесса: фотоионизация газа излучением разряда, фотоэффект на катоде и его бомбардировка положительными ионами. Если электрод положительный (анод), то вторичные электроны порождаются только фотоионизацией в объеме газа, и потому при прочих равных условиях их меньше. Это обусловлено тем, что в последнем случае электрическое поле не обеспечивает вынос электронов с анода вглубь разрядного промежутка, поскольку вектор их скорости направлен от катода к аноду. Поэтому

$$U_0^+ > U_0^-, \quad (1.19)$$

где U_0^+ – начальное напряжение промежутка при положительной полярности коронирующего электрода, а U_0^- – при отрицательной.

Зависимость напряжения пробоя воздушных разрядных промежутков от полярности коронирующего электрода

Полярность коронирующего электрода в несимметричном разрядном промежутке влияет на его пробивное напряжение $U_{пр}$. Это связано с особенностями развития электронной лавины и ее перехода в стример, так как в сантиметровых и многосантиметровых воздушных разрядных промежутках при нормальных атмосферных условиях и близких к ним пробой требует выполнения условия самостоятельности в стримерной форме (1.18).

Допустим, что для этого в лавине должно накопиться критическое число электронов $n_{кр}$, полагая его неизменной величиной.

Рассмотрим, например, развитие лавин в системе «стержень–плоскость» вблизи коронирующего стержня с концом, полусферически закругленным с радиусом R_0 (рис. 1.4). Прежде всего здесь условие самостоятельности выполняется на оси симметрии Ox (рис. 1.4а, 1.4б), где электрическое поле наиболее сильное (начало координат O помещено в центр закругления).

Напряжённость поля E монотонно убывает от стержня к плоскости (рис. 1.4в). Пусть на оси Ox зона ионизации имеет длину $L_{и}$, т.е. $E|_{x=R_0+L_{и}} = E_{кр} = b\delta$.

Предположим, что начальный электрон, с которого начинается формирование электронной лавины, появляется в точке $x = R_0 + L_{и}/2$ в середине зоны ионизации.

Электроны движутся в направлении от отрицательного электрода (катода) к положительному (аноду).

При положительной полярности стержня (рис. 1.4а) электронная лавина распространяется из указанной точки к стержню. В этом направлении напряженность электрического поля E увеличиваются, достигая наибольшего значения $E(R_0)$ у анода (рис. 1.4в). Поэтому здесь возрастают и значения $\alpha_{эф}$ (1.3).

При отрицательной полярности (рис. 1.4б) электронная лавина движется из точки $x = R_0 + L_{и}/2$ к внешней границе зоны ионизации, где напряженность поля уменьшается до значения $E(R_0 + L_{и}) = E_{кр}$. В соответствии с формулой (1.3) по мере приближения к границе чехла убывают до нуля и значения $\alpha_{эф}$.

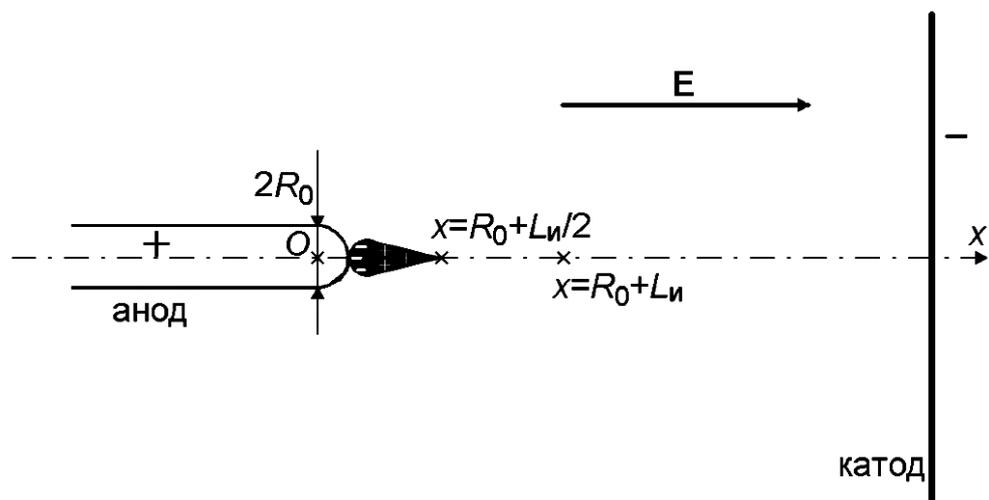
Таким образом, в соответствии с (1.4), при прохождении лавиной одного и того же пути $L_{и}/2$ число электронов n_e , которое в ней накопится, зависит от полярности коронирующего электрода.

При положительной полярности оно больше, чем при отрицательной.

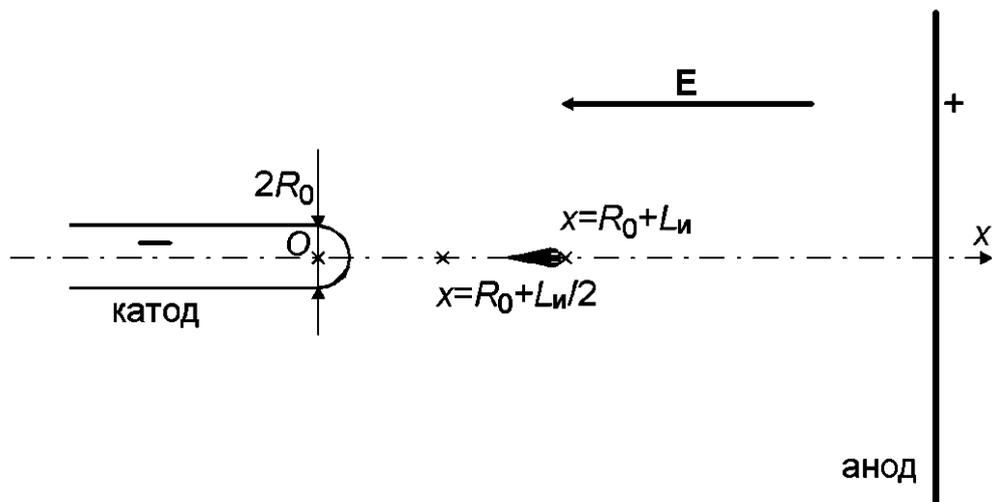
Поэтому условие самостоятельности разряда в стримерной форме для положительной полярности выполняется при меньшем приложенном напряжении, чем при отрицательной, т.е.

$$U_{пр}^+ < U_{пр}^-, \quad (1.20)$$

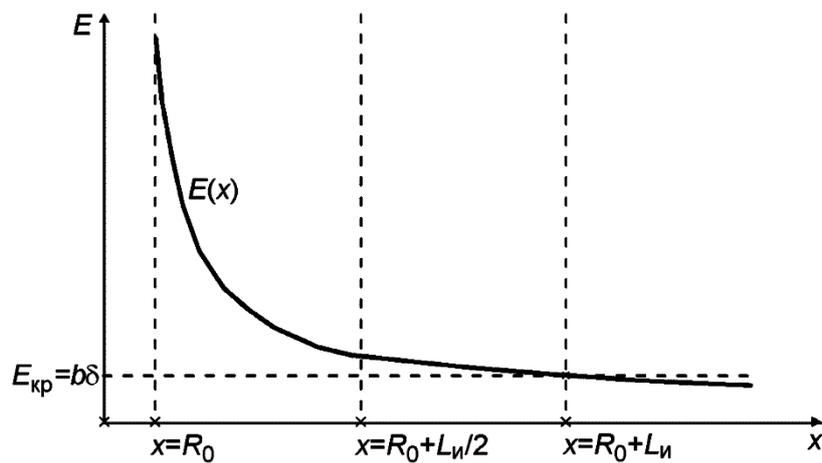
где $U_{пр}^+$ – пробивное напряжение промежутка при положительной полярности коронирующего электрода, а $U_{пр}^-$ – при отрицательной.



a)



б)



в)

Рис. 1.4. К обсуждению зависимости пробивного напряжения от полярности коронирующего электрода:

a – при положительной полярности коронирующего электрода;

б – при отрицательной полярности коронирующего электрода;

в – распределение $E(x)$ вблизи коронирующего электрода

Зависимость напряжения пробоя воздушных разрядных промежутков от радиуса коронирующего электрода

В случае малых значений радиусов коронирующих электродов (менее $0,1 \div 0,2$ см) и **многосантиметровых** межэлектродных расстояниях при напряжениях, близких к начальному, формируется только лавинная корона. Это обусловлено тем, что при таком сочетании параметров длина зоны ионизации вокруг коронирующего электрода недостаточна для выполнения в ней условия самостоятельности разряда в стримерной форме.

Чтобы увеличить её размеры, необходимо поднять приложенное напряжение. Чем меньше радиус коронирующего электрода, тем сильнее выражен этот эффект. Поэтому в области малых радиусов коронирующих проводников по мере уменьшения их радиуса пробивное напряжение возрастает.

При увеличении радиусов коронирующих проводников, когда на них формируется стримерный КР, пробивное напряжение лишь немногим превышает начальное. Это обусловлено тем, что стримеры могут распространяться в сравнительно слабом поле, а перекрытие разрядного промежутка стримером приводит к пробую последнего.

В качестве типичного примера на рис. 1.5 качественно показан примерный ход зависимостей начального U_0 и пробивного $U_{пр}$ напряжений от отношения R_0/R_1 в системе электродов «коаксиальные цилиндры» (см. рис. 1.1). На графиках $U_0(R_0/R_1)$ и $U_{пр}(R_0/R_1)$ выделяются три характерные области.

Зависимость $U_0(R_0)$ была выведена в п. 1.1.5, и ее описывает формула (1.14). Функция $U_0(R_0)$ имеет единственный экстремум (максимум), положение которого определяется уравнением $dU_0/dR_0 = 0$, и принимает значения $U_0 = 0$ в точках $R_0 = 0$ и $R_0 = R_1$.

С точки зрения физики разряда в воздухе вид кривой $U_0(R_0)$ объясняется следующим образом. При $R_0 \ll R_1$ в разрядном промежутке поле резконеоднородное, и чем меньше R_0 , тем выше его напряженность вблизи внутреннего цилиндра. Поэтому с уменьшением значений R_0 падает и начальное напряжение U_0 . По мере роста значений R_0 поле становится квазиоднородным, и начальное напряжение в соответствии с формулой (1.11) определяется длиной L разрядного промежутка, где $L = R_1 - R_0$.

С ростом R_0 и соответствующим уменьшением L падает и U_0 . В области перехода от резконеоднородного поля к квазиоднородному достигается максимум кривой $U_0(R_0)$.

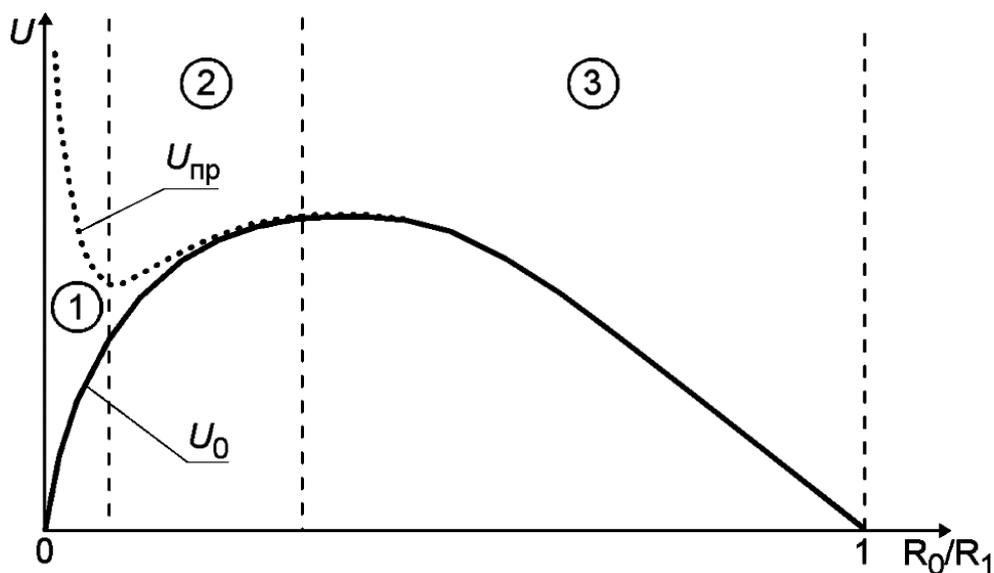


Рис. 1.5. Качественный вид зависимостей $U_0(R_0/R_1)$ и $U_{пр}(R_0/R_1)$ в системе электродов «коаксиальные цилиндры» (рис. 1.1)

Характерные участки зависимости $U_{пр}(R_0)$ показаны на рис. 1.5.

В 1-й области $R_0 \ll R_1$, электрическое поле резконеоднородное, значения R_0 малы, и при начальном напряжении U_0 зона ионизации слишком узка, чтобы в ней в электронных лавинах могло накопиться критическое число электронов, требующееся для лавинно-стримерного перехода. Поэтому, чтобы могли сформироваться стримеры, необходимо поднять приложенное напряжение U выше начального U_0 . Чем меньше R_0 , тем больше должно быть значение U по сравнению с U_0 , чтобы мог возникнуть стримерный разряд. Поэтому здесь $U_{пр} > U_0$. Как показывают эксперименты, разница между ними может достигать нескольких раз.

Во 2-й области электрическое поле остается резконеоднородным, но длина зоны ионизации достаточна для появления в ней стримеров уже при $U = U_0$. Нужно лишь немного повысить приложенное напряжение, чтобы стримеры смогли пересечь весь разрядный промежуток. Поэтому здесь $U_{пр} > U_0$, но разница между ними невелика.

В 3-й области $R_0 < R_1$, но их значения сопоставимы, и поле становится слабонеоднородным. Поэтому здесь $U_{пр} = U_0$.

Влияние диэлектрического барьера на напряжение пробоя воздушных разрядных промежутков с резконеоднородным электрическим полем

Здесь под диэлектрическим барьером понимается тонкая диэлектрическая пластина, помещенная перпендикулярно центральной силовой линии разрядного промежутка. Влияние барьера на разрядные процессы

обусловлено осаждением на нем ионов из зоны дрейфа коронного разряда, накоплением на нем поверхностного заряда и соответствующим перераспределением поля в промежутке.

Рассмотрим в качестве примера влияние положения барьера на значение напряжения пробоя $U_{пр}$ заполненного воздухом разрядного промежутка «стержень–плоскость» (рис. 1.6) с резконеоднородным электрическим полем. Дистанция между остриём стержня, к которому прикладывается высокое напряжение $U > U_0$, и заземленной плоскостью составляет L . Барьер удален от плоскости на расстояние L_1 , от острия – на L_2 ($L_1 + L_2 = L$).

Если барьер тонкий (например, лист бумаги), он слабо влияет на распределение поля в промежутке, когда касается плоскости ($L_1 = 0, L_2 = L$) или острия ($L_1 = L, L_2 = 0$). Когда же он располагается в глубине разрядного промежутка ($L_1 \neq 0, L_2 \neq 0$), на нем из-за короны на острие накапливается заряд со знаком, совпадающим с полярностью приложенного напряжения U . На рисунке 1.6 качественно показаны распределения $E(x)$ напряженности электрического поля вдоль оси x разрядного промежутка при $U > 0$ в отсутствие барьера и при его наличии. Эти распределения построены исходя из допущения, что при превышении начального напряжения $U > U_0$ напряженность электрического поля на острие стержня не зависит от U и равна начальной напряженности E_0 , т.е. $E(L) = E_0$. Благодаря ионам, осевшим на барьере, поле между ним и острием ($L_1 \leq x \leq L$) ослабевает, а между ним и плоскостью ($0 \leq x \leq L_1$) усиливается. При $U < 0$ картина аналогичная.

Следует учесть еще один фактор. По мере удаления барьера от острия расширяется участок поверхности, на котором оседают ионы, и поле между плоскостью и барьером становится более однородным.

Сочетание всех перечисленных факторов (ослабление электрического поля между острием и барьером по мере его удаления от острия, соответствующее усиление поля между плоскостью и барьером, снижение неоднородности поля в этом промежутке, сближение барьера и плоскости), а также полярность приложенного напряжения, определяют зависимость $U_{пр}(L_2)$. Ее ход качественно иллюстрирует рис. 1.7.

Экспериментальные исследования показали, что вид зависимости $U_{пр}(L_2)$ зависит от полярности коронирующего электрода (стержня). На рисунке 1.7 качественно показан ход зависимостей $U_{пр}(L_2/L)$ для промежутков с барьером и без него при положительном и отрицательном стержне.

При положительной полярности стержня и значении L_2 , лежащем в пределах $0 < L_2 < L$, установка диэлектрического барьера повышает электрическую прочность разрядного промежутка, т.е. напряжение пробоя промежутка с барьером превышает значение $U_{пр}^+$ в промежутке без барьера (как уже было сказано, при $L_1 = 0$ и $L_1 = L$ напряжения промежутков с барьером и без него равны). Наибольшее значение электрической прочности достигается при $L_2 = (0,15 \div 0,20)L$.

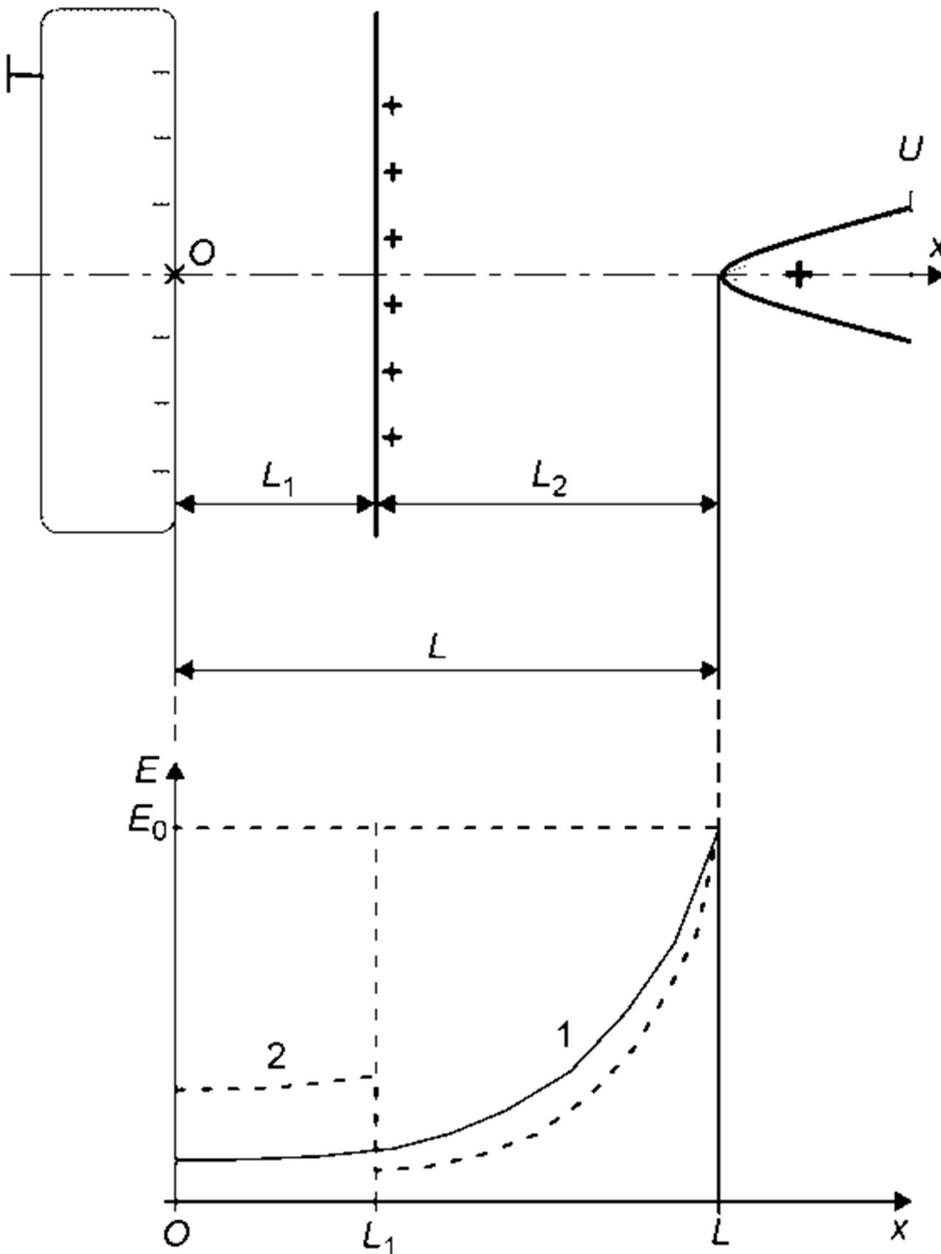


Рис. 1.6. К вопросу о влиянии диэлектрического барьера на напряжение пробоя воздушном РП «стержень–плоскость»:

- 1 – зависимость $E(x)$ в отсутствие барьера;
- 2 – зависимость $E(x)$ в промежутке с барьером

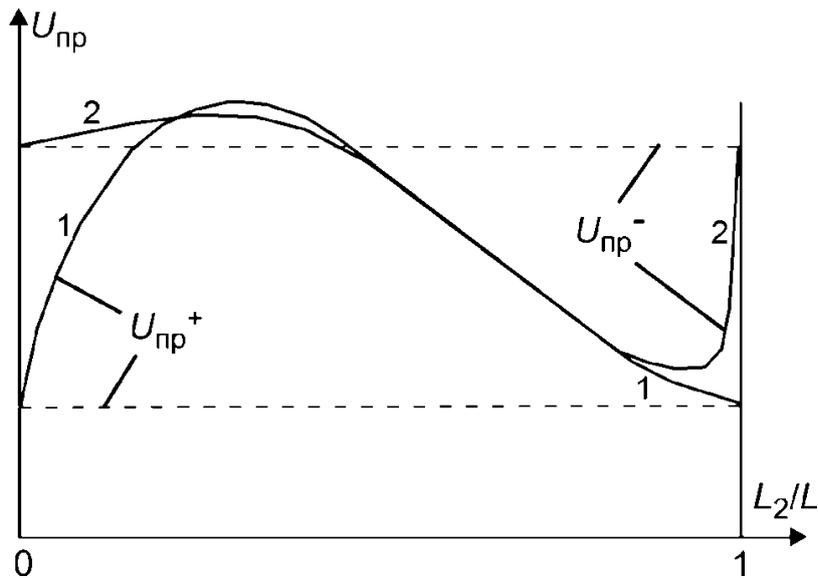


Рис. 1.7. Качественный вид зависимостей напряжения пробоя $U_{\text{пр}}$ воздушного разрядного промежутка «стержень–плоскость» от отношения L_2/L (см. рис. 1.6) для случаев положительного ($U_{\text{пр}}^+$) и отрицательного ($U_{\text{пр}}^-$) стержня:

- – в отсутствие барьера;
- – в промежутке с барьером;
- 1 – график зависимости $U_{\text{пр}}^+(L_2/L)$;
- 2 – график зависимости $U_{\text{пр}}^-(L_2/L)$

Значение $U_{\text{пр}}$ в начале возрастает с ростом L_2 , а затем, достигнув максимума, убывает до значения $U_{\text{пр}}^+$, соответствующего промежутку без барьера (рис. 1.7). Такая зависимость $U_{\text{пр}}(L_2)$ при положительном стержне объясняется следующим. На начальном, восходящем, участке кривой играет роль ослабление поля между стержнем и барьером (рис. 1.6, $L_1 \leq x \leq L$). Кроме того, поле между плоскостью и барьером ($0 \leq x \leq L_1$) становится однороднее, и электрическая прочность данного участка увеличивается. На нисходящем отрезке графика $U_{\text{пр}}(L_2)$ сказывается снижение электрической прочности промежутка между плоскостью и барьером из-за уменьшения ее длины L_1 . Связь между пробивным напряжением этого участка и значением L_1 в первом приближении описывает формула (1.11). После пробоя этой области пробивается и оставшийся промежуток между барьером и стержнем.

При отрицательной полярности стержня существует некоторое предельное значение L_2 , при котором наличие барьера дает увеличение напряжения пробоя промежутка по сравнению со значением $U_{\text{пр}}^-$ в отсутствие барьера. Наибольшая электрическая прочность промежутка достигается при $L_2 = (0,15 \div 0,20)L$ [8, 11]. После этого значения $U_{\text{пр}}$ снижаются ниже $U_{\text{пр}}^-$, и, опять возрастая, возвращаются к этой величине, когда барьер приближается к плоскости (рис. 1.7, $L_2 \rightarrow L$).

Чтобы объяснить такую форму кривой $U_{\text{пр}}(L_2)$ в промежутке с барьером при отрицательной полярности стержня, следует учесть, что в соответствии с соотношением (1.20) $U_{\text{пр}}^+ < U_{\text{пр}}^-$, а также возможность развала отрицательных ионов с образованием свободных электронов. Часть отрицательных ионов разрушается при взаимодействии с барьером в электрическом поле. Из-за наличия поверхностной и объемной проводимости материала барьера электроны, появившиеся в результате развала отрицательных ионов, покидают промежуток, и барьер частично разряжается. Поэтому экранирующее действие барьера оказывается менее выраженным, чем при положительной полярности стержня.

Имеющиеся данные показывают, что наибольшая электрическая прочность разрядного промежутка «стержень–плоскость» с барьером может вырасти в 2÷3 раза по сравнению с промежутком без барьера при положительной полярности стержня, и лишь в 1,2÷1,3 раза при его отрицательной полярности [8, 11].

1.2. Описание лабораторной установки

Принципиальная электрическая схема установки для выполнения лабораторной работы показана на рис. 1.8. Переменное напряжение U промышленной частоты через регулирующий его автотрансформатор АТр подается на повышающий трансформатор Тр. Полученное высокое напряжение (ВН) выпрямляется диодом Д. Действующее напряжение на выходе с АТр измеряется вольтметром V . Резистор R защищает трансформатор и диод от протекания через них больших токов при пробое разрядного промежутка РП. Кроме того, резистор защищает их от колебаний тока и напряжения, возникающих в результате разряда в РП. Микроамперметр μA измеряет токи коронного разряда в РП.

Для выполнения экспериментов на переменном высоком напряжении между точками 1 и 2 нужно установить перемычку, которая шунтирует диод. При проведении опытов на выпрямленном напряжении ее необходимо снять.

Выключатель B_1 подает или снимает напряжение со всей установки. Выключатель B_2 автоматически срабатывает, отключая или подключая высоковольтную часть установки, вынесенную в отдельное помещение, соответственно при открытии или закрытии ведущей в него двери. На рисунке 1.8 эта часть обведена штриховой линией. Разъединитель P создает видимый разрыв в цепи питания установки.

Электроды различной формы, образующие РП и показанные на рис. 1.1 и 1.9, крепятся на изоляционной конструкции, размещенной на испытательном поле.

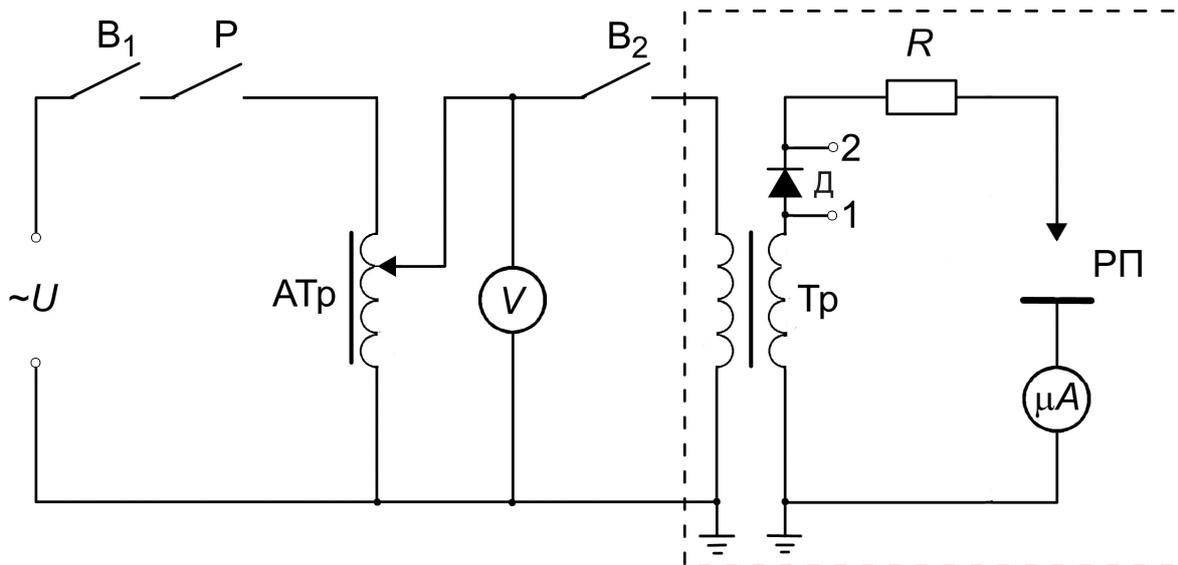


Рис. 1.8. Принципиальная электрическая схема установки

В лабораторной работе изучаются электрические разряды в следующих воздушных промежутках:

- РП «сфера–сфера» (рис. 1.9а), где создаётся слабонеоднородное электрическое поле, для измерения в нем зависимости пробивного напряжения $U_{пр}$ от длины промежутка L .

- РП «стержень–стержень» (рис. 1.9б), предназначенный для измерения зависимостей $U_0(L)$ и $U_{пр}(L)$ начального U_0 и пробивного $U_{пр}$ напряжения от значения L в симметричном резконеоднородном поле;

- РП «стержень–плоскость» (рис. 1.9б и 1.9в) для измерения зависимостей $U_0(L)$ и $U_{пр}(L)$ в несимметричном резконеоднородном поле при положительной (рис. 1.9б) и отрицательной полярности стержня;

- РП «коаксиальные цилиндры» (рис. 1.1) для измерения зависимостей $U_0(R_0)$ и $U_{пр}(R_0)$ значений U_0 и $U_{пр}$ от R_0 в резконеоднородном и слабонеоднородном поле.

К внутреннему коронирующему цилиндру системы «коаксиальные цилиндры» прикладывается переменное напряжение, а внешний заземлен. В остальных системах опыты проводятся при выпрямленном напряжении. Для создания слабонеоднородного электрического поля в системе «сфера–сфера» используются шаровые электроды радиусом 5 см. При этом расстояние L между их поверхностями не должно превышать их радиуса, т.е. 5 см. Чтобы избежать ощутимых искажений электрического поля в межэлектродном пространстве в других системах окружающими предметами, значения L также не должны превышать указанной величины.

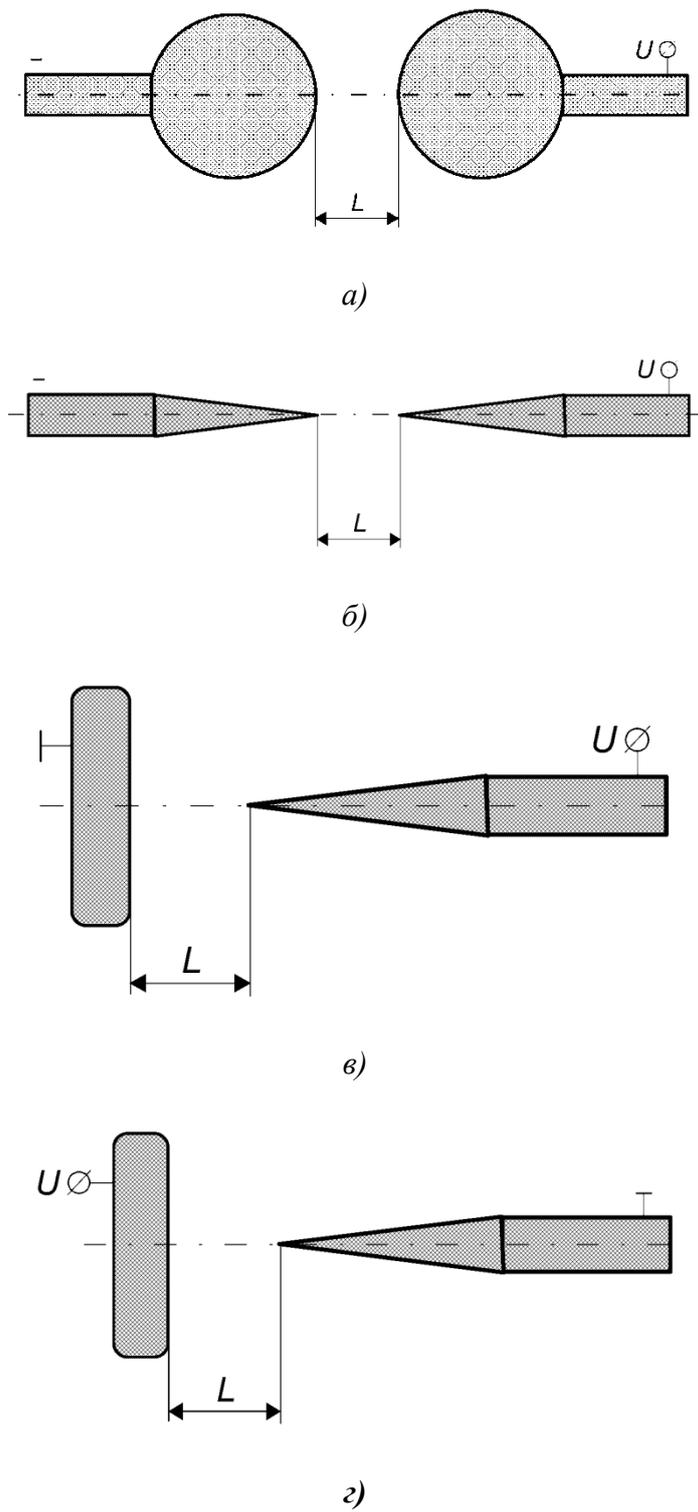


Рис. 1.9. Разрядные промежутки, изучаемые в лабораторной работе:
a – «сфера-сфера»; *б* – «стержень-стержень»;
в – «стержень-плоскость», стержень положительный;
з – «стержень-плоскость», стержень отрицательный

Расстояние между электродами регулируется дистанционно с пульта управления. Замена электродов выполняется вручную преподавателем, проводящим лабораторную работу. Высоковольтная часть установки оборудована устройством для заземления вывода ВН трансформатора и электродов на испытательном поле. При приложении напряжения к одному из электродов изучаемой системы второй из них обязательно должен быть заземлён.

В установке использован высоковольтный однофазный трансформатор ТВО-140/50 с номинальным коэффициентом трансформации $K_T = 525$. Вольтметр V показывает действующее значение напряжения на нижней его стороне. Поэтому показания вольтметра нужно умножить на K_T и на корень из 2, чтобы получить максимальное значение напряжения, приложенного к РП.

Начальное напряжение U_0 по указанию преподавателя фиксируется по показаниям микроамперметра μA (в момент отклонения его стрелки от нулевого деления хотя бы на одно деление или более) или в момент визуальной регистрации свечения у поверхности коронирующих электродов (стержней или провода). Пробивное напряжение $U_{пр}$ регистрируется в момент визуального наблюдения перекрытия РП стримерами. Каждое измерение повторяется трижды, полученные значения усредняются, и найденное усредненное значение и используется для дальнейшего анализа данных.

1.3. Задание на предварительную подготовку

1. Рассчитайте и постройте графики зависимостей пробивного напряжения $U_{пр}$ и напряжённости $E_{пр} = U_{пр}/L$ воздушного разрядного промежутка с однородным электрическим полем от расстояния между электродами L при давлении 720, 760 и 780 торр и нормальной температуре. Для этого возьмите $L = 1, 2, 3, 4$ см. Объясните полученные результаты. Как и почему соотносятся значения начального и пробивного напряжения в однородном электрическом поле?

2. Качественно нарисуйте графики зависимостей начальных U_0 и пробивных $U_{пр}$ значений напряжения воздушного разрядного промежутка «стержень–плоскость» при положительной и отрицательной полярности стержня. Атмосферные условия нормальные, длина разрядного промежутка варьируется в пределах $L = 1 \div 4$ см. Эти кривые нужно привести на одном графике с зависимостью $U_{пр}(L)$, рассчитанной в предыдущем пункте подготовки при $P = 760$ торр.

3. Рассчитайте и постройте графики зависимостей начальных значений напряжённости E_0 и напряжения U_0 воздушного разрядного промежутка «коаксиальные цилиндры» (см. рис. 1.1) от радиуса внутреннего высоковольтного электрода R_0 при радиусе внешнего заземлённого электрода $R_1 = 7,5$ см и $R_0 = 0,1 \div 7,0$ см. Атмосферные условия нормальные.

4. Добавьте на график $U_0(R_0)$, рассчитанный в третьем пункте подготовки, качественно построенную кривую $U_{\text{пр}}(R_0)$ для разрядного промежутка «коаксиальные цилиндры». Условия те же, что и в предыдущем пункте.

1.4. Задание на проведение измерений и обработку результатов

1. Под руководством преподавателя изучите лабораторную установку и правила техники безопасности при работе с ней. Принципиальная схема её электрической цепи показана на рис. 1.9.

2. Измерьте пробивные напряжения $U_{\text{пр}}$ разрядного промежутка «сфера–сфера» (рис. 1.9а) в промежутках длиной $L = 1, 2, 3, 4$ см под действием выпрямленного напряжения. Рассчитайте соответствующие средние значения пробивной напряжённости электрического поля $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/L$. Постройте графики зависимостей $U_{\text{пр}}(L)$ и $E_{\text{пр}}(L)$, сравните их с результатами, полученными в пункте 1 «Задания на предварительную подготовку» при давлении 760 торр. Объясните вид функций $U_{\text{пр}}(L)$ и $E_{\text{пр}}(L)$ и имеющиеся расхождения с расчётными данными.

3. Измерьте начальные U_0 и пробивные напряжения $U_{\text{пр}}$ разрядного промежутка «стержень–стержень» (рис. 1.9б) в промежутках длиной $L = 1, 2, 3, 4$ см под действием выпрямленного напряжения. Рассчитайте соответствующие средние значения пробивной напряжённости электрического поля $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/L$.

4. Измерьте начальные U_0 и пробивные напряжения $U_{\text{пр}}$ разрядного промежутка «стержень–плоскость» в промежутках длиной $L = 1, 2, 3, 3,5, 4$ см под действием выпрямленного напряжения при положительной (рис. 1.9в) и отрицательной (рис. 1.9г) полярности стержня. Определите соответствующие средние пробивные значения $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/L$.

5. Постройте и сравните друг с другом графики зависимостей $U_0(L)$, $U_{\text{пр}}(L)$ и $E_{\text{пр}}(L)$, полученные в пунктах 3 и 4 «Задания на проведение измерений». Объясните наблюдаемые особенности этих зависимостей.

6. Установите электроды системы «стержень–плоскость» на расстоянии $L = 3,5$ см (см. рис. 1.6, 1.9в и 1.9г). Между ними поместите диэлектрический барьер (см. рис. 1.6). Измерьте значения напряжения пробоя

$U_{\text{пр}}$ данного разрядного промежутка для значений расстояния между острием стержня и барьером $L_2 = 0,5, 1,5, 2,0, 2,5, 3,0$ см при положительной и отрицательной полярности стержня. Постройте зависимости $U_{\text{пр}}(L_2)$. Нанесите на тот же график полученные ранее в п. 4 этого задания на проведение измерений значения $U_{\text{пр}}^+$ и $U_{\text{пр}}^-$ для промежутка без барьера. Объясните влияние барьера на соотношение значений напряжений пробоя разрядного промежутка «стержень–плоскость» с барьером и без него, а также и ход зависимостей $U_{\text{пр}}^+(L_2)$ и $U_{\text{пр}}^-(L_2)$.

7. Измерьте начальные U_0 и пробивные напряжения $U_{\text{пр}}$ разрядного промежутка «коаксиальные цилиндры» (см. рис. 1.1) при следующих значениях диаметра внутреннего цилиндра: $2R_0 = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1,0, 1,6, 2,0, 4,0, 6,0$ и $10,0$ см под действием переменного напряжения. Радиус внешнего цилиндра $R_1 = 7,5$ см. Рассчитайте соответствующие средние значения пробивной напряжённости электрического поля $E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/L$, где в данном случае $L = R_1 - R_0$.

8. Постройте и сравните друг с другом графики зависимостей $U_0(R_0)$, полученные в п. 7 «Задания на проведение измерений» и п. 3 «Задания на предварительную подготовку». Объясните вид и наблюдаемые расхождения этих зависимостей.

9. Постройте и сравните друг с другом графики зависимостей $U_{\text{пр}}(R_0)$ и $E_{\text{пр}}(R_0)$, полученные в п. 7 «Задания на проведение измерений». Объясните наблюдаемые особенности этих зависимостей.

10. Оформите индивидуальный отчёт о выполненной работе.

Контрольные вопросы и задания

1. Сформулируйте понятие дрейфа свободных электронов и ионов в газе в электрическом поле. Чем определяется скорость их дрейфа?

2. Какие физические процессы называют начальными? Что такое начальный электрон и какова его роль в формировании разряда в газе?

3. Расскажите об ударной ионизации атомов и молекул свободными электронами. В чём состоит определение коэффициента ударной ионизации?

4. Определите понятие прилипания свободных электронов. В каких газах и при каких условиях оно возможно? В чём состоит определение коэффициента прилипания?

5. Что такое эффективный коэффициент ударной ионизации? Что означает его равенство нулю?

6. Какой процесс называется фотоионизацией? Почему возможна фотоионизация излучением разряда в воздухе? Как она протекает?

7. Сформулируйте определение электронной лавины.

8. Что такое стример? Как протекает лавинно-стримерный переход? Какие параметры электронной лавины называют критическими?

9. Сформулируйте условие самостоятельности электрического разряда в лавинной форме.

10. Сформулируйте определения начального напряжения и напряжённости электрического поля.

11. Сформулируйте условие самостоятельности электрического разряда в стримерной форме.

12. Рассчитайте и постройте график зависимости числа электронов в лавине от времени в воздушном промежутке с однородным электрическим полем с напряжённостью 55 кВ/см. Атмосферные условия нормальные. Диапазон значений времени $0 \leq t \leq 2,5$ нс.

13. Оцените критическое число электронов в лавине и её критический путь в воздушном промежутке с однородным электрическим полем при напряжённости 45 кВ/см. Атмосферные условия нормальные. Какой должна быть длина промежутка, чтобы в нём было выполнено условие самостоятельности в стримерной форме?

14. Рассчитайте начальное напряжение и напряжённость воздушного РП длиной 0,5 см с однородным электрическим при температуре 25°C и давлении 730 торр.

15. Рассчитайте начальное напряжение и напряжённость воздушного РП «провод–плоскость» при температуре 17°C и давлении 770 торр. Провод параллелен плоскости, его радиус 0,1 см, расстояние между ними 4 см.

16. При каком положении барьера напряжение пробоя в системе «стержень–плоскость с диэлектрическим барьером» достигает наибольшего значения? Обоснуйте свой ответ.

Лабораторная работа № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ВОЗДУХЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ТВЁРДОГО ДИЭЛЕКТРИКА

2.1. Основные электрофизические процессы при формировании электрических разрядов в газе по поверхности твердого диэлектрика

2.1.1. Основные понятия

В изоляции электроустановок и аппаратов высокого напряжения часто встречаются комбинации из нескольких видов диэлектриков, находящихся в разном агрегатном состоянии. Одной из самых распростра-

Учебное издание

Белогловский Андрей Анатольевич

Быкова Анна Михайловна

Воеводин Вадим Вадимович

Кившар Татьяна Константиновна

Кошелев Михаил Алексеевич

Орлов Александр Васильевич

Темников Александр Георгиевич

Черненко Леонид Леонидович

ТЕХНИКА ВЫСОКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Часть 1

Лабораторный практикум

Редактор издательства С.В. Казакова

Компьютерная верстка З.Х. Айнетдиновой

| | | | |
|--------------------|----------------|------------------|-------------------|
| Подписано в печать | 22.12.24. | Печать офсетная. | Формат 60x84 1/16 |
| Печ. л. 3,75. | Тираж 150 экз. | Изд. № 24у-170 | Заказ № |

Оригинал-макет подготовлен в РИО НИУ «МЭИ».
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.
Отпечатано в типографии НИУ «МЭИ».
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 13.