

537
Ф-5

Ф И З И К А ДИЭЛЕКТРИКОВ

ГТТИ
1932

А. П. АЛЕКСАНДРОВ, А. Ф. ВАЛЬТЕР, Б. М. ВУЛ, С. С. ГУТИН,
И. М. ГОЛЬДМАН, Л. Н. ЗАКГЕЙМ, Л. Д. ИНГЕ, Е. В. КУВШИНСКИЙ

К

537

Д-3

ФИЗИКА ДИЭЛЕКТРИКОВ

У

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
проф. А. Ф. ВАЛЬТЕРА

102052

БИБЛИОТЕКА
Московского механического
института

mp54

ОВЛАДЕВАЮЩЕМУ НАУКОЙ И ТЕХНИКОЙ
ЛЕНИНСКОМУ КОММУНИСТИЧЕСКОМУ
СОЮЗУ МОЛОДЕЖИ ПОСВЯЩАЮТ СВОЙ
ТРУД

АВТОРЫ.

Работа по выпуску книги проведена ударной бригадой в составе: ответственного редактора Е. В. ПУЛЬКИНОЙ, технического редактора М. А. ФИШМАН, корректора Д. Ф. ЛЮБИМОВА. Бригадир ст. техн. редактор В. Д. ФИНИТИ.

ПРЕДИСЛОВИЕ.

Несмотря на то, что электрические свойства диэлектриков изучаются уже давно, в течение целого столетия, и ценные сообщения об электрических процессах, протекающих в диэлектриках, можно найти уже у Фарадея, все же интенсивное развитие этого отдела физики началось лишь в последние десятилетия. Объясняется это тем, что, с одной стороны, последние достижения электротехники сделали возможным гораздо более углубленное изучение диэлектриков, чем это было возможно раньше, укажем, например, что появление высоковольтных трансформаторов привело к возможности изучения поведения газов при весьма высоких напряжениях, разработка импульсных установок, катодного осциллографа, высокочастотных схем позволила изучить диэлектрики в самых разнообразных условиях работы. С другой стороны, мощное развитие электротехники, в особенности техники высоких напряжений, выдвигало один за другим ряд неотложных проблем, касающихся вопросов изоляции, от решения которых в значительной степени зависели темпы и пути ее дальнейшего развития.

В настоящее время, в связи с переходом к все более и более высоким рабочим напряжениям, электрическая изоляция становится одним из самых узких мест электротехники. В самом деле, возьмем ли мы кабель, воздушную линию передачи, высоковольтный генератор или трансформатор, всюду с большой остротой стоит вопрос о том, как изолировать. Возникающие при этом трудности настолько велики, что во многих случаях приходится отказываться от прежних обычных методов и искать новых решений. Наряду с внедрением в промышленность новых изолирующих материалов и методов изоляции (новые пластмассы, оксидная изоляция, сжатый газ), существенное значение приобретает вопрос об улучшении использования существующих видов изоляции.

Проблема электрической изоляции приобретает особую важность в условиях развития нашего народного хозяйства, когда перед нами стоят такие задачи, как выполнение генерального плана электрификации, сооружение единой высоковольтной сети, электрификация транспорта. Следует, вместе с тем, отметить, что наряду со значительным развитием научно-исследовательской работы по вопросам изоляции, в которой мы во всяком случае идем наравне с капита-

стическими странами, вопросам производства и применения изолирующих материалов до сих пор не уделяется достаточного внимания и эта отрасль промышленности является одной из самых отсталых. Темпы роста ее явно отстают от темпов роста всей промышленности. Это обстоятельство не может не отразиться и на научно-исследовательской работе, так как часто достижения Институты не могут быть проведены в жизнь из-за слабости производственной базы заводов. Поднять изоляционную промышленность является поэтому одной из самых неотложных задач.

Связанные с проблемой электрической изоляции вопросы как теоретического, так и производственного характера, несмотря на их важность, до сих пор еще очень плохо освещены в литературе. Совершенно отсутствуют фундаментальные руководства по этим вопросам, что не может не явиться тормозом развития изоляционной техники. Учитывая это обстоятельство, бюро по изолирующим материалам поставило вопрос о создании ряда соответствующих руководств. Настоящая книга является первой книгой этой серии.

Настоящая книга написана группой сотрудников Ленинградского электрофизического института. При составлении книги широко использован материал, полученный в изоляционном секторе Электрофизического, а также в лабораториях Физикотехнического институтов.

Изложенный в книге материал передает современное состояние науки о диэлектриках.

Дальнейшая работа по диэлектрикам несомненно расширит и уточнит наши познания в этой области, тем более, что в ней ведется в настоящее время весьма интенсивная научно-исследовательская работа. Весьма возможно, что в связи с результатами этих исследований наши воззрения подвергнутся тем или иным изменениям. По ряду отдельных вопросов физики диэлектриков в настоящее время нет общепринятых объяснений. По этим вопросам авторы не дают перечней всех имеющихся объяснений, а излагают теорию, разделяемую авторами.

В составлении книги участвовали следующие товарищи: первая часть книги написана Л. Н. Закгеймом; во второй части первая глава С. С. Гутиным, вторая А. П. Александровым, третья А. Ф. Вальтером, четвертая Е. В. Кувшинским. В третьей части первая, вторая, четвертая и шестая главы написаны А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге, третья и пятая главы Б. М. Вулом и седьмая глава И. М. Гольдман.

Ленинград.
Сентябрь 1932 г.

Авторы.

ВВЕДЕНИЕ.

Фарадей первый дал определение понятию „диэлектрик“, употребляя этот термин для того, „чтобы определить такое вещество, сквозь или поперек которого действуют электрические силы“ (Faraday, Experimental researches in electricity, V. 1, p. 361, London, 1839). Это формальное определение остается справедливым и по настоящее время. В современном состоянии наука позволяет объяснить, исходя из строения самого вещества, почему возможно действие электрических сил в диэлектрике. Всякое вещество построено из разноименных электрических зарядов. В диэлектриках эти заряды прочно связаны друг с другом; наоборот в проводниках связь между зарядами весьма мала и заряды способны перемещаться при воздействии малых внешних сил. Диэлектрики, вследствие наличия более или менее прочных связей между зарядами, оказывают до известных пределов противодействие электрическим силам, переходя в напряженное состояние; покуда существует это противодействие, возможны и сами электрические силы. В проводниках слабо связанные „свободные“ заряды заметного противодействия электрическим силам не оказывают и, следовательно, эти силы в них могут быть лишь малы.

Понятно, как всякое разграничение, деление веществ на диэлектрики и проводники условно. Не только существует группа веществ, полупроводников, занимающая промежуточное положение между диэлектриками и проводниками, но и одно и то же вещество в зависимости от внешних условий, а также условий воздействия на него электрических сил может являться или проводником или диэлектриком. Так, например, многие вещества, обычно именуемые диэлектриками (стекло, кристаллы), при высоких температурах — проводники. Металлы при высоких температурах в газообразном состоянии являются диэлектриками. Вода, являющаяся при постоянном напряжении и низких частотах проводником, при ударных напряжениях ведет себя как диэлектрик. Наконец все известные диэлектрики в достаточно сильных электрических полях становятся проводниками.

Оказывая сопротивление действующим на него электрическим силам, диэлектрик изменяется: подвергается электролизу, в нем накапливаются объемные электрические заряды, он нагревается проходящим током. Степень этих изменений зависит от электрического поля, которое мы создаем в диэлектрике. Поэтому ясное представление о конфигурации и напряженности электрического поля в диэлектрике является предварительным условием для изучения происходящих в диэлектрике процессов.

Изменяясь под действием электрических сил, диэлектрик изменяет и само электрическое поле. Достаточно указать на те коренные изменения поля, которые вызывают образующиеся в диэлектрике объемные

заряды. Это взаимодействие между диэлектриком и полем всегда нужно иметь в виду, если пользоваться для подсчетов обычными формулами электростатики. Поскольку происходящие в диэлектрике изменения требуют для своего развития некоторого времени, формулы электростатики оказываются обычно применимыми в первый момент после включения напряжения. При дальнейшем развитии процессов ими непосредственно пользоваться уже недопустимо. Для правильного понимания явления следует, таким образом, пользоваться уже законами не электростатики, а электродинамики.

Связи между зарядами в диэлектрике не абсолютны и при достаточно больших напряжениях электрического поля нарушаются, наступает явление, называемое пробоем диэлектрика. Вещество переходит при этом из состояния диэлектрика в состояние проводника; диэлектрик теряет свою электрическую прочность.

В соответствии с тем большим значением, которое имеет электрическое поле для истолкования происходящих в диэлектрике процессов, первая часть книги посвящена учению об электрическом поле. Во второй части говорится о явлениях, которые происходят в диэлектрике в полях, при которых его электрическая прочность еще не нарушается, именно поляризация диэлектрика, прохождение тока через диэлектрик и диэлектрические потери. Наконец, третья часть книги содержит описание и истолкование процесса нарушения электрической прочности — пробоя диэлектрика.

1 ————— ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ.

Глава I.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ.

§ 1. Закон Кулона. Напряженность электрического поля. Из обширного экспериментального материала известно, что два электрически заряженных тела взаимодействуют с некоторой силой.

Для двух точечных зарядов, практически для зарядов, размеры которых малы по сравнению с расстоянием между ними, сила эта определяется (если заряды помещены в вакуум) по закону Кулона

$$\mathbf{F}_{1,2} = \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r}_{1,2}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{F}_{1,2}$ — вектор силы, действующей между зарядами, q_1 и q_2 — величины зарядов, r — расстояние между ними и $\mathbf{r}_{1,2}$ — вектор, равный по величине расстоянию между зарядами r и направленный от первого заряда ко второму.

Примечание. Закон Кулона (уравнение 1) в векторной форме позволяет определить направление действия силы $\mathbf{F}_{1,2}$. В случае одноименных зарядов сила $\mathbf{F}_{1,2}$ и вектор $\mathbf{r}_{1,2}$ имеют одинаковый знак и сила, действующая со стороны первого заряда на второй, направлена по $\mathbf{r}_{1,2}$ (отталкивание), при зарядах разных знаков сила $\mathbf{F}_{1,2}$ и вектор $\mathbf{r}_{1,2}$ имеют разные знаки, сила со стороны первого заряда на второй действует к первому заряду (притягивание).

Воспользовавшись законом Кулона, мы можем установить единицу заряда.

В абсолютной электростатической системе единиц за единицу заряда принимается заряд, действующий на равный ему заряд, удаленный от него на один сантиметр, с силой в одну дину. Для практических измерений эта единица мала, и поэтому часто применяют единицу, называемую кулоном

$$1 \text{ кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ абс. эл.-ст. ед.}$$

Существование электрических зарядов всегда связано с особым состоянием среды, в которой проявляется действие электрических сил.

Это состояние среды мы называем электрическим полем. Наиболее существенная характеристика электрического поля, его напряжен-

ность, может быть количественно определена из закона Кулона. Если переписать ур-ние (1) в виде

$$F = Eq, \quad (2)$$

то напряженность поля E численно равна силе, действующей на единицу заряда.

Абсолютную единицу напряженности электрического поля можно установить из ур-ния (2). Очевидно, что абсолютной электростатической единицей напряженности будет обладать такая точка поля, в которой на единицу заряда действует сила, равная одной дине.

§ 2. Графическое изображение электрического поля при помощи силовых линий и эквипотенциальных поверхностей. Графическое изображение электрического поля можно осуществить при помощи силовых линий. Силовой линией мы будем называть линию, совпадающую во всех точках пространства с направлением напряженности электрического поля. Так как в данной точке на заряд может действовать лишь вполне определенная сила, то через каждую точку пространства можно провести только одну силовую линию. Если проводить силовые линии так, чтобы через каждый квадратный сантиметр сечения, нормального к силовым линиям, проходило число их, равное величине напряженности поля в центре кв. сантиметра, то получится полная картина электрического поля.

В самом деле, имея такую картину, можно будет определить напряженность в каждой точке по величине и направлению: направление вектора E совпадает в каждой точке с направлением силовой линии, а величина определяется густотой силовых линий.

Другой способ графического изображения поля основан на представлении о потенциале. При перемещении заряда в электрическом поле затрачивается или отдается работа. В электростатике доказывалось, что если заряд q перешел из точки A в точку B , то затраченная или полученная работа не зависит от того, по какому пути заряд перемещался от точки A к точке B . Таким образом заряд q в каждой точке поля обладает вполне определенной потенциальной энергией W и можно определить разность значений этой энергии $W_A - W_B$ в двух точках поля. $W_A - W_B$ будет равняться работе, затраченной или полученной при переходе заряда из точки A в точку B .

Отнесем эту работу к единице положительного заряда, тогда

$$\frac{W_A - W_B}{q} = V_A - V_B \quad (2)$$

где $V_A - V_B$ разность значений потенциальной энергии единицы заряда в точках A и B или разность потенциалов в этих точках. Из наших рассуждений мы можем определить только разность потенциалов в двух точках поля. Для того чтобы узнать потенциал в одной точке поля, надо знать его в какой-нибудь другой. Обычно в физике условно приписывают точкам, удаленным на бесконечно большое расстояние от заряда, создающего поле, потенциал равный нулю.

Тогда

$$\frac{W_A - W_\infty}{q} = V_A - V_\infty = V_A,$$

т. е. под потенциалом данной точки понимают работу, которая затрачивается или получается при перемещении единицы положительного заряда из бесконечности в данную точку.

Единицей потенциала в системе CGSE будет обладать точка, при перемещении в которую из бесконечности единицы заряда будет затрачиваться или отдаваться один эрг работы. В практике часто пользуются в качестве единицы потенциала вольт

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ CGSE единицы потенциала.}$$

Если нам известны потенциалы всех точек поля, то мы можем, выбрав точки, имеющие одинаковый потенциал, провести через них поверхности. Тогда получим в поле целый ряд поверхностей равных потенциалов, или эквипотенциальных поверхностей.

Очевидно, что перемещение заряда по такой эквипотенциальной поверхности не связано с затратой или получением работы.

Графическая картина эквипотенциальных поверхностей позволяет определить напряженность поля в каждой точке.

Выясним зависимость между напряженностью поля и потенциалом. В электрическом поле на заряд q действует сила

$$F = Eq. \quad (2')$$

Разность потенциалов в двух точках A и B равна работе, затраченной или полученной при перемещении единицы заряда из точки A в точку B . Мы будем рассматривать общий случай, когда поле от точки к точке меняется, и разобьем расстояние AB на бесконечно большое число участков ds . Каждый из участков ds настолько мал, что напряженность поля вдоль него не успевает заметно измениться и может считаться постоянной. Тогда разность потенциала на концах участка ds равна

$$dV = -Eds \cos(\widehat{Eds}). \quad (3)$$

Знак минус поставлен потому, что работа затрачивается (имеет знак плюс), когда заряд перемещается против сил поля.

Из ур-ния (3) видно, что dV может быть равно нулю, только если $\cos(\widehat{Eds}) = 0$, т. е. когда направление перемещения перпендикулярно к вектору напряженности поля. Но если $dV = 0$, то $V = \text{const}$ и следовательно перемещение, везде нормальное к вектору E , есть перемещение по эквипотенциальной поверхности.

Таким образом вектор напряженности электрического поля, а равно и силовая линия будут в каждой точке пространства нормальны к эквипотенциальным поверхностям.

В ур-нии (3) $ds \cos(\widehat{Eds})$ есть проекция отрезка ds на направление вектора E или на совпадающее с ним направление внешней нормали к эквипотенциальной поверхности.

$$ds \cos(\widehat{Eds}) = dn. \quad (4)$$

Ур-ние (3) может быть переписано в виде

$$dV = -Edn, \quad (5)$$

откуда

$$V = - \int Edn \quad (6)$$

и

$$E = - \frac{dV}{dn}. \quad (7)$$

Два последние уравнения являются основными уравнениями, связывающими напряженность электрического поля с потенциалом. Ур-ние (7) может быть словами сформулировано так:

Напряженность поля равна интенсивности падения потенциала по направлению внешней нормали к эквипотенциальной поверхности в рассматриваемой точке.

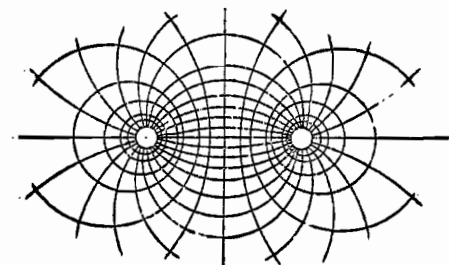


Рис. 1. Поле двух параллельных цилиндров.

число, равное падению потенциала на единицу длины по направлению нормали, проведенной из центра кв. сантиметра. Нетрудно сообразить, как построить эквипотенциальные поверхности, если имеется картина силовых линий.

На рис. 1 приведена картина силовых линий и эквипотенциальных поверхностей двух параллельных цилиндров. Цилиндры расположены перпендикулярно к плоскости листа и на рисунке видно сечение поля этой плоскостью.

§ 3. Поле плоского конденсатора. При расчете электрических полей мы будем пользоваться теоремой Гаусса, которая для случая, когда диэлектриком служит вакуум или воздух, математически формулируется так:

$$\int E_n dS = 4\pi \int \rho dv. \quad (8)$$

Интеграл в левой части уравнения представляет собой поток нормальной составляющей вектора напряженности через замкнутую поверхность S . В правой части уравнения ρ есть объемная плотность заряда и, следовательно, интеграл представляет собой весь заряд, заключенный в объеме v , ограниченном поверхностью S .

Рассмотрим поле внутри плоского конденсатора. Будем предполагать, что пластины бесконечно велики, и края их не искажают поля в средней части конденсатора. Тогда заряд в середине пластин (рис. 2) распределен равномерно и из каждой единицы поверхности выходит одинаковое число линий.

Найдем сначала поле заряженной положительно пластины. Положим, что поверхностная плотность заряда в средней части пластины $+\sigma$. Пересечем пластину цилиндром, образующая которого перпендикулярна к пластине (рис. 3). Площади оснований цилиндра f_1 кв. см, а боковая поверхность f_2 кв. см.

Заряд, находящийся внутри цилиндра, равен σf_1 . Применяя формулу Гаусса, можем написать

$$2Ef_1 + Ef_2 = 4\pi\sigma f_1, \quad (9)$$

но $Ef_2 = 0$, так как силовые линии параллельны боковой поверхности.

Ур-ние (9) принимает вид

$$2Ef_1 = 4\pi\sigma f_1, \quad (10)$$

откуда

$$E = 2\pi\sigma. \quad (11)$$

Как видно из этого уравнения, поле пластины не зависит от расстояния до пластины.

Если бы наша пластина была заряжена отрицательным зарядом так, что в средней ее части на кв. сантиметр приходилось бы $-\sigma$ единиц заряда, то поле ее отличалось бы от поля рассмотренной пластины только по направлению. Линии сил не выходили бы из пластины, а входили бы в нее. Линии сил между двумя такими пластинами A и B (рис. 2), помещенными одна против другой, направлены в одну сторону, а потому напряженность поля между ними равна арифметической сумме напряженностей полей пластин A и B

$$E = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma. \quad (12)$$

В практике обычно известна разность потенциалов на пластинах и неизвестна величина σ . Найдем связь между напряженностью поля и разностью потенциалов на пластинах. Определим потенциал точки X (рис. 2), удаленной на расстояние X_A от пластины A и X_B от пластины B . Потенциал этой точки в поле пластины A определяется из уравнения

$$V_1 = - \int Edx = - \int 2\pi\sigma dx = - 2\pi\sigma X_A + C. \quad (13)$$

В поле пластины B эта же точка имеет потенциал

$$V_2 = - \int Edx = + \int 2\pi\sigma dx = 2\pi\sigma X_B + C. \quad (14)$$

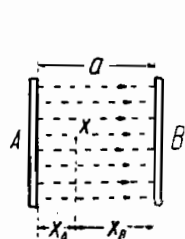


Рис. 2. Поле между двумя параллельными пластинами.

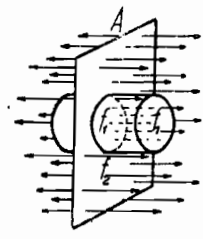


Рис. 3. Поле положительно заряженной пластинки.

Результирующий потенциал в точке X равен сумме $V_1 + V_2$:

$$V_x = 2\pi\sigma(X_B - X_A) + C_1. \quad (15)$$

Для определения C_1 положим, что пластина B заземлена и поместим на нее точку X , тогда $X_B = 0$, $X_A = a$, где a — расстояние между пластинами и

$$V_B = 0 = -2\pi\sigma a + C_1, \quad (16)$$

откуда

$$C_1 = 2\pi\sigma a. \quad (17)$$

Теперь поместим точку X на пластину A , тогда $X_A = 0$, $X_B = a$ и

$$V_A = 2\pi\sigma a + C_1, \quad (18)$$

Подставив сюда значение C_1 из ур-ния (17), получим

$$V_A = 2\pi\sigma a + 2\pi\sigma a = 4\pi\sigma a. \quad (19)$$

И разность потенциалов на пластинах

$$U = V_A - V_B = 4\pi\sigma a. \quad (20)$$

Определив из этого уравнения величину σ и подставив ее в ур-ние (12) найдем связь между напряженностью поля внутри конденсатора и разностью потенциалов на пластинах

$$E = \frac{U}{a}. \quad (21)$$

Это основное уравнение плоского конденсатора. Метод, которым мы пользовались при расчете плоского конденсатора, есть общий метод расчета электрического поля. Пользуясь им, мы дальше найдем поля целого ряда конденсаторов других конструкций.

Определим еще емкость плоского конденсатора. Емкостью конденсатора называют заряд, который он получает при наложении на него разности потенциалов равной единице. Емкость определяется из уравнения

$$C = \frac{Q}{U}, \quad (22)$$

где Q — заряд, а U — разность потенциалов. Емкость имеет размерность длины, в чем нетрудно убедиться, разделив размерность заряда на размерность потенциала.

В абсолютной системе единиц единицей емкости служит сантиметр.

В случае плоского конденсатора $Q = \sigma S$, где S — поверхность пластины. Приняв во внимание выражение для U из ур-ния (20), получим

$$C = \frac{S}{4\pi a}. \quad (23)$$

§ 4. Поле шарового конденсатора. На рис. 4 изображено сечение шарового конденсатора плоскостью листа.

Внутренний шар A , радиуса r , заряжен зарядом $+Q$ единиц электричества. Вследствие симметричности шара, силовые линии направлены по радиусам. Определим напряженность поля в точке X , лежащей на поверхности сферы радиуса x , между шарами A и B . Напряженность поля в этой точке от зарядов одного шара A определяется по теореме Гаусса

$$E_A \int dS = 4\pi Q, \quad (24)$$

но

$$\int dS = 4\pi x^2$$

и следовательно

$$E_A = \frac{Q}{x^2}. \quad (25)$$

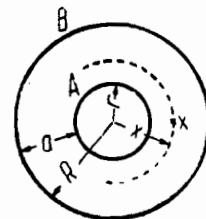


Рис. 4. Шаровой конденсатор.

Напряженность поля в этой же точке от зарядов одного только шара B , очевидно, равна нулю

$$E_B = 0, \quad (26)$$

так как внутри замкнутой сферы, не содержащей зарядов, потенциал постоянен и, следовательно, поля нет (клетка Фарадея).

Результирующая напряженность поля в точке X

$$E = E_A + E_B = \frac{Q}{x^2}. \quad (27)$$

Потенциал точки X в поле шара A

$$V_A = - \int \frac{Q}{x^2} dx = \frac{Q}{x} + C. \quad (28)$$

Потенциал в той же точке в поле шара B

$$V_B = - \int E_B dx = C_1. \quad (29)$$

Результирующий потенциал в точке X

$$V_X = V_A + V_B = \frac{Q}{x} + C_2. \quad (30)$$

Найдем разность потенциалов между шарами A и B . Для этого положим сначала $x = r$, тогда

$$V_r = \frac{Q}{r} + C_2,$$

затем $x = R$, тогда

$$V_R = \frac{Q}{R} + C_2.$$

Отсюда

$$U = V_r - V_R = Q \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) = \frac{Q(R-r)}{Rr}. \quad (31)$$

Найдя из этого уравнения Q и подставив его в ур-ние (27), получим

$$E = U \frac{Rr}{x^2(R-r)}. \quad (32)$$

Максимальную величину напряженности поля будет иметь при наименьшем x , т. е. на поверхности шара A , где $x = r$:

$$E_{\max} = U \frac{R}{r(R-r)}. \quad (33)$$

Емкость шарового конденсатора

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{rR}{R-r}. \quad (34)$$

В практических случаях важно знать, при какой разности потенциалов на обкладках конденсатора наступит пробой изоляции. Приведем здесь метод расчета пробивных напряжений, предложенный Швейгером [1].

Допустим, что изоляционный материал разрушается при определенном, этому материалу свойственном, значении напряженности, существующего в нем электрического поля. Будем называть эту напряженность предельной напряженностью и обозначать через $E_{\text{пр}}$.

В случае плоского конденсатора, в котором поле однородно, пробой наступит, когда E достигнет значения $E_{\text{пр}}$, и пробивное напряжение $U_{\text{пр}}$ определится из уравнения

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} a, \quad (35)$$

где a — толщина изоляции.

Допустим, что в случае неоднородного поля пробой наступает, как только в какой-нибудь точке поля напряженность достигнет предельного значения. Это допущение неверно; в действительности пробой наступает только тогда, когда напряженность достигает предельного значения в некотором конечном объеме изоляции. Однако расчет пробивного напряжения, произведенный на основе этого допущения, имеет практический смысл, так как для пробивного напряжения мы получим значения ниже тех, которые получаются в действительности и, следовательно, конструкция будет рассчитана с некоторым запасом прочности.

Очевидно, что в неоднородном поле напряженность достигнет предельного значения прежде всего там, где она имеет максимальное значение.

Для рассматриваемого нами шарового конденсатора можно ур-ние (33) переписать в виде

$$U = E_{\max} \frac{r(R-r)}{R}. \quad (36)$$

Для пробивного напряжения мы получим

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} \frac{r(R-r)}{R}. \quad (37)$$

Множитель $\frac{r(R-r)}{R}$ имеет размерность длины. Для плоского конденсатора мы имеем уравнение $U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} a$. Если мы изготовим плоский конденсатор с расстоянием между пластинами

$$a = r \frac{R-r}{R}, \quad (38)$$

то этот конденсатор пробьется при том же напряжении, что и наш шаровой конденсатор. Величину a называют фиктивным расстоянием конденсатора. Введем еще величину

$$p = \frac{r+a}{r} = \frac{R}{r}, \quad (39)$$

называемую геометрической характеристикой конструкции.

Разделив в ур-нии (38) числитель и знаменатель на r , получим для фиктивного расстояния

$$a = r \frac{p-1}{p}. \quad (40)$$

Из этого уравнения следует, что при неизменной геометрической характеристике фиктивное расстояние a , а следовательно и $U_{\text{пр}}$, растет пропорционально r .

Введенное нами фиктивное расстояние a всегда меньше истинного расстояния между электродами $a = R - r$

$$a < a,$$

так как согласно ур-нию (38) a равно a , умноженному на отношение $\frac{r}{R}$, а последнее всегда правильная дробь. Это означает, что в однородном поле (плоский конденсатор) на одно и то же напряжение требуется меньшей толщины изоляция, чем в неоднородном поле (шаровой конденсатор).

Отношение толщин изоляции в однородном и неоднородном поле

$$\frac{a}{a} = \eta \quad (41)$$

называют коэффициентом использования. Подставив в ур-ние (41) значение a из ур-ния (40), получим

$$\frac{r}{a} \cdot \frac{p-1}{p} = \eta. \quad (42)$$

Деля числитель и знаменатель на r и принимая во внимание, что $a = R - r = (a + r) - r$, получим

$$\frac{1}{p} = \gamma_1. \quad (43)$$

Отсюда следует, что коэффициент использования зависит только от геометрической характеристики.

Зависимость $\gamma = f(p)$ для шарового конденсатора приведена в конце книги в таблице I.

Зная коэффициент использования конструкции, можно рассчитывать пробивное напряжение по формуле

$$U_{пр} = E_{пр} a \gamma_1, \quad (44)$$

т. е. вести расчет так, как будто мы имеем дело с плоским конденсатором с той же толщиной изоляции и умножать затем полученный результат на коэффициент использования. Таким образом коэффициент использования указывает, насколько данная конструкция хуже плоского конденсатора.

Посмотрим еще, при каких условиях пробивное напряжение в шаровом конденсаторе будет иметь наибольшее значение. При одной и той же толщине изоляции $a = R - r$, но при разных геометрических характеристиках получаются различные пробивные напряжения. Важно найти наивыгоднейшую конструкцию. Будем исходить из ур-ния (37)

$$U_{пр} = E_{пр} \frac{r(R-r)}{R}$$

и положим R заданным. Найдем условия максимума $U_{пр}$:

$$\frac{dU_{пр}}{dr} = E_{пр} \frac{R-2r}{R} = 0. \quad (45)$$

Это удовлетворяется, когда

$$R - 2r = 0 \text{ или } R = 2r.$$

Для наивыгоднейшей геометрической характеристики получим значение

$$p = \frac{r+a}{r} = \frac{R}{r} = 2 \quad (46)$$

и максимальное пробивное напряжение

$$(U_{пр})_{\max} = E_{пр} a \gamma = E_{пр} \frac{a}{2}, \quad (47)$$

т. е. в два раза меньше, чем пробивное напряжение плоского конденсатора с той же толщиной изоляции.

§ 5. Поле цилиндрического конденсатора. При рассмотрении цилиндрического конденсатора будем, как и в случае плоского кон-

денсатора, предполагать, что на поле в средней части конденсатора влияние краев не сказывается.

На рис. 5 изображено сечение цилиндрического конденсатора плоскостью листа. Положим, что каждая единица длины внутреннего цилиндра заряжена $+ \sigma$ единицами электричества. При сделанном предположении относительно краев в средней части конденсатора силовые линии нормальны ко всякой цилиндрической поверхности, concentricальной внутреннему цилиндру.

Рассчитаем поле на расстоянии x от оси внутреннего цилиндра, происходящее от зарядов этого цилиндра. Воспользуемся для этого теоремой Гаусса

$$E_A \int dS = 4 \pi \sigma. \quad (48)$$

Для единицы длины

$$\int dS = 2 \pi x,$$

следовательно

$$E_A = \frac{2 \sigma}{x}. \quad (49)$$

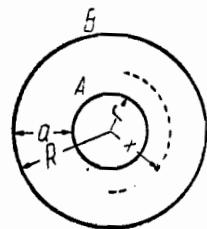


Рис. 5. Цилиндрический конденсатор.

Очевидно, что и в этом случае поле зарядов внешнего цилиндра внутри его равно нулю

$$E_B = 0. \quad (50)$$

Результирующая напряженность поля на расстоянии x от оси внутреннего цилиндра

$$E_x = E_A + E_B = \frac{2 \sigma}{x}. \quad (51)$$

Потенциал в поле цилиндра A на расстоянии x от его оси

$$V_A = - \int \frac{2 \sigma}{x} dx = - 2 \sigma \ln x + C. \quad (52)$$

В тех же точках в поле цилиндра B потенциал

$$V_B = C_1. \quad (53)$$

Результирующий потенциал

$$V_x = V_A + V_B = - 2 \sigma \ln x + C_2. \quad (54)$$

Найдем разность потенциалов на обкладках конденсатора, для чего положим сначала $x = r$

$$V_r = - 2 \sigma \ln r + C_2,$$

затем $x = R$:

$$V_R = - 2 \sigma \ln R + C_2,$$

откуда

$$U = V_r - V_R = 2 \sigma \ln \frac{R}{r}. \quad (55)$$

Определив из этого уравнения σ и подставив найденное значение в ур-ние (51), получим

$$E_x = \frac{U}{x \ln \frac{R}{r}}. \quad (56)$$

Максимальное значение напряженности поля будет иметь при $x=r$, т. е. на поверхности внутреннего цилиндра:

$$E_{\max} = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r}}. \quad (57)$$

Емкость единицы длины цилиндрического конденсатора

$$C = \frac{\sigma}{U} = \frac{1}{2 \ln \frac{R}{r}}. \quad (58)$$

Решив ур-ние (57) относительно U , найдем

$$U = E_{\max} r \ln \frac{R}{r}, \quad (59)$$

а пробивное напряжение

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} r \ln \frac{R}{r}. \quad (60)$$

Введя геометрическую характеристику

$$p = \frac{r+a}{r} = \frac{R}{r}, \quad (61)$$

получим для пробивного напряжения

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} r \ln p. \quad (62)$$

Пробивное напряжение при постоянной геометрической характеристике пропорционально радиусу внутреннего цилиндра.

Фиктивное расстояние цилиндрического конденсатора

$$\alpha = r \ln p. \quad (63)$$

Для определения коэффициента использования в уравнение

$$\eta = \frac{\alpha}{a}$$

подставим значение α из ур-ния (63) и примем во внимание, что $a = (a+r) - r$, тогда

$$\eta = \frac{r}{(a+r) - r} \ln p. \quad (64)$$

Разделив в правой части этого уравнения числитель и знаменатель на r , получим

$$\eta = \frac{1}{p-1} \ln p. \quad (65)$$

И в этом случае коэффициент использования зависит только от геометрической характеристики. Зависимость $\eta = f(p)$ приведена в таблице I.

Пользуясь коэффициентом использования, можно находить пробивное напряжение по формуле

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} a \eta. \quad (66)$$

Определим наивыгоднейшие размеры нашей конструкции. Положим R заданным и найдем условия максимума $U_{\text{пр}}$ или, что то же самое, α

$$\frac{d\alpha}{dr} = \ln p - 1 = 0. \quad (67)$$

Уравнение удовлетворяется при $\ln p = 1$ или

$$p = \frac{R}{r} = e = 2,718. \quad (68)$$

Пробивное напряжение в этом случае

$$(U_{\text{пр}})_{\max} = E_{\text{пр}} a \eta = E_{\text{пр}} a \frac{1}{p-1} \ln p = E_{\text{пр}} a \cdot 0,582. \quad (69)$$

§ 6. Поле двух параллельных цилиндров. Рассмотрим сначала поле двух заряженных линий. Пусть на рис. 6 A и B — следы таких линий, идущих перпендикулярно плоскости чертежа. Полагаем линии бесконечно длинными и рассматриваем поле в частях, бесконечно удаленных от краев. Линия A заряжена положительно, и на единицу длины ее приходится $+\sigma$ единиц, линия B заряжена отрицательно, и на единицу длины ее $-\sigma$ единиц заряда. Напряженность поля в точке X от зарядов линии A

$$E_A = \frac{2\sigma}{X_A}. \quad (70)$$

От зарядов линии B в той же точке

$$E_B = -\frac{2\sigma}{X_B}. \quad (71)$$

Результирующее поле в точке X

$$E_x = 2\sigma \left(\frac{1}{X_A} + \frac{1}{X_B} \right). \quad (72)$$

Найдем потенциал в точке X . В поле линии A в этой точке потенциал

$$V_A = -2\sigma \ln X_A + C. \quad (73)$$

В поле линии B

$$V_B = 2\sigma \ln X_B + C_1. \quad (74)$$

Результирующий потенциал в точке X

$$V_X = V_A + V_B = 2 \sigma \ln \frac{X_B}{X_A} + C_2. \quad (75)$$

Из этого уравнения следует, что эквипотенциальной поверхностью в этом поле будет геометрическое место точек, отношение расстояний которых от линий A и B постоянно.

Легко найти общий вид уравнения эквипотенциальной поверхности. Положим, что начало координат находится в точке A . Точка с координатами x, y будет удалена от линии B на расстояние

$$X_B = \sqrt{(w-x)^2 + y^2},$$

а от линии A на расстояние

$$X_A = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Отношение этих расстояний должно быть постоянным для всех точек, лежащих на эквипотенциальной поверхности

$$\frac{(w-x)^2 + y^2}{x^2 + y^2} = k^2, \quad (76)$$

где $k = \frac{X_B}{X_A} = \text{const}$ и каждому значению k соответствует некоторая эквипотенциальная поверхность. После простых преобразований получаем из ур-ния (76)

$$\left(x + \frac{w}{k^2 - 1}\right)^2 + y^2 = \frac{w^2 k^2}{(k^2 - 1)^2}. \quad (77)$$

Графическая картина эквипотенциальных поверхностей, удовлетворяющих ур-нию (77), изображена на рис. 1. Мы получаем ряд цилиндрических поверхностей с несовпадающими осями, охватывающих линию A (при $k > 1$), затем одну плоскую эквипотенциальную поверхность, проходящую посередине между A и B (при $k = 1$), и наконец ряд цилиндров, охватывающих линию B (при $k < 1$). На рис. 6 изображены две такие эквипотенциальные поверхности.

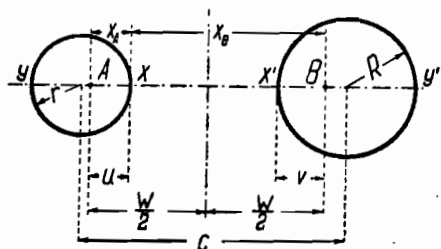


Рис. 6. Два параллельных цилиндра.

Мы можем предположить, что в наше поле введены два металлических цилиндра, в точности совпадающие с изображенными на рис. 6 эквипотенциальными поверхностями. Положим также, что заряд, распределенный раньше по линиям A и B , теперь распределен по поверхности этих цилиндров. Из электростатики известно, что картина поля от этого не изменится. Таким образом мы приходим к двум

параллельным цилиндрам. Поле двух заряженных линий (мы будем теперь называть их электрическими осями цилиндров) нам уже известно. Задача наша будет решена, если удастся по радиусам цилиндров r и R и расстоянию между их геометрическими осями c (рис. 6) найти положение электрических осей, т. е. определить u, v и w .

Соотношение $\frac{X_B}{X_A} = \text{const}$ может быть для точек X и Y переписано в виде (рис. 6)

$$\frac{w-u}{u} = \frac{w+2r-u}{2r-u}. \quad (78)$$

Это же соотношение для точек X' и Y' напишется в виде

$$\frac{v}{w-v} = \frac{2R-v}{w+2R-v}. \quad (79)$$

Добавим к этим двум уравнениям еще третье

$$w - (u + v) = c - (R + r). \quad (80)$$

Из этих трех уравнений получаются следующие значения для искомых величин:

$$w = \frac{1}{c} \sqrt{m}, \quad (81)$$

где

$$m = (c^2 - r^2 - R^2) - 4r^2 R^2, \quad (81')$$

$$u = \frac{2rc - (r^2 - R^2) - c^2 + \sqrt{m}}{2c} \quad (82)$$

и

$$v = \frac{2Rc + (r^2 - R^2) - c^2 + \sqrt{m}}{2c}. \quad (83)$$

Если положим теперь точку x лежащей на цилиндре радиуса r , то из ур-ния (75)

$$V_r = 2 \sigma \ln \frac{w-u}{u} + C_2,$$

если же точку x поместить на цилиндр радиуса R , то

$$V_R = 2 \sigma \ln \frac{v}{w-v} + C_2.$$

Разность потенциалов между обоими цилиндрами

$$U = V_r - V_R = 2 \sigma \ln \frac{(w-u)(w-v)}{uv}. \quad (84)$$

Подставляя сюда значения u, v и w из ур-ний (81), (82) и (83), получим

$$U = 2 \sigma \ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r+R)^2 - \sqrt{m}}. \quad (85)$$

Найдя из этого уравнения величину σ и подставив ее в ур-ние (72), получим общее выражение для напряженности поля в любой точке прямой, соединяющей оси цилиндров

$$E_x = \frac{U}{\ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r-R)^2 - \sqrt{m}}} \left(\frac{1}{X_A} + \frac{1}{X_B} \right). \quad (86)$$

Найдем теперь максимальную напряженность поля в нашей конструкции. Очевидно, что наибольшая густота силовых линий будет в точке пересечения прямой, соединяющей оси цилиндров с поверхностью меньшего цилиндра, т. е. в точке X . В этой точке

$$X_A = u, \quad X_B = w - u$$

и

$$E_{\max} = \frac{U}{\ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r-R)^2 - \sqrt{m}}} \cdot \frac{w}{wu - u^2}. \quad (87)$$

Подставив сюда значения w , u и v и сделав некоторые преобразования, получим

$$E_{\max} = \frac{U \sqrt{\frac{r^2 - R^2 + c^2 + 2rc}{r^2 - R^2 + c^2 - 2rc}}}{r \ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r-R)^2 - \sqrt{m}}}. \quad (88)$$

Емкость единицы длины двух параллельных цилиндров можно получить, разделив σ на величину U из ур-ния (85).

$$c = \frac{1}{2 \ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r-R)^2 - \sqrt{m}}}. \quad (89)$$

Из ур-ния (88) определим пробивное напряжение нашей конструкции

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} \frac{r \ln \frac{c^2 - (r-R)^2 + \sqrt{m}}{c^2 - (r-R)^2 - \sqrt{m}}}{\sqrt{\frac{r^2 - R^2 + c^2 + 2rc}{r^2 - R^2 + c^2 - 2rc}}}. \quad (90)$$

Введение одной геометрической характеристики

$$p = \frac{r+a}{r} = \frac{r+c-R-r}{r} = \frac{c-R}{r} \quad (91)$$

в случае двух параллельных цилиндров недостаточно. Вторая геометрическая характеристика q определяется уравнением

$$q = \frac{R}{r}. \quad (92)$$

Если ввести эти геометрические характеристики в ур-ние (90) то для пробивного напряжения получим

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} r \ln \frac{(p+q)^2 - (1-q)^2 + \sqrt{[q^2 + 1 - (p+q)^2]^2 - 4q^2}}{(p+q)^2 - (1-q)^2 - \sqrt{[q^2 + 1 - (p+q)^2]^2 - 4q^2}} \cdot \left(\frac{1-q^2 + (p+q)^2 + 2(p+q)}{1-q^2 + (p+q)^2 - 2(p+q)} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (93)$$

И в этом случае пробивное напряжение при постоянных геометрических характеристиках пропорционально r .

Подсчитаем еще коэффициент использования нашей конструкции, представляя как всегда

$$a = (a+r) - r.$$

Написав выражение для $\eta = \frac{a}{a}$ и разделив числитель и знаменатель на r , получим

$$\eta = \frac{1}{p-1} \ln \frac{(p+q)^2 - (1-q)^2 + \sqrt{[q^2 + 1 - (p+q)^2]^2 - 4q^2}}{(p+q)^2 - (1-q)^2 - \sqrt{[q^2 + 1 - (p+q)^2]^2 - 4q^2}} \cdot \left(\frac{1-q^2 + (p+q)^2 + 2(p+q)}{1-q^2 + (p+q)^2 - 2(p+q)} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (94)$$

Коэффициент использования зависит только от геометрических характеристик p и q . Зависимость эта приведена в табл. I, пользуясь ею можно, как и в предыдущих случаях, находить пробивное напряжение по формуле

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} a \eta.$$

Формулы для напряженности поля и пробивного напряжения двух параллельных равных цилиндров получаются из рассмотренных как частный случай. Подставив в ур-ние (86) $R=r$, получим для напряженности на линии центров

$$E_x = \frac{U}{\ln \frac{c^2 + \sqrt{m}}{c^2 - \sqrt{m}}} \cdot \left(\frac{1}{X_A} + \frac{1}{X_B} \right). \quad (86')$$

В этом случае $m = (c^2 - 2r^2)^2 - 4r^4 = c^4 - 4c^2r^2$ (см. ур-ние 81'). Найдем E_x как функцию расстояния от поверхности цилиндра по линии центров, которое обозначим буквой x . В этом случае $X_A = x + u$, $X_B = w - x - u$. Подставив это в ур-ние (86') и приняв во внимание ур-ния (81) и (82), после некоторых преобразований получим

$$E_x = \frac{U \sqrt{c^2 - 4r^2}}{[(r+x)(c-2r) - x^2] \ln \frac{c + \sqrt{c^2 - 4r^2}}{c - \sqrt{c^2 - 4r^2}}}. \quad (86'')$$

Максимальное значение напряженности поля имеет у поверхности цилиндров, т. е. при $x=0$:

$$E_{\max} = \frac{UV\sqrt{c^2-4r^2}}{r(c-2r) \ln \frac{c+\sqrt{c^2-4r^2}}{c-\sqrt{c^2-4r^2}}}. \quad (88')$$

При $R=r$, $q=1$; подставив это в ур-ние (93), получим

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} r \ln \frac{p+1+\sqrt{(p+1)^2-4}}{p+1-\sqrt{(p+1)^2-4}} \cdot \left(\frac{p+3}{p-1}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (93')$$

А для коэффициента использования найдем

$$\eta = \frac{1}{p-1} \ln \frac{p+1+\sqrt{(p+1)^2-4}}{p+1-\sqrt{(p+1)^2-4}} \cdot \left(\frac{p+3}{p-1}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (94')$$

Зависимость $\eta=f(p)$ для этого случая также приведена в табл. I.

На практике часто встречается случай двух параллельных равных цилиндров, удаленных друг от друга на расстояния очень большие по сравнению с их радиусами (напр. два провода воздушной линии). В этом случае можно положить, что электрические оси совпадают с геометрическими. Приближенный расчет, сделанный в этом предположении, дает простые результаты.

Напряженность поля в точке X (рис. 7) согласно ур-нию (72)

$$E_{\max} = 2\sigma \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r+a} \right) = 2\sigma \frac{2r+a}{r^2+ar}. \quad (95)$$

Величина $\frac{2r+a}{r^2+ar}$ при $a \gg r$ приблизительно равна $\frac{1}{r}$. Для $E_{\max}$ получаем

$$E_{\max} = \frac{2\sigma}{r}. \quad (96)$$

Потенциал на поверхности цилиндра K_1 , согласно ур-нию (75)

$$V_1 = 2\sigma \ln \frac{r+a}{r},$$

а на поверхности цилиндра K_2

$$V_2 = 2\sigma \ln \frac{r}{r+a}.$$

Разность потенциалов между цилиндрами

$$U = V_1 - V_2 = 2\sigma \ln \left(\frac{r+a}{r} \right)^2 = 4\sigma \ln p. \quad (97)$$

Определив из этого уравнения σ , подставим в ур-ние (96)

$$E_{\max} = \frac{U}{2r \ln \frac{r+a}{r}}$$

или, пренебрегая величиной r по сравнению с a ,

$$E_{\max} = \frac{U}{2r \ln \frac{a}{r}}. \quad (98)$$

А для пробивного напряжения

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} 2r \ln \frac{a}{r}. \quad (99)$$

На рис. 8 изображен цилиндр, параллельный плоскости. Мы можем расчет этой конструкции свести к расчету поля двух параллельных равных цилиндров. Для этого отобразим зеркально цилиндр по ту сторону плоскости; отрицательный заряд, сидящий на плоскости, положим распределенным по зеркальному изображению. Картина поля от этого не изменится, так как мы уже показали, что в поле двух па-

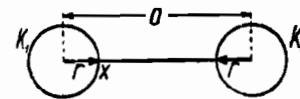


Рис. 7. Два параллельных равных цилиндра, удаленных один от другого на расстояние c , по сравнению с их радиусом, расстояние.

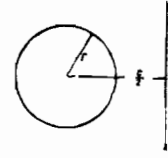


Рис. 8. Цилиндр, параллельный плоскости.

раллельных равных цилиндров существует одна плоская эквипотенциальная поверхность, делящая расстояние между цилиндрами пополам. Что касается пробивного напряжения цилиндра относительно плоскости, то очевидно, что оно равно половине пробивного напряжения двух параллельных равных цилиндров.

Таким образом пробивное напряжение цилиндра против плоскости равно

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} \frac{r(c-2r) \ln \frac{c+\sqrt{c^2-4r^2}}{c-\sqrt{c^2-4r^2}}}{2\sqrt{c^2-4r^2}},$$

где c — расстояние между осью цилиндра и осью его зеркального изображения.

Для геометрической характеристики p получим

$$p = \frac{r + \frac{c}{2} - r}{r} = \frac{c}{2r}.$$

Принимая во внимание это уравнение и сделав небольшое преобразование, можем написать

$$U_{\text{пр}} = \frac{E_{\text{пр}} r(p-1)}{2\sqrt{p^2-1}} \ln \frac{p+\sqrt{p^2-1}}{p-\sqrt{p^2-1}}. \quad (93'')$$

Фиктивное расстояние α очевидно равно

$$\alpha = \frac{r(p-1)}{2\sqrt{p^2-1}} \ln \frac{p+\sqrt{p^2-1}}{p-\sqrt{p^2-1}},$$

а коэффициент использования

$$\eta = \frac{\alpha}{a} = \frac{\alpha}{\frac{c}{2} - r} = \frac{1}{2\sqrt{p^2-1}} \ln \frac{p+\sqrt{p^2-1}}{p-\sqrt{p^2-1}}. \quad (94'')$$

Зависимость $\eta = f(p)$ приведена в табл. I.

Сравнивая эту зависимость с зависимостью (94'), мы убеждаемся, что при одной и той же геометрической характеристике коэффициент использования цилиндра против плоскости меньше коэффициента использования двух параллельных равных цилиндров. Он оказывается также меньше коэффициента использования двух любых параллельных неравных цилиндров (см. табл. I).

Это значит, что несимметричная система электродов — цилиндр против плоскости — искажает поле (делает отличным от однородного) больше, чем симметричная — два параллельных цилиндра.

То же оказывается справедливым, как можно убедиться из табл. I, и для сферических электродов.

Вообще это правило оказывается всеобщим и подтверждается также при сравнении поля двух острий с полем острия против плоскости, двух углов и угла против плоскости и т. д.

§ 7. Поле двух сфер. Рассмотрим теперь поле двух сфер. Для решения этой задачи воспользуемся методом обращения.

Напомним сначала известную из геометрии теорему Аполлония.

Если (рис. 9) A и B две точки, лежащие на прямой, проходящей через центр сферы C , и точка B делит прямую AC так, что

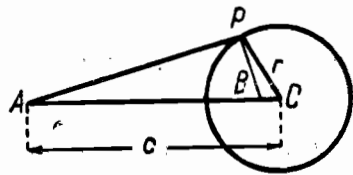


Рис. 9.

$$AC \cdot BC = r^2, \quad (100)$$

то отношение $\frac{BP}{AP}$ для любой точки P , лежащей на поверхности сферы, есть величина постоянная.

Действительно из ур-ния (100) получаем

$$\frac{BC}{r} = \frac{r}{AC} = \frac{r}{c}. \quad (101)$$

Следовательно треугольники APC и BPC подобны, как имеющие общий угол, заключенный между пропорциональными сторонами. Из подобия треугольников следует, что

$$\frac{BP}{AP} = \frac{BC}{r} = \frac{r}{c}, \quad (102)$$

т. е. отношение $\frac{BP}{AP}$ есть величина постоянная.

Точка B называется изображением точки A . Положим теперь, что в точке A находится заряд q_1 . Посмотрим, какой заряд q_2 надо поместить в точке B , являющейся изображением точки A , чтобы он заменил влияние сферы на распределение электрического поля. Если мы определим величину и место заряда q_2 , то сумеем рассматривать поле двух зарядов q_1 и q_2 . Оно будет совершенно таким же, как и поле заряда q_1 , помещенного вблизи сферы.

Пусть наша сфера заземлена, т. е. потенциал ее равен нулю, тогда в точке P потенциал от зарядов q_1 и q_2

$$V = \frac{q_1}{AP} + \frac{q_2}{BP} = 0, \quad (103)$$

но по ур-нию (102)

$$BP = AP \frac{r}{c},$$

следовательно

$$0 = \frac{1}{AP} \left(q_1 + q_2 \frac{c}{r} \right). \quad (104)$$

Это уравнение удовлетворяется, когда

$$q_2 = -q_1 \frac{r}{c}. \quad (105)$$

Таким образом мы определили величину и знак заряда, заменяющего влияние заземленной сферы. Расстояние же его от центра сферы BC согласно ур-нию (101)

$$BC = \frac{r^2}{c}. \quad (106)$$

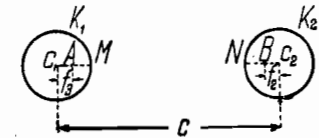


Рис. 10. Две равных сферы.

Воспользуемся полученным результатом для решения задачи о поле двух равных сфер (рис. 10).

Ограничим нашу задачу нахождением напряженности в точках M и N , т. е. максимальной напряженности в нашем поле.

Пусть в точке C_1 находится заряд q_1 , тогда при наличии заземленного шара K_2 картина поля будет такая же, как если бы в точке B , являющейся изображением точки C_1 , помещался заряд

$$q_2 = -q_1 \frac{r}{c}. \quad (105')$$

Точка B удалена от центра сферы K_2 на расстояние

$$f_2 = \frac{r^2}{c}.$$

Теперь положим, что заземлена сфера K_1 , тогда поле заряда q_2 будет таким же, как если бы в изображающей точку B точке A помещался заряд

$$q_3 = -q_2 \frac{r}{c - f_2}; \quad (107)$$

подставляя сюда значение q_2 , получим

$$q_3 = q_1 \frac{r}{c} \frac{r}{c-f_2} = q_1 \frac{r^2}{c(c-f_2)}. \quad (108)$$

Расстояние f_3 точки A от C_1

$$f_3 = \frac{r^2}{c - \frac{r^2}{c}}. \quad (109)$$

Если мы пойдем дальше тем же путем и введем для краткости обозначение

$$\frac{c}{r} = \mu, \quad (110)$$

то получим для зарядов в сферах K_1 и K_2 следующие значения:

Заряды в сфере K_1	Заряды в сфере K_2
q_1	$q_2 = -q_1 \frac{1}{\mu}$
$q_3 = q_1 \frac{1}{\mu^2 - 1}$	$q_4 = -\frac{q_1}{\mu} \cdot \frac{1}{\mu^2 - 2}$
$q_5 = q_1 \frac{1}{\mu^4 - 3\mu^2 + 1}$	$q_6 = -\frac{q_1}{\mu} \cdot \frac{1}{\mu^4 - 4\mu^2 + 3}$
...	...

$$\left. \vphantom{\begin{matrix} q_1 \\ q_3 \\ q_5 \end{matrix}} \right\} (111)$$

Суммируя эти заряды, получим:

$$\text{в сфере } K_1 \text{ заряд } Q' = \sum_1^{\infty} q_{2n-1}$$

$$\text{в сфере } K_2 \text{ заряд } Q'' = \sum_1^{\infty} q_{2n}.$$

Расстояния f зарядов от центров сфер имеют следующие значения

$f_1 = c$	$f_2 = \frac{c}{\mu^2}$
$f_3 = c \frac{1}{\mu^2 - 1}$	$f_4 = \frac{c}{\mu^2} \cdot \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 - 2}$
$f_5 = c \frac{\mu^2 - 2}{\mu^4 - 3\mu^2 + 1}$	$f_6 = \frac{c}{\mu^2} \cdot \frac{\mu^4 - 3\mu^2 + 1}{\mu^4 - 4\mu^2 + 3}$
...	...

$$\left. \vphantom{\begin{matrix} f_1 \\ f_3 \\ f_5 \end{matrix}} \right\} (112)$$

Теперь произведем этот же расчет, предположив, что первоначально в точке C_2 находился заряд $-q_1$. Мы получим опять ряд изображений в точках, удаленных от центров сфер на те же расстояния, что и в первом случае, с такими зарядами в них, какие были

бы, если бы мы в приведенном выше рассуждении переменили сферы местами, а у всех зарядов изменили знаки на обратные. Теперь, следовательно, в сфере K_1 будет заряд $-Q''$ а в сфере K_2 $-Q'$.
Полный заряд в сфере K_1

$$Q_1 = Q' - Q'', \quad (113)$$

а в сфере K_2

$$Q_2 = Q'' - Q' = -Q_1. \quad (114)$$

Зная величины зарядов и их расстояние от точек M и N (рис. 10), мы можем найти напряженность поля в этих точках.

От заряда q_1 , помещенного в центре сферы K_1 , напряженность поля в точке M будет

$$E' = \frac{q_1}{r^2} - \frac{q_2}{(c-f_2-r)^2} + \frac{q_3}{(r-f_3)^2} - \frac{q_4}{(c-f_4-r)^2} + \frac{q_5}{(r-f_5)^2} - \frac{q_6}{(c-f_6-r)^2} + \dots \quad (115)$$

В этой же точке от заряда $-q_1$, помещенного в центре сферы K_2 , напряженность поля будет

$$E'' = -\frac{q_1}{(c-r)^2} + \frac{q_2}{(r-f_2)^2} - \frac{q_3}{(c-f_3-r)^2} + \frac{q_4}{(r-f_4)^2} - \frac{q_5}{(c-f_5-r)^2} + \frac{q_6}{(r-f_6)^2} - \dots \quad (116)$$

Подставляя в ур-ния (115) и (116) значения q_i и f_i , получим

$$E' = q_1 \left[\frac{1}{r^2} + \frac{r}{c} \left(\frac{1}{\left(c - r - \frac{r^2}{c} \right)^2} + \frac{r}{c} \cdot \frac{r}{c - \frac{r^2}{c}} \cdot \frac{1}{\left(r - \frac{r^2}{c - \frac{r^2}{c}} \right)^2} + \dots \right] \right] \quad (117)$$

$$E'' = -q_1 \left[\frac{1}{(c-r)^2} + \frac{r}{c} \left(\frac{1}{\left(r - \frac{r^2}{c} \right)^2} + \frac{r}{c} \cdot \frac{r}{c - \frac{r^2}{c}} \cdot \frac{1}{\left(c - r - \frac{r^2}{c - \frac{r^2}{c}} \right)^2} + \dots \right] \right] \quad (118)$$

Введя $\mu = \frac{c}{r} = x + \frac{1}{x}$ и сделав некоторые преобразования, получим

$$E' = \frac{q_1}{r^2} \frac{(1+x)^2}{1-x} \sum x^{2n-2} \frac{1-x^{4n-3}}{(1+x^{4n-3})^2} \quad (119)$$

$$E'' = -\frac{q_1}{r^2} \frac{(1+x)^2}{1-x} \sum x^{2n-1} \frac{1-x^{4n-1}}{(1+x^{4n-1})^2} \quad (120)$$

Результирующая напряженность в точке M будет равна

$$E_{\max} = E' - E'' \quad (121)$$

Так как заряды сфер равны по величине и противоположны по знаку, то и потенциалы их

$$V_1 = -V_2, \quad (122)$$

а разность потенциалов между сферами

$$U = 2V_1. \quad (123)$$

Емкость шара равна его радиусу и следовательно

$$q_1 = r \frac{U}{2}. \quad (124)$$

Составляя разность $E' - E''$, подставим в нее выражение для q_1 из ур-ния (124).

Сделав некоторые преобразования, получим

$$E_{\max} = E' - E'' = \frac{U}{2r} \frac{(1+x)^2}{(1-x)} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} x^n \frac{1-x^{2n+1}}{(1+x^{2n+1})^2} =$$

$$= \frac{U}{2r} \left[1 + \frac{(1+x)^2}{1-x} \left(x \frac{1-x^3}{(1+x^3)^2} + x^2 \frac{1-x^5}{(1+x^5)^2} + x^3 \frac{1-x^7}{(1+x^7)^2} + \right. \right.$$

$$\left. + x^4 \frac{1-x^9}{(1+x^9)^2} + \dots \right) \quad (125)$$

Таким образом максимальная напряженность найдена. Очевидно, что в точке N вектор напряженности будет иметь ту же величину, что и в точке M , но противоположного направления.

Для пробивного напряжения нашей конструкции получим значение.

$$U_{\text{пр.}} = E_{\text{пр.}} 2r \left[1 + \frac{(1+x)^2}{1-x} \left(x \frac{1-x^3}{(1+x^3)^2} + x^2 \frac{1-x^5}{(1+x^5)^2} + \right. \right.$$

$$\left. + x^3 \frac{1-x^7}{(1+x^7)^2} + \dots \right) \quad (126)$$

Фиктивное расстояние двух сфер

$$a = 2r \left[1 + \frac{(1+x)^2}{1-x} \left(x \frac{1-x^3}{(1+x^3)^2} + x^2 \frac{1-x^5}{(1+x^5)^2} + \right. \right.$$

$$\left. + x^3 \frac{1-x^7}{(1+x^7)^2} + \dots \right) \quad (127)$$

как и в предыдущих случаях, при постоянном x , т. е. при постоянном p , так как x функция только p , — пропорционально r .

Коэффициент использования найдем, разделив ур-ния (127) на расстояние между шарами $a = (a+r) - r$

$$\eta = \frac{2}{p-1} \left[1 + \frac{(1+x)^2}{1-x} \left(x \frac{1-x^3}{(1+x^3)^2} + x^2 \frac{1-x^5}{(1+x^5)^2} + \right. \right.$$

$$\left. + x^3 \frac{1-x^7}{(1+x^7)^2} + \dots \right) \quad (128)$$

η зависит только от p , так как x функция только p . Зависимость эта приведена в табл. I, она, как всегда, позволяет находить $U_{\text{пр.}}$ по формуле

$$U_{\text{пр.}} = E_{\text{пр.}} a \eta.$$

Емкость двух сфер определяется по общей формуле

$$C = \frac{Q}{U},$$

где $Q = Q_1 = Q' - Q''$, а $U = \frac{2q_1}{r}$ согласно ур-нию (124), откуда

$$C = \frac{(Q' - Q'')r}{2q_1} \quad (129)$$

Для Q' и Q'' выражения в виде рядов определяются из уравнений (111)

$$Q' = q_1 r \left[1 + x^2 + x^8 (1-x^2) \frac{1+x^6}{1-x^6} + \right.$$

$$\left. + x^{24} (1-x^2) \frac{1+x^{10}}{1-x^{10}} + \dots \right] \quad (130)$$

$$Q'' = -q_1 r \left[\frac{x}{x^2+1} + x^3 + x^{11} \frac{(1-x^2)(1-x^{14})}{(1-x^6)(1-x^8)} + \right.$$

$$\left. + x^{29} \frac{(1-x^2)(1-x^{22})}{(1-x^{10})(1-x^{12})} + \dots \right] \quad (131)$$

Подставляя подсчитанные из этих рядов значения Q' и Q'' в ур-ние (129), можно определить емкость двух сфер.

Решив задачу о двух сферах, мы можем найти и пробивное напря-

жение сферы против плоскости. Построим зеркальное изображение сферы по другую сторону плоскости и определим пробивное напряжение двух сфер.

Пробивное напряжение сферы против плоскости равно очевидно половине пробивного напряжения двух сфер.

Зависимость $\eta = f(p)$ для этого случая приведена в табл. I.

Глава II.

МЕТОД КОНФОРМНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ПРИМЕНЕНИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ.

§ 8. Сущность конформного преобразования. Конформным преобразованием называется преобразование, позволяющее перенести фигуру или область из одной плоскости комплексного переменного в другую, сохранив равными величины углов и подобие в бесконечно малых элементах.

В курсах математики доказывается, что такое преобразование может быть осуществлено помощью функции, имеющей определенную и отличную от нуля производную.

Для того чтобы функция $Z = f(z)$ имела определенную и не зависящую от того, по какому пути мы подходим от точки $Z + dZ$ к точке Z , производную, необходимо и достаточно, чтобы функция эта удовлетворяла условиям Коши-Римана.

Представив аргумент и функцию в виде

$$z = x + iy \quad Z = u + iv,$$

где

$$u = \varphi(x, y) \quad \text{и} \quad v = \psi(x, y),$$

можем написать условия Коши-Римана в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial v}{\partial x} \end{aligned} \quad (132)$$

Таким образом две плоскости комплексного переменного, связанные функцией, удовлетворяющей ур-ниям (132), называются конформными плоскостями.

Если мы имеем электрические поля в плоскостях z и Z и плоскости эти конформны, то мы можем приписать соответственным точкам обеих плоскостей одинаковый потенциал. Возьмем в плоскости z две точки z и $z + dz$, отстоящие одна от другой на бесконечно малое расстояние dz и в плоскости Z соответствующие им точки Z и $Z + dZ$. Концы отрезков dz и dZ будут находиться при одной и той же разности потенциалов. Положим, что напряженность поля в точке z равна E_z , а в соответствующей ей точке Z , E_Z , тогда, если dz и dZ совпадают по направлению с напряженностью, мы можем написать

$$dU = E_z dz = E_Z dZ, \quad (133)$$

откуда

$$E_z = E_Z \frac{dZ}{dz}. \quad (134)$$

Так как производная функция $Z = f(z)$ имеет в каждой точке вполне определенное значение, то из ур-ния (134) следует, что мы, зная напряженность в каждой точке поля Z , можем определить ее в каждой точке поля z .

§ 9. Преобразование цилиндрического конденсатора в плоский. На рис. 11 изображены плоскости z и Z . Осуществим преобразование функций

$$z = e^Z. \quad (135)$$

Перепишем это уравнение в виде

$$x + iy = e^{u+iv} \quad (136)$$

и разделим вещественную и мнимую часть

$$x + iy = e^u (\cos v + i \sin v). \quad (137)$$

откуда

$$\begin{aligned} x &= e^u \cos v \\ y &= e^u \sin v. \end{aligned} \quad (138)$$

Перейдем к более удобным в нашем случае полярным координатам

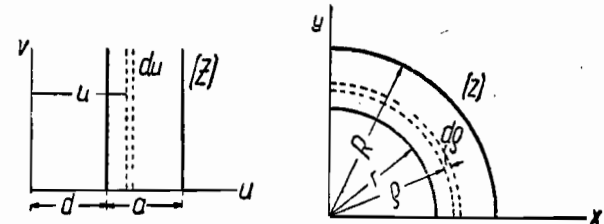


Рис. 11. Конформное преобразование цилиндров в плоскости.

$$\begin{aligned} \sqrt{x^2 + y^2} &= \rho = e^u \\ \operatorname{arctg} \frac{y}{x} &= \operatorname{arctg} \varphi = v \end{aligned} \quad (139)$$

Отсюда следует, что окружностям радиуса $\rho = \text{const}$ в плоскости z соответствуют плоскости $u = \text{const}$ в плоскости Z , полупрямым $\varphi = \text{const}$ — соответствуют прямые $v = \text{const}$.

Эквипотенциальные поверхности и силовые линии цилиндрического конденсатора переходят соответственно в эквипотенциальные поверхности и силовые линии плоского конденсатора.

Пользуясь ур-ниями (138), можно, зная картину поля в плоском конденсаторе, построить поле между обкладками цилиндрического конденсатора.

Вследствие конформности преобразования можно для разности потенциалов на концах бесконечно малых отрезков du и $d\rho$ написать

$$dU = E_z d\rho = E_Z du,$$

откуда

$$E_z = E_Z \frac{du}{d\rho}.$$

Напряженность поля в плоском конденсаторе $E_z = \frac{U}{a}$, а из ур-ния (139) получаем

$$\frac{du}{d\rho} = e^{-u}, \quad (140)$$

откуда

$$E_z = \frac{U}{a} e^{-u}. \quad (141)$$

Этому уравнению нетрудно придать вид, к которому мы пришли в § 3 главы I.

Когда

$$\rho = R \quad u = a + d \quad (\text{рис. 11}),$$

а при

$$\rho = r \quad u = d,$$

откуда

$$\frac{R}{r} = \frac{e^{a+d}}{e^d} = e^a \quad (142)$$

и

$$a = \ln \frac{R}{r} = \ln p \quad (143)$$

$$e^{-u} = \frac{1}{p}. \quad (144)$$

Следовательно

$$E_z = \frac{U}{p \ln p} \quad (145)$$

§ 10. Преобразование двух параллельных цилиндров в цилиндрический конденсатор. На рис. 12 в плоскости Z изображены концентрические окружности, которые мы будем рассматривать как сечения цилиндров плоскостью рисунка. Таким образом, каждые две соседние окружности представляют собой проекцию цилиндрического конденсатора на плоскость Z .

Посмотрим, во что преобразуется плоскость Z функцией

$$z = \frac{1}{Z}. \quad (146)$$

Перепишем ур-ние (146) в тригонометрическом виде:

$$\rho \cos \psi + i \sin \psi = \frac{1}{r (\cos \theta + i \sin \theta)}. \quad (147)$$

Из этого уравнения следует, что

$$\rho = \frac{1}{r} \quad (148)$$

$$\psi = -\theta.$$

Такое преобразование носит название инверсии или обращения. Рассмотрим в плоскости Z точку A , лежащую на окружности K_1 .

Соответствующей ей точкой в плоскости z будет точка A' . Если мы построим в плоскости z все точки, соответствующие точкам, лежащим на окружности K_1 , то получим окружность K'_1 . Отобразив окружность K_2 в плоскость z , получим окружность K'_2 .

Легко видеть, что окружность K_3 , проходящая через начало координат в плоскости Z , перейдет в прямую K'_3 . В самом деле уравнение окружности K_3 в плоскости Z имеет вид

$$r_3 = \text{const}; \quad (149)$$

r_3 выражается через переменный радиус-вектор r уравнением:

$$r_3 = \frac{r}{2 \cos \psi} = \text{const}, \quad (150)$$

После инверсии ур-ние (150) принимает вид

$$r_3 = \frac{1}{2 \rho \cos \psi} = \text{const}. \quad (151)$$

Из этого уравнения следует, что геометрическое место точек, изображающих в плоскости z окружность K_3 , должно удовлетворять условию $\rho \cos \psi = \text{const}$. Этому условию удовлетворяет только прямая, параллельная оси y .

И наконец окружность K_4 перейдет, очевидно, в окружность K'_4 .

Приведенные рассуждения показывают, что уравнение $z = \frac{1}{Z}$

позволяет случаи: два параллельных, не замыкающих один другого, цилиндра, цилиндр против плоскости и два параллельных эксцентрических цилиндра свести к двум параллельным концентрическим цилиндрам.

Разберем здесь подробно случай двух параллельных эксцентрических цилиндров, не рассмотренный в главе I.

Зная напряженность поля между обкладками цилиндрического конденсатора, можно, воспользовавшись формулой

$$E_z = E_z \frac{dZ}{dz},$$

определить напряженность поля между двумя параллельными эксцентрическими цилиндрами.

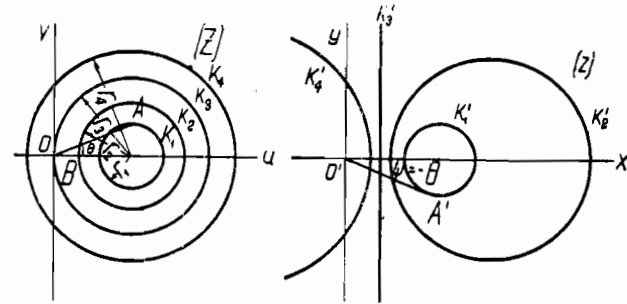


Рис. 12. Конформное преобразование концентрических цилиндров.

Для нашего случая, согласно ур-нию (146)

$$\frac{dZ}{dz} = -z^2. \quad (152)$$

Подставив это в формулу для напряженности, получим

$$E_z = -E_z z^2. \quad (153)$$

Определим максимальную напряженность поля в нашей конструкции (в точке M_1 рис. 13).

Соответствующей этой точке в плоскости Z будет точка

$$Z = u = r_3 + r_1.$$

Отсюда максимальная напряженность поля

$$E_{z_{\max}} = -E_{z_{\max}} (r_3 + r_1)^2, \quad (154)$$

но

$$E_{z_{\max}} = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}$$

и следовательно

$$E_{z_{\max}} = -\frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} (r_3 + r_1)^2; \quad (155)$$

знак минус указывает на то, что вектора напряженности в плоскостях z и Z направлены в разные стороны.

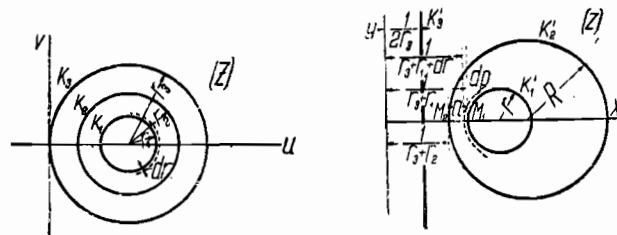


Рис. 13.

Из ур-ния (155) можем определить пробивное напряжение

$$U_{\text{пр}} = E_{z_{\text{пр}}} \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_3 + r_1)^2}. \quad (156)$$

Знак минус опущен, так как нас интересует величина $U_{\text{пр}}$.

Найдем коэффициент использования нашей конструкции.

Из рис. 13 видно, что, приняв во внимание ур-ния (144), можно написать следующие три уравнения

$$a = \frac{1}{r_3 + r_1} - \frac{1}{r_3 + r_2} = \frac{r_2 - r_1}{(r_3 + r_1)(r_3 + r_2)} \quad (157)$$

$$2r = \frac{1}{r_3 - r_1} - \frac{1}{r_3 + r_1} = \frac{2r_1}{(r_3 - r_1)(r_3 + r_1)}$$

или

$$r = \frac{r_1}{(r_3 - r_1)(r_3 + r_1)} \quad (158)$$

и

$$2R = \frac{1}{r_3 - r_2} - \frac{1}{r_3 + r_2} = \frac{2r_2}{(r_3 - r_2)(r_3 + r_2)}$$

или

$$R = \frac{r_2}{(r_3 - r_2)(r_3 + r_2)}. \quad (159)$$

Пользуясь этими уравнениями, составим геометрическую характеристику

$$p_z = \frac{a + r}{r} = \left[\frac{r_2 - r_1}{(r_3 + r_1)(r_3 + r_2)} + \frac{r_1}{(r_3 - r_1)(r_3 + r_1)} \right] \frac{(r_3 - r_1)(r_3 + r_1)}{r_1}. \quad (160)$$

Подставим в ур-ние (160)

$$p_z = \frac{r_2}{r_1}$$

и

$$p_{z_0} = \frac{r_3}{r_1}, \quad (161)$$

тогда после некоторых преобразований получим

$$p_z = \frac{(p_z - 1)(p_{z_0} - 1)}{p_{z_0} + p_z} + 1. \quad (162)$$

Введем еще вторую геометрическую характеристику

$$q_z = \frac{R}{r}. \quad (163)$$

Поставив сюда значения R и r из ур-ний (158) и (159) и приняв во внимание ур-ние (161), получим после преобразований

$$q_z = \frac{p_{z_0}^2 - 1}{p_{z_0}^2 - p_z^2} p_z. \quad (164)$$

Из этого уравнения определим

$$p_{z_0} = \sqrt{\frac{\rho_{z_0}^2 q_z - p_z}{q_z - p_z}} = m. \quad (165)$$

Поставив найденное значение p_{z0} в ур-ние (162), получим

$$p_z = (p_z - 1) \frac{m-1}{m+p_z} + 1. \quad (166)$$

Коэффициент использования $\gamma_1 = \frac{\alpha}{a}$. Фиктивное расстояние α нашей конструкции определяется из ур-ния (156)

$$\alpha = \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_3 + r_1)^2}. \quad (167)$$

Поэтому

$$\gamma_z = \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{a(r_3 + r_1)^2}. \quad (168)$$

Подставляя сюда значение α из ур-ния (157), найдем,

$$\gamma_z = \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} (r_3 + r_2)}{(r_3 + r_1)(r_2 - r_1)}. \quad (169)$$

Имея в виду, что коэффициент использования для двух концентрических цилиндров

$$\gamma_z = \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{r_2 - r_1}$$

и приняв во внимание ур-ния (161) и (164), получим окончательно для γ_z

$$\gamma_z = \frac{m+p_z}{m+1} \gamma_z. \quad (170)$$

Так как для цилиндрического конденсатора $\gamma_{1z} = f(p_z)$ известна, мы можем, пользуясь ур-ниями (166) и (170), найти $\gamma_z = f(p_z)$ для любого q_z . Эта зависимость приведена в табл. I.

Зная γ_z , можно, как всегда, определять пробивное напряжение по формуле

$$U_{пр} = E_{пр} \alpha \gamma_z.$$

§ 11. Преобразование Шварца. Рассмотрим распределение поля между электродами с острыми краями. Примеры таких электродов изображены на рис. 14.

Воспользуемся для этой цели преобразованием Шварца, позволяющим конформно отобразить область, ограниченную ломаной прямой, на верхнюю полуплоскость комплексного переменного.

На рис. 15 изображены две плоскости комплексного переменного z и Z . В плоскости z находится область (заштрихована на рис.), ограниченная ломаной прямой $z_1, z_2, z_3 \dots$. За положительное на-

правление обхода этой области выберем такое движение по контуру $z_1, z_2, z_3, \dots$, при котором исследуемая область остается справа. Отображение этой области на верхнюю полуплоскость плоскости Z осуществляется преобразованием, предложенным Шварцем в дифференциальной форме:

$$dz = Ce^{i\alpha\pi} (Z-Z_1)^{m_1} (Z-Z_2)^{m_2} (Z-Z_3)^{m_3} \dots (Z-Z_n)^{m_n} dZ. \quad (171)$$

Плоскости z и Z предполагаем наложенными одна на другую так, что оси x и u , y и v совпадают; $\alpha\pi$ — угол между стороной, с которой начинается счет, и положительным направлением оси x , а положи-

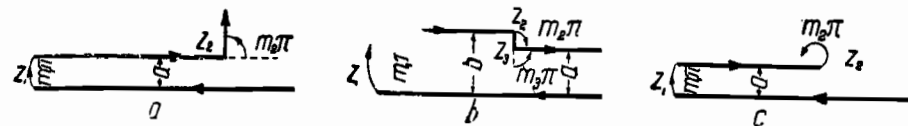


Рис. 14. Электроды с острыми краями.

тельно в том случае, когда эта сторона повернута относительно оси x в направлении, противоположном движению часовой стрелки, $m_1, m_2, m_3, \dots$, определяется по величине из внешних углов $m_1\pi, m_2\pi, m_3\pi, \dots$. Знак плюс приписывается тем из них, которые относятся к углу, прилежащему к стороне ломаной прямой, повернутой относительно предыдущей в направлении, противоположном движению часовой стрелки. Если сторона нашей прямой повернута по движению часовой стрелки, то соответствующий коэффициент имеет отрицательный знак.

В примере, изображенном на рис. 15, α и m_2 положительны, m_1 и m_3 отрицательны.

Ур-ние (171) для этого случая принимает вид

$$dz = Ce^{i\alpha\pi} (Z-Z_1)^{-m_1} (Z-Z_2)^{m_2} (Z-Z_3)^{-m_3} dZ. \quad (172)$$

Для выяснения геометрического смысла преобразования Шварца будем рассматривать в этом уравнении dz и dZ как вектора конечных размеров.

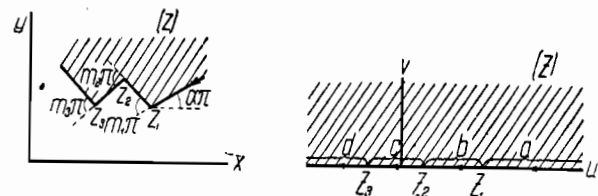


Рис. 15. Конформное отображение области, ограниченной ломаной прямой, на верхнюю полуплоскость.

Остановимся сначала на области, где Z вещественно и $Z > Z_1$, т. е. $Z_1 < Z < +\infty$ (отрезок a на рис. 15). В этом случае $Z-Z_1, Z-Z_2$ и $Z-Z_3$ положительны, поэтому для всякой определенной точки из интервала $Z_1 < Z < +\infty$ ур-ние (172) может быть написано в виде

$$dz = C_1 e^{i\alpha\pi} dZ, \quad (173)$$

где

$$C_1 = C (Z-Z_1)^{-m_1} (Z-Z_2)^{m_2} (Z-Z_3)^{-m_3}$$

и C_1 вещественно и положительно.

Из ур-ния (173) следует, что если мы удлиним вектор dZ в C_1 раз и повернем его на угол α против движения часовой стрелки, то получим вектор dz . Кроме того видно, что угол вращения α для всей стороны один и тот же, в то время как коэффициент растяжения C_1 от точки к точке меняется.

Для Z вещественного и $Z_1 > Z > Z_2$ (отрезок b на рис. 15) $Z - Z_1$ отрицательно, но можно вместо $(Z - Z_1)^{-m_1}$ написать

$$(Z_1 - Z)^{-m_1} (-1)^{-m_1}.$$

Так как $-1 = e^{i\pi}$, то

$$(Z - Z_1)^{-m_1} = (Z_1 - Z)^{-m_1} \cdot e^{-i\pi m_1}.$$

Теперь $Z_1 - Z$ положительно, $Z - Z_2$ и $Z - Z_3$ в рассматриваемом интервале тоже положительны. Для определенной точки Z из этого интервала ур-ние (172) может быть написано в виде

$$dz = C_2 e^{i\pi\alpha} \cdot e^{-i\pi m_1} dZ, \quad (174)$$

где

$$C_2 = C(Z_1 - Z)^{-m_1} (Z - Z_2)^{m_1} (Z - Z_3)^{-m_2}$$

и C_2 вещественно и положительно.

Из ур-ния (174) видно, что если мы теперь удлиним вектор dZ в C_2 раз и повернем его на угол $m_1\pi$ относительно предыдущей стороны, но в направлении движения часовой стрелки, то получим вектор dz .

Совершенно аналогично преобразуются вектора dZ из интервалов c и d (рис. 15) в соответственные вектора dz на участках нашей ломаной прямой.

Приведенные рассуждения показывают, что преобразование Шварца действительно отображает область, ограниченную ломаной прямой в плоскости z , на верхнюю полуплоскость плоскости Z .

§ 12. Прямой угол против плоскости. Попробуем теперь, пользуясь преобразованием Шварца, найти распределение поля между прямым углом и плоскостью. С этой целью мы отобразим область между нашими электродами на верхнюю полуплоскость плоскости Z . Если бы мы знали потенциал в каждой точке верхней полуплоскости, то, пользуясь уравнением преобразования, мы сумели бы определить его и в каждой точке между электродами в плоскости z . Сначала мы должны, следовательно, определить распределение поля в верхней полуплоскости плоскости Z . Для этого отобразим на нее область, заключенную между какими-нибудь электродами, поле которых нам известно. Возьмем, например, в третьей плоскости t плоский конденсатор (рис. 16), в котором поле однородно. Пусть нижняя обкладка заземлена, а на верхней — потенциал V .

Составим преобразование Шварца для перехода из плоскости t в плоскость Z . Сторона, с которой начинается счет, совпадает с осью ξ , следовательно $\alpha = 0$. Местонахождение точки Z_1 , в которую преобразуется точка t_1 , можно выбрать произвольно. Поместим ее в начале координат плоскости Z , тогда $Z_1 = 0$. В результате такого выбора мы получаем в плоскости Z два электрода, удаленных в точке $Z = 0$

один от другого на бесконечно малое расстояние, но все же изолированных.

Уравнение Шварца в нашем случае имеет вид

$$dt = CZ^{-m} dZ,$$

так как

$$Z_1 = 0,$$

$m_1\pi$ здесь равно π и следовательно $m_1 = 1$, поэтому

$$dt = CZ^{-1} dZ. \quad (175)$$

Интегрируя ур-ние (175), найдем $t = f(Z)$

$$t = C \ln Z. \quad (176)$$

Определим постоянную C из следующих соображений: напомним Z в виде $Z = \rho e^{i\psi}$; при переходе с положительной оси u на отрицательную вокруг начала координат ψ меняется от 0 до π , в это время

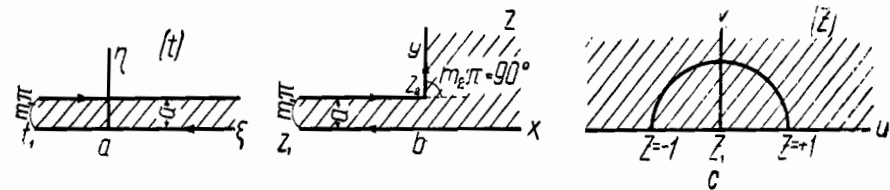


Рис. 16. Прямой угол против плоскости.

в плоскости z мы переходим с нижней обкладки конденсатора на верхнюю и t меняется на ia . Таким образом можно написать, что

$$t_1 - t_2 = ia = C (\ln \rho + i\pi - \ln \rho). \quad (177)$$

Из этого уравнения находим

$$C = \frac{a}{\pi}. \quad (178)$$

Подставив значение C в ур-ние (176), получим

$$t = \frac{a}{\pi} \ln Z. \quad (179)$$

Перепишем это уравнение в комплексном виде

$$\begin{aligned} \xi + i\eta &= \frac{a}{\pi} \ln (u + iv) = \frac{a}{\pi} \ln \rho e^{i\psi} = \frac{a}{\pi} (\ln \rho + i\psi) = \\ &= \frac{a}{\pi} \left(\ln \sqrt{u^2 + v^2} + i \operatorname{arctg} \frac{v}{u} \right). \end{aligned} \quad (180)$$

Разделим в этом уравнении вещественную и мнимую часть

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{a}{\pi} \ln \sqrt{u^2 + v^2} = \frac{a}{\pi} \ln \rho, \\ \eta &= \frac{a}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{v}{u} = \frac{a}{\pi} \psi. \end{aligned} \quad (181)$$

В плоскости t силовые линии удовлетворяют ур-нию $\xi = \text{const}$, в плоскости Z это, согласно ур-ниям (181), соответствует $\rho = \text{const}$, т. е. в плоскости Z силовыми линиями будут полуокружности, имеющие центром начала координат. При $\eta = \text{const}$ в плоскости t получаются эквипотенциальные поверхности, соответственно в плоскости Z получим $\psi = \text{const}$ — пучок лучей, исходящих из начала координат.

Потенциал любой точки между обкладками плоского конденсатора определяется уравнением

$$V_t = \frac{U}{a} \eta, \quad (182)$$

где U — разность потенциалов на обкладках конденсатора.

Для потенциала любой точки плоскости Z получим

$$V_Z = \frac{U}{a} \frac{a}{\pi} \psi = \frac{U}{\pi} \psi, \quad (183)$$

Напряженность поля в каждой точке плоскости Z определяется из уравнения

$$E_Z = E_t \frac{dt}{dZ},$$

Производная $\frac{dt}{dZ}$ согласно ур-ниям (176) и (178) равна

$$\frac{dt}{dZ} = \frac{a}{\pi} \frac{1}{Z}, \quad (184)$$

а

$$E_t = \frac{U}{a}$$

и следовательно

$$E_Z = \frac{U}{a} \cdot \frac{a}{\pi} \cdot \frac{1}{Z} = \frac{U}{\pi} \cdot \frac{1}{Z}. \quad (185)$$

Теперь, зная распределение поля в верхней полуплоскости Z , можем приступить к конформному отображению области между исследуемыми электродами плоскости z (рис. 16b) в верхнюю полуплоскость Z .

В общем случае для области, ограниченной ломаной с двумя углами, уравнение Шварца имеет вид

$$dz = C e^{i\alpha n} (Z - Z_1)^{m_1} (Z - Z_2)^{m_2} dZ. \quad (186)$$

Для электродов, изображенных на рис. 16b

$\alpha = 0$, $m_1 = -1$ и $m_2 = \frac{1}{2}$. Выберем $Z_1 = 0$, а $Z_2 = -1$, тогда уравнение Шварца примет вид

$$dz = C \frac{\sqrt{Z+1}}{Z} dZ. \quad (187)$$

Найдем постоянную C . Для этого напомним Z в виде $Z = \rho e^{i\psi}$, а $dZ = \rho e^{i\psi} i d\psi$ и будем интегрировать ур-ние (187) в плоскости Z по полуокружности бесконечно малого радиуса ρ вокруг начала координат. При этом мы перейдем в плоскости z с нижнего электрода на верхний.

Таким образом

$$\int dz = ai = Ci \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{\rho e^{i\psi} + 1}}{\rho e^{i\psi}} \rho e^{i\psi} d\psi. \quad (188)$$

Так как ρ можно сделать сколь угодно малым, то интеграл будет равен $Ci\pi$ и

$$ai = Ci\pi,$$

откуда

$$C = \frac{a}{\pi}. \quad (189)$$

Подставив значение C в ур-ние (187), найдем

$$dz = \frac{a}{\pi} \frac{\sqrt{Z+1}}{Z} dZ. \quad (190)$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$z = \frac{a}{\pi} \left(2\sqrt{Z+1} + \ln \frac{\sqrt{Z+1}-1}{\sqrt{Z+1}+1} \right) + C_1. \quad (191)$$

Соответствующим выбором начала координат в плоскости z постоянную интегрирования C_1 можно сделать равной нулю. Посмотрим, где для этого должно лежать начало координат плоскости z .

Для точки z_2 соответствующая точка $Z_2 = -1$. Уравнение в этой точке принимает вид

$$z_2 = \frac{a}{\pi} \ln(-1) + C_1 = \frac{a}{\pi} \ln e^{i\pi} + C_1 = ai + C_1. \quad (192)$$

Положим

$$C_1 = m + in, \text{ а } z_2 = x_{z_2} + iy_{z_2},$$

тогда

$$x_{z_2} + iy_{z_2} = ai + m + in, \quad (193)$$

отсюда

$$x_{z_2} = m \text{ и } y_{z_2} = a + n.$$

C_1 будет равно нулю, когда $m = 0$ и $n = 0$, т. е. когда $x_{z_2} = 0$ и $y_{z_2} = a$. Это как раз соответствует нашему выбору начала координат в плоскости z (см. рис. 16).

Окончательно получаем

$$z = \frac{a}{\pi} \left(2\sqrt{Z+1} + \ln \frac{\sqrt{Z+1}-1}{\sqrt{Z+1}+1} \right). \quad (194)$$

Теперь разделив вещественную и мнимую часть в этом уравнении и зная картину поля в плоскости Z , сумеем по точкам построить силовые линии и эквипотенциальные поверхности в плоскости z .

Положим

$$\sqrt{Z+1} = c + id. \quad (195)$$

подставив это в ур-ние (194), получим

$$z = \frac{a}{\pi} [2(c + id) + \ln \frac{c + id - 1}{c + id + 1}]. \quad (196)$$

Преобразуем $\ln$ в этом уравнении следующим образом:

$$\begin{aligned} \ln \frac{c + id - 1}{c + id + 1} &= \ln \frac{\sqrt{(c-1)^2 + d^2} e^{i\psi_1}}{\sqrt{(c+1)^2 + d^2} e^{i\psi_2}} = \ln \sqrt{(c-1)^2 + d^2} + \\ &+ i\psi_1 - \ln \sqrt{(c+1)^2 + d^2} - i\psi_2 = \frac{1}{2} \ln \frac{(c-1)^2 + d^2}{(c+1)^2 + d^2} + \\ &+ i \left(\operatorname{arctg} \frac{d}{c-1} - \operatorname{arctg} \frac{d}{c+1} \right) = \frac{1}{2} \ln \frac{(c-1)^2 + d^2}{(c+1)^2 + d^2} + \\ &+ i \operatorname{arctg} \frac{2d}{c^2 + d^2 - 1}. \end{aligned} \quad (197)$$

Подставив это значение в ур-ние (196), получим

$$\begin{aligned} z = x + iy &= \frac{a}{\pi} \left[2c + \frac{1}{2} \ln \frac{(c-1)^2 + d^2}{(c+1)^2 + d^2} + \right. \\ &\left. + i \left(2d + \operatorname{arctg} \frac{2d}{c^2 + d^2 - 1} \right) \right] \end{aligned} \quad (198)$$

Так как $Z = u + iv$, то согласно ур-нию (195)

$$Z + 1 = u + iv + 1 = (c + id)^2 = c^2 + 2icd - d^2, \quad (199)$$

отсюда

$$\begin{aligned} u + 1 &= c^2 - d^2 \\ v &= 2cd. \end{aligned} \quad (200)$$

Решая эту систему относительно c и d , получим

$$c = \sqrt{\frac{V(u+1)^2 + v^2 + u + 1}{2}} \quad d = \sqrt{\frac{V(u+1)^2 + v^2 - u - 1}{2}}. \quad (201)$$

Теперь для каждого u и v мы можем определить c и d и далее, подставив эти значения c и d в ур-ние (198), найти x и y .

Напишем выражение для напряженности поля, воспользовавшись формулой

$$E_z = E_z \frac{dZ}{dz}.$$

Согласно ур-нию (185) $E_z = \frac{U}{\pi} \frac{1}{Z} \cdot \frac{dZ}{dz}$ для нашего случая по ур-нию (190) равно

$$\frac{dZ}{dz} = \frac{\pi}{a} \frac{Z}{\sqrt{Z+1}}. \quad (202)$$

Пользуясь этими уравнениями, получаем

$$E_z = \frac{U}{\pi} \frac{1}{Z} \frac{\pi}{a} \frac{Z}{\sqrt{Z+1}} = \frac{U}{a} \frac{1}{\sqrt{Z+1}}. \quad (203)$$

Приняв во внимание ур-ние (195), можем написать

$$E_z = \frac{U}{a} \frac{1}{c + id} = \frac{U}{a} \frac{c - id}{c^2 + d^2}$$

или окончательно

$$E_z = E_x + iE_y = \frac{U}{a} \frac{c}{c^2 + d^2} - i \frac{U}{a} \frac{d}{c^2 + d^2}, \quad (204)$$

где c и d определяются ур-ниями (201).

Рассчитаем напряженность поля в нескольких точках. Посмотрим, например, как меняется напряженность вдоль верхнего электрода по мере приближения к углу.

Для точки $u = -0,25$, $v = 0$, согласно ур-ниям (201)

$$c = \sqrt{u+1} = \sqrt{0,75} = 0,86, \quad d = 0$$

при помощи ур-ния (198) найдем x и y

$$x = \frac{a}{\pi} \left(2c + \frac{1}{2} \ln \frac{(c-1)^2}{(c+1)^2} \right); \quad y = a.$$

Положим, что $a = 5$ см и на электроды наложено 10 kV. Тогда

$$x = \frac{5}{\pi} \left(1,72 + \frac{1}{2} \ln \frac{0,0196}{3,46} \right) = -1,4 \text{ см}; \quad y = 5 \text{ см}.$$

Напряженность поля, согласно ур-нию (204)

$$E_z = \frac{U}{a} \frac{1}{c} = \frac{10}{5} \cdot \frac{1}{0,86} = 2,3 \text{ kV/см}.$$

Пользуясь этими же уравнениями, найдем E_z в точке $u = -0,5$, $v = 0$.

Здесь

$$c = \sqrt{0,5} = 0,7,$$

а

$$x = \frac{5}{\pi} \left(1,4 + \frac{1}{2} \ln \frac{0,09}{2,89} \right) = -0,54 \text{ см}; \quad y = 5 \text{ см}$$

и

$$E_z = \frac{10}{5} \frac{1}{0,7} = 2,8 \text{ kV/см}.$$

Наконец в точке $u = -0,9$, $v = 0$, $c = \sqrt{0,1} = 0,31$

$$x = \frac{5}{\pi} \left(0,62 + \frac{1}{2} \ln \frac{0,4761}{1,7161} \right) = -0,05 \text{ см}; \quad y = 5 \text{ см}$$

$$E_z = \frac{10}{5} \frac{1}{0,31} = 6,4 \text{ кВ/см.}$$

Таким образом напряженность у самого угла быстро растет и теоретически в точке $x = 0$, $y = 5$ делается равной ∞ .

§ 13. Электрод с двумя прямыми углами против плоскости. Перейдем теперь к расчету поля между электродами, (рис. 17).

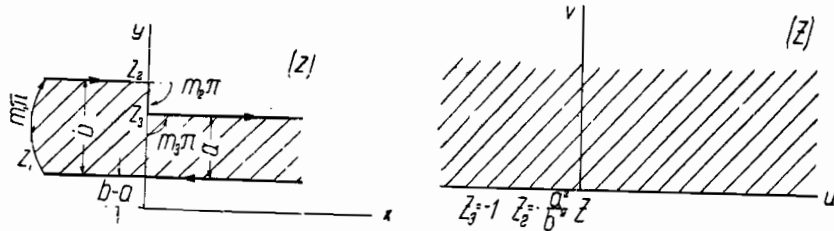


Рис. 17. Два прямых угла против плоскости.

Составим уравнение Шварца, пользуясь правилами, изложенными в предыдущих параграфах. Общий вид уравнения Шварца для нашего случая будет следующий:

$$dz = C e^{i\alpha\pi} (Z - Z_1)^{m_1} (Z - Z_2)^{m_2} (Z - Z_3)^{m_3} dZ. \quad (205)$$

Но

$$\alpha = 0, \quad m_1 = -1, \quad m_2 = -\frac{1}{2} \quad \text{и} \quad m_3 = \frac{1}{2},$$

поэтому уравнение может быть написано в виде

$$dz = C (Z - Z_1)^{-1} (Z - Z_2)^{-\frac{1}{2}} (Z - Z_3)^{\frac{1}{2}} dZ. \quad (206)$$

Положим $Z_1 = 0$, а $Z_3 = -1$ тогда окончательно уравнение Шварца будет иметь вид:

$$dz = C \frac{\sqrt{Z+1}}{\sqrt{Z-Z_2}} \frac{dZ}{Z}. \quad (207)$$

Определим постоянные C и Z_2 из следующих соображений: напряженность поля

$$E_z = E_z \frac{dZ}{dz},$$

где

$$E_z = \frac{U}{\pi} \frac{1}{Z},$$

а $\frac{dZ}{dz}$ для нашего случая равно

$$\frac{dZ}{dz} = \frac{Z \sqrt{Z - Z_2}}{C \sqrt{Z + 1}}, \quad (208)$$

отсюда

$$E_z = \frac{U}{\pi} \frac{1}{Z} \frac{Z \sqrt{Z - Z_2}}{C \sqrt{Z + 1}} = \frac{U}{\pi} \frac{\sqrt{Z - Z_2}}{C \sqrt{Z + 1}}. \quad (209)$$

При $z = z_1$ соответственно $Z_1 = 0$, а $E_z = \frac{U}{b}$ (см. рис. 16).

Подставив эти значения в ур-ние (209), получим

$$\frac{U}{b} = \frac{U}{\pi} \frac{i \sqrt{Z_2}}{C}. \quad (210)$$

При $z = +\infty$ соответственно $Z = +\infty$, а $E_z = \frac{U}{a}$, откуда согласно

$$\text{ур-нию (209)} \quad \frac{U}{a} = \frac{U}{\pi} \frac{1}{C}. \quad (211)$$

Из этого уравнения находим

$$C = \frac{a}{\pi}. \quad (212)$$

Поставив значение C в ур-ние (210), получим

$$\frac{U}{b} = \frac{U}{\pi} \frac{\pi}{a} i \sqrt{Z_2},$$

откуда

$$Z_2 = -\frac{a^2}{b^2}. \quad (213)$$

Обозначим $\frac{a^2}{b^2} = p$ и подставим значения C и Z_2 в ур-ние (207)

Тогда получим

$$dz = \frac{a}{\pi} \frac{\sqrt{Z+1}}{\sqrt{Z+p}} \frac{dZ}{Z}. \quad (214)$$

Проинтегрировав это уравнение и сделав простые преобразования, найдем

$$z = \frac{a}{\pi} \left(\ln \frac{\sqrt{Z+p} + \sqrt{Z+1}}{\sqrt{Z+p} - \sqrt{Z+1}} + \frac{1}{\sqrt{p}} \ln \frac{\sqrt{p} \sqrt{Z+1} - \sqrt{Z+p}}{\sqrt{p} \sqrt{Z+1} + \sqrt{Z+p}} \right) + C_1 \quad (215)$$

Посмотрим, где должно в плоскости z лежать начало координат, чтобы постоянная интегрирования $C_1 = 0$.

В точке $Z_3 = -1$ ур-ние (215) будет иметь вид

$$z_3 = x_{z_3} + iy_{z_3} = \frac{a}{\pi} \frac{1}{\sqrt{p}} \ln(-1) + C_1.$$

Положим $C_1 = m + in$, тогда приняв во внимание, что $-1 = e^{i\pi}$, получим

$$x_{z_3} + iy_{z_3} = \frac{a}{\pi} \frac{1}{\sqrt{p}} i\pi + m + in = i \frac{a}{\sqrt{p}} + m + in. \quad (216)$$

Из этого уравнения следует, что

$$x_{z_3} = m, \quad y_{z_3} = \frac{a}{\sqrt{p}} + n. \quad (217)$$

Таким образом $C_1 = 0$, когда $x_{z_3} = 0$ и $y_{z_3} = \frac{a}{\rho}$ или, имея в виду, что $\rho = \frac{a^2}{b^2}$, получим $y_{z_3} = b$. Если начало координат выбрано так, как это сделано на рис. 17, то C_1 действительно равно нулю.

Теперь разделим вещественную и мнимую части в ур-нии (215). Для этого положим

$$\frac{\sqrt{Z+p}}{\sqrt{Z+1}} = c + id. \quad (218)$$

Преобразуем отдельно оба $\ln$ ур-ния (215)

$$\begin{aligned} \ln \frac{\sqrt{Z+p} + \sqrt{Z+1}}{\sqrt{Z+p} - \sqrt{Z+1}} &= \ln \frac{c + id + 1}{c + id - 1} = \ln \frac{\sqrt{(c+1)^2 + d^2} \cdot e^{i\psi_1}}{\sqrt{(c-1)^2 + d^2} \cdot e^{i\psi_2}} = \\ &= \ln \sqrt{(c+1)^2 + d^2} + i\psi_1 - \ln \sqrt{(c-1)^2 + d^2} - i\psi_2 = \\ &= \ln \sqrt{(c+1)^2 + d^2} + i \operatorname{arctg} \frac{d}{c+1} - \ln \sqrt{(c-1)^2 + d^2} - \\ &- i \operatorname{arctg} \frac{d}{c-1} = \ln \sqrt{(c+1)^2 + d^2} - \ln \sqrt{(c-1)^2 + d^2} + \\ &+ i \left(\operatorname{arctg} \frac{d}{c+1} - \operatorname{arctg} \frac{d}{c-1} \right) = \ln \frac{\sqrt{(c+1)^2 + d^2}}{\sqrt{(c-1)^2 + d^2}} + \\ &+ i \operatorname{arctg} \frac{2d}{c^2 + d^2 - 1}. \end{aligned} \quad (219)$$

$$\begin{aligned} \ln \frac{\sqrt{p} \sqrt{Z+1} - \sqrt{Z+p}}{\sqrt{p} \sqrt{Z+1} + \sqrt{Z+p}} &= \ln \frac{\sqrt{p} - c - id}{\sqrt{p} + c + id} = \\ &= \ln \frac{\sqrt{(Vp-c)^2 + d^2} \cdot e^{i\psi_1}}{\sqrt{(Vp+c)^2 + d^2} \cdot e^{i\psi_2}} = \ln \sqrt{(Vp-c)^2 + d^2} + \\ &+ i\psi_1 - \ln \sqrt{(Vp+c)^2 + d^2} - i\psi_2 = \ln \sqrt{(Vp-c)^2 + d^2} - \ln \sqrt{(Vp+c)^2 + d^2} + \\ &+ i \left(\operatorname{arctg} \frac{d}{Vp-c} - \operatorname{arctg} \frac{d}{Vp+c} \right) = \ln \frac{\sqrt{(Vp-c)^2 + d^2}}{\sqrt{(Vp+c)^2 + d^2}} + \\ &+ i \left(\operatorname{arctg} \frac{d}{Vp-c} - \operatorname{arctg} \frac{d}{Vp+c} \right) = \ln \frac{\sqrt{(Vp-c)^2 + d^2}}{\sqrt{(Vp+c)^2 + d^2}} + \\ &+ i \operatorname{arctg} \frac{2cd}{p - c^2 + d^2}. \end{aligned} \quad (220)$$

Принимая во внимание эти преобразования, можно переписать ур-ние (215) в виде

$$\begin{aligned} z = x + iy &= \frac{a}{\pi} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{(c+1)^2 + d^2}{(c-1)^2 + d^2} + \frac{1}{2\sqrt{p}} \ln \frac{\sqrt{(Vp-c)^2 + d^2}}{\sqrt{(Vp+c)^2 + d^2}} + \right. \\ &\left. + i \left(\operatorname{arctg} \frac{-2d}{c^2 + d^2 - 1} + \frac{1}{\sqrt{p}} \operatorname{arctg} \frac{2cd}{p - c^2 + d^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (221)$$

Так как $Z = u + iv$, то согласно ур-нию (218) можно написать

$$\frac{u + iv + p}{u + iv + 1} = c^2 - d^2 + 2icd. \quad (222)$$

Преобразуем левую часть этого уравнения следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{u + iv + p}{u + iv + 1} &= \frac{(u + p + iv)(u + 1 - iv)}{(u + 1 + iv)(u + 1 - iv)} = \\ &= \frac{u^2 + pu + u + p + v^2 + iv(1-p)}{(u+1)^2 + v^2}. \end{aligned} \quad (223)$$

Подставив в ур-ние (222), получаем

$$\frac{u^2 + pu + u + p + v^2 + iv(1-p)}{(u+1)^2 + v^2} = c^2 - d^2 + 2icd, \quad (224)$$

откуда

$$\frac{u^2 + pu + u + p + v^2}{(u+1)^2 + v^2} = c^2 - d^2; \quad \frac{v(1-p)}{(u+1)^2 + v^2} = 2cd. \quad (225)$$

Решив систему ур-ний (225) относительно c и d , найдем

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{\frac{V(u^2 + pu + u + p + v^2)^2 + v^2(1-p)^2 + u^2 + pu + u + p + v^2}{2[(u+1)^2 + v^2]}} \\ d &= \sqrt{\frac{V(u^2 + pu + u + p + v^2)^2 + v^2(1-p)^2 - u^2 - pu - u - p - v^2}{2[(u+1)^2 + v^2]}} \end{aligned} \quad (226)$$

Таким образом, путем, правда довольно сложных расчетов, мы можем точку за точкой перенести из плоскости Z в плоскость z эквипотенциальные поверхности и силовые линии поля.

Согласно ур-нию (209) напряженность поля

$$E_z = \frac{U}{a} \frac{\sqrt{Z+p}}{\sqrt{Z+1}}. \quad (227)$$

Приняв во внимание, что по ур-нию (218)

$$\frac{\sqrt{Z+p}}{\sqrt{Z+1}} = c + id,$$

можем написать

$$E_z = E_x + iE_y = \frac{U}{a} c + i \frac{U}{a} d, \quad (228)$$

где c и d определяются ур-ниями (226)

§ 14. **Полуплоскость против плоскости.** Перейдем к исследованию распределения поля электродов, изображенных на рис. 18.

Преобразование Шварца для этого случая имеет вид

$$dz = C(Z - Z_1)^{-1} (Z - Z_2) dZ, \quad (229)$$

так как

$$\alpha = 0, m_1 = -1 \text{ и } m_2 = 1.$$

Выберем, как всегда, $Z_1 = 0$, а $Z_2 = -1$, тогда вместо ур-ния (229) можно написать

$$dz = C \frac{Z+1}{Z} dZ. \quad (230)$$

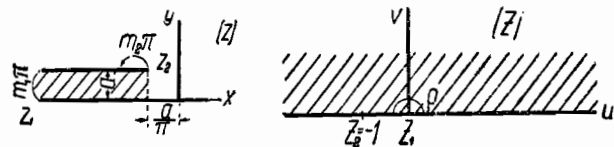


Рис. 18. Полуплоскость против плоскости.

При этом в плоскости z мы переходим с нижней пластины на верхнюю и функция z меняется на величину ia .

Перепишем ур-ние (230) в виде

$$dz = C \frac{e^{i\psi} + 1}{e^{i\psi} - 1} i \rho e^{i\psi} d\psi \quad (231)$$

и, взяв интеграл, получим

$$ia = Ci \rho \int_0^\pi e^{i\psi} d\psi + Ci \int_0^\pi d\psi = -2C\rho + Ci\pi. \quad (232)$$

При ρ бесконечно убывающем имеем

$$ia = Ci\pi,$$

откуда

$$C = \frac{a}{\pi}. \quad (233)$$

Подставив значение C в ур-ние (230) и проинтегрировав его, получим

$$z = \frac{a}{\pi} (Z + \ln Z) + C_1. \quad (234)$$

Найдем положение начала координат в плоскости z , при котором постоянная интегрирования $C_1 = 0$. В точке $Z_2 = -1$ ур-ние (234) имеет вид

$$z_2 = x_{z_2} + iy_{z_2} = \frac{a}{\pi} (-1 + \ln -1) + C_1 = \frac{a}{\pi} (-1 + \ln e^{i\pi}) + C_1;$$

положим

$$C_1 = m + in,$$

тогда

$$x_{z_2} + iy_{z_2} = -\frac{a}{\pi} + ia + m + in, \quad (235)$$

отсюда

$$x_{z_2} = -\frac{a}{\pi} + m$$

$$y_{z_2} = a + n.$$

$C_1 = 0$, если $x_{z_2} = -\frac{a}{\pi}$ и $y_{z_2} = a$, т. е. когда начало координат выбрано так, как это сделано на рис. 18. Разделим теперь в ур-нии (234) вещественную и мнимую части

$$\begin{aligned} z = x + iy &= \frac{a}{\pi} (u + iv) + \frac{a}{\pi} \ln \sqrt{u^2 + v^2} \cdot e^{i \arctg \frac{v}{u}} = \\ &= \frac{a}{\pi} \left[u + \frac{1}{2} \ln (u^2 + v^2) + i \left(v + \arctg \frac{v}{u} \right) \right]. \end{aligned} \quad (236)$$

Так как $\frac{dZ}{dz} = \frac{Z\pi}{a(Z+1)}$, а $E_z = \frac{U}{\pi} \frac{1}{Z}$, то для напряженности поля E получим

$$E_z = E_z \frac{dZ}{dz} = \frac{U}{a(Z+1)}$$

или

$$\begin{aligned} E_z = E_x + iE_y &= \frac{U}{a} \frac{1}{u+1+iv} = \frac{U}{a} \frac{u+1-iv}{(u+1)^2 + v^2} = \\ &= \frac{U}{a} \left[\frac{u+1}{(u+1)^2 + v^2} - i \frac{v}{(u+1)^2 + v^2} \right]. \end{aligned} \quad (237)$$

Применение преобразования Шварца к расчету электрических полей подробно разобрано в работах [2], [3], и [4] и [4a].

§ 15. Конденсатор Роговского. Мы можем ур-ние (236) переписать в полярных координатах. Тогда

$$u + iv = \rho e^{i\psi}, \text{ а } \ln \sqrt{u^2 + v^2} \cdot e^{i \operatorname{arctg} \frac{v}{u}} = \ln \rho + i\psi.$$

Ур-ние (236) принимает вид

$$x + iy = \frac{a}{\pi} (\rho e^{i\psi} + \ln \rho + i\psi) = \frac{a}{\pi} (\rho \cos \psi + i\rho \sin \psi + \ln \rho + i\psi), \quad (238)$$

откуда

$$x = \frac{a}{\pi} (\rho \cos \psi + \ln \rho) \quad (239)$$

$$y = \frac{a}{\pi} (\rho \sin \psi + \psi). \quad (240)$$

Мы уже знаем, что кривые $\psi = \text{const}$ будут эквипотенциальными поверхностями, а кривые $\rho = \text{const}$ — силовыми линиями. Введем обозначение $\ln \rho = \varphi$, $\rho = e^\varphi$, тогда ур-ния (239) и (240) примут вид, в котором их получил Максвелл

$$x = \frac{a}{\pi} (\varphi + e^\varphi \cos \psi) \quad (241)$$

$$y = \frac{a}{\pi} (\psi + e^\varphi \sin \psi)$$

и здесь $\psi = \text{const}$ соответствует эквипотенциальным поверхностям, а $\varphi = \text{const}$ — силовым линиям. На рис. 19 изображено поле плоского конденсатора, построенное по этим уравнениям. Исследуя максвелловское решение задачи о поле плоского конденсатора, Роговский ([5] и [5a]) нашел условия, удовлетворяя которым можно построить конденсатор, в котором напряженность поля у краев будет не больше, чем в средней части, где поле однородно. Если продифференцировать ур-ния (241) вдоль силовой линии, т. е. при $\varphi = \text{const}$, то получим

$$dx = -\frac{a}{\pi} e^\varphi \sin \psi d\psi, \quad (242)$$

$$dy = \frac{a}{\pi} (1 + e^\varphi \cos \psi) d\psi,$$

откуда элемент длины силовой линии

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2} = \frac{a}{\pi} \sqrt{1 + e^{2\varphi} + 2e^\varphi \cos \psi} d\psi. \quad (243)$$

Согласно ур-нию (183) $\psi = \frac{v}{U} \pi$, где под v подразумевается переменный потенциал точки в поле. Отсюда

$$d\psi = \frac{\pi}{U} dv. \quad (244)$$

Подставляя это в ур-ние (243), получим

$$ds = a \sqrt{1 + e^{2\varphi} + 2e^\varphi \cos \psi} \frac{dv}{U}. \quad (245)$$

Так как напряженность поля внутри конденсатора, там, где поле еще однородно, $E_0 = \frac{U}{a}$, а вообще вдоль направления силовой линии

$$E = \frac{dv}{ds}, \quad (246)$$

то мы, согласно ур-нию (245), получим

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 + e^{2\varphi} + 2e^\varphi \cos \psi}}. \quad (247)$$

Чтобы найти условия максимума напряженности вдоль данной эквипотенциальной поверхности $\psi = \text{const}$, возьмем производную по φ от подкоренного выражения и приравняем ее нулю.

$$2e^{2\varphi} + 2\cos \psi e^\varphi = 0,$$

отсюда

$$e^\varphi = -\cos \psi. \quad (248)$$

Этому уравнению можно удовлетворить только при $\psi \geq \frac{\pi}{2}$.

Таким образом эквипотенциальная поверхность $\psi = \frac{\pi}{2}$ является граничной поверхностью.

Легко видеть из ур-ния (247), что вдоль этой поверхности $E_{\max} = E_0$, т. е. вдоль этой поверхности напряженность поля нигде не делается большей, чем в однородной части поля. Очевидно, что для

поверхностей $\psi < \frac{\pi}{2}$ максимальная напряженность поля будет иметь

место под электродами, в однородной части поля. Если изготовить конденсатор так, чтобы его обкладки совпадали с эквипотенциальной поверхностью, определяющейся параметром $\psi = 0,5\pi$, то у краев его напряженность поля не будет превосходить напряженности внутри конденсатора. Такие электроды носят название электродов Роговского и применяются при изучении предельной напряженности в диэлектриках.

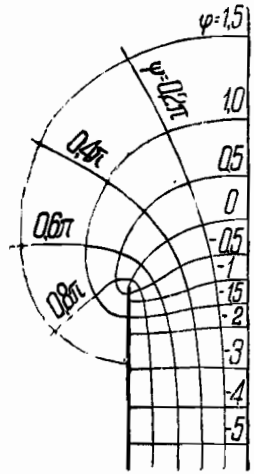


Рис. 19. Распределение поля у края плоского конденсатора по Максвеллу.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ.

§ 16. Напряженность поля в электростатическое смещение в среде с диэлектрическим коэффициентом ε . Опыт показывает, что силы электрического взаимодействия между зарядами зависят от того, в какую среду помещены заряды.

Для любой среды закон Кулона (ур-ние 1 главы I) должен быть написан в виде

$$F = \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}. \quad (249)$$

В этом уравнении ε — диэлектрический коэффициент среды. В вакууме ε принимают равным единице. Таким образом ε показывает, во сколько раз в данной среде электрические силы меньше, чем в вакууме.

Напряженность электрического поля, которую мы определили как силу, действующую на единицу положительного заряда, должна также в среде с диэлектрическим коэффициентом ε уменьшиться, по сравнению с напряженностью поля в вакууме, в ε раз

$$E_\varepsilon = \frac{E_b}{\varepsilon}. \quad (250)$$

Если электрическое поле существует в пространстве, заполненном двумя диэлектриками, с коэффициентами ε_1 и ε_2 , то на границе этих диэлектриков часть силовых линий будет исчезать.

В самом деле, положим, что $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ и силовые линии направлены из среды с коэффициентом ε_1 в среду с коэффициентом ε_2 нормально к поверхности раздела. Тогда, если в первой среде у границы раздела двух диэлектриков напряженность поля

$$E_1 = \frac{E}{\varepsilon_1},$$

где E — напряженность поля, которая была бы в тех же условиях в вакууме, и это значит, что в этом месте через квадратный сантиметр нормального к силовым линиям сечения проходит E_1 силовых линий. Во втором диэлектрике у самой поверхности раздела напряженность поля

$$E_2 = \frac{E}{\varepsilon_2},$$

т. е. во второй среде, у границы раздела, через каждый квадратный сантиметр нормального к силовым линиям сечения проходит E_2 силовых линий.

На каждом квадратном сантиметре границы исчезает некоторое число силовых линий ΔN , равное

$$\Delta N = E_1 - E_2 = \frac{E}{\varepsilon_1} - \frac{E}{\varepsilon_2} = E \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}. \quad (251)$$

Это обстоятельство показывает, что в неоднородной среде нельзя пользоваться теоремой Гаусса в том виде, в каком она была написана в главе I (ур-ние 9). Действительно в неоднородной среде поток силовых линий, пронизывающих замкнутую поверхность, не определяется только зарядом, находящимся внутри этой замкнутой поверхности, но зависит и от изменения числа линий на поверхностях раздела.

Для сохранения теоремы Гаусса при расчете полей в неоднородных диэлектриках есть два пути.

Как мы видели, на границе двух диэлектриков число силовых линий изменяется. По теореме же Гаусса, исчезновение некоторого числа силовых линий ΔN вызывается отрицательным зарядом

$$q = \frac{\Delta N}{4\pi}.$$

Таким образом, если в рассмотренном выше примере положим, что на границе раздела на каждом квадратном сантиметре находится отрицательный заряд

$$q = \frac{E}{4\pi} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}, \quad (252)$$

то теорему Гаусса можем сохранить. Однако в действительности на границе раздела двух диэлектриков свободных зарядов нет. Вводимый по ур-нию (252) условно заряд называют фиктивным зарядом.

Другой путь заключается в введении новой векторной величины

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} \varepsilon. \quad (253)$$

Как видно из этого уравнения, величина $\mathbf{D}$, называемая электростатическим смещением, при переходе из одной среды в другую не меняется. В самом деле, при переходе в среду с большим диэлектрическим коэффициентом напряженность поля E уменьшается во столько же раз, во сколько увеличивается ε , а произведение этих двух величин остается неизменным.

Из этого же ур-ния (253) следует, что электростатическое смещение — вектор, совпадающий по направлению в каждой точке пространства с напряженностью поля E . В вакууме, где $\varepsilon = 1$, D равно E и по величине.

Можно теперь в неоднородной среде для графического изображения поля проводить не силовые линии, а линии электростатического смещения.

Построение линий вектора смещения выполняется совершенно так же, как построение силовых линий. Направление вектора смещения в каждой точке определяется направлением касательной к линии смещения в этой точке. По величине смещение равно числу линий, пересекающих квадратный сантиметр нормального к ним сечения. Зная электростатическое смещение в какой-либо точке, можно определить и напряженность поля в этой точке по формуле

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{D}}{\varepsilon}. \quad (254)$$

Вычисляя поток вектора смещения, можно всегда безоговорочно пользоваться теоремой Гаусса, так как одно и то же число линий смещения описывает поле во всем пространстве.

Таким образом, вводя электростатическое смещение, мы обобщаем теорему Гаусса для неоднородных сред. Ур-ние (9) главы I следует переписать в виде

$$\int D_n ds = 4\pi \int \rho dv. \quad (255)$$

В дальнейшем мы будем применять теорему Гаусса для вычисления вектора смещения.

§ 17. Закон преломления силовых линий на границе двух сред. Рассмотрим электрическое поле на границе двух диэлектриков с диэлектрическими коэффициентами ϵ_1 и ϵ_2 . Пересечем поверхность раздела диэлектриков низким цилиндром, так чтобы ось цилиндра была перпендикулярна к границе. Площадь каждого из оснований цилиндра положим равной df . Применим к объему, вырезанному цилиндром, теорему Гаусса. За положительное направление электростатического смещения будем принимать направление, совпадающее с внешней нормалью к рассматриваемой поверхности. Поток нормальной составляющей вектора смещения через одно из оснований цилиндра $D_{n1}df$, а через второе — $D_{n2}df$. Так как на поверхности раздела свободных зарядов нет, то общий поток смещения должен равняться нулю.

$$D_{n1}df - D_{n2}df = 0. \quad (256)$$

Отсюда $D_{n1} = D_{n2}$ или $\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2}$ и

$$\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}, \quad (257)$$

т. е. нормальные составляющие напряженности обратно пропорциональны диэлектрическим коэффициентам сред.

Для того, чтобы выяснить как меняется на границе тангенциальная составляющая напряженности, будем рассуждать следующим образом. Пройдем по поверхности раздела внутри первого диэлектрика в направлении тангенциальной составляющей E_{t1} путь ds , мы получим падение потенциала $E_{t1}ds$. Затем перейдем через поверхность раздела во второй диэлектрик, так как путь, совершенный при переходе из среды первой в среду вторую, бесконечно мал по сравнению с ds , то потенциал на этом пути не изменился. Внутри второго диэлектрика будем двигаться по пути обратному, т. е. пройдем $-ds$, падение потенциала на этом пути равно $-E_{t2}ds$. Теперь опять перейдем границу и тогда попадем в исходную точку. Падение потенциала на всем замкнутом пути равно нулю

$$E_{t1}ds - E_{t2}ds = 0. \quad (258)$$

Отсюда следует, что

$$E_{t1} = E_{t2}, \quad (259)$$

т. е. тангенциальная составляющая напряженности при переходе через поверхность раздела двух диэлектриков не меняется.

Из полученных формул следует, что напряженность поля на границе раздела двух диэлектриков может менять свое направление.

Пусть (рис. 20) E_1 напряженность поля в среде с диэлектрическим коэффициентом ϵ_1 составляет с нормалью к поверхности раздела угол α_1 . Разложим E_1 на нормальную и тангенциальную составляющие. По другую сторону границы, в среде с диэлектрическим коэффициентом ϵ_2 тангенциальная составляющая E_{t2} равна E_{t1} , а нормальная составляющая $E_{n2} = E_{n1} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ (см. ур-ние 257). Геометрическая сумма E_{t2} и E_{n2} составит вектор напряженности поля во второй среде E_2 . Этот вектор наклонен к нормали под углом α_2 .

Из рисунка видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{E_{t1}}{E_{n1}}, \text{ а } \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{E_{t2}}{E_{n2}}.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{E_{n2}}{E_{n1}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (260)$$

Это уравнение представляет собой закон преломления силовых линий на границе двух сред.

§ 18. Двуслойный плоский конденсатор. Пользуясь теоремой Гаусса, мы в главе I получили для напряженности поля в воздушном плоском конденсаторе выражение $E = 4\pi\sigma$. В рассматриваемом случае (рис. 21) мы имеем плоский конденсатор, между обкладками которого

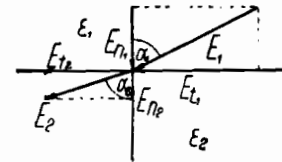


Рис. 20. Преломление силовых линий на границе двух диэлектриков.



Рис. 21. Двуслойный плоский конденсатор.

помещены два разных диэлектрика с различными диэлектрическими коэффициентами. Применяя здесь обобщенную для неоднородных сред теорему Гаусса, найдем для электростатического смещения выражение

$$D = 4\pi\sigma. \quad (261)$$

Тогда для напряженности поля в первом диэлектрике будем иметь

$$E_1 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_1}, \quad (262)$$

а во втором

$$E_2 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_2}. \quad (263)$$

Напряженности, как видно из этих уравнений, обратно пропорциональны диэлектрическим коэффициентам

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (264)$$

Так как внутри каждого слоя поле однородно и поверхность раздела является эквипотенциальной поверхностью, то

$$U = U_1 + U_2, \quad (265)$$

где U_1 — разность потенциалов на первом слое, а U_2 — то же на втором и

$$U_1 = E_1 d_1, \quad U_2 = E_2 d_2.$$

Перепишем ур-ние (265) в виде

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2. \quad (266)$$

Решим совместно ур-ния (264) и (266), тогда найдем

$$E_1 = \frac{U \varepsilon_2}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} \quad (267)$$

$$E_2 = \frac{U \varepsilon_1}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1}. \quad (268)$$

Умножив E_1 на d_1 и E_2 на d_2 , определим разность потенциалов на слоях

$$U = \frac{U \varepsilon_2}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} d_1, \quad U_2 = \frac{U \varepsilon_1}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} d_2.$$

Применим полученные результаты к конкретному примеру. В масляные трансформаторы вставляется обычно бакелитовый цилиндр, отделяющий высоковольтную обмотку от низковольтной. Таким образом трансформатор имеет двуслойную изоляцию из масла и бакелита.

Попытаемся выяснить, увеличивает ли введение бакелита электрическую прочность изоляции.

Вследствие того, что толщина цилиндрического слоя изоляции — бакелит-масло — невелика по сравнению с радиусом слоя, можно рассматривать наш случай как плоский конденсатор.

Положим, что слой масла имеет толщину $d_1 = 4$ см, диэлектрический коэффициент $\varepsilon_1 = 2$ и предельную напряженность $E_{\text{пр}} = 100$ кВ/см, а бакелит — толщину $d_2 = 1$ см и диэлектрический коэффициент $\varepsilon_2 = 5$.

Очевидно, что при изоляции одним маслом толщина его будет $d = 5$ см, а пробивное напряжение

$$U_{\text{пр}} = 100 \cdot 5 = 500 \text{ кВ}.$$

Если же изоляция состоит из бакелита и масла, как это сказано выше, то согласно ур-нию (267) предельная напряженность в масле будет достигнута при напряжении

$$U = \frac{E_{\text{пр}}(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1)}{\varepsilon_2} = \frac{100 \cdot 22}{5} = 440 \text{ кВ},$$

т. е. мы приходим к выводу, что введение бакелитового цилиндра не повышает, а понижает электрическую прочность изоляции. В действительности бакелитовый цилиндр вводится не для улучшения изоляции, а преимущественно из разных конструктивных соображений.

§ 19. Двуслойный цилиндрический конденсатор. В главе I мы нашли для напряженности поля в воздушном цилиндрическом конденсаторе выражение

$$E = \frac{2\sigma}{x}.$$

В нашем случае (рис. 22), когда конденсатор изолирован двумя различными диэлектриками, это уравнение следует написать в виде

$$D = \frac{2\sigma}{x}. \quad (269)$$

Определим, пользуясь ур-нием (269), максимальные значения напряженности в каждом слое.

Очевидно, что максимальная напряженность в первом слое будет на поверхности цилиндра радиуса r и величина ее равна

$$E_{1 \text{ max}} = \frac{2\sigma}{\varepsilon_1 r}. \quad (270)$$

Во втором слое максимальная напряженность $E_{2 \text{ max}}$ будет на поверхности цилиндра радиуса r_1 . Величина ее определяется из уравнения

$$E_{2 \text{ max}} = \frac{2\sigma}{\varepsilon_2 r_1}. \quad (271)$$

Найдем σ (заряд на единице длины конденсатора) по формуле

$$\sigma = cU, \quad (272)$$

где c — емкость единицы длины конденсатора. Наш конденсатор можно рассматривать как последовательное соединение двух цилиндрических конденсаторов, первый из которых имеет внутренний цилиндр радиуса r , внешний — радиуса r_1 и изоляцию с диэлектрическим коэффициентом ε_1 , а у второго внутренний цилиндр радиуса r_1 , внешний радиуса R и изоляция с диэлектрическим коэффициентом ε_2 .

Емкость c , как емкость двух последовательно соединенных конденсаторов, определяется из уравнения

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2},$$

где c_1 — емкость единицы длины первого слоя, а c_2 — то же второго слоя.

Согласно ур-нию (58) главы I емкость единицы воздушного цилиндрического конденсатора равна $\frac{1}{2 \ln \frac{R}{r}}$. В диэлектрике с диэлек-

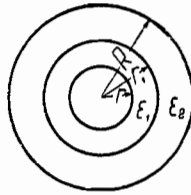


Рис. 22. Двуслойный цилиндрический конденсатор.

трическим коэффициентом ϵ емкость увеличится в ϵ раз, поэтому

$$c_1 = \frac{\epsilon_1}{2 \ln \frac{r_1}{r}} \quad (273)$$

и

$$c_2 = \frac{\epsilon_2}{2 \ln \frac{R}{r_1}}. \quad (274)$$

Пользуясь ур-нием (273) и (274), найдем значение c

$$c = \frac{1}{2 \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right)}. \quad (275)$$

Подставив найденное значение c в ур-ние (272), найдем σ

$$\sigma = \frac{U}{2 \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right)}. \quad (276)$$

Теперь подставив значение σ в ур-ния (270) и (271), найдем

$$E_{1\max} = \frac{U}{\epsilon_1 r \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right)} \quad (277)$$

и

$$E_{2\max} = \frac{U}{\epsilon_2 r_1 \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right)}. \quad (278)$$

Из этих уравнений следует, что максимальные напряженности в обоих слоях будут одинаковы, если

$$\epsilon_1 r = \epsilon_2 r_1. \quad (279)$$

Это же и является условием наиболее выгодной конструкции, так как при соблюдении ур-ния (279) изоляция по всей толщине конденсатора напряжена равномернее, чем во всех прочих случаях.

Из ур-ния (279) видно еще, что так как $r_1 > r$, то ϵ_1 должно быть больше ϵ_2 . Отсюда следует, что более выгодная конструкция получается, если изоляция с большим диэлектрическим коэффициентом помещать на поверхности внутреннего цилиндра. Из ур-ний (277) и (278)

можно определить пробивное напряжение цилиндрического двуслойного конденсатора. Очевидно, что

$$\begin{aligned} U_{\text{пр}} &= E_{1\text{пр}} \epsilon_1 r \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right) = \\ &= E_{2\text{пр}} \epsilon_2 r_1 \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right). \end{aligned} \quad (280)$$

Воспользуемся полученными результатами для решения конкретного вопроса. В высоковольтных воздушных линиях, при заданном диаметре провода, величина напряжения ограничена явлением короны. Корона не допускается в линиях передач, так как она связана с большими потерями энергии.

Посмотрим, нельзя ли, покрыв провод какой-нибудь изоляцией, повысить напряжение, при котором начинается корона.

Задачу нашу поставим так: провод и окружающий его воздух будем рассматривать как цилиндрический конденсатор, причем положим, что радиус провода $r = 0,5$ см, радиус второй обкладки конденсатора $R = 100$ см и в качестве изоляции употребим лак с диэлектрическим коэффициентом $\epsilon_1 = 5$.

Согласно известной в технике высоких напряжений формуле Пика, напряженность поля в воздухе, при которой появляется корона на поверхности внутреннего цилиндра при нормальном давлении и 25°C , равна

$$E_k = 31 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{r}} \right).$$

В нашем случае $r = 0,5$ и $E_k = 44$ кВ/см.

Такая напряженность на поверхности внутреннего цилиндра будет иметь место, если он будет находиться под напряжением

$$U_k = E_k r \lg \frac{R}{r} = 44 \cdot 0,5 \lg 200 = 116,6 \text{ кВ}$$

[см. ур-ние (59) главы I].

Теперь попробуем покрыть провод лаком. Для того, чтобы напряженности на поверхности провода и на поверхности раздела: лак — воздух были одинаковы, нужно удовлетворить ур-нию (279). Для нашего случая

$$5 \cdot 0,5 = 1 \cdot r_1, \text{ откуда } r_1 = 2,5 \text{ см,}$$

т. е. толщина лакового слоя $r_1 - r$ должна равняться 2 см. Посмотрим, при каком напряжении на проводе напряженность поля на границе воздух-лак достигнет значения E_k , при котором появляется корона. Воспользуемся для этой цели ур-нием (280)

$$U_k = E_k \epsilon_2 r_1 \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r}}{\epsilon_1} + \frac{\ln \frac{R}{r_1}}{\epsilon_2} \right);$$

в нашем случае $\varepsilon_2 = 1$ (воздух) и поэтому

$$U_k = 44 \cdot 2,5 \left(\frac{\ln 5}{5} + \ln 40 \right) = 44 \cdot 2,5 (0,32 + 3,69) = 440 \text{ kV.}$$

Мы видим, что покрытие провода двухсантиметровым слоем лака повышает напряжение короны почти в четыре раза.

Толщину лакового слоя мы получили из условия равенства напряженностей на поверхности цилиндра и границе лак-воздух. Однако это не обязательно. В данном случае мы можем получить хорошие результаты и при более тонком слое лака. Посмотрим, например, что даст слой лака толщиной $d = 0,5 \text{ см}$, в этом случае $r_1 = 1 \text{ см}$ и

$$U_k = 44 \left(\frac{\ln 2}{5} + \ln 100 \right) = 208,5 \text{ kV.}$$

Таким образом уже полусантиметровый слой дает повышение напряжения короны почти в два раза. Употребляя изоляцию с меньшим диэлектрическим коэффициентом, можно еще больше повысить напряжение короны при той же толщине изоляции.

Глава IV.

ГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.

§ 20. Сущность метода. Аналитическое решение задачи о распределении электрического поля во многих случаях чрезвычайно затруднительно, а иногда и вовсе невозможно.

В таких случаях часто пользуются методом графического построения поля.

Основной недостаток этого метода, на который сразу же необходимо указать, заключается в том, что он позволяет лишь проверять правильность уже построенного участка поля и не указывает, как это построение произвести.

Силовые линии и эквипотенциальные поверхности той или иной части поля вычерчиваются интуитивно или по догадке, а затем правильность полученной картины проверяется определенным расчетом. Вследствие этого вычерчивание поля удобнее всего начинать в тех местах, где расположение эквипотенциальных поверхностей можно вычислить заранее. Таким местом в поле могут быть части электродов, имеющие форму параллельных плоскостей или цилиндрических поверхностей или сфер.

Дальнейшее построение, как было сказано, ведется на-глаз, причем правильность его все время контролируется специальным расчетом.

§ 21. Силовая трубка. Один из расчетов для контроля при графическом построении поля основан на представлении о силовой трубке.

Представим себе небольшую площадку df , перпендикулярную к силовым линиям поля. Силовые линии, проходящие через ее контур (рис. 23), будут образовывать некоторую трубчатую поверхность.

Такая поверхность и носит название силовой трубки. Выясним основные свойства силовой трубки.

Проведем для этого две нормальные к силовым линиям поверхности df_1 и df_2 и применим к объему, заключенному внутри отрезка нашей силовой трубки, теорему Гаусса. Предполагаем при этом, что в выделенном объеме зарядов нет. Тогда уравнение потоков будет иметь вид

$$-D_1 df_1 + D_2 df_2 = 0. \quad (281)$$

Знак минус поставлен потому, что индукция D_1 направлена обратно положительному направлению нормали.

Из ур-ния (281) находим

$$D_1 df_1 = D_2 df_2 = \text{const}, \quad (282)$$

т. е. поток индукции через все поперечные сечения силовой трубки, проходящей в поле без зарядов, сохраняет постоянную величину.

Это свойство позволяет вывести для потока индукции, заключенного в силовую трубку закон, аналогичный закону Ома. В самом деле, поток индукции Φ_D через площадку f равен

$$\Phi_D = E \varepsilon f. \quad (283)$$

Между двумя близкими эквипотенциальными поверхностями можно считать

$$E = \frac{\Delta U}{l} \quad (284)$$

где ΔU — разность потенциалов между этими поверхностями, а l — расстояние между ними.

Тогда

$$\Phi_D = \frac{\Delta U}{l} \varepsilon f \quad (285)$$

или

$$\Phi_D = \frac{\Delta U}{R}. \quad (286)$$

Величину

$$R = \frac{l}{\varepsilon f} \quad (287)$$

будем называть сопротивлением силовой трубки потоку электростатической индукции.

§ 22. Графическое построение поля в однородной среде. Если мы будем проводить в интересующем нас поле эквипотенциальные поверхности через один и тот же интервал разности потенциалов, т. е. ΔU будет сохранять постоянное значение, то, так как согласно ур-нию (282) величина потока через всякое сечение силовой трубки неизменна, неизменным будет оставаться и сопротивление участка силовой трубки между двумя эквипотенциальными поверх-

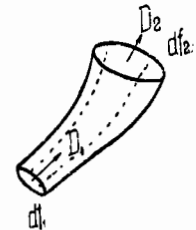


Рис. 23. Силовая трубка.

ностями. Это соображение мы и положим в основу формул для контроля графического построения поля. Рассмотрим сначала методы построения плоского поля. Плоским полем мы называем такое поле, в котором все силовые линии лежат в параллельных плоскостях. Так как среда, в которой мы изучаем поле, однородна, то согласно изложенному можно написать

$$R \varepsilon = \frac{l}{f} = \text{const.} \quad (288)$$

Это равенство будет удовлетворяться на всех участках силовой трубки между двумя эквипотенциальными поверхностями. На рис. 24 изображено сечение такого участка силовой трубки. KK и K_1K_1 — две соседние эквипотенциальные поверхности, LL и L_1L_1 — две силовые линии, ограничивающие трубку. Длина отрезка силовой трубки $l = ab$, а площадь поперечного сечения трубки, если глубину принять равной единице, $f = cd$. Для этой трубки

Если проводить на чертеже силовые линии и эквипотенциальные поверхности так, чтобы отношение длины отрезков силовой трубки между двумя соседними эквипотенциальными поверхностями к их средней ширине оставалось постоянным, то получится правильная картина поля.

Разберем методику графического построения на простейшем примере.

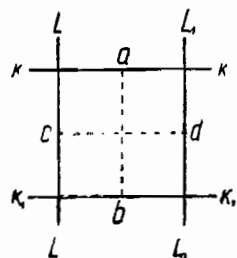


Рис. 24. Участок силовой трубки в плоском поле.

В качестве электродов выберем плоскую пластину против пластины с закругленным по окружности краем (рис. 25). Оба электрода представляют собой эквипотенциальные поверхности. Проведем на-глаз еще только одну эквипотенциальную поверхность NN так, чтобы ее потенциал отличался от потенциалов верхнего и нижнего электрода на одну и ту же величину ΔV . Очевидно, что в той части конденсатора, где поле еще однородно, эквипотенциальная поверхность NN должна быть параллельна электродам и лежать по середине между ними. У края же эквипотенциальная поверхность искривляется и поднимается к верхнему электроду. Произведем проверку построения, воспользовавшись формулой (289).

Измерим расстояние между одним из электродов и эквипотенциальной поверхностью NN в однородной части поля. Пусть это расстояние равно d , проведем в той части конденсатора, где электроды еще параллельны, ряд прямых, удаленных друг от друга на расстояние d и пересекающих электроды нормально. Мы получим ряд

$$R \varepsilon = \frac{ab}{cd}. \quad (289)$$

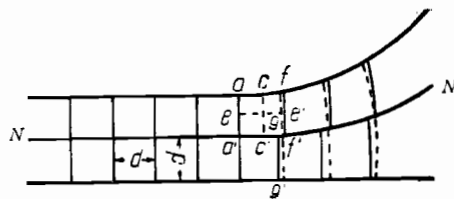


Рис. 25. Построение плоского поля.

силовых трубок. В этом участке поля построение выполнено правильно, так как $R \varepsilon$ [ур-ние (8)] отдельных участков каждой трубки одинаково и трубки пересекают нормально электроды и эквипотенциальную поверхность NN .

Положим, что поле построено правильно до силовой линии aa' . Для построения следующего верхнего участка силовой трубки нам известны: сторона aa' по величине и направлению и две стороны только по направлениям вдоль электрода и эквипотенциальной поверхности. Возьмем на-глаз расстояние cc' и, сделав ee' равным cc' , проведем четвертую сторону участка трубки так, чтобы она прошла через e' и в точках пересечения с электродом и эквипотенциальной поверхностью была нормальна к ним. Нижний участок этой силовой трубки строим таким же образом. Если эквипотенциальная поверхность NN проведена правильно, то ff' и gg' , ограничивающие два участка последней построенной силовой трубки, представляют собой непрерывную кривую. На нашем чертеже это не вышло, значит эквипотенциальная поверхность NN проведена не совсем правильно.

Однако, не исправляя ее, строим среднюю силовую линию, лежащую между ff' и gg' (пунктирная линия на рис. 25).

Дальше, совершенно так же строим следующие силовые трубки и получаем некоторое количество средних силовых линий. Отрезки силовых трубок, ограниченные этими пунктиром проведенными силовыми линиями, уже не удовлетворяют ур-нию (289). Исправим положение эквипотенциальной поверхности, пользуясь полученной картиной средних силовых линий. В нашем случае, очевидно, поверхность NN в своей искривленной части должна несколько ближе подходить к верхнему электроду.

Новое положение эквипотенциальной поверхности ближе к истинному, чем начальное, но тоже подлежит проверке.

Проверка осуществляется совершенно так же, как и в первом случае, построением силовых трубок. Получающаяся картина поля много ближе к действительности, чем первая.

Несколькими проверками можно добиться очень точной картины поля. Правда, при этом приходится проделать большую и кропотливую работу, но во многих случаях, когда достаточно знать только приблизительное распределение поля, построение поля выполняется быстро, одной или двумя проверками.

В случае если электроды, как это часто бывает на практике, имеют форму тел вращения, то и эквипотенциальные поверхности и поверхности, ограничивающие силовые трубки, будут также поверхностями вращения.

Произведение из сопротивления отрезка такой силовой трубки на диэлектрический коэффициент вычисляется, согласно рис. 26, по формуле

$$R \varepsilon = \frac{l}{f} = \frac{aa_1}{2\pi iObb_1} = \text{const.} \quad (290)$$

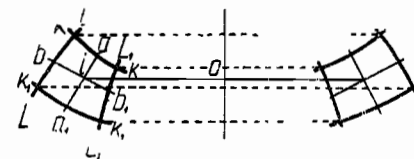


Рис. 26. Участок силовой трубки в поле поверхностей вращения.

Построение же поля ведется так же, как и в плоском случае.

§ 23. Проверка графического построения поля по способу Шпильрейна [6]. Этот способ основан на связи напряженности поля с радиусом кривизны силовой линии. Рассмотрим случай плоского поля. Пусть (рис. 27) LL и L_1L_1 две соседние силовые линии, нормальные к ним кривые a_1a_2 и b_1b_2 суть следы двух эквипотенциальных поверхностей. Падение напряжения вдоль силовой линии на участке между двумя эквипотенциальными поверхностями есть величина одинаковая для каждой силовой линии, следовательно

$$E_1 l_1 = E_2 l_2. \quad (291)$$

Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{l_1}{l_2}$$

или

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1 + E_2} = \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2}. \quad (292)$$

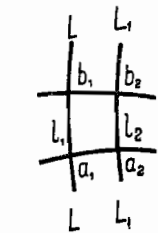


Рис. 27. Участок силовой трубки.

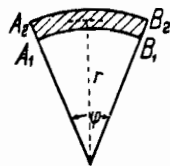


Рис. 28.

Умножим знаменатели в обеих частях уравнения на $\frac{1}{2} a_1 a_2 = \frac{1}{2} \delta_n$, т. е. на половину расстояния между силовыми линиями LL и L_1L_1 , тогда получим

$$\frac{E_2 - E_1}{\frac{1}{2} (E_1 + E_2) \delta_n} = \frac{l_1 - l_2}{\frac{1}{2} (l_1 + l_2) a_1 a_2}. \quad (293)$$

Если δ_n достаточно мало, то E_1 и E_2 мало отличаются друг от друга и от своего среднего арифметического $E = \frac{1}{2} (E_1 + E_2)$. Подставим это среднее значение напряженности поля в ур-ние (293), тогда левая часть его будет приблизительно равна отношению приращению напряженности поля при смещении вдоль эквипотенциальной поверхности от одной силовой линии к другой

$$\frac{E_2 - E_1}{\frac{1}{2} (E_1 + E_2) \delta_n} = \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial n}. \quad (294)$$

Правая же часть ур-ния (293) приблизительно равна отношению разности $l_1 - l_2$ к площади $a_1 a_2 b_2 b_1$. Легко показать, что это отношение равно кривизне силовой линии.

Рассмотрим дуги двух параллельных окружностей с радиусами r_1 и r_2 (рис. 28). Напишем отношение заштрихованной площади к разности длин дуг A_2B_2 и A_1B_1

$$\frac{\frac{1}{2} \varphi (r_2^2 - r_1^2)}{\varphi (r_2 - r_1)} = \frac{1}{2} (r_1 + r_2) = r. \quad (295)$$

Как видим, это отношение равно среднему радиусу кривизны r .

Если мы заменим отрезки $a_1 b_1$ и $a_2 b_2$ силовых линий LL и L_1L_1 дугами параллельных окружностей, то в случае, когда расстояние между этими дугами мало по сравнению с их радиусом, можно без большой погрешности считать, что средний радиус кривизны равен радиусу кривизны участка $a_1 b_1$.

Таким образом мы приходим к выводу, что правая часть ур-ния (293) приблизительно равна $\frac{1}{\rho}$, где ρ — радиус кривизны силовой линии. Величина обратная ρ и есть кривизна силовой линии. Обозначим $\frac{1}{\rho} = k$.

Теперь можно переписать ур-ние (293) в виде

$$\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial n} = k. \quad (296)$$

Воспользуемся этим уравнением для проверки графического построения поля.

Если LL (рис. 29) — силовые линии, а NN — эквипотенциальные поверхности построенного нами электрического поля, то, измерив радиус кривизны участка силовой линии ff_1 , найдем его, положим, равным ρ . Составим затем левую часть ур-ния (296).

Величина E определяется по формуле

$$E = \frac{1}{2} U_n \left(\frac{1}{ab} + \frac{1}{a_1 b_1} \right). \quad (297)$$

Здесь U_n разность потенциалов между поверхностями N_3N_3 и N_2N_2 , δ_n , согласно чертежу, определяется равенством

$$\delta_n = \frac{1}{2} (fa_1 + f_1 b_1) \quad (298)$$

и наконец ΔE — приращение напряженности поля при смещении вдоль эквипотенциальной поверхности — определяется по формуле

$$\Delta E = U_n \left(\frac{1}{ab} - \frac{1}{a_1 b_1} \right). \quad (299)$$

Согласно ур-ниям (297), (298) и (299) левая часть уравнения (296) будет иметь вид

$$\frac{1}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{ab} + \frac{1}{a_1 b_1} \right)} \frac{\frac{1}{ab} - \frac{1}{a_1 b_1}}{\frac{1}{2} (a_1 f + b_1 f_1)}. \quad (300)$$

Если эта величина равна $\frac{1}{\rho}$, где ρ измеренный предварительно

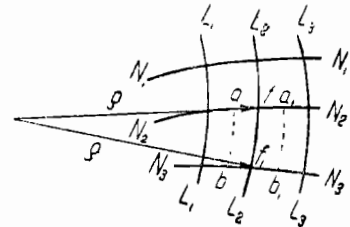


Рис. 29.

радиус кривизны участка силовой линии ff_1 , то построение этого участка выполнено правильно.

§ 24. Графическое построение поля в неоднородной среде. Если диэлектрические коэффициенты в разных частях пространства, в котором мы строим поле, имеют разную величину, то постоянным будет оставаться не произведение из сопротивления участка силовой трубки и диэлектрического коэффициента, а только само сопротивление R .

Проверять правильность построения силовых трубок нужно в случае плоского поля по формуле

$$R = \frac{l}{\varepsilon f} = \text{const}, \quad (301)$$

а в случае поля тел вращения по формуле

$$R = \frac{aa_1}{2\pi iO \cdot bb_1 \varepsilon}. \quad (302)$$

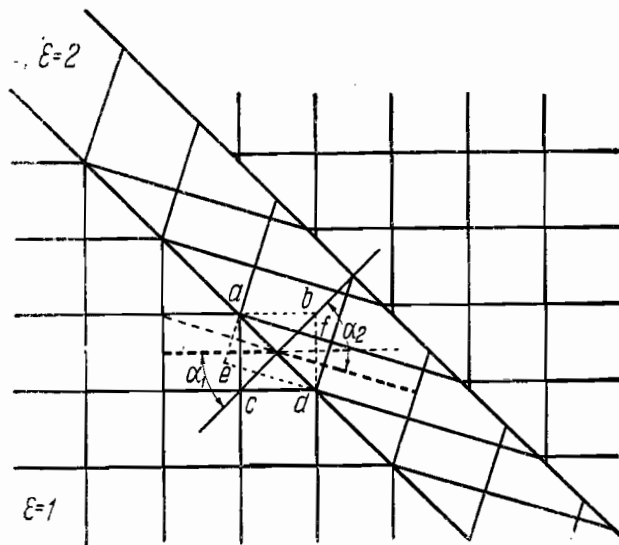


Рис. 30. Построение поля на границе двух диэлектриков.

рым углом к силовым линиям однородного поля в воздухе ($\varepsilon = 1$).

В первой среде вдали от поверхности раздела построение поля проверяется ур-нием (301) и построение не отличается от построения в однородной среде. На границе двух сред, трубка, подходящая из среды первой, достраивается в среду вторую ($abcd$, достроена на рисунке пунктиром) так, как будто не произошло изменения диэлектрического коэффициента. Построенный участок проверяется, как в однородном поле. Подходящая в этом же месте трубка из среды второй достраивается в среду первую ($afde$, достроена пунктиром) так же, как если бы она и дальше распространялась в среде второй. Построение проверяется по формуле (301). Затем строятся оси обеих трубок

На границе двух сред с разными диэлектрическими коэффициентами должен быть соблюден закон преломления силовых линий:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \quad (303)$$

Рассмотрим на простейшем примере построение поля в неоднородной среде. На рис. 30 изображена бесконечная пластинка с диэлектрическим коэффициентом $\varepsilon = 2$, поставленная под некото-

и проверяется, соблюден ли закон преломления на границе двух сред (ур-ние 303). Если при проверке окажется, что построение обоих участков трубки правильно и на границе ур-ние (303) соблюдается, то проведенная сплошными линиями часть трубки $afdc$ построена правильно.

Глава V.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ.

§ 25. Общая характеристика экспериментальных методов. Невозможность рассчитать любое поле аналитически и трудности, связанные с графическим изучением сложных полей, заставили обратиться к эксперименту. Уже довольно давно были разработаны первые экспериментальные методы изучения электрических полей. Однако первоначально эти методы позволяли определить только приближительную качественную картину поля и лишь последующая разработка их показала, что они в состоянии дать и точное количественное представление об электрическом поле.

Экспериментальные методы обладают также своими недостатками и преимуществами. Общий основной недостаток всех экспериментальных методов заключается в том, что эксперимент позволяет определить распределение поля только в уже готовой конструкции и не дает возможности предвычислить ее. Однако в этом кроется и основное преимущество экспериментальных методов. Электрическое поле, определенное из опыта, есть поле именно данной конструкции, в то время как при всяком расчете конструкция всегда несколько идеализована, а такая идеализация может иногда повлечь за собой довольно значительные ошибки. К числу преимуществ экспериментальных методов следует отнести еще и то обстоятельство, что в случае изучения сложных полей они гораздо экономнее в смысле времени, чем, например, графический метод.

Даже поля, доступные аналитическому расчету, иногда гораздо быстрее можно изучить экспериментально, чем вычислить. Это обстоятельство значительно расширяет область применения эксперимента.

Картину электрического поля можно получить либо в виде распределения эквипотенциальных поверхностей, либо в виде распределения силовых линий. Соответственно этому и экспериментальные методы можно разбить на две группы. Методы первой группы позволяют измерить потенциал в ряде точек поля, затем можно через все точки, имеющие одинаковый потенциал, провести поверхности и в результате получить картину эквипотенциальных поверхностей поля.

Методы этой группы основаны на том, что проводник, помещенный в электрическое поле, в известных условиях принимает потенциал эквипотенциальной поверхности, в которой он лежит. Если мы свяжем такой проводник с прибором, измеряющим потенциал, то сумеем точка за точкой построить эквипотенциальные поверхности поля. Проводничок, служащий для таких измерений, называется зондом.

Методы второй группы позволяют определить направление вектора напряженности поля в данной точке. Некоторые из этих методов дают возможность определить и величину напряженности поля. Пользуясь этими методами, мы получаем в результате измерений картину силовых линий.

Рассмотрим здесь основные способы обеих групп.

§ 26. Метод обыкновенного зонда. Применение этого метода основано на свойстве проводника, лежащего в эквипотенциальной поверхности, в среде, обладающей некоторой проводимостью, принимать потенциал этой поверхности.

Обыкновенный зонд уже давно с успехом применялся для исследования распределения потенциала при разряде в разреженном газе. В качестве зонда служит обычно тонкая проволока, введенная в сосуд с разреженным газом. Конец такой проволоочки присоединяется к какому-нибудь прибору, измеряющему потенциал. Таким прибором может служить, например, струнный электромметр.

Метод обыкновенного зонда оказался вполне пригодным для исследований в полях с объемным зарядом обоих знаков, в случае если плотность положительного объемного заряда приблизительно равна плотности отрицательного заряда.

Вопрос о применимости такого зонда в полях с преобладающим объемным зарядом одного знака исследовал Лангмуир [7]. Он пришел к выводу, что в некоторых случаях потенциал зонда может довольно значительно отличаться от потенциала окружающего его пространства. Так, например, в ртутной дуге, где преобладает отрицательный объемный заряд (электроны), изолированный проводник может зарядиться до потенциала, который на 15 вольт ниже потенциала окружающей его пространства.

Лангмуир предложил видоизменение метода обыкновенного зонда, позволяющее применять обыкновенный зонд для измерений в среде с преобладающим объемным зарядом одного знака. Разберем способ Лангмуира на примере среды с преобладающим отрицательным объемным зарядом. Положим, что в такую среду введен проводник, заряженный до потенциала, отрицательного по отношению к потенциалу окружающего пространства. В этом случае через зонд потечет ток, величина которого будет зависеть от разности потенциалов между зондом и окружающим пространством и от распределения скоростей ионов, образующих объемные заряды. Если мы будем постепенно повышать потенциал зонда, то ток будет изменяться. Кривую зависимости тока от потенциала зонда можно разбить на три участка.

На первом участке зонд сильно отрицателен по сравнению с окружающей его средой. Электроны среды до зонда не долетают. Ток определяется притягиваемыми зондом положительными ионами. Вследствие того, что положительные ионы быстро создают вокруг зонда экранирующее его облачко, поле зондом не искажается. Поэтому ток, притекающий к зонду, зависит только от распределения скоростей ионов в среде и не зависит от потенциала зонда.

На втором участке зонд слабо отрицателен по отношению к среде. Часть электронов среды уже в состоянии долететь до зонда. Ток здесь определяется как положительными ионами, так и электронами, и в некоторой точке этого участка заряды, приносимые к зонду

электронами и положительными ионами, оказываются равными, и следовательно ток через зонд равен нулю. Вообще же на этом участке ток с увеличением потенциала быстро меняется, проходит через нуль и растет в обратном направлении.

Если положить, что скорости электронов среды распределены по Максвеллу, то можно показать, что на нашем участке логарифм той части тока, которая определяется приходящими к зонду электронами, пропорционален потенциалу зонда

$$\ln i = kV. \quad (304)$$

И, наконец, в третьем участке нашей кривой потенциал зонда положителен по отношению к среде. Здесь экранирующее облачко вокруг зонда создают подходящие к нему электроны и ток опять от потенциала зонда не зависит. На диаграмме $\ln i = f(V)$ мы получим прямую, параллельную оси V .

Для того чтобы определить потенциал V_0 той части поля, в которую введен зонд, приходится снимать зависимость тока от потенциала зонда и строить диаграмму $\ln i = f(V)$. На этой диаграмме, пока $V < V_0$ (второй участок), мы будем иметь прямую, как-то наклоненную к оси V ; для $V > V_0$ получим опять прямую, но уже параллельную оси V . Точка пересечения этих двух прямых определит, очевидно, значение V_0 .

Для среды с преобладающим положительным зарядом наши рассуждения остаются в силе. Нам пришлось бы, только снимая нашу характеристику, сообщить первоначально зонду потенциал, положительный по отношению к среде, его окружающей, а затем постепенно понижать его.

Метод обыкновенного зонда в его первоначальном виде или по способу Лангмуира может с успехом применяться для исследования постоянных электрических полей в разреженных газах. Если в поле имеются объемные заряды разных знаков примерно в одинаковом количестве, то можно мерить потенциал непосредственно, если же преобладает заряд одного знака, то приходится снимать зависимость тока от потенциала зонда и определять потенциал интересующей нас точки из диаграммы

$$\ln i = f(V).$$

Область применения простого зонда не ограничивается разреженными газами. Можно с вполне хорошими результатами пользоваться простым зондом для исследования распределения поля как в жидкостях, так и в твердых телах.

§ 27. Метод электролитических моделей. Положим, нам дана система электродов, между которыми мы должны найти распределение поля. Пусть поле существует в неоднородной среде и диэлектрические коэффициенты в различных частях его ϵ_1 , ϵ_2 и т. д. Если мы заменим диэлектрическую среду между электродами неоднородной проводящей средой с так подобранными проводимостями λ_1 , λ_2 и т. д., что во всех частях поля отношение проводимости λ_i к диэлектрическому коэффициенту ϵ_i этой же части электростатического поля останется постоянным, то распределение токов в проводящей среде будет в точности совпадать с распределением силовых линий в диэлектрике. Следовательно, распределение потенциалов в обоих случаях одинаково.

Для того чтобы найти электростатическое поле между двумя какими-нибудь электродами, достаточно измерить соответствующее поле токов. Это измерение легко осуществить при помощи обыкновенного зонда, причем можно мерить непосредственно потенциал зонда, так как в проводящей среде зонд принимает потенциал той эквипотенциальной поверхности, в которой он лежит. Строго говоря, электростатическое поле вполне идентично полю токов только при постоянном напряжении. Однако измерение этим методом приходится вести на переменном напряжении, так как явления электролитической поляризации у электродов при постоянном напряжении могут сильно исказить картину поля.

В качестве проводящей среды нужно брать жидкость не слишком хорошо проводящую, например воду. В противном случае, сделавшиеся слишком большими токи могут значительно разогреть среду, а это приведет к искажению поля. Для уменьшения ошибки, вызываемой контактными сопротивлениями электродов, нужно их перед измерениями тщательно чистить. Кроме того, в случае, если температура употребляемой в качестве среды воды и электродов не одинакова, то выделяющиеся на электродах газы могут создать значительное контактное сопротивление.

Существенную роль играют также размеры сосуда, в котором ведется опыт. Для получения хорошего результата нужно брать по возможности большой сосуд, так как стенки несколько искажают поле тока. Если стенки сосуда сами проводят электрический ток, то они втягивают в себя линии тока, если же они не проводят, то линии тока выталкиваются ими в середину сосуда. Таким образом, в обоих случаях увеличение размеров сосуда уменьшает искажающее действие стенок.

Для измерения потенциала зонда можно пользоваться схемой моста (рис. 31). Зонд S соединен с движком параллельного к электродам $A-A$ сопротивления W . Движок устанавливается так, чтобы в проволоке, соединяющей его с зондом, не было тока. Тогда потенциал зонда равен потенциалу движка, а этот последний может быть либо измерен, либо определен по положению движка.

На рис. 32 изображена схема, которой пользовались в Ленинградской физико-технической лаборатории при измерении полей на электролитических моделях.

Для определения потенциала зонда здесь также применена мостовая схема. Индикатором служит телефон T . В некоторых случаях токи настолько малы, что приходится пользоваться катодным усилителем. Зонд S — короткая и тонкая никелевая или платиновая проволока — прикреплен к концу пантографа так, что определенному перемещению зонда S соответствует совершенно такое же перемещение штифта B на чертеже D .

Измерения ведутся следующим образом: движок C устанавливается на определенный потенциал, и зонд перемещается между электродами так, чтобы ток через телефон все время оставался равным нулю. Тогда начерченная штифтом линия будет следом эквипотенциальной поверхности. Затем движок перемещается в новое положение, соответствующее другому потенциалу, и вычерчивается новая эквипотенциальная поверхность и т. д.

Интересны опыты Аткинсона [8], который пользовался электролитическими моделями для исследования полей в высоковольтном кабеле. Причем, пользуясь двумя зондами, укрепленными на рамке пантографа, он мог определить разность потенциалов между зондами и, разделив ее на постоянное расстояние между ними, найти величину напряженности поля в плоскости рамки. Схема Аткинсона позволяла определить также и фазу напряженности поля. Таким образом метод электролитических моделей оказывается пригодным также для непосредственного изучения распределения напряженности поля.

Метод электролитических моделей, позволяя изучать поля между любыми электродами, имеет, однако, два существенных недостатка. Во-первых, для получения точных результатов надо изготовлять модели весьма больших размеров и, во-вторых, область применения этого метода ограничивается главным образом однородными средами. Для неоднородных полей, как уже было сказано в на-

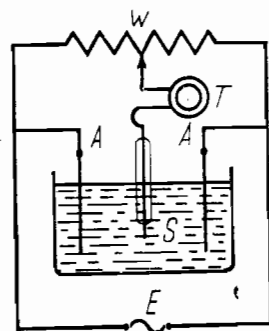


Рис. 31. Электролитический метод. Мостовая схема.

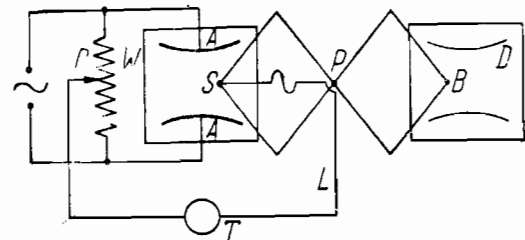


Рис. 32. Электролитический метод. Схема с пантографом.

чае параграфа, пришлось бы выбрать проводящую среду так, чтобы отношение проводимости среды к диэлектрическому коэффициенту диэлектрика оставалось постоянным во всех частях поля. На практике такой выбор осуществить чрезвычайно трудно. Если мы воспользуемся жидкими электролитами, то они будут перемешиваться друг с другом, если выберем твердые электролиты, то введение и правильная установка зонда будут сильно затруднены. Вследствие этого вряд ли практически осуществимы измерения в неоднородных диэлектриках.

§ 28. Метод раскаленного зонда. Метод раскаленного зонда основан на известном свойстве нагретого металлического проводника испускать положительные и отрицательные заряды. Если раскаленный проводничок ввести в электрическое поле и положить, что потенциал его первоначально выше потенциала окружающего пространства, то положительные заряды будут вылетать из зонда, а отрицательные задерживаться, потенциал зонда будет понижаться до тех пор, пока не сравняется с потенциалом окружающего пространства.

Чрезвычайно существенно, чтобы зонд мог испускать заряды обоих знаков в одинаковом количестве. Если зонд испускает заряды одного знака, то он теряет способность самоконтролироваться. Так, положим, что имеет место только положительная эмиссия, тогда, если вследствие например плохой изоляции или каких-нибудь других причин

потенциал зонда делается ниже потенциала окружающего поля, то он уже не сумеет вновь повыситься и сделаться равным потенциалу среды, так как для этого нужно было бы зонду испустить отрицательные заряды. Таким образом наилучшие условия работы с раскаленным зондом получаются тогда, когда эмиссия обоих знаков одинакова. Такие благоприятные условия работы зонда можно подобрать искусственно, выбрав подходящую температуру зонда.

При температурах сравнительно низких (от красного до желтого каления) испускаются преимущественно положительные ионы, при более высоких температурах (от желтого до белого каления) имеет место отрицательная (электронная) эмиссия. Нужно подобрать такую температуру, при которой эмиссия обоих знаков одинакова. Это можно сделать помощью простого эксперимента. Поместим зонд в однородное электрическое поле и будем менять его температуру до тех пор, пока скорости зарядки его снизу (от потенциала, который ниже потенциала окружающего пространства) и сверху не сделаются одинаковыми. Тогда можно считать, что и эмиссия обоих знаков приблизительно одинакова.

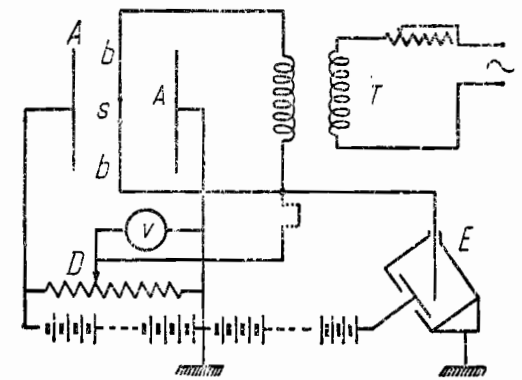


Рис. 33. Схема для измерений раскаленным зондом.

Разработавшие методику измерений раскаленным зондом А. Ф. Вальтер и Н. Н. Семенов ([9], [9a] и [9b]) пользовались для измерений схемой, изображенной на рис. 33. В качестве зонда *S* служила платиновая проволоочка длиной в 5—10 мм и толщиной от 0,1 до 0,3 мм, нагревавшаяся от трансформатора *T*. Специальные опыты показали, что при таком зонде влияние объемных зарядов уже не сказывается в полях напряженностью в 10—20 вольт/см.

Зонд и подводящие ток проводники *b—b* были укреплены на рамке, перемещением которой можно было придать зонду любое положение между электродами. Вся система, связанная с зондом, была хорошо изолирована парафином или янтарем и присоединена к листку электрометра Вильсона *E*.

Для оценки отклонений электроскопа в вольтах можно было присоединить его листок к движку сопротивления, включенного параллельно электродам. Перемещая движок, добивались такого же отклонения, как при соединении с зондом, и тогда потенциал отсчитывался по вольтметру *V*.

Значительные трудности представляет правильная установка зонда в поле. Зонд нужно устанавливать так, чтобы он сам и подводящие ток проводники как можно меньше искажали поле. Это условие хорошо

удовлетворяется, если система зонда расположена в эквипотенциальной поверхности поля. В одномерных и двумерных полях с плоской симметрией дело обстоит просто. Достаточно установить систему зонда перпендикулярно к плоскости симметрии и искажение поля исключается. Хуже обстоит дело в часто встречающемся на практике случае осевой симметрии. Однако и здесь получаются достаточно точные результаты, если зонд устанавливать по касательной к эквипотенциальным линиям.

Область применения раскаленного зонда ограничивается постоянными электрическими полями, так как время, в течение которого зонд принимает потенциал окружающей среды, относительно велико (в некоторых случаях до 10 минут). Кроме того, измерения раскаленным зондом могут производиться только в газах или в вакууме. Если в поле находился бы какой-нибудь диэлектрик, то испускаемые зондом заряды, оседая на нем, могли бы сильно исказить картину поля. Вследствие этого же необходимо пользоваться чрезвычайно чистыми электродами.

§ 29. Метод емкостного зонда. В обыкновенном емкостном мосте переменного тока (рис. 34) условие отсутствия тока в диагонали выражается уравнением

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{r_2}{r_1} = \frac{U_2}{U_1}, \quad (305)$$

откуда

$$C_1 U_1 = C_2 U_2, \quad (306)$$

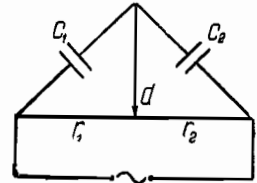


Рис. 34. Емкостной мост.

где U_1 и U_2 — разности потенциалов на обкладках первой и второй емкости.

Такую же систему двух конденсаторов можно себе представить составленной из трех пластин, как это изображено на рис. 35. Первая емкость C_1 это емкость, составленная нижним электродом A_1 и пластиной *a*, вторая C_2 — емкость пластины и верхнего электрода A_2 .

Если в диагонали *d* ток равен нулю, то для нашей системы справедливы соотношения (305) и (306). Если теперь удалить пластину *a*, то между электродами A_1 и A_2 получим однородное поле. Та эквипотенциальная поверхность, в которой лежала пластина, обладает потенциалом V_x . Разность потенциалов между этой эквипотенциальной поверхностью и электродами положим U'_1 и U'_2 . Если потенциал пластины, введенной в поле, совпадает с потенциалом V_x эквипотенциальной поверхности, в которую она введена, то должно удовлетворяться уравнение

$$C_1 U'_1 = C_2 U'_2, \quad (307)$$

так как заряды, индуцированные на пластинке с обеих сторон, равны друг другу по величине. Сравнивая ур-ния (306) и (307), мы убеждаемся, что отношение разностей потенциалов в обоих случаях одинаково. При отсутствии тока в диагонали должен таким образом потенциал пластины совпадать с потенциалом той эквипотенциальной

поверхности, в которую она введена. Поле введением пластины не искажается. Из сказанного следует, что такая пластина может служить зондом для измерения распределения потенциала. В примере, изображенном на рис. 35, взято поле плоского конденсатора только ради наглядности. Совершенно такой же вид имеет условие равновесия и в поле каких угодно электродов. Единственное условие, которое должно быть соблюдено, заключается в том, что электрод, служащий зондом, должен лежать в эквипотенциальной поверхности поля.

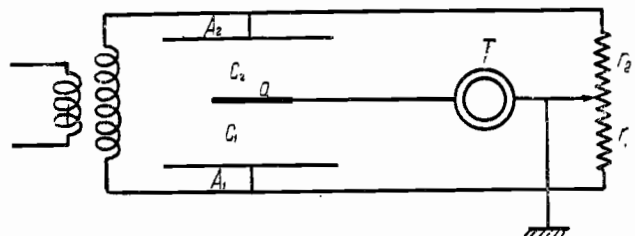


Рис. 35. Схема емкостного моста.

Таким образом, чтобы измерить распределение поля этим методом, нужно внести в поле соответствующей формы зонд и затем перемещать зонд или движок до тех пор, пока в диагонали ток не станет равным нулю. Тогда потенциал поверхности, в которой лежит зонд, и потенциал движка одинаковы.

При применении высоких напряжений (10—20 kV) измерения можно вести без усиления. В случае если напряжения не велики, порядка сотен вольт, вследствие малой емкости C_1 и C_2 , ток, протекающий через диагональ, очень мал. Тогда для получения хороших результатов приходится пользоваться катодным усилением. Можно усилить ток в диагонали, выбрав достаточно большой частоту. Наилучшие результаты получаются при частотах от 500—1000 пер./сек.

Чрезвычайно важна при этих измерениях хорошая электростатическая защита диагонали моста. Лучше всего помещать весь диагональный проводник в металлическую оболочку, соединенную с движком, а движок заземлять.

Схема, которой пользовались в Ленинградской физико-технической лаборатории, изображена на рис. 36.

Источником напряжения E служил ламповый генератор, частота которого менялась в пределах 500—1000 пер./сек.

Параллельно электродам включалось сопротивление W , движок которого заземлен. Зонд S соединен с сеткой усилителя V , подводящий провод электростатически защищен по всей длине заземленной металлической трубкой m . Индикатором служил телефон, включенный в анодную цепь усилителя. Методом емкостного зонда были измерены в Ленинградской физико-технической лаборатории многие поля, имеющие практический интерес. Результаты нескольких таких измерений мы приведем здесь в качестве примера.

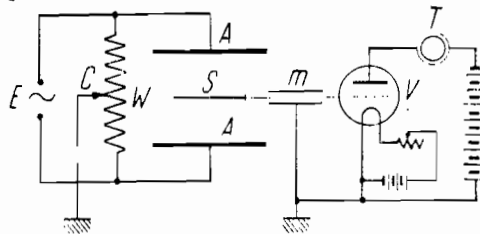


Рис. 36. Схема для измерений емкостным зондом.

а) Электрическое поле штыревого изолятора. Для одного решения задачи необходимо было найти поле как внутри фарфорового тела изолятора, так и в воздухе вблизи поверхности изолятора. Так как вводить зонд в фарфор не представлялось возможным, то были проделаны следующие измерения.

Сначала, помощью емкостного зонда, измерялось электрическое поле металлических частей изолятора в воздухе. Полученное поле изображено на рис. 37. Здесь St —штырь, B —вязка и L —шар, которым заменен проводник. В качестве зондов служили проволоочные кольца, которые устанавливались так, что ось симметрии поля проходила через их центры. Кольца эти могли перемещаться в направлении, параллельном оси симметрии, микрометрическим винтом.

Затем между этими электродами помещался фарфоровый изолятор и по возможности тщательно измерялось поле в воздухе у его поверхности. Внутри изолятора, вдали от его поверхности, эквипотенциальные линии расположены так же, как в воздухе. Можно было, следовательно, для поля внутри изолятора воспользоваться результатами измерений первой серии. Вблизи поверхности изолятора поле искажено, но из второй серии измерений известно распределение эквипотенциальных линий вне изолятора у его поверхности. Продолжив эквипотенциальные линии, приходящие изнутри изолятора так, чтобы они правильно встретили эквипотенциальные линии, измеренные в воздухе вне изолятора, и так, чтобы был соблюден закон преломления эквипотенциальных линий на границе воздуха и фарфора, можно было получить правильную картину поля. Окончательный вид поля штыревого изолятора, измеренный таким образом, изображен на рис. 38.

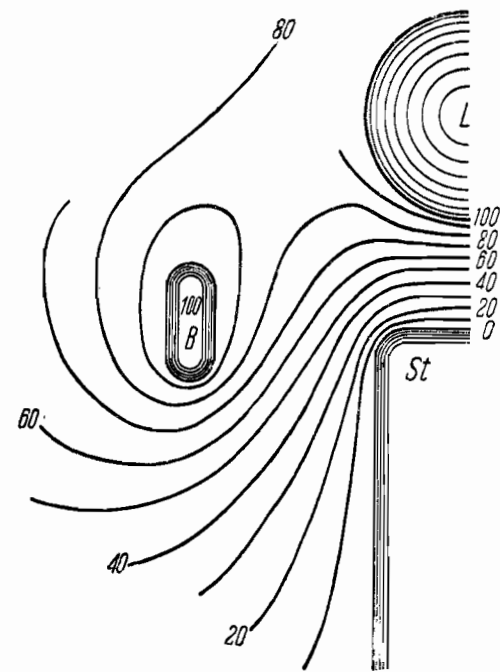


Рис. 37. Электрическое поле металлических частей штыревого изолятора в воздухе.

б) Электрическое поле трехфазного секторного кабеля. Распределение эквипотенциальных поверхностей такого кабеля было измерено для двух мгновенных значений поля. Были выбраны следующие моменты.

1. Потенциал одного проводника равен нулю, второй и третий проводники находятся соответственно при $+87,7\%$ и $-87,7\%$ максимального значения потенциала (рис. 39).

2. Один проводник находится при максимальном потенциале,

на двух остальных—50% максимального (рис. 40). Внешняя оболочка кабеля в обоих случаях заземлена.

Из рис. 39 и 40 видно, что между двумя соседними проводниками поле близко к однородному, а между проводником и оболочкой оно совпадает с полем цилиндрического конденсатора.

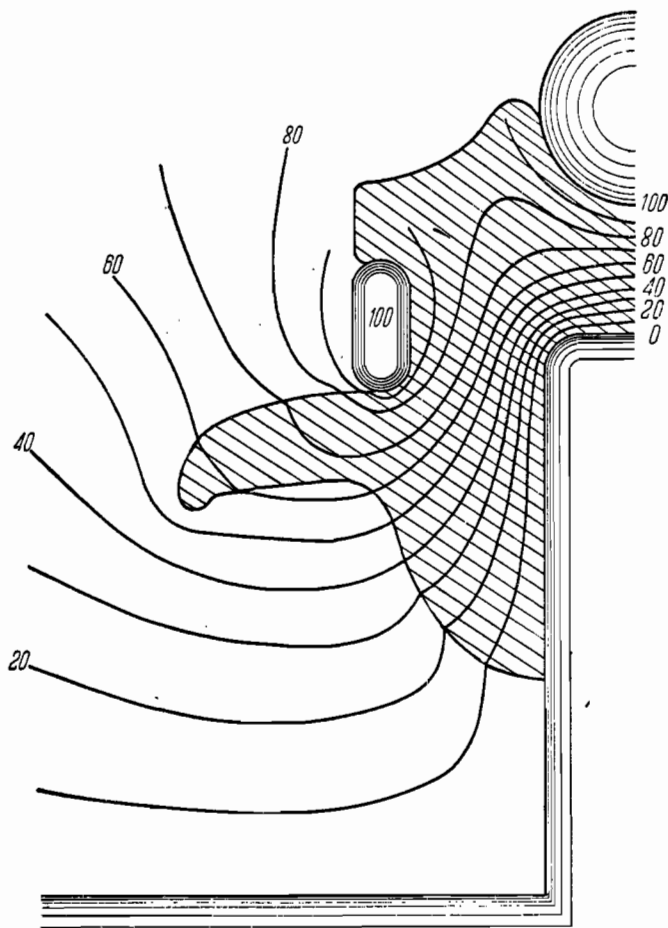


Рис. 38. Электрическое поле штыревого изолятора.

Метод емкостного зонда является чрезвычайно универсальным методом. Он оказывается применимым для измерений в любых диэлектрических средах. Даже в средах, обладающих проводимостью, этот метод дает хорошие результаты, если компенсировать сдвиг фазы.

Таким путем в физико-технической лаборатории были произведены предварительные измерения распределения потенциала в короне. Предельным случаем этого метода—для проводящих сред—является электролитический метод.

В заключение отметим еще один весьма наглядный метод, позволяющий сразу получить всю картину эквипотенциальных линий поля.

Этот метод исследован Бёнингом [9e] на моделях, устроенных следующим образом: из станиоля вырезывались электроды нужной формы, электроды эти наклеивались на стекло и вокруг них и между ними сквозь шелковое сито насыпался порошок, обладающий большой адсорбционной способностью (например угольная пыль).

Если на электроды подать напряжение, то частицы порошка собираются в нити, отчетливо располагающиеся вдоль эквипотенциальных линий поля.

Фотографируя расположение нитей, удастся сразу получить всю картину поля.

§ 30. Методы измерения распределения силовых линий. Методы этой группы основаны на том, что введенный в электрическое поле стерженек, свободно вращающийся около некоторой оси, устанавливается в направлении силовых линий поля. Стерженек и электроды, поле которых изучается, освещаются сильным светом, причем тень отбрасывается на экран из белой бумаги.

Перемещая стерженек так, чтобы последующее положение его примыкало непосредственно к предыдущему, мы получим направление силовой линии, которое может быть одновременно вычерчено на экране по тени стерженька.

Обычно для таких измерений пользуются соломинкой длиной в 1—2 см. С. Л. Хоецкий, К. С. Архангельский и П. И. Войденов [10] заменили соломинку тонкой алюминиевой стрелкой. Стрелка укреплялась на оси из человеческого волоса в стеклянной развилке, прикрепленной к палке, при помощи которой ее можно было вносить в любую часть поля. Более интересны методы, позволяющие определять не только направление силовых линий, но и величину напряженности поля в каждой точке.

Так Маттиас [11] предложил пользоваться для этой цели подвижным зондом, состоящим из двух тонких металлических проволочек, на концах которых укреплены шарики из бузины (рис. 41). При внесении в электрическое поле такого зонда, шарики электризуются зарядами одного знака, вследствие чего они немного разойдутся. Предварительно расхождение шариков можно градуировать в поле, напряженность которого в каждой точке известна. Тогда, измеряя по

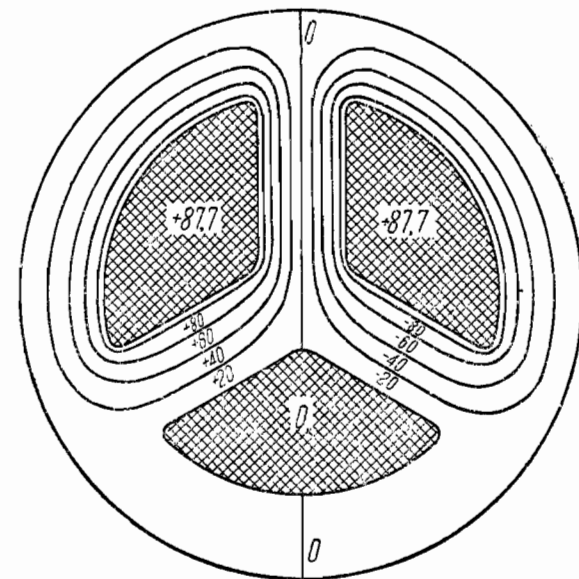


Рис. 39. Электрическое поле трехфазного секторного кабеля. I момент.

тени величину расхождения шариков, можно определить наряду с направлением силовых линий и величину напряженности поля в каждой точке.

Другой метод, позволяющий измерить величину напряженности электрического поля, разработан Дж. Дж. Томсоном [11а].

Сущность метода заключается в том, что через исследуемое поле пропускают узкий поперечный катодный пучок и наблюдают, пользуясь флюоресцирующим экраном, отклонение его от прямолинейного пути.

Зная скорость электронов в пучке, путь, проходимый электроном в исследуемом поле, и расстояние до флюоресцирующего экрана, можно определить напряженность поля.

Область применения этого метода ограничена, очевидно, разреженными газами. Существенным недостатком метода является то обстоятельство, что он, не позволяя определить значения напряженности в данной точке, дает только среднее значение напряженности вдоль сечения, через которое прошел катодный пучок.

Поэтому метод доста-

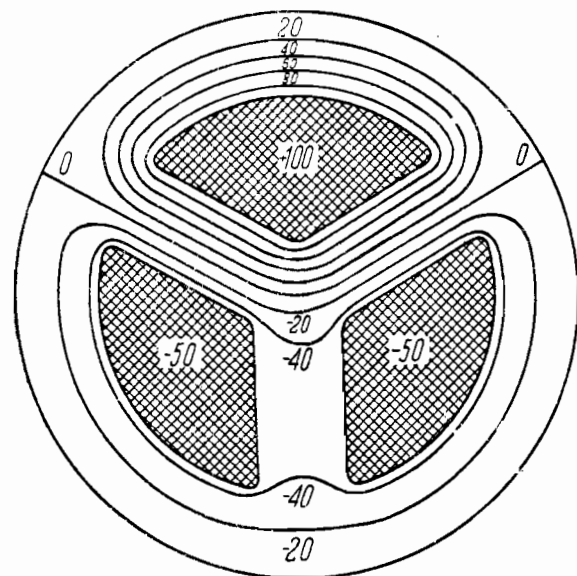


Рис. 40. Электрическое поле трехфазного секторного кабеля. II момент.

точно точен только в тех местах поля, где эквипотенциальные поверхности мало отличаются от плоскостей.

Для определения величины напряженности поля можно пользоваться Гейслеровыми трубками без электродов, наполненными гелием или неоном. Трубки употребляются длиной 3—5 см и диаметром 0,5—1 см. Измерения приходится вести на высокой частоте. Напряженность поля, при которой начинается свечение в такой трубке, зависит от степени разрежения и может меняться в пределах от 0,113 до 1 кВ/см.

Измерения при помощи Гейслеровой трубки производится следующим образом: помещают трубку в исследуемом месте поля и повышают напряжение на электродах до начала свечения. Так как напряженность поля пропорциональна приложенному к электродам напряжению и свечение начинается при известной напряженности, то напряженность поля в исследуемом месте при любом другом напряжении на электродах можно определить путем простого пересчета. Пусть, например, трубка начинает светиться при 0,5 кВ/см и в иссле-

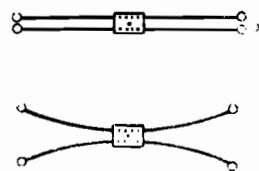


Рис. 41. Зонд для измерения напряженности поля.

дуемом месте свечение началось, когда на электроды было подано 10 кВ; требуется определить напряженность в этом месте, когда на электродах 50 кВ. Очевидно, что

$$E = 0,5 \frac{50}{10} = 2,5 \text{ кВ/см.}$$



Рис. 42. Электрическое поле гирлянды перед перекрытием.

Большой интерес представляют методы непосредственного фотографирования поля [12]. Если подавать на изолятор электрический импульс с резко спадающим хвостом (время уменьшения амплитуды в два раза 1—20 мкс), то вследствие сильного запаздывания разрядов вблизи электродов и в пространстве, окружающем изолятор, возни-

кает поле большой напряженности, вызывающее нитевидное свечение вокруг изолятора. Вместе с тем это поле не приводит к перекрытию, так как длительность импульса мала.

Благодаря возникновению светящихся разрядов вокруг изолятора, можно получить отчетливую картину силовых линий поля и, что особенно важно, непосредственно перед перекрытием.

Применяя весьма чувствительные фотоматериалы и чувствительную оптику, удается получить отчетливые снимки таких полей. На рис. 42 изображено полученное таким путем поле гирлянды фарфоровых изоляторов.

Глава I.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

§ 1. Напряженность электрического поля. Электрическое смещение и внутреннее поле. Электрическое состояние диэлектрика с точки зрения формальной классической теории Максвелла может быть охарактеризована величиной его поляризации, т. е. величиной электрического момента единицы объема I .

Для выяснения механизма этого явления представим себе атом водорода (как наиболее простой), который состоит, как известно, из положительно заряженного ядра (протона), вокруг которого вращается по кругу электрон.

При равномерном вращении электрона среднее его положение совпадает с положением ядра, т. е. устанавливается динамическое равновесие и таким образом поле электрона и ядра в среднем нейтрализуется. В присутствии же внешнего поля орбита электрона деформируется, как это показано на рис. 43 пунктиром, и среднее положение электрона с положением ядра уже не совпадает, а находится от него на расстоянии l .

Таким образом деформированный атом становится квазиупругим диполем и приобретает электрический момент равный произведению из заряда на длину l . Электрический момент I единицы объема представляет собою векторную сумму электрических моментов всех диполей, находящихся в единице объема диэлектрика. Так как диполи считают квазиупругими, то момент I пропорционален напряженности поля E и тогда получим равенство:

$$I = \chi E, \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности χ называют поляризуемостью диэлектрика. В электростатике оказывается иногда более удобным рассматривать вместо напряженности поля E величину D , называемую электрическим смещением, которая не зависит от среды и определяется равенством:

$$D = \varepsilon E, \quad (2)$$

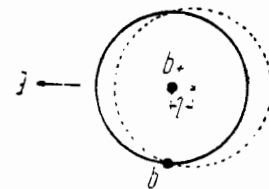


Рис. 43.

где ε — диэлектрический коэффициент среды, как известно из электростатики, равный

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi. \quad (3)$$

По представлениям Фарадея диэлектрический коэффициент представляет собою отношение емкости конденсатора, помещенного в данную диэлектрическую среду, к емкости того же конденсатора в вакууме.

Классическая теория таким образом рассматривает диэлектрический коэффициент как постоянную величину, характеризующую диэлектрическую среду.

Такое формальное определение диэлектрического коэффициента не дает представления о физических явлениях, происходящих при этом в диэлектрике и определяющих величину коэффициента. В этом статическом определении, отвлеченном от времени, в течение которого происходят каждый в отдельности процессы в диэлектрике, учитывается лишь суммарный результат всех процессов, суммарная величина диэлектрического коэффициента. Рассмотрение явлений, происходящих в диэлектрике по приложению к нему электрического поля, в их динамике дает возможность выяснить физику этих явлений.

Если поместить диэлектрик в электрическое поле, то сперва происходит смещение электронов в атомах, которое устанавливается с очень малой затратой энергии во времени, сравнимые с периодом световых колебаний. Затем происходит поворачивание дипольных молекул, на которое затрачивается значительно большая энергия. Время, в течение которого устанавливается эта ориентация, определяется вязкостью вещества, соотношением между интенсивностью теплового движения и энергией диполей в электрическом поле, величиной и структурой молекулы. Это время больше чем 10^{-10} сек., доходя в некоторых случаях до 10^{-2} сек. И наконец происходит образование объемных зарядов, которое устанавливается еще медленнее, так как оно связано с продвижением ионов в среде с сопротивлением, определяемое вязкостью вещества.

Все эти явления вместе взятые и определяют величину диэлектрического коэффициента. Отсюда же следует, что диэлектрический коэффициент для ряда веществ не остается постоянным, а зависит от температуры, которая характеризует интенсивность теплового движения молекул и вязкость среды, от частоты и напряженности электрического поля. Более подробное теоретическое толкование опытных данных будет изложено ниже.

Связь между электрическим смещением D , напряженностью электрического поля E и электрическим моментом единицы объема I можно выразить, если подставить в ур-ние (2) значение ε и воспользоваться ур-нием (1); тогда получим:

$$D = E + 4\pi\chi E = E + 4\pi I. \quad (4)$$

Если рассматривать одну из молекул вещества, то вследствие влияния поля, создаваемого близлежащими молекулами, напряженность „внутреннего поля“ E' , под действием которой молекула получает электрический момент m , отлична от величин E и D , получаемых из

классической теории. Среднее значение этого молекулярного момента выразится:

$$m = \alpha E'. \quad (5)$$

Молекулярную константу α называют поляризуемостью молекулы. Найдем зависимость между этими тремя величинами E' , E и D .

Для этого рассмотрим диэлектрик, помещенный между электродами, размер которых велик по сравнению с расстоянием между ними, т. е. полагаем, что имеем однородное поле.

Выделим в этом диэлектрике шаровой объем, в котором заключена рассматриваемая частица (рис. 44) и размеры которого больше молекулярных, но малы по сравнению с геометрическими размерами нашего конденсатора. На частицу, заключенную в эту сферу и несущую положительный единичный заряд, будет действовать сила F . Для нахождения этой силы удобно ее разложить на три составляющие

$$F = F_1 + F_2 + F_3. \quad (6)$$

Сила F_1 обусловлена присутствием зарядов, равномерно расположенных на электродах, и представится она согласно теореме Гаусса так:

$$F_1 = 4\pi\sigma, \quad (7)$$

где σ обозначает поверхностную плотность электричества на электродах. F_2 представляет собою действующую на молекулу силу, обуславливаемую частью диэлектрика, которая находится вне сферы, т. е. между сферой и обкладками конденсатора. Эта сила F_2 складывается из двух частей: первая часть, которую обозначим через F_2' , обусловлена воздействием зарядов, индуцированных в диэлектрике у электродов; вторая часть, которую обозначим через F_2'' , обусловлена воздействием слоя зарядов, образующихся при наложении поля на поверхности выделенной сферы.

Что же касается третьей составляющей, т. е. силы F_3 , то она обусловлена зарядами, из которых образовано вещество, заключенными в выделенной нами сфере, и в общем случае выражение ее не может быть найдено; но для кубических кристаллов и изотропных диэлектриков

$$F_3 = 0. \quad (8)$$

Вычислим теперь силу F_2 . Первая часть ее

$$F_2' = -4\pi I,$$

так как поверхностная плотность индуцированных зарядов равна поляризации I , электрическому моменту единицы объема диэлектрика. Для вычисления второй части силы F_2'' обозначим элемент поверхности сферы через $d\Omega$, ее радиус через r и Θ пусть будет угол между радиусом сферы и поляризацией I . Нормальная составляющая I_n поляризации I у поверхности сферы будет $I \cos \Theta$ и она равна плот-

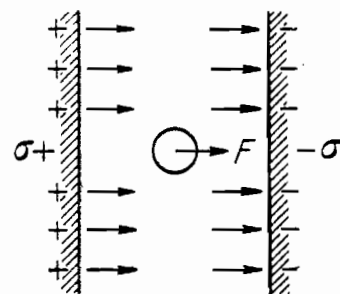


Рис. 44.

ности зарядов, индуцированных на поверхности. Если рассматривать только те составляющие, направление которых совпадает с направлением F_1 , то согласно закону Кулона сила, действующая на частицу, находящуюся внутри сферы, выразится поверхностным интегралом

$$F_2'' = \int_{(S)} \frac{I_n d\Omega}{r^2} \cos \Theta = \int_0^\pi \frac{I \cos^2 \Theta}{r^2} 2\pi r^2 \sin \Theta d\Theta = \frac{4\pi}{3} I.$$

Тогда F_2 выразится в следующем виде:

$$F_2 = F_2' + F_2'' = \frac{4\pi}{3} I - 4\pi I. \quad (9)$$

Таким образом выражение для этой силы F , равной напряженности E' (так как заряд = 1), мы получаем в следующем виде:

$$E' = 4\pi\sigma + \frac{4\pi}{3} I - 4\pi I, \quad (10)$$

так как диэлектрическое смещение

$$D = 4\pi\sigma,$$

то пользуясь ур-нием (4) напряженность „внутреннего поля“ E' , действующая на заряд внутри диэлектрика, окончательно выразится

$$E' = E + \frac{4\pi}{3} I. \quad (11)$$

§ 2. Уравнение Клаузиуса-Мосотти. Исходя из последнего соотношения, мы можем вывести уравнение Клаузиуса-Мосотти, которое связывает экспериментальную величину диэлектрического коэффициента ϵ с теоретической константой α . Уравнением Клаузиуса-Мосотти пользуются для вычисления молекулярной поляризации.

Обозначим число молекул в единице объема через n , тогда электрический момент единицы объема

$$I = nm = n\alpha E' = n\alpha \left(E + \frac{4\pi}{3} I \right), \quad (12)$$

где m — среднее значение молекулярного момента. С другой стороны величины D , E и I связаны между собою равенством

$$D = E + 4\pi I.$$

Решая совместно два последних уравнения и пользуясь уравнением (2), получим уравнение Клаузиуса-Мосотти в виде

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} n\alpha. \quad (13)$$

Помножив обе части уравнения на отношение молекулярного веса M к плотности d , получим

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{d} = \frac{4\pi}{3} \frac{M}{d} n\alpha. \quad (14)$$

Но $\frac{M}{d} n$ есть не что иное, как число (Авогадро) молекул в граммолекуле $N = 6,06 \cdot 10^{23}$. Выражение $\frac{4\pi}{3} N\alpha$ называют молекулярной поляризацией

$$p = \frac{4\pi}{3} N\alpha = 2,54 \cdot 10^{21} \alpha. \quad (15)$$

Таким образом по закону Клаузиуса-Мосотти можно вычислить молекулярную поляризацию p посредством уравнения:

$$p = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{M}{d}. \quad (16)$$

Для ряда веществ (главным образом газов и паров) экспериментальные исследования подтверждают этот закон; в то же время в целом ряде других веществ получались систематические расхождения между опытными данными и этим законом.

По теории Клаузиуса-Мосотти в каждой молекуле или атоме среды под действием электрического поля центры положительных и отрицательных зарядов смещаются в противоположные стороны и тогда образуется электрический диполь. Механизм такой деформации был выяснен в § 1. В веществах, которые подчиняются закону Клаузиуса-Мосотти, молекулярная поляризация обуславливается только этой деформацией атомов, не зависящей от температуры, так как на смещение зарядов в атоме тепловое движение молекул не влияет.

§ 3. Поляризуемость и теория Дебая. Целый ряд опытных данных указывает на то, что для большого числа диэлектриков наблюдается большая зависимость поляризации от температуры. Для примера приводим табл. 1, в которой дана зависимость поляризации от температуры для NH_3 по данным Иона [13].

Таблица 1.
Зависимость поляризации от температуры для NH_3 .

Абсолютная температура T	Молекулярная поляризация p
292,3	57,57
309,0	55,01
333,0	51,22
387,0	44,99
413,0	42,51
446,0	39,59

По представлениям Дебая существует и другая причина поляризации диэлектрика, находящегося в электрическом поле, исходя

из которой и можно объяснить зависимость поляризации, а равно и диэлектрического коэффициента от температуры. Перейдем к рассмотрению теории Дебая [14].

Различают два типа строения молекул:

1) такие, у которых центры положительных и отрицательных зарядов совпадают и таким образом постоянного электрического момента не имеют. К этой группе относят вещества, обладающие малой молекулярной поляризацией, не зависящей от температуры. По Дебаю эти молекулы называются неполярными; и

2) такие, у которых эти центры не совпадают; они представляют собою электрический диполь с постоянным электрическим моментом, величина которого дается произведением из расстояния между электрическими центрами на заряд. К этой группе относят вещества, обладающие большой поляризацией, зависящей от температуры. Такие молекулы Дебай называет полярными. В качестве примера полярного соединения можно привести молекулу KCl (рис. 45), состоящую

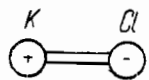


Рис. 45. Дипольная молекула хлористого калия.

из положительного иона K и отрицательного Cl. В первом приближении каждый ион в этом соединении имеет шаровую симметрию и действует как положительно или отрицательно заряженный шарик, заряд которого, как известно, сосредоточен в центре. Казалось бы, что ионы, как противоположно заряженные, должны были притянуться и нейтрализовать свои заряды, однако они остаются на определенном расстоянии друг от друга. Это объясняют тем (см. Я. И. Френкель [15]), что при сильном их сближении сила отталкивания электронных оболочек превалирует над силой притяжения ионов. Равнодействующая между этими двумя силами, зависящая от числа и расположения периферических электронов, определяет расстояние между ионами. В водородных соединениях, где ион водорода лишен внешнего электрона, силой, удерживающей ионы на определенном расстоянии, является сила отталкивания положительных ядер атомов.

Если перейти к рассмотрению многоатомных молекул, то в них наличие дипольного момента определяется условиями симметрии, например молекула CO_2 или CS_2 , схематически изображенная на рис. 46, вследствие симметричного расположения ионов дипольного момента не имеет.

Молекула может образоваться в виде двух диполей, обращенных друг к другу одинакового знака зарядами (как например: молекулы CO_2 или CS_2) или в виде системы, состоящей из двух диполей, смещенных параллельно друг относительно друга и с расположением зарядов таким образом, что против положительного заряда одного диполя находится отрицательный заряд другого диполя и наоборот. Такое образование молекулы носит название квадруполь. В однородном поле квадруполь не ориентируется. Возможна ориентация его только в неоднородном поле. Но так как неоднородность внешнего поля в области одной молекулы чрезвычайно мала, то и ориентация квадруполь очень слабая.

Молекулы, обладающие дипольным моментом, вообще говоря, вследствие теплового движения ориентированы одинаково по всем направ-

лениям. Макроскопический момент такого тела равен нулю. Если же диэлектрик, построенный из дипольных молекул, внести в электрическое поле, то начнется вращение диполей и электрический момент в среднем получится отличный от нуля. При этом равновесие диполей определяется соотношением энергии теплового движения молекул к их энергии в электрическом поле.

Момент вращения диполей в однородном электрическом поле трудно вычислить. Положим, что диполь расположен в однородном поле под углом Θ к нему, как указано на рис. 47. Силы, действующие на положительный и отрицательный ионы, равны и обратно направлены. Абсолютное значение этой силы

$$F = Eq,$$

где E — напряженность электрического поля и q — заряд. Момент вращения диполя под действием этой силы

$$M = Fd \sin \Theta,$$

d — расстояние между ионами. Подставив значение F , получим:

$$M = Eqd \sin \Theta.$$

Обозначив абсолютное значение постоянного электрического момента молекулы, равного qd , через μ , получим:

$$M = \mu E \sin \Theta.$$

Равновесие диполей, которое устанавливается, Дебай рассчитывает по тем самым методам, по которым Ланжевен рассчитывает расположение элементарных магнетиков парамагнитного тела в магнитном поле. Эти выводы основаны на известной теореме Больцмана, для функции распределения некоторого числа молекул по состояниям

$$f = A e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (17)$$

где A — постоянная, определяемая из граничных условий, U — потенциальная энергия диполя в электрическом поле, T — абсолютная температура и k — постоянная Больцмана $= 1,37 \cdot 10^{-16}$.

Чем больше энергия некоторого состояния, тем меньше вероятность этого состояний. Но тепловое движение молекул стремится вызвать равновероятное распределение состояний и тем самым способствует получению состояний с большей энергией. Следовательно чем выше температура, тем более вероятно состояние с большей энергией.

Выделим в диэлектрике, помещенном в электрическое поле, напряженность которого E , телесный угол $d\Omega$ (рис. 47), тогда число молекул, заключающихся в этом телесном угле, по закону Больцмана будет

$$A e^{-\frac{U}{kT}} d\Omega. \quad (18)$$

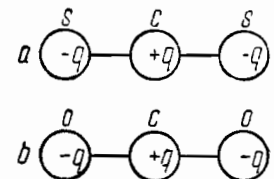


Рис. 46. Расположение ионов в молекулах CO_2 и CS_2 .

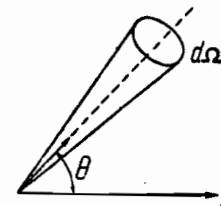


Рис. 47.

Для выражения потенциальной энергии U представим себе дипольную молекулу, находящуюся в электрическом однородном поле, с расстоянием между положительными и отрицательными зарядами равным d и углом между диполем и направлением поля Θ (рис. 48). φ и φ_1 пусть будут потенциалы точек, в которых находятся соответственно заряды $-q$ и $+q$. Тогда потенциальная энергия молекулы в однородном поле будет

$$U = q(\varphi_1 - \varphi). \quad (19)$$

Так как напряженность поля

$$E = -\frac{d\varphi}{dx},$$

то

$$\varphi = -Ex + C,$$

а

$$\varphi_1 = -E(x + d \cos \Theta) + C,$$

откуда

$$\varphi_1 - \varphi = -Ed \cos \Theta. \quad (20)$$

Подставив это значение в ур-ние (19), получим выражение для U

$$U = -qdE \cos \Theta, \quad (21)$$

но так как произведение qd есть постоянный момент молекулы μ , то

$$U = -\mu E \cos \Theta. \quad (22)$$

Вернемся к рассмотрению молекул, заключенных в телесном угле $d\Omega$. Функция распределения молекул по их состояниям в нашем случае выразится:

$$f = Ae^{\frac{\mu E \cos \Theta}{kT}}. \quad (23)$$

Слагающая момента в направлении поля равная $\mu \cos \Theta$ относится к отдельной молекуле, момент которой лежит в угле $d\Omega$. Среднее же значение момента μ в направлении поля выразится

$$\bar{\mu} = \frac{\int Ae^{\left(\frac{\mu E}{kT} \cos \Theta\right)} \mu \cos \Theta d\Omega}{\int Ae^{\frac{\mu E}{kT} \cos \Theta} d\Omega}. \quad (24)$$

Обозначим $\frac{\mu E}{kT} = a$, $\cos \Theta$ через η и если принять во внимание, что $d\Omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta$, то выражение (23) перепишется

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu} = \frac{\int_{-1}^{+1} e^{a\eta} \eta d\eta}{\int_{-1}^{+1} e^{a\eta} d\eta}, \quad (24a)$$

после вычисления получаем,¹ что

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu} = \text{cth } a - \frac{1}{a} = L(a), \quad (25)$$

функция $L(a)$ носит название функции Ланжевена, который вычислил этим путем средний магнитный момент молекул. Графическое изображение зависимости $\frac{\bar{\mu}}{\mu}$ от a (рис. 49) показывает, что при очень больших значениях напряженности поля должно наступить насыщение.

Функция Ланжевена $L(a)$ можно разложить в ряд следующего вида

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{2a^5}{945}. \quad (26)$$

При небольших значениях напряженности E можно воспользоваться первым приближением этой функции, т. е. положив $L(a) = \frac{a}{3}$, тогда получим для среднего значения электрического момента молекул выражения

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2}{3kT} E. \quad (27)$$

Полученный результат существенно отличается от прежних представлений о поляризации тем, что множитель пропорциональности a в ур-нии (5), т. е. поляризуемость молекул, не постоянен, а зависит от температуры; с ростом температуры поляризуемость уменьшается.

Формула (27) получена в предположении, что молекула представляет собою неизменяемую систему электрических зарядов, в которую внешнее электрическое поле не вносит никаких изменений. В действительности же внешнее поле вызывает деформацию молекулы (смещение зарядов в молекуле), которая согласно Дебаю пропорциональна напряженности поля и независима от температуры.

Таким образом общее выражение для среднего значения электрического момента представится в виде

$$m = \left(a_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \right) E. \quad (28)$$

¹ В выражении (24a) числитель представляет собою производную от знаменателя по параметру a : $\int_{-1}^{+1} e^{a\eta} d\eta = \frac{e^a - e^{-a}}{a}$.

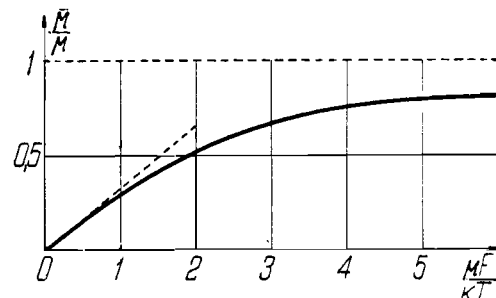


Рис. 49. Зависимость отношения среднего значения электрического момента $\bar{\mu}$ к его постоянному значению μ от a . (По Дебаю).

Здесь α_0 характеризует деформацию молекулы, а $\frac{\mu^2}{3kT}$ характеризует ориентационную часть поляризации молекулы. Поляризуемость молекулы α выразится теперь

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT}. \quad (29)$$

§ 4. Определение величины поляризации, вычисление дипольного момента и температурный эффект. Величина поляризации может быть определена из формулы Клаузиуса-Мосотти:

$$p = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{d}$$

измерив диэлектрический коэффициент и плотность d . Найденные таким образом значения молекулярной поляризации p наносят как

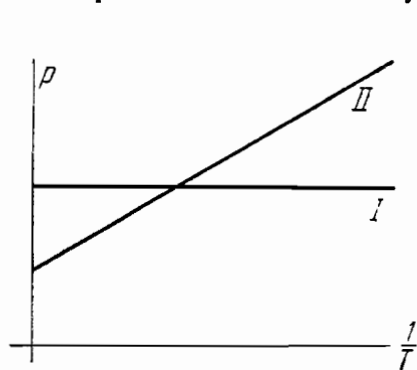


Рис. 50. Зависимость молекулярной поляризации p от температуры T ; кривая I — для неполярных молекул, кривая II — для полярных молекул.

функцию от $\frac{1}{T}$, при этом выясняется полярность данной молекулы, а именно — могут быть два случая.

Случай 1. p от температуры не зависит; это означает, что молекула неполярна и постоянного электрического момента не имеет. В этом случае на рис. 50 получим прямую параллельную оси абсцисс, обозначенную I.

Случай 2. p зависит от температуры. Для выяснения характера кривой в этом случае подставим значение поляризуемости α из уравнения (29) в выражение (15) для молекулярной поляризации, получим

$$p = \frac{4\pi}{3} N \left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (30)$$

Отсюда видно, что p как функция от $\frac{1}{T}$ должна представиться прямой, образующей некоторый угол с осью абсцисс. На рис. 50 эта прямая обозначена II. В этом случае молекула полярна и имеет постоянный электрический момент. Опытную кривую можно теперь представить уравнением

$$p = a + \frac{b}{T}, \quad (31)$$

где a и b находятся опытным путем. Сравнивая последние два уравнения, можно определить величину электрического момента молекулы μ из формулы

$$\frac{4\pi}{9} \frac{N}{k} \mu^2 = b, \quad (32)$$

откуда

$$\mu^2 = \frac{9kb}{4\pi N}. \quad (33)$$

Подставив значение $k = 1,37 \cdot 10^{-16}$ и $N = 6,06 \cdot 10^{23}$, получим, что

$$\mu = 0,0127 \sqrt{b} \cdot 10^{-18} \text{ абс. эл.-ст. единиц.}$$

Для молекулы NH_3 Иона нашел $a = 5,45$; $b = 15,250$, откуда значение

$$\mu = 1,57 \cdot 10^{-18} \text{ абс. эл.-ст. единиц.}$$

Как и следовало ожидать, порядок величины μ получается равным 10^{-18} , так как μ есть произведение заряда (равный приблизительно заряду электрона, т. е. $4,77 \cdot 10^{-10}$) на расстояние между электрическими центрами положительного и отрицательного зарядов, которое порядка одного Å (10^{-8} см).

Результаты измерений температурного эффекта, произведенных Цаном [14] для заведомо полярных молекул газов HCl , HBr и HI представлены на рис. 51. В водном растворе эти молекулы диссоциируют на два противоположно заряженных иона, так что можно предположить, что в свободном состоянии молекулы обладают электрической асимметрией, т. е. что электрические центры положительного и отрицательного зарядов не совпадают. Эти молекулы полярны и имеют постоянный электрический момент, значения которых даны в табл. 2 и 3.

Весьма существенно отметить то обстоятельство, что если бы мы пожелали объяснить полную поляризацию с классической точки зрения, т. е. одной только деформацией молекул, то следовало бы ожидать расположение этих соединений по возрастающим значениям поляризаций в порядке: HCl , HBr , HI . Момент диполя уменьшается с увеличением аниона (в направлении $\text{Cl} \rightarrow \text{I}$).

По Эстерману [16] галоидные ионы сильно втягивают в свое электронное облачко маленькие, в сравнении с ними ($\sim$ в 10^5 раз), водородные ионы. Это означает, что длина диполя обратно пропорциональна радиусам анионов. Опыт однако показывает, что при нормальной температуре наблюдается совершенно обратный порядок (как видно из рис. 51: $\text{HI} \rightarrow \text{HCl}$), и только для очень высоких температур имеет место упомянутый выше порядок: $\text{HCl} \rightarrow \text{HI}$ (это можно видеть из продолжения кривых). С точки зрения Дебая это явление объясняется достаточно просто. При нормальной температуре преобладает ориентационная часть поляризации, в сравнении с которой полири-

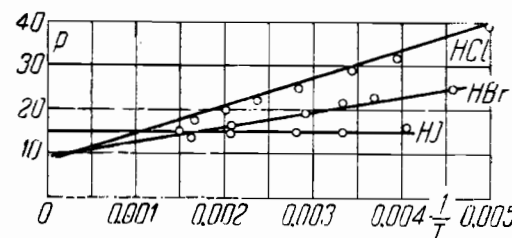


Рис. 51. Зависимость молекулярной поляризации p от температуры для разных газов. (По Цану).

Таблица 2.

Электрические моменты дипольных молекул газов.

Вещество	Химическая формула	В абс. эл.-ст. ед.
Аргон	Ar	0
Водород	H ₂	0
Азот	N ₂	0
Хлористый водород	HCl	$1,03 \cdot 10^{-18}$
Бромистый водород	HBr	$0,78 \cdot 10^{-18}$
Иодистый водород	HI	$0,38 \cdot 10^{-18}$
Оксид углерода	CO	$0,10 - 0,124 \cdot 10^{-18}$
Вода	H ₂ O	$1,87 \cdot 10^{-18}$
Сернистый водород	H ₂ S	$0,931 - 1,10 \cdot 10^{-18}$
Двуокись серы (сернистый газ)	SO ₂	$1,60 - 1,76 \cdot 10^{-18}$
Сернистый углерод	CS ₂	$0,326 \cdot 10^{-18}$
Сероводород	COS	$0,650 \cdot 10^{-18}$
Закись азота	N ₂ O	$0,249 \cdot 10^{-18}$
Аммиак	NH ₃	$1,44 - 1,53 \cdot 10^{-18}$
Трехводородистый фосфор	PH ₃	$0,54 - 0,56 \cdot 10^{-18}$
Мышьяковистый водород	AsH ₃	$0,13 - 0,18 \cdot 10^{-18}$
Метан	CH ₄	0
Хлористый метил (моноклорметан)	CH ₃ Cl	$1,97 - 1,69 \cdot 10^{-18}$
„ метилен (дихлорметан)	CH ₂ Cl ₂	$1,59 \cdot 10^{-18}$
„ метенил (хлороформ)	CHCl ₃	$0,95 - 1,05 \cdot 10^{-18}$
Четыреххлористый углерод	CCl ₄	0
Хлористый этил	C ₂ H ₅ Cl	$1,98 \cdot 10^{-18}$
Иодистый метил	CH ₃ I	$1,31 \cdot 10^{-18}$
„ этил	C ₂ H ₅ I	$1,62 \cdot 10^{-18}$
Бромистый этил	C ₂ H ₅ Br	$1,78 \cdot 10^{-18}$
Этан	CH ₃ = CH ₃	0
Этилен	CH ₂ = CH ₂	0
Ацетилен	CH = CH	0
α-бутилен	CH ₂ = C ₃ H ₆	$0,37 \cdot 10^{-18}$
Метилловый эфир	(CH ₃) ₂ O	$1,29 - 1,32 \cdot 10^{-18}$
Этиловый эфир	(C ₂ H ₅) ₂ O	$1,09 - 1,14 \cdot 10^{-18}$
Пропиловый эфир	(C ₃ H ₇) ₂ O	$0,86 \cdot 10^{-18}$
Этиловый альдегид	C ₂ H ₄ O	$1,88 \cdot 10^{-18}$
Ацетон	(CH ₃) ₂ CO ₂	$2,84 \cdot 10^{-18}$

Таблица 3.

Электрические моменты некоторых органических молекул по данным Порта

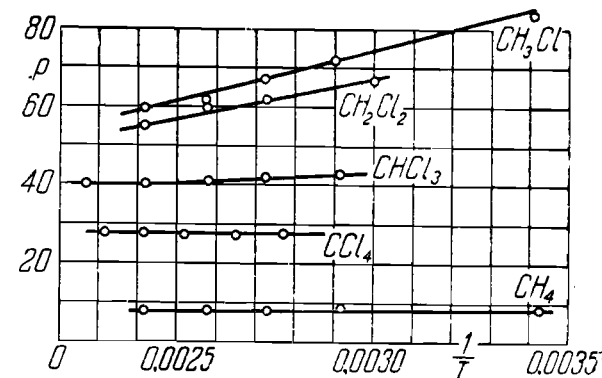
Метилловый спирт	CH ₃ OH	$1,73 \cdot 10^{-18}$
Этиловый спирт	C ₂ H ₅ OH	$1,72 \cdot 10^{-18}$
Бензол	C ₆ H ₆	0
Метиламин	CH ₃ NH ₂	$1,31 \cdot 10^{-18}$
Этиламин	C ₂ H ₅ NH ₂	$1,31 \cdot 10^{-18}$
Диметиламин	(C ₂ H ₅) ₂ NH	$0,94 \cdot 10^{-18}$

зация вследствие деформации очень мала. Наоборот, при весьма высоких температурах, вследствие очень интенсивного теплового движения молекул, их ориентация в электрическом поле ничтожно мала. В этом случае поляризация обуславливается почти целиком деформацией молекул.

Аналогичную картину можно наблюдать в ряде: NH₃, PH₃ и AsH₃.

§ 5. Дипольные моменты и структура молекул. Целый ряд.

исследований указывает на определенную связь между температурным эффектом поляризации и структурой молекулы. Результаты измерений Зенгера для некоторых газов (CH₄; CH₃Cl; CH₂Cl₂; CHCl₃; CCl₄) представлены на рис. 52. Как видно из кривых, одни газы состоят из полярных молекул, а другие из неполярных, как например CH₄ и CCl₄.

Рис. 52. Зависимость молекулярной поляризации P' от температуры для разных газов. (По Зенгеру).

Момент молекулы CCl₄ равен нулю не потому, что момент отдельной связи CCl равен нулю, а потому, что эти отдельные моменты, вследствие их симметричного расположения в молекуле, компенсируют друг друга и в сумме дают нуль.

Химическая формула не определяет свойства симметричности молекулы. Например, в то время как CS₂ и CO₂ дипольного момента не имеют, соединения: H₂S, SO₂ и H₂O безусловно обладают дипольным моментом. Поэтому для первых принимается линейная структура, как было указано на рис. 45. Наоборот, для последних следует принять иную структуру.

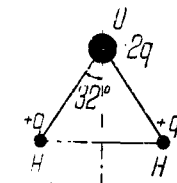
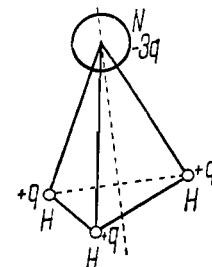


Рис. 53. Структура молекулы воды (по Гунду).

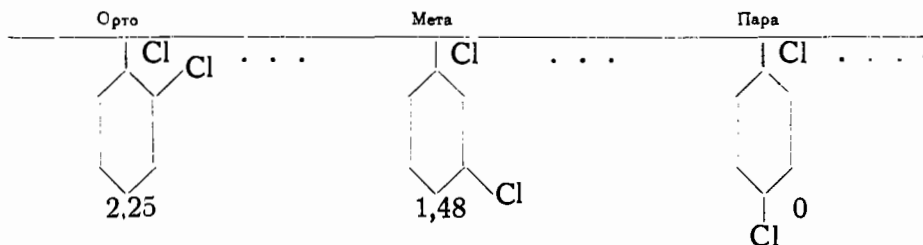
Для молекулы H₂O Хунд из теоретических соображений предложил треугольную структуру (рис. 53), где ионы лежат в углах равнобедренного треугольника, а для молекулы NH₃ Дебай считает наиболее удовлетворительной моделью симметричную пирамидальную, как показано на рис. 54.

Рис. 54. Структура молекулы NH₃. (По Дебаю).

Векторный характер расположения отдельных моментов в молекуле можно легко проследить на изомерах бензола.

Приведем для примера три изомера дихлорбензола (бензольное кольцо представляет собою шестиугольник).

Дихлорбензол



Приведенные числа: 2,25; 1,48; 0, помноженные на 10^{-18} , дают соответственно для орто, мета и пара величину момента μ , найденного Смитом [17].

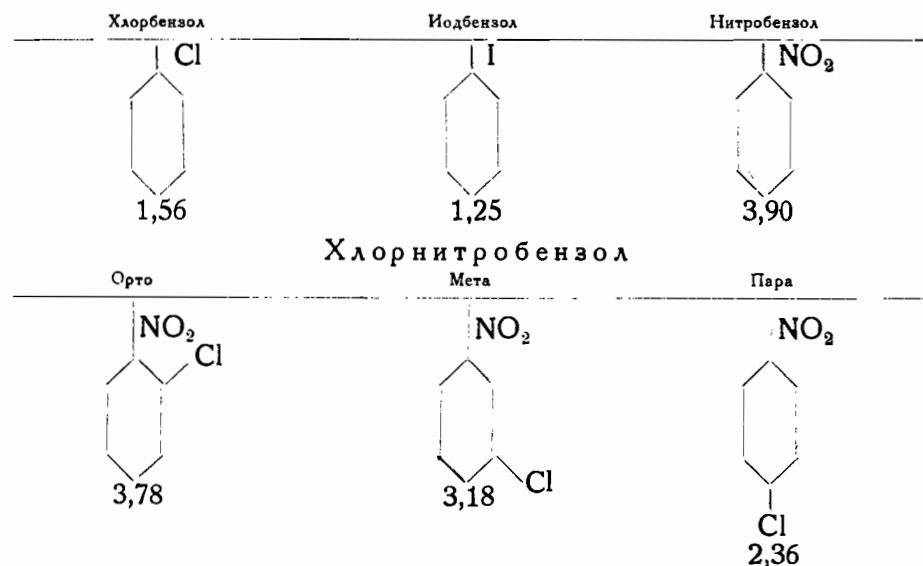
Соответствующие данные, приводимые Заком [18], вычисленные исходя из такой структуры для этих же изомеров, следующие:

орто: 2,7; мета: 1,75; пара: 0.

Если заместить Cl в производных бензола атомами Br, I, NO_2 , то вызываемые каждым из них полярности изомера различны, вследствие неодинаковой полярности каждого замещающего в отдельности.

Например, момент нитробензола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$) равен $3,90 \cdot 10^{-18}$, а момент иодбензола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{I}$) равен $1,25 \cdot 10^{-18}$.

Результат такого замещения можно проследить на нижеприводимых структурных формулах некоторых веществ, причем моменты μ для хлорбензола и нитробензола получены Вильямсом [19], а для хлорнитробензолов получены Вальденом и Вернером [20].



§ 6. Зависимость диэлектрического коэффициента от частоты.
а) Простые жидкости. Для того, чтобы диполи повернулись

в направлении электрического поля, требуется определенное время τ , так называемое время релаксации. Этот промежуток времени различен для разных жидкостей.

Порядок величины τ , пользуясь законом Стокса (для вращения в жидкостях), получают из формулы:

$$\tau = 4\pi \frac{\eta a^3}{kT}, \quad (34)$$

где η — коэффициент внутреннего трения жидкости, a — радиус шара, который служит моделью вращающейся молекулы. Для воды, например, при обыкновенной температуре, если положить $\eta = 0,01$ и радиус $a = 2 \cdot 10^{-8}$, получают $\tau = 0,25 \cdot 10^{-10}$ сек.

Естественно поэтому ожидать, что не при любой частоте диполи успеют повернуться в направлении поля. Для каждой жидкости будет отличная предельная частота, при которой все диполи еще успевают поворачиваться с изменением направления электрического поля.

Эта частота ν определяется уравнением:

$$\tau = \frac{1}{\nu}. \quad (35)$$

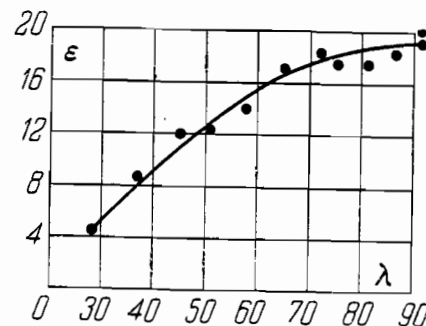


Рис. 55. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ от длины волны λ в сантиметрах для этилового спирта. (По Потапенко).

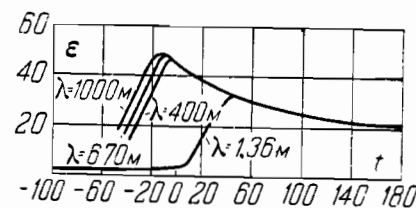


Рис. 56. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ от температуры при разных λ для глицерина. (По Грасс-Ундеру).

Так, например, дипольные молекулы воды, для которых $\tau = 0,25 \cdot 10^{-10}$ сек., достаточно быстро устанавливаются в направлении электрического поля и диэлектрический коэффициент ϵ для воды свою величину еще сохраняет при электрической волне порядка сантиметров.

Если же время релаксации $\tau > \frac{1}{\nu}$, то диполи не успевают повернуться и диэлектрический коэффициент ϵ уменьшается.

Такая зависимость ϵ от длины волны λ (в сантиметрах) для этилового спирта изображена на рис. 55 по данным Потапенко.

Существенно выяснить зависимость диэлектрического коэффициента от температуры в связи с изменением частоты электрического поля. Такая зависимость изображена на рис. 56 для глицерина по данным Грасс-Ундера [29].

Нами было выяснено, что с понижением температуры, т. е. с уменьшением энергии теплового движения молекул, диполи встречают меньше препятствий при их ориентации в направлении поля и диэлектрический коэффициент при этом возрастает. С другой стороны, понижение температуры вызывает увеличение вязкости жидкости η и тем самым, как видно из уравнения (34), увеличивает время релаксации τ . Предельная частота при этом уменьшается.

Кривая зависимости ϵ от температуры при предельной частоте имеет максимум, т. е. сначала при понижении температуры время релаксации $\tau \ll \frac{1}{\nu}$ и ϵ имеет температурный ход согласно уравнению (29),

а с дальнейшим понижением температуры время релаксации τ (вследствие увеличения внутреннего трения) уже настолько вырастает, что не все молекулы успевают поворачиваться с изменением направления внешнего поля. Табл. 4 показывает изменение диэлектрического коэффициента с температурой в глицерине при длине волны $\lambda = 9,5$ м по данным Мицшума [14].

Таблица 4.
Изменение ϵ с температурой в глицерине; $\lambda = 9,5$ м.

t°	ϵ
65	36
40	41
22	42
11	35
3	27
0	20
-11	12
-24	6
-41	5
-61	3

В табл. 5 дано сравнение зависимостей ϵ от температуры при той же длине волны $\lambda = 9,5$ м для разных спиртов, в том порядке, в каком они находятся по их структурным формулам, т. е. в порядке возрастания молекулы.

Таблица 5.
Зависимость ϵ от температуры для спиртов.

t°	Метиловый спирт	Этиловый спирт	Изопропиловый спирт	Изобутиловый спирт	Аниловый спирт
60	—	—	15	14	11
40	31	22	17	16	13
20	34	25	21	19	16
0	37	28	24	20	17
-20	40	31	24	11	10
-40	45	33	13	5	5
-60	51	24	6	4	4

Как видно, максимум для ϵ сдвигается к соответствующим более высоким значениям температуры по мере увеличения молекулы.

Этот эффект выражается еще нагляднее в табл. 6, в которой дана общая картина зависимости диэлектрического коэффициента одновременно и от температуры и от длины волны (для нормального пропилового спирта).

Таблица 6.

Зависимость ϵ от температуры и длины волны для нормального пропилового спирта.

t°	Коэффициент трения η	$\lambda = 50$ м	$\lambda = 9,5$ м	$\lambda = 3,8$ м
60	—	—	16	17
40	—	13,5	19	19
20	0,0226	21,5	22	20,5
0	0,0388	24	25	17,5
-20	0,0716	27,5	24	11
-40	0,154	30	15	6,5
-60	0,368	24	7	5

Эта же зависимость ϵ от t° и λ одновременно изображена и в виде кривых на рис. 57.

б) Смеси. В технике мы не всегда имеем дело с однородными жидкостями, а встречаем иногда растворы полярной жидкости в не-

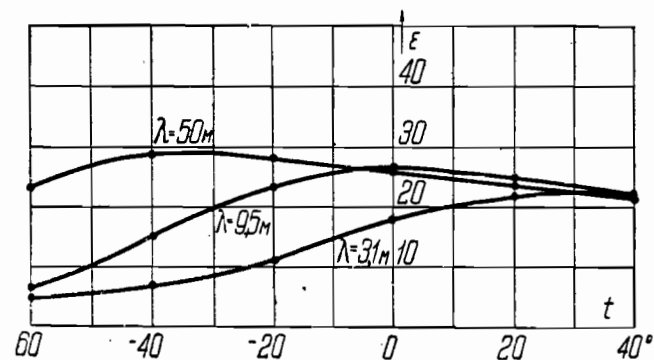


Рис. 57. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ от температуры и длины электрической волны для нормального пропилового спирта.

полярном растворителе или смеси полярных жидкостей. Поэтому существенно выяснить, как ведут себя такие жидкие диэлектрики в электрическом поле. В первом случае (т. е. когда имеем полярную жидкость в неполярном растворителе), при малых концентрациях, полярные молекулы встречаются друг с другом редко и при этом полярные молекулы взаимодействуют с молекулами раствора.

Поэтому для вычисления молекулярной поляризации можно воспользоваться выведенным нами ранее уравнением Клаузиуса-Мосотти

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} n \alpha.$$

В нашем случае мы будем иметь:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} (n_1 \alpha_1 + n_2 \alpha_2), \quad (36)$$

где n_1 и n_2 , α_1 и α_2 — число молекул в единице объема и их поляризуемость соответственно одной и другой составляющей смеси.

Если вместо концентраций n_1 и n_2 ввести части граммолекул f_1 и f_2 , которые выражаются:

$$f_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2}, \quad f_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2}$$

и соответственно молекулярные поляризации:

$$P_1 = \frac{4\pi}{3} N \alpha_1 \text{ и } P_2 = \frac{4\pi}{3} N \alpha_2,$$

то уравнение (36) напишется:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{d} = P_1 f_1 + P_2 f_2, \quad (37)$$

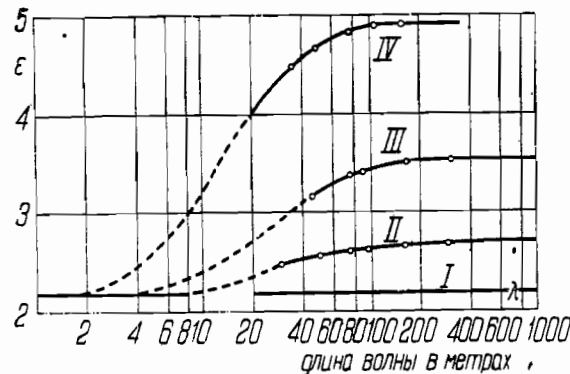


Рис. 58. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ от длины электрической волны для смеси нитробензола и минерального масла. (По Вильямсу).

длины волны для смеси нитробензола и минерального масла по данным Вильямса [21].

Кривой IV соответствует смесь: 20,4 г нитробензола на 100 г минерального масла; $t^\circ = 25,5^\circ$; вязкость равна 7,7.

Кривой III соответствует 9,5 г нитробензола на 100 г минерального масла; $t^\circ = 25^\circ$; вязкость равна 13,0.

Кривой II соответствует: 3,2 г нитробензола на 100 г минерального масла; $t^\circ = 23,5^\circ$; вязкость равна 23,0.

Пунктирные части на этих кривых соединяют точки (от 34 м), полученные экспериментально со значениями, вычисленными из коэффициента преломления.

В области очень коротких волн все три кривые сливаются в одну, так как в этой области длин волн молекулы вообще не успевают повернуться, а в области более длинных волн (правая часть кривых на рис. 58) диэлектрический коэффициент определяется числом ориентирующихся диполей. С увеличением содержания нитробензола в этой смеси увеличивается общее число диполей и, тем самым, соответственно возрастает ϵ .

В табл. 7 дана зависимость диэлектрического коэффициента ϵ от концентрации f тунгового (китайского) масла в неполярном растворителе, бензоле, при разных частотах по данным Блисса [22].

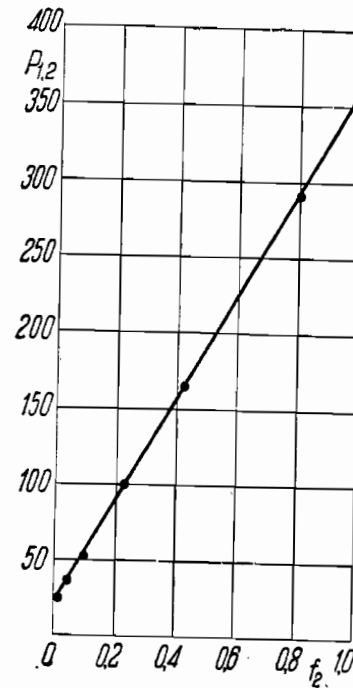


Рис. 59. Зависимость поляризации смеси тунгового (китайского) масла с бензолом от концентрации f при частоте $5 \cdot 10^6$ пер./сек. (По Блисссу).

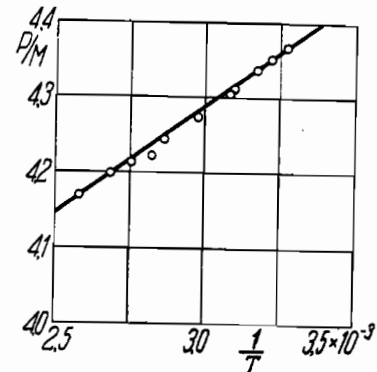


Рис. 60. Зависимость поляризации тунгового масла от температуры. (По Блисссу).

Зависимость поляризации этой смеси от концентрации при частоте $f = 5 \cdot 10^6$ пер./сек. выражена на рис. 59.

Кривая на рис. 60 выражает зависимость поляризации тунгового масла от температуры.

Приведенная характеристика для тунгового масла указывает на существование постоянного электрического момента его молекул. По данным Блисса дипольный момент молекулы тунгового масла $\mu = 2,29 \cdot 10^{-18}$.

Таблица 7.

Зависимость ϵ от концентрации тунгового масла в бензоле.

f	$\nu = 10^5$ ϵ	$\nu = 5 \cdot 10^5$ ϵ	$\nu = 10^6$ ϵ
0,0000	2,258	2,260	2,258
0,0082	2,278	2,270	2,280
0,0318	2,470	2,452	2,452
0,0340	2,602	2,675	2,701
0,2300	2,901	2,920	2,930
0,4270	2,960	3,012	3,045
0,7900	3,065	3,140	3,142
1,0000	3,170	3,178	3,172

Возможно, что дипольные явления в жидких изоляционных материалах (например минеральное масло) само по себе не дипольных, могут быть объяснены наличием в них дипольных примесей.

Вообще дипольные явления в смесях еще не достаточно изучены.

с) Твердые диэлектрики. В непластичных твердых телах поворота диполей не наблюдается, равно и нет зависимости диэлектрического коэффициента от температуры. Приведенные ниже табл. 8, по данным Иоахима [23], указывает на отсутствие зависимости ϵ от температуры, а табл. 9, по данным Баирсто [25], указывает на малую зависимость ϵ от частоты. Это изменение ϵ с частотой происходит вследствие перераспределения поля после приложения напряжения. При этом образуются объемные заряды, вызывающие изменение диэлектрического коэффициента. Некоторые из приведенных в табл. 8 материалов имеют большую зависимость ϵ от частоты, вследствие их сильной гигроскопичности.

Таблица 8.

Изменение ϵ с температурой.

Вещество	+17	-5	-20	-30	-45	-60	-180
S	2,84	2,84	—	2,84	—	2,84	2,84
(NH ₄)SO ₃	2,56	—	2,56	—	2,56	2,56	2,55
HgCl ₂	2,58	2,58	2,58	—	2,58	2,58	—
Hg(CH ₃) ₂	2,41	—	2,41	—	2,41	2,41	—
PbCl ₂	4,29	4,29	—	4,29	—	4,29	4,29

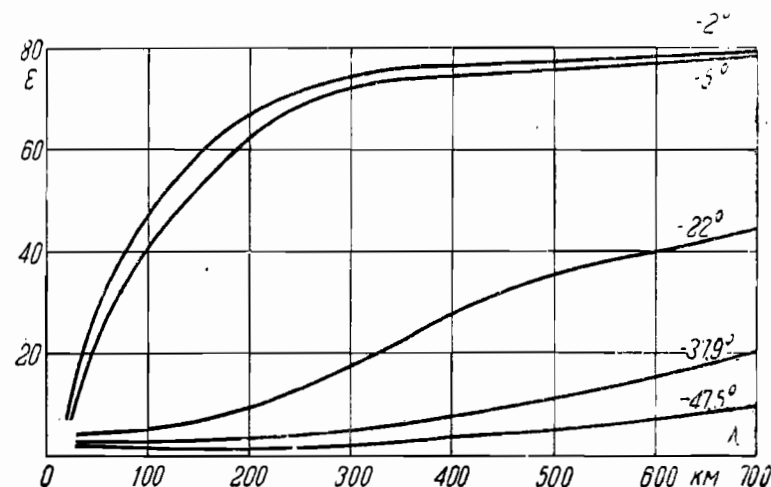
Таблица 9.

Зависимость ϵ от частоты.

Частота	Бумага	Стекло	Мрамор	Шифер
920	1,83	6,6	8,88	50,0
$4 \cdot 10^5$	1,72	6,2	8,05	12,9
$8 \cdot 10^5$	1,72	6,2	7,8	10,0
$2,6 \cdot 10^6$	—	—	—	8,95

Наоборот, рис. 61 по данным Эррера [24] для льда указывает на наличие большой зависимости его диэлектрического коэффициента от частоты. Лед ведет себя как полярная жидкость с большим внутренним трением.

Дебай рассматривает молекулу льда как сохраняющую до известной степени свою индивидуальность и в твердом состоянии

Рис. 61. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ льда от частоты. (По Эрреру).

тела. Вопрос о возможности поворота диполей в твердом теле еще дискутируется.

§ 7. Сегнетова соль. Сегнетова соль является исключением из твердых диэлектриков, так как в ней возможно вращение дипольных групп. Поэтому мы выделяем рассмотрение этого диэлектрика.

Сегнетова соль представляет собою двойную соль натрия и калия винно-каменной кислоты и соответствует формуле:



Кристаллизуется она в виде кристаллов ромбической формы (рис. 62).

Диэлектрический коэффициент сегнетовой соли, в случае, когда электрическое поле направлено перпендикулярно оси С кристалла, не постоянен, а зависит от напряженности электрического поля (рис. 63).

При некоторой напряженности поля диэлектрический коэффициент по направлению оси а достигает 20 000 единиц; при этом, как показали И. В. Курчатов и П. П. Кобеко [26], распределение по-

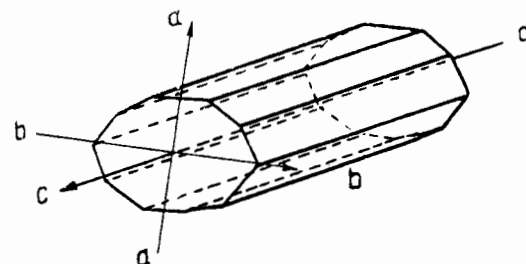


Рис. 62. Кристалл сегнетовой соли.

тенциала в кристалле длительно остается равномерным и объемного заряда у электродов не образуется.

Механизм диэлектрической поляризации в кристалле сегнетовой соли сводится к следующему: в области комнатных и близких к ней температур возможно вращение дипольных групп в кристалле, ориентирующихся под действием приложенного электрического поля.

Как было выяснено в § 3, при внесении диэлектрика в электрическое поле равновесие дипольных молекул, а в данном случае дипольных групп, определяется отношением тепловой энергии колебаний или вращений этих групп к их энергии в электрическом поле. К рассматриваемому случаю может быть применена теория Дебая для дипольных газов и жидкостей; при этом диэлектрическую поля-

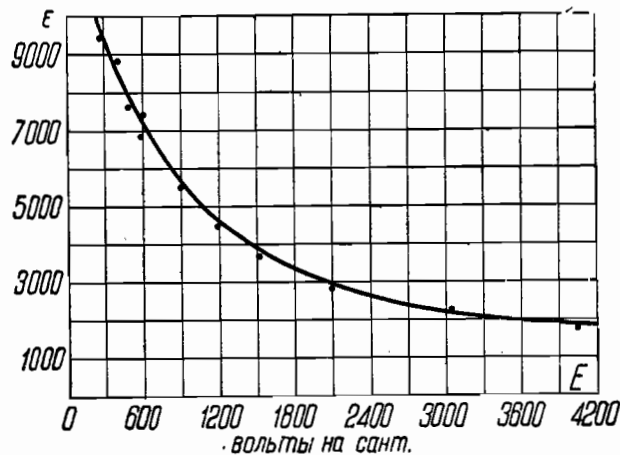


Рис. 63.

ризацию, создаваемую смещением электронных оболочек и ионов решетки, не будем принимать во внимание.

Согласно формулам (12) и (29) момент единицы объема диэлектрика можно выразить в следующем виде:

$$I = \frac{n \mu^2 E}{3kT}, \quad (38)$$

где n — число молекул в единице объема, μ — электрический момент молекулы, E — напряженность электрического поля, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Величина $\frac{I}{E}$ представляет собою электрическую восприимчивость χ .

Таким образом получаем, что

$$\chi T = \frac{\mu^2 n}{3k} = c = \text{const.} \quad (39)$$

Это есть так называемый закон Кюри. Для сегнетовой соли это соотношение¹ было проверено И. В. Курчатовым и В. И. Бермашевским. Результаты их измерений представлены на рис. 64.

¹ При больших $\chi T \sim$ пропорционально χ .

Опыт вынуждает вместо простого закона Кюри принять более сложный. В формуле Ланжевена полагают, что на момент в диэлектрике действует только макроскопическое поле, которое определяется приложенной разностью потенциалов и геометрическими размерами тела. На самом деле получается еще дополнительное поле, обусловленное взаимодействием атомов. Это добавочное поле полагают пропорциональным моменту единицы объема I , и тогда уравнение (38) переписывается так

$$I = \frac{n \mu^2}{3kT} (E + mI) \quad (40)$$

или, обозначив $\frac{n \mu^2}{3k}$ через C , получим

$$I = \frac{C}{T} (E + mI).$$

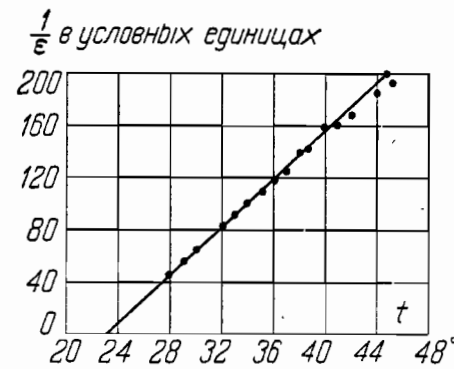


Рис. 64. Зависимость диэлектрического коэффициента ϵ сегнетовой соли от температуры.
(По И. Курчатову и Бермашевскому).

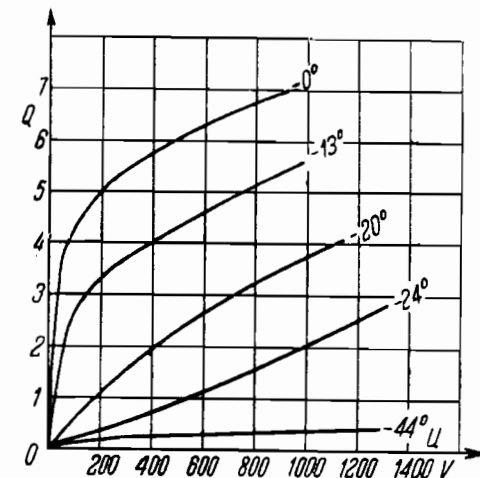


Рис. 65. Зависимость количества электричества (в условных единицах) от напряжения, приложенного к кристаллу сегнетовой соли при температуре ниже точки Кюри.

(По Русинкову и Костиной).

Коэффициент пропорциональности m , как видно из уравнения (11) должен равняться по Лоренцу $\frac{4\pi}{3}$.

Взяв отношение $\frac{I}{E}$, будем иметь

$$\frac{I}{E} = \chi = \frac{C}{T - C m} = \frac{C}{T - \Theta}.$$

Закон Кюри тогда выразится так

$$\chi (T - \Theta) = C = \text{const.} \quad (41)$$

Θ — получило название точки Кюри. В случае сегнетовой соли эта точка равна 25°C.

Из кривой на рис. 64, выражающей зависимость $\frac{I}{\varepsilon}$ от температуры, определяют по ее наклону численное значение постоянной C и вычисляют по ней величину дипольного момента вращающейся молекулы в кристалле по формуле (33).

Расчеты, произведенные в предположении, что вращается и ориентируется некоторая часть молекулы $C_4H_4O_6$ дают значение $\mu = 1 \cdot 10^{-18}$ абс. эл.-ст. единиц.

Если же предположить, что вращающимися группами являются молекулы кристаллизационной воды, то получают $\mu = 5 \cdot 10^{-19}$.

Причина, почему в сегнетовой соли, в отличие от других кристаллов, возможно вращение дипольных групп, пока еще не выяснена.

Для того чтобы выяснить, возможно ли свести внутреннее поле в сегнетовой соли к силе Лоренца, можно вычислить коэффициент пропорциональности m , воспользовавшись значением температуры в точке Кюри по формуле:

$$\theta = \frac{mN\mu^2}{3k}, \quad (42)$$

где N — число молекул в грамме вещества; при $\mu = 1 \cdot 10^{-18}$

$$m = \frac{\theta 3k}{\mu^2 N} \approx \frac{300 \cdot 3 \cdot 1,37 \cdot 10^{-16}}{10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{21}} \approx 60.$$

Мы получаем, что коэффициент m значительно больше получаемой по Лоренцу величины $\frac{4\pi}{3}$. Это означает, что развитые представления о силе взаимодействия между молекулами не полны.

Начиная с значения температуры в 20°C , можно заметить постепенное уменьшение диэлектрического коэффициента с понижением температуры (рис. 65). При -60° значение его такое же, как для твердых диэлектриков и при дальнейшем понижении температуры не меняется.

Время релаксации (т. е. скорость установления поляризации) при этом остается постоянным. Это связывают с „постепенным замораживанием“ вращения. Вращательное движение дипольных групп переходит, очевидно, по мере уменьшения запаса тепловой энергии в кристалле, в колебательное движение.

Работы А. К. Вальтера, И. В. Курчатова и К. Д. Синельникова [27] показали, что даже при очень коротких промежутках времени (10^{-9} сек.) наложения поля на кристалл, диэлектрический коэффициент сегнетовой соли по оси a все еще достигает больших значений. Время релаксации τ очень мало. Полагают на основании опытных данных, что это время τ зависит от напряженности электрического поля в диэлектрике.

По осям b и c диэлектрический коэффициент очень мал и от температуры не зависит, поэтому полагают, что дипольные моменты в кристалле располагаются вдоль оси a .

Благодаря ее особым электрическим свойствам сегнетовая соль может иметь практическое применение в электротехнике. Укажем на одно из возможных применений.

В. П. Вологдин [28] показал возможность умножения частот с помощью конденсатора с диэлектриком из сегнетовой соли. Существенным вопросом, в смысле практического ее применения, при этом является возможность уменьшения потерь при больших частотах. Особенным затруднением в техническом применении является то, что диэлектрик из сегнетовой соли сохраняет свойство, на котором основан принцип умножения частот лишь в интервале температур от -25 до -25°C . Верхний предел весьма низок для большинства технических применений. Превышение этого предела пока не является возможным.

Глава II.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

Формальное представление о диэлектриках как веществах, в которых могут быть только токи смещения, более или менее близко к действительности лишь при очень низких температурах. При обычных же температурах в диэлектриках имеется некоторое количество свободных, т. е. способных к перемещению под действием электрического поля, зарядов.

Число свободных зарядов в диэлектриках, по сравнению с проводниками, мало, и потому возникающие в диэлектриках токи ничтожны по сравнению с токами в проводниках: если обычное значение электропроводности в проводниках-металлах порядка $10^6 \frac{1}{\Omega \text{ см}}$, то для диэ-

лектриков соответственная величина равна примерно $10^{-15} \frac{1}{\Omega \text{ см}}$.

Хотя токи в диэлектриках и очень малы, но явления, связанные с наличием их, во многих случаях влияют на правильное функционирование электрических конструкций. Поэтому явления, связанные с прохождением тока сквозь диэлектрик, требуют внимательного изучения.

§ 8. Механизм прохождения тока через газ. (Обзорные труды и монографии см. [30], [31] и [32]). Полного отсутствия свободных зарядов в газах добиться чрезвычайно трудно, но в обычных условиях, как показывает опыт, число свободных зарядов в газах не велико. Эти свободные заряды могут быть либо заряженными частицами самих газов, ионами, которые могут получаться под действием различных так называемых ионизирующих агентов, либо заряженными взвешенными частицами твердых и жидких примесей.

Рассмотрим теперь процесс образования ионов в газах под действием различных агентов. Следует отличать два принципиально-разных случая:

1) образование зарядов в газе за счет введения посторонних зарядов, вырванных из стенок сосуда или электродов, между которыми заключен газ, случай так называемой поверхностной ионизации и

2) образование зарядов в газе путем вырывания электрона из молекулы газа — случай объемной ионизации.

В первом случае необходимо, чтобы атомы стенки сосуда, в котором заключен газ, или атомы находящегося в газе электрода поглощали энергию, достаточную для вырывания из них электрона. Для этого мы можем либо нагреть электрод до высокой температуры, при которой начнется электронная эмиссия с него, либо осветить поверхность электрода светом такой длины волны, квант которой достаточен для вырывания валентного электрона, т. е. которая способна вызвать фото-электронную эмиссию. Этого легко достичь, освещая, например, цинковый или алюминиевый электрод (катод) источником ультрафиолетового света S через диафрагму D (см. рис. 66).

Вырывающиеся светом электроны, попадая в газ, прилипают к молекулам газа и, таким образом, в газе создаются ионы одного знака, именно отрицательные. Эти ионы под действием поля перемещаются к аноду, и таким образом во всем объеме газа между электродами появляется отрицательный объемный заряд. Ток через газ в случае поверхностной ионизации обусловлен ионами только одного знака, если ионизация происходит у одного электрода.

Можно создать и положительную ионизацию, нагревая анод, состоящий из вещества, испаряющего положительные ионы (напр. NaCl при 600°C).

Объемную ионизацию можно вызвать, заставляя молекулы самого газа поглощать энергию, проще всего — освещая газ рентгеновыми лучами (рис. 67).

Пользоваться рентгеновыми лучами приходится потому, что работа, которую нужно затратить для образования пары ионов в газе, очень велика — порядка 20 вольт, и кванты ультрафиолетового света для этого малы.

При поглощении энергии молекула газа теряет электрон и, следовательно, остается положительно заряженной, т. е. ионом. Вырванный же электрон тоже прилипает к молекуле и образует отрицательный ион. При встрече положительного иона с отрицательным происходит рекомбинация, т. е. воссоединение ионов в нейтральную молекулу.

Таким образом, при объемной ионизации образуются ионы обоих знаков и ток через объемно-ионизированный газ обуславливается и $+$ и $-$ ионами.

Выше мы говорили, что очень трудно избавиться от ионов в газе,

это происходит вследствие того, что ионизирующих агентов очень много и устранить их влияние не легко. Такими агентами являются, например, радиоактивное излучение земли, проникающее излучение и т. д., но действие этих агентов невелико: например проникающее излучение создает в воздухе при атмосферном давлении у поверхности земли в среднем 1,5 иона в куб. сантиметре в одну секунду, что может дать ток, плотность которого максимум $2,4 \cdot 10^{-20}$ ампера. При освещении же рентгеновыми лучами легко получить токи порядка 10^{-8} ампера, а при ионизации радиоактивными препаратами даже до 10^{-6} ампера.

Ионы, созданные в газе действием различных ионизирующих агентов, как и окружающие их молекулы газа, находятся в непрерывном беспорядочном тепловом движении. Если концентрация ионов в разных местах различна, то происходит, вследствие диффузии, постепенное выравнивание концентрации.

Если ионизированный газ находится в электрическом поле E , то на каждый ион будет действовать сила qE , где q — заряд иона. Сила qE будет иметь разные знаки для положительных и отрицательных ионов.

Под действием этой силы ионы будут двигаться, преодолевая сопротивление трения, и поэтому получают в направлении поля скорость v , пропорциональную полю E :

$$v = kE, \quad (43)$$

где k — подвижность иона, численно равная его скорости в единичном поле. Эта величина зависит от сопротивления среды (отклонения от этого правила будут рассмотрены позже). Очевидно, что электропроводность газа будет тем больше, чем больше ионов образуется в нем за единицу времени и чем большую скорость приобретают они в данном поле.

Число ионов N' , принимающих участие в электропроводности газа в трубке сечением в 1 см^2 и высотой, равной расстоянию между электродами d , будет очевидно равно частному от деления плотности тока в газе j (т. е. количества электричества, приходящего на площадь электрода в 1 см^2 в одну секунду) на заряд одного иона

$$N = \frac{j}{q}. \quad (44)$$

Количество ионов, приходящих к электродам, равно, с другой стороны, числу возникающих в этом объеме ионов $n_0 d$ без числа рекомбинированных $n' d$ (числа n_0 и n' относим к 1 см^2):

$$N' = n_0 d - n' d$$

или

$$n_0 d = \frac{j}{q} + n' d \quad (45)$$

Как сказано выше, рекомбинация ионов происходит при столкновении ионов разных знаков. Вероятность такого столкновения

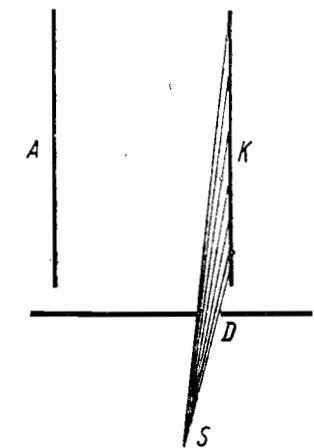


Рис. 66. Поверхностная ионизация электрода.

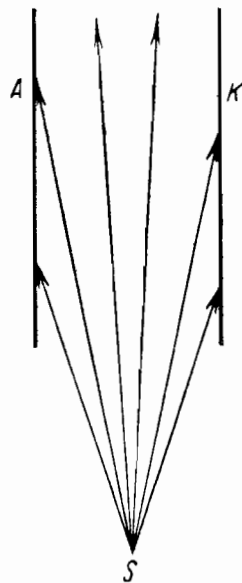


Рис. 67. Объемная ионизация газа.

в единицу времени пропорциональна количеству ионов обоих знаков n^+ и n^- в 1 см^3 , так что число рекомбинирующих в секунду ионов может быть представлено в виде

$$n' = \alpha n^+ n^-,$$

где α — коэффициент, носящий название коэффициента рекомбинации (или коэффициента восстановления). Если ионизация объемная и если число ионов не меняется во времени, то можно написать

$$\begin{aligned} n^+ &= n^- = n, \\ n' &= \alpha n^2, \end{aligned} \quad (46)$$

откуда

$$n = \sqrt{\frac{n'}{\alpha}}. \quad (47)$$

В выражении (45) число ионов рекомбинирующих может быть велико по сравнению с числом ионов, доходящих до электрода, если скорости ионов малы, так как тогда ион много времени находится между электродами и вероятность столкновения его с ионом другого знака велика. Это бывает в случае очень малых полей.

Тогда мы можем в выражении (45) пренебречь членом $\frac{j}{q}$ и написать, что

$$n_0 = n'$$

и согласно (47)

$$n = \sqrt{\frac{n_0}{\alpha}}. \quad (48)$$

Плотность тока, численно равная заряду, переносимому через 1 см^2 поверхности, перпендикулярной к направлению поля, равна

$$j = n^+ q u^+ + n^- q u^-$$

или согласно (46) и (48)

$$j = nq(u^+ + u^-) = q \sqrt{\frac{n_0}{\alpha}} (k^+ + k^-) E, \quad (49)$$

т. е. при малых полях ток в газах пропорционален напряженности поля, или при малых полях газы подчиняются закону Ома. Это подтверждается и экспериментально: в начале кривой рис. 68 ток растет пропорционально напряжению.

Однако при повышении напряжения первый член ф-лы (45) начинает преобладать над вторым, так как скорости ионов растут и вероятность рекомбинации соответственно падает, и мы уже в праве пренебречь вторым членом.

Тогда выражение (45) переходит в следующее

$$n_0 d = \frac{j}{q},$$

откуда

$$j = n_0 q d, \quad (50)$$

т. е. оказывается, что ток совершенно не будет зависеть от напряжения. Это явление носит название тока насыщения. Как показывает второй участок кривой на рис. 68, независимость тока от напряжения наблюдается и экспериментально.

Из этой же кривой видно, что дальнейшее повышение напряжения приводит к быстрому возрастанию тока. Это возрастание обусловлено уже другим механизмом: при повышении напряжения скорость ионов все время растет, кинетическая энергия увеличивается и достигает, наконец, такого значения, что при столкновении иона с молекулами происходит ионизация этих молекул за счет части кинетической энергии иона. Каждый из образовавшихся ионов в свою очередь накапливает энергию при движении в поле и может через новое столкновение произвести следующую ионизацию. Это приводит к лавинообразному накоплению ионов, ток растет по экспоненциальному закону и в результате происходит пробой газа. Подробно механизм ионизации через столкновение будет рассмотрен в главе о пробое.

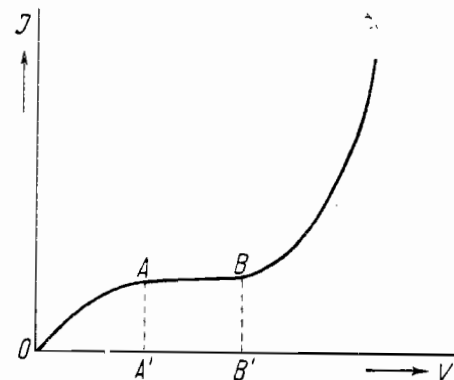


Рис. 68. Зависимость тока от напряжения в газе.

Если мы мысленно проведем в плоском конденсаторе сечение на расстоянии x от одного из электродов, например катода, то при токе насыщения через него будет проходить $n_0 S(d-x)$ положительных ионов и $n_0 Sx$ отрицательных (d — расстояние между электродами, S — площадь их и n_0 — число пар ионов, возникающих в единице объема в секунду).

Если скорость ионов u^+ и u^- , то объемная плотность их возле плоскости раздела для положительных ионов

$$\frac{n_0 S(d-x)}{u^+ \cdot S} \quad (51)$$

и соответственно для отрицательных:

$$\frac{n_0 Sx}{u^- \cdot S}. \quad (52)$$

Полный заряд ионов в единице объема, т. е. плотность объемного заряда вблизи плоскости, равен:

$$\rho = \frac{qn_0(d-x)}{u^+} - \frac{qn_0x}{u^-} = qn_0 \left[\frac{d}{u^+} - x \left(\frac{1}{u^+} + \frac{1}{u^-} \right) \right] \quad (53)$$

В предположении одинаковой подвижности, можем сказать, что $\rho > 0$, если $x < \frac{d}{2}$ и при $x > \frac{d}{2}$ ρ делается < 0 . Это значит, что

вблизи электродов имеются объемные заряды: отрицательный у анода и положительный у катода.

Экспериментально произведенные исследования распределения потенциала в плоском конденсаторе с ионизированным газом дали

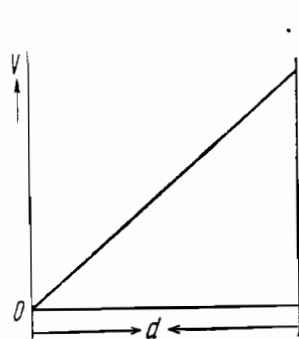


Рис. 69. Поле в плоском конденсаторе при отсутствии объемных зарядов.

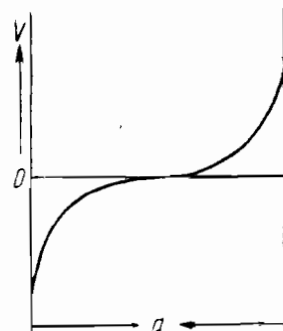


Рис. 70. Распределение потенциала в плоском конденсаторе при объемной ионизации газа.

следующий результат: вместо линейной зависимости потенциала от расстояния от электрода (см. рис. 69) при объемной ионизации газа получилась кривая (рис. 70).

Потенциал в данной точке поля, как известно из электростатики, связан с зарядом уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2E}{dx^2} = -4\pi\rho, \quad (54)$$

где x — расстояние от одного из электродов.

Так как у анода кривая вогнута, то вторая производная E по $x > 0$ и, следовательно $\rho < 0$, т. е. действительно у анода имеется отрицательный объемный заряд. Напротив, у катода кривая выпукла, следовательно E по $x < 0$ и $\rho > 0$, т. е. опять-таки, в соответствии с теорией, у катода имеется положительный

объемный заряд. Кривая распределения потенциала только тогда может быть симметричной, когда подвижности ионов разных знаков равны. Так как это имеет место далеко не часто, то в общем случае кривая распределения потенциала бывает асимметричной.

В случае поверхностной ионизации ток и объемный заряд в газе имеют несколько иной характер: как видно из экспериментальной

кривой (рис. 71), участок тока, подчиняющийся закону Ома, почти уничтожается и ток насыщения не так резко выражен. Объемный заряд при поверхностной ионизации растет от одного электрода к другому примерно по закону:

$$V_x = A\sqrt{j}x^{3/2} + D, \quad (54)$$

где V_x — потенциал на расстоянии x от электрода.

В случае отрицательных ионов наибольшая напряженность поля в конденсаторе получается у анода.

§ 9. Подвижность ионов в газах (литература см. [33], [34], [35])

Движение иона в газе, находящемся в электрическом поле, нельзя рассматривать как движение в одном направлении: напротив, при столкновении с молекулами и после каждого столкновения ион меняет свое направление и скорость. Когда мы говорим о скорости иона в направлении поля, то имеем в виду ту добавочную среднюю скорость, которая равна $v = \frac{x}{t}$, где x — среднее перемещение иона в направлении поля за время t , большое по сравнению с временем между двумя столкновениями. Эту скорость можно рассчитать, исходя из следующих соображений.

На расстоянии свободного пробега, т. е. между двумя столкновениями, движение иона подчиняется уравнению

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = qE, \quad (55)$$

где x — перемещение вдоль оси x -ов (других направлений мы не рассматриваем).

Если τ — время между двумя столкновениями, то

$$v_1 = v_0 + \frac{qE\tau}{m}, \quad (56)$$

где v_0 и v_1 соответственно равны скорости в начале и в конце свободного пробега. Средняя скорость в направлении поля будет

$$v = v_0 + \frac{qE\tau}{2m} \quad (57)$$

для одного иона, а для n ионов средняя скорость на одном свободном пробеге равна

$$v = \frac{1}{n} \sum v_0 + \frac{1}{2} \frac{qE}{mn} \sum \tau, \quad (58)$$

где $\sum v_0 = 0$, так как противоположно направленные скорости встречаются одинаково часто.

Следовательно,

$$v = \frac{1}{2} \frac{qE}{mn} \sum \tau. \quad (59)$$

Дробь $\frac{1}{n} \sum \tau$ не что иное, как средняя продолжительность свободного пробега, равная $\frac{\lambda}{v'}$, где λ — длина свободного пробега, а v' — скорость теплового движения иона, которую мы в праве принимать

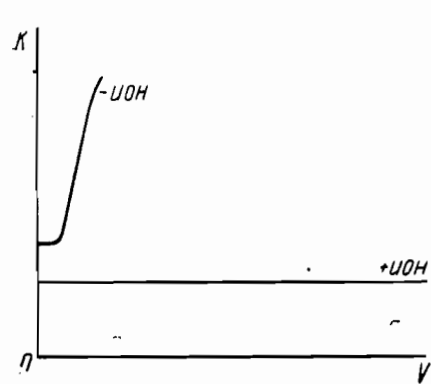


Рис. 72. Зависимость подвижности положительных и отрицательных ионов от поля.

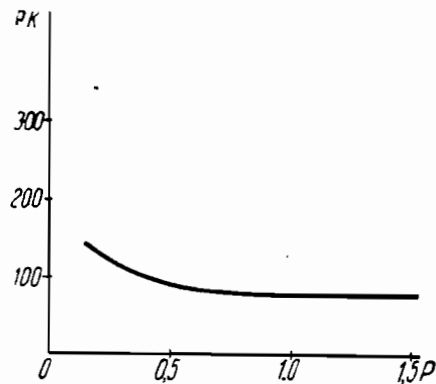


Рис. 73. Зависимость от давления произведения из давления на подвижность для положительных ионов.

лишь одну во внимание, так как она велика по сравнению с v . Произведя соответствующую замену в (59), мы приходим к следующему окончательному выражению для подвижности $k = \frac{v}{E}$.

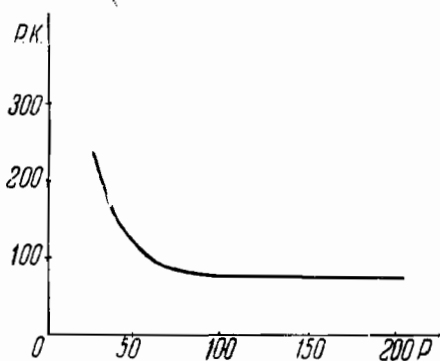


Рис. 74. То же, что рис. 73, но для отрицательных ионов.

Экспериментальные данные по измерению подвижностей ионов дают, однако, результат, довольно хорошо согласующийся с ф-лой (60) лишь для положительных ионов. Для них, как видно из рис. 72 и 73, подвижность не зависит от поля и произведение подвижности на давление $k\rho$ остается постоянным независимо от p .

Это обстоятельство находится в полном согласии с ф-лой (60), именно в правой части ф-лы (60) зависит от давления одно лишь

λ , которое меняется обратно пропорционально давлению. Следовательно произведение $k\rho$ должно быть постоянным.

Для отрицательных же ионов, как видно из рис. 72, подвижность сильно изменяется в зависимости от поля и, как показывает рис. 74, произведение $k\rho$ значительно зависит от давления.

Подвижности ионов газа, вычисленные по ф-ле (60) в предположении, что ион представляет собою заряженную молекулу газа с нормальным для нее свободным пробегом, резко расходится с экспериментальными данными, которые дают значения подвижности ионов примерно в 1000—100 000 раз меньше вычисленных.

Приводимая ниже табл. 10 дает значения подвижности ионов в различных газах при атмосферном давлении.

Таблица 10.

Подвижность ионов в различных газах.

Газ	$k^+ \text{ в } \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$k^- \text{ в } \frac{\text{см}}{\text{сек}}$
Воздух сухой . . .	1,37	1,9
Кислород	1,36	1,3
Водород	6,0	от 7,7 до 120
Гелий	5,0	от 6,3 до 600
Азот	1,57	от 1,3 до 200

Малые значения подвижностей ионов по сравнению с подвижностями молекул газа могли бы быть истолкованы следующим образом: ион, перемещаясь в газе, испытывает со стороны газа гораздо большее сопротивление, так как кроме обычных сил, обуславливающих внутреннее трение в газе, у иона имеются еще и чисто электростатические взаимодействия с молекулами.

Это положение достаточно для объяснения малой подвижности ионов, но не дает никаких истолкований тому факту, что подвижность отрицательных ионов больше подвижности положительных и для многих газов, как видно из таблицы, может меняться в сотни раз. Кроме того, опытные факты возрастания $k\rho$ с уменьшением давления и возрастания k при увеличении поля этим также не объясняются.

Все эти факты заставляют думать, что ионы могут притягивать к себе молекулы газа и образовывать таким образом комплексы, движущиеся как одно целое. Положительный комплекс очень прочен и лишь при очень малых давлениях величина его начинает уменьшаться, следовательно $k\rho$ начинает расти. Отрицательный комплекс образуется не всегда: электроны, вырванные ионизирующим агентом из молекул, могут иногда прилипать к единичным молекулам, вокруг которых затем получается оболочка из притянутых нейтральных молекул. Этот процесс более всего вероятен в слабых полях и при больших давлениях.

Если же поля велики или давление мало, то прилипание электрона к молекуле и, тем более, образование комплекса делается мало вероятным, в газе движется электрон, в этом случае и являющийся

$$k = A \frac{q\lambda}{mv'} \quad (60)$$

Наш упрощенный расчет дает для A значение $\frac{1}{2}$, но, вводя поправки на неодинаковую длину свободного пробега и максвеллово распределение скоростей, можем получить коэффициент A близким к единице.

Из ф-лы (60) видно, что подвижность не должна зависеть от поля и должна быть пропорциональной длине свободного пробега.

носителем отрицательного заряда. Подвижность электрона велика, и большие значения, приведенные в таблице, легко могут быть пояснены тем, что наряду с отрицательными ионами или ионными комплексами в газе имеются и электроны. Это предположение подтверждается следующим экспериментальным фактом, данным Франком [36]: если к гелию, молекулы которого с большим трудом соединяются с электроном (а этим и объясняется громадная подвижность отрицательного иона в чистом гелии — до 600 см/сек) прибавить небольшое количество кислорода (легко прилипающего к электронам), то подвижность отрицательных ионов резко уменьшается: с 600 см/сек до 6,3 см/сек.

§ 10. Ионы в жидкостях. Общие закономерности, соответствующие прохождению тока через жидкие диэлектрики, можно вывести из представления о строении жидкостей. Основной особенностью строения жидкости является характер теплового движения: в то время как в твердом теле мы наблюдаем главным образом колебание частиц возле некоторого твердо фиксированного равновесного положения, например узла кристаллической решетки, в жидкостях самое равновесное положение, возле которого колеблется частица, беспорядочно перемещается внутри жидкости.

Беспорядочность этого перемещения приводит к полной изотропии жидкостей во всех отношениях до тех пор, пока мы не поместим жидкость в электрическое поле, вызывающее в жидкости определенную ориентацию ее частиц. Структурным элементом жидкости являются молекулы, часть которых распадается на ионы. Ионы в жидкости не стабильны: они непрерывно соединяются с ионами противоположного знака в молекулы, т. е. в жидкостях при неизменяющейся температуре происходит одновременно процесс диссоциации молекул на ионы и уравнивающий его процесс рекомбинации ионов в молекулы. Таким образом в жидкости всегда существует кроме молекул еще и некоторое количество ионов, обуславливающих ионную электропроводность жидких диэлектриков. Закономерности, свойственные ионной электропроводности, в технических жидких диэлектриках всегда бывают значительно искажены благодаря влиянию разного рода примесей. Роль примесей в электропроводности жидких диэлектриков мы рассмотрим отдельно, а основные закономерности будем выводить из поведения тщательно очищенных жидкостей.

Выше мы видели, что в жидких диэлектриках всегда имеется некоторое количество свободных ионов. Эти ионы, как и молекулы жидкости, находятся в совершенно беспорядочном движении. Если же в жидкости создается электрическое поле, то ионы получают добавочную скорость в направлении поля или против него, смотря по знаку иона. Движение иона в жидкости под влиянием тока не свободно, а происходит с значительной затратой работы, так как между ионами и жидкостью существует трение.

Существование такого трения, величина которого, отнесенная к скорости в 1 см/сек и количеству ионов в один грамм-эквивалент, составляет около 100 кг, можно показать непосредственно на электролитах путем измерения давления на концах капиллярной трубки с жидкостью, по которой идет ток. Величина эта может быть также вычислена из данных о подвижности ионов.

Подвижность ионов в жидкостях может быть определена, например, следующим образом: в сосуд помещают жидкость, имеющую окрашенные ионы, и поверх нее наливают слой бесцветной жидкости. Пропуская ток в направлении, перпендикулярном к поверхности раздела жидкостей, наблюдают перемещение границы окрашенных ионов. Если за время τ граница переместилась на l см под действием поля E , то скорость окрашенных ионов будет

$$v = \frac{l}{\tau}. \quad (61)$$

Так как подвижность численно равна скорости иона при напряженности поля 1 В/см, то отсюда подвижность окрашенных ионов

$$\kappa = \frac{v}{E} = \frac{l}{\tau E}. \quad (62)$$

Такой способ, конечно, трудно применять к жидким диэлектрикам, как как количество ионов в них чересчур мало для создания заметной окраски, и поэтому здесь приходится пользоваться несколько косвенным методом, пользуясь так называемыми числами переноса по Гитторфу. Число переноса n указывает на участие в переносе заряда, т. е. в токе ионов данного знака.

Для положительных ионов число переноса n_+ равно

$$n_+ = \frac{\kappa_+}{\kappa_+ + \kappa_-} \quad (63)$$

и, соответственно для отрицательных ионов

$$n_- = \frac{\kappa_-}{\kappa_+ + \kappa_-} = 1 - n_+. \quad (64)$$

Отсюда, определив подвижность одного иона в данной жидкости, мы можем легко вычислить подвижность другого. Переходя таким образом от жидкостей, более проводящих, в которых легко определить подвижность окрашенных ионов, к менее проводящим, мы можем довольно точно вычислить подвижность ионов в них. Приводимая ниже табл. 11 (стр. 118) дает значения подвижности различных ионов при 18° С, определенная в водном растворе.

Из этой таблицы видно, что подвижность различных ионов, за исключением Н и ОН, почти одинакова, несмотря на различные массы, радиусы ионов и заряды. Это можно понять следующим образом: каждый ион поляризует находящиеся вблизи него молекулы жидкости и притягивает их к себе, вследствие чего вокруг иона образуется как бы оболочка молекул, перемещающаяся в дальнейшем вместе с ионом. Размер этой сольватной оболочки велик по сравнению с самим ионом. Радиус сольватированного иона зависит не от знака заряда, а от его абсолютной величины. Это вытекает из следующего. Согласно закону Стокса сопротивление среды пропорционально радиусу частицы. Если сила $E \cdot 3q$ действующая на трехвалентный ион, в три раза больше силы Eq , действующей в том же поле на одновалентный ион, а подвижность одно- и трехвалентных

Таблица 11.
Подвижность ионов при 18° в водном растворе.

Ионы +	k^+	Ионы —	k^-
H'	$33 \cdot 10^{-4}$	ОН'	$18,2 \cdot 10^{-4}$
Na'	$4,6 \cdot 10^{-4}$	Cl'	$6,85 \cdot 10^{-4}$
K'	$6,75 \cdot 10^{-4}$	CO ₃ ''	$6,2 \cdot 10^{-4}$
NH ₃ '	$6,7 \cdot 10^{-4}$	(COO) ₂ ''	$6,6 \cdot 10^{-4}$
Fe'''	$4,6 \cdot 10^{-4}$	NO ₃ ''	$6,5 \cdot 10^{-4}$

' и ' обозначают число элементарных зарядов, переносимых ионом, т. е. например''' — ион несет тройной элементарный положительный заряд.

ионов почти одинакова, то по закону Стокса радиус трехвалентного иона должен быть приблизительно в три раза больше, чем одновалентного. Действительно Хевеши [37] установил, что отношение заряда к его диаметру — величина постоянная для разных ионов. Вопрос об относительной большей подвижности Н и ОН ионов пока еще остается открытым.

При некоторых условиях можно наблюдать изменение сольватной оболочки, так например, электропроводность жидких электролитов несколько (процентов на 10—20) возрастает в полях высокой частоты. Однако в этих опытах величина изменения электропроводности слишком мала и, повидимому, не позволяет говорить о полном удалении сольватной оболочки.

В диэлектрических жидкостях чаще всего приходится встречаться с электропроводностью, обусловливаемой примесями кислот. В этом случае носителями являются ионы Н и (COO)₂ (если кислоты органические).

Наиболее часто встречающимся носителем заряда в диэлектрических органических жидкостях является ион водорода и группа (COO)₂.

Таблица 12.
Подвижность ионов и коэффициент диффузии для различных жидкостей.

Жидкость	$k^+ + k^-$	D
Гексан	$3,0 \cdot 10^{-1}$ $k^+ = 1,2 \cdot 10^{-1}$ $k^- = 1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
Сероуглерод	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
Четыреххлористый углерод .	$6,75 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$
Вазелиновое масло	$6,0 \cdot 10^{-5}$	—
Трансформаторное масло . .	$9,2 \cdot 10^{-5}$	—

Подвижность ионов в жидких диэлектриках может быть определена и непосредственно: Яффе [38] ионизировал радиоактивными препаратами жидкости и затем прилагал переменное поле такого напряжения, чтобы ионы успевали высасываться.

По кривой тока легко можно было определить время, за которое ион проходит расстояние между электродами, и отсюда подвижность. Результаты измерений подвижности ионов k^+ и k^- и коэффициенты диффузии D для некоторых жидкостей приводим в табл. 12 (подвижность + и — ионов разделена только для гексана).

§ 11. Факторы, влияющие на подвижность ионов. Подвижность сольватированных ионов определяется, по закону Стокса, следующим образом: при постоянной скорости движения иона действующая на него сила уравнивается сопротивлением среды

$$Eq = L6\pi\eta rv, \quad (65)$$

где r — радиус сольватированного иона, η — коэффициент внутреннего трения или вязкость жидкости и v — скорость иона.

Отсюда вытекает подвижность

$$\kappa = \frac{v}{E} = \frac{q}{L6\pi\eta r}. \quad (66)$$

Это равенство имеет лишь качественное значение, так как макроскопический коэффициент внутреннего трения нельзя непосредственно прилагать к трению ионов — нужно ввести добавочный коэффициент L , величина которого неизвестна. Однако качественные выводы дают результаты, совпадающие с экспериментальными данными, так например, уменьшение радиуса иона в связи с уменьшением сольватации, как мы упоминали выше, приводит к увеличению подвижности и, следовательно, падению сопротивления.

Увеличение вязкости должно приводить к уменьшению подвижности и увеличению сопротивления. Эта закономерность была установлена Вальденом [39] и экспериментально проверена Нойссом [40] и другими и хорошо оправдывается даже для весьма плохо проводящих жидкостей. Однако закономерность эту иногда бывает очень трудно проследить, так как, как мы увидим дальше, факторы, вызывающие изменение вязкости, могут оказывать еще и непосредственно влияние на электропроводность.

Вязкость жидкости зависит от температуры, причем разные авторы дают различные виды этой зависимости:

$$\eta = \frac{c}{1 + at} \quad \text{Мейер} \quad (67)$$

$$\eta = \frac{c}{(b + at)^n} \quad \text{Скотт} \quad (68)$$

$$\eta = c \cdot e^{-at} \quad \text{Рейнольдс [41]} \quad (69)$$

Теоретически вопрос разработал Френкель [42], который так же пришел к формуле,

$$\eta = Ae^{\frac{B}{T}},$$

где A и B постоянные коэффициенты, величина которых была примерно оценена для ртути.

Действительный температурный ход вязкости этой формулой хорошо описывается, если в исследуемой жидкости нет явлений ассоциации и полимеризации, которые изменяют ее кривую вязкости и кривую электропроводности.

Под ассоциацией мы понимаем обратимое соединение нескольких молекул жидкости за счет, видимо, добавочных валентностей. Межмолекулярные связи в таких комплексах молекул более повышены и поэтому коэффициент внутреннего трения для жидкости при ассоциации повышается. Судить о степени ассоциации можно по величине температурного коэффициента молекулярной поверхностной энергии β (константы Этвеша), которая для всех неассоциированных жидкостей имеет универсальное значение 2,1. Если опыт дает меньшее значение, то это значит, что жидкость ассоциирована. Ассоциация в жидкостях изменяется с температурой, причем в вязких жидкостях процесс ассоциации требует времени порядка секунд и даже минут, как это наблюдается в вязких маслах, плавленной сере и полистироле. Быстро нагревая эти вещества, мы получаем меньшую зависимость вязкости от температуры, чем при медленном нагреве (см. рис. 75). Так как подвижность ионов обратно-пропорциональна η , то, изме-

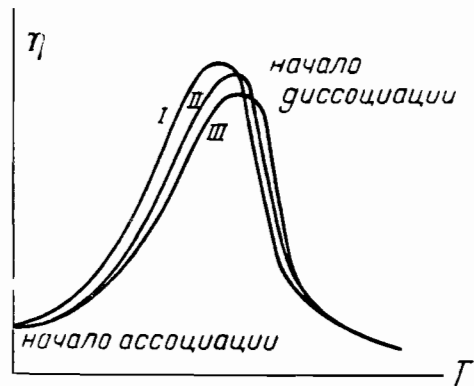


Рис. 75. Зависимость вязкости серы от температуры при разной скорости нагрева. (По Ротиньяну).

ряя электропроводность жидких диэлектриков, следует выдерживать диэлектрик некоторое время при постоянной температуре, чтобы не получить слишком малую зависимость электропроводности от температуры.

В некоторых жидких диэлектриках, как стирол, инден, изопрен, бутadiен, льняное масло и т. д., исследования электропроводности еще более усложняются явлением полимеризации.

Под полимеризацией мы понимаем соединение молекул в группы уже за счет основных валентностей. Это соединение происходит с разрывом двойных связей в молекулах, идет со значительным, обычно, выделением тепла, и в сущности, приводит к образованию нового химического соединения. Вязкость при полимеризации, очевидно, растет и соответственно этому подвижность ионов в жидкости падает. В то время как при ассоциации мы наблюдаем изменение вязкости сравнительно небольшое, полимеризация может привести к увеличению вязкости в 10^{12} и более раз и, следовательно, первоначально жидкий продукт перейдет в твердое состояние. Изменения, вызываемые полимеризацией, не обратимы, потому что получающиеся комплексы молекул при обычных температурах имеют меньшую потенциальную энергию, чем исходное вещество, так как при полимеризации выделяется тепло.

Таким образом и ассоциация и полимеризация приводят к уменьшению подвижности ионов, благодаря увеличению вязкости.

Кроме того весьма вероятно, что эти процессы сказываются и на размерах сольватной оболочки ионов, так что наблюдающееся уменьшение электропроводности нельзя целиком относить за счет первого фактора. Разделить же влияние обоих факторов еще не удалось.

§ 12. Влияние различных факторов на электропроводность жидкостей. Влияние температуры на электропроводность жидких диэлектриков может в общем сводиться к следующему: I — изменению подвижности а) через непосредственное влияние температуры на вязкость, б) благодаря изменению степени ассоциации, с) благодаря полимеризации и д) благодаря изменению радиуса сольватированных ионов, и II — изменению числа ионов благодаря диссоциации молекул на ионы при повышении температуры.

Изолировать отдельно все эти факторы еще не удалось, но представление об их влиянии можно составить следующим образом: при нагревании диэлектрика измеряют изменение вязкости и электропроводности.

Если явление протекает обратимо, то полимеризация отсутствует, необратимое же увеличение вязкости и уменьшение электропроводности указывает на полимеризацию (рис. 76).

На рисунке видно, что до $t = 70^\circ$ исследованный образец стирола заметно не полимеризовался и прямой (точки) и обратный (кресты) температурный ход совпадают. Различный наклон кривой вязкости и кривой электропроводности на этом участке показывает, что температурный ход электропроводности обусловлен не только изменением вязкости, как это следует по правилу Вальдена, но кроме того имеется диссоциация молекул на ионы (либо, что менее вероятно, подвижность растет с температурой за счет уменьшения сольватных оболочек ионов).

Этот второй процесс должен, как видно из чертежа, расти экспоненциально с температурой. Применяя теорему Нернста к равновесию между ионами и молекулами, можно получить теоретически зависимость числа диссоциированных ионов от температуры подобного же вида.

Следовательно, если полимеризация и ассоциация не имеют места,

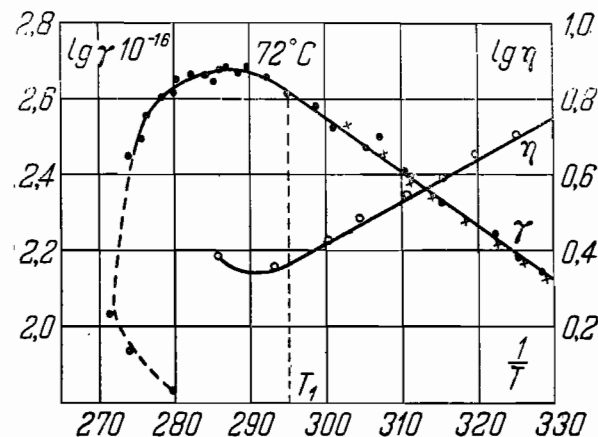


Рис. 76. Зависимость электропроводности и вязкости стирола от температуры. (По Александру).

то зависимость электропроводности жидких диэлектриков может быть выражена формулой

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\alpha}{T}}, \quad (70)$$

причем наклон кривой, нанесенной в логарифмических координатах, зависит от температурного коэффициента вязкости и температурного хода диссоциации молекул на ионы (ср. рис. 76).

Температурный коэффициент электропроводности для жидкостей значительно меньше, чем для твердых диэлектриков, и тангенс угла наклона изменяется в пределах от 3×10^3 до 6×10^3 . Полимеризация уменьшает температурный коэффициент при нагревании диэлектрика и даже может изменить его знак (см. рис. 76), если увеличение вязкости вследствие полимеризации идет быстрее, чем нормальное уменьшение вязкости при нагреве. Ассоциация с повышением температуры обычно уменьшается и должна поэтому давать увеличение значения температурного коэффициента электропроводности. И ассоциация и полимеризация создают таким образом отклонения от ф-лы (70) даже в чистых жидкостях. Роль загрязнений будет рассмотрена далее.

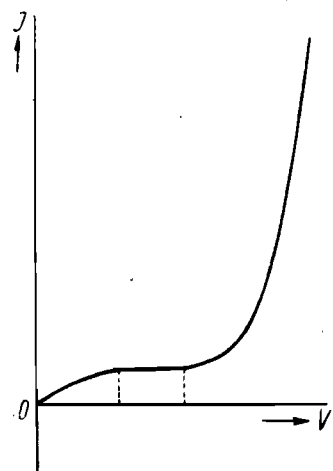


Рис. 77. Зависимость тока от напряжения в хорошо очищенном масле.

и Русишвилли над тщательно очищенным трансформаторным маслом и, особенно, очищенным путем многократной перегонки в вакууме гексаном показали, что при повышении напряженности поля в жидком диэлектрике сначала имеет место закон Ома, затем ток начинает расти значительно медленнее напряжения, и, наконец, дает насыщение, подобно тому как это имеет место в газах (рис. 77). При дальнейшем повышении напряжения кривая опять изгибается вверх и, как в газах начинается экспоненциальное возрастание тока.

Токи насыщения, как показали Никурадзе и Русишвилли, возрастают с температурой по закону (рис. 78)

$$I = I_0 e^{-\frac{\alpha}{T}}.$$

Повидимому происходит изменение числа ионов с повышением температуры, так как, если бы электропроводность увеличилась за счет роста подвижности, коэффициент α был бы значительно меньше, чем наблюдаемый на опыте. Увеличение числа ионов с повышением темпера-

туры сказывается, конечно, и на кривых зависимости тока от напряжения и напряжении, при котором начинается ток насыщения (рис. 79).

Токи насыщения в жидкостях мало зависят от расстояния между электродами (Никурадзе [44]). Это обстоятельство указывает на то, что заряды в жидкость поступают преимущественно с электродов (Шуманн [45]).

Таким образом, токи в чистых жидкостях меняются при изменениях напряжения почти по таким же законам, как токи в ионизированных газах. Сходные закономерности приводят к мысли о сходных механизмах процессов, а наличие тока насыщения говорит за то, что длина свободного пробега иона в жидкости превосходит междумолекулярные расстояния, как это наблюдается и в газах. При этих условиях для иона возможно накопление энергии и, следовательно, мыслимы процессы ударной ионизации. Однако большие размеры сольватированных ионов дают основание считать, что быстрое возрастание тока по экспоненциальному закону, наблюдаемое в жидкостях перед пробоем, происходит лишь отчасти за счет ионизации ионами, имеющими сольватную оболочку. Экспериментальных данных по этому вопросу недостаточно, и потому устано-

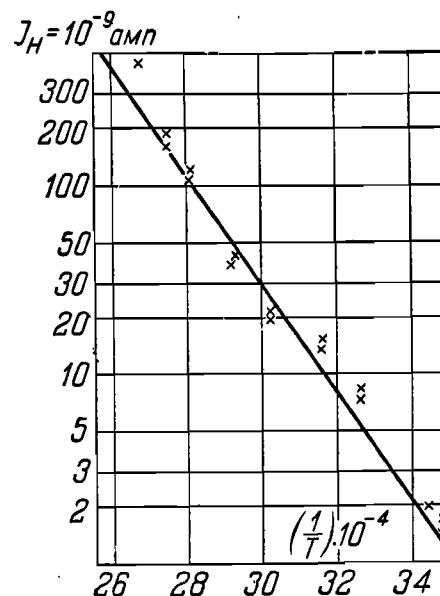


Рис. 78. Зависимость тока насыщения в чистом трансформаторном масле от температуры. (По Никурадзе).

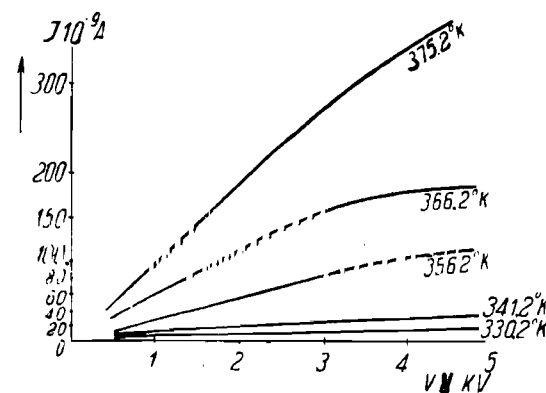


Рис. 79. Зависимость тока от напряжения в хорошо очищенных жидкостях при разных температурах.

(По Никурадзе и Русишвилли).

вившейся точки зрения относительно ударной ионизации в жидкостях еще нет. Подробнее этот вопрос будет разобран в главе о пробое жидких диэлектриков.

Ток в чистых жидкостях при постоянном приложенном напряжении не изменяется с течением времени. Это указывает на то, что распределение потенциала в жидкости не изменяется и никаких процессов накопления объемных зарядов нет.

Явления, происходящие в чистых жидкостях,

подчиняющиеся сравнительно простым законам, совершенно искажаются, если в жидкостях имеются какие-либо примеси. Примеси в жидких диэлектриках могут быть, вообще говоря, либо в степени молекулярного раздробления — тогда мы говорили о растворенных примесях, либо в виде целых агрегатов, имеющих размеры от 10^{-5} см и ниже, т. е. размеры, обычные для коллоидных частиц. Эти два случая различно влияют на электропроводность и поэтому будут рассмотрены отдельно.

Молекулы растворенных примесей подчиняются тем же закономерностям, что и молекулы самого растворителя: некоторая часть их распадается на ионы, которые и участвуют в электропроводности. Число этих ионов, если примесь не диссоциирована целиком, растет с повышением температуры по закону

$$n = n_0 e^{-\frac{\alpha}{T}}, \quad (71)$$

причем коэффициент α здесь может иметь другую величину, чем для молекул растворителя, так как работа диссоциации примеси и основных молекул может быть различной. В соответствии с этим температурная зависимость электропроводности для жидкости с одной растворенной примесью представится в виде двухчленной в общем случае формулы:

$$\lg \gamma = \left(A_1 - \frac{B_1}{T} \right) + \left(A_2 - \frac{B_2}{T} \right), \quad (72)$$

в которой учтено влияние диссоциации как основных молекул растворителя, так и молекул примесей.

Графическую зависимость $\lg \gamma$ от $\frac{1}{T}$ мы найдем, складывая ординаты двух пересекающихся прямых. Возрастание электропроводности вследствие растворенных примесей, как следует из этой формулы, будет заметно сказываться только в определенной области температур: если примеси диссоциируют легче основного вещества, то электропроводность будет резко увеличена в области низких температур и, наоборот, при наличии примеси с большой работой диссоциации резкое увеличение электропроводности будет наблюдаться при высоких температурах.

При прохождении тока электропроводность такой коллоидной системы изменяется, так как уменьшается число частиц в единице объема. Особенно резко заметно спадание электропроводности при малом числе диспергированных частиц. Здесь очистка происходит очень быстро и ток за несколько минут может упасть в десятки раз.

Диспергированные частицы переносятся полем к соответствующему электроду и здесь либо отдают свой заряд и выделяются у электрода в виде сплошного слоя, либо перезаряжаются противоположным знаком и идут к другому электроду, что иногда наблюдается в сильных полях. Если диспергированные частицы под влиянием поля скопляются у электрода, то это повышение концентрации может вызвать искажение поля внутри жидкости. Распределение

потенциала внутри плоского конденсатора (наполненного хлорбензолом, толуолом и др. жидкостями) было исследовано Данчером [46]. Он применил для этой цели в качестве зонда плоско-поляризованный луч света (рис. 80), основываясь на том, что в диэлектрических жидкостях, находящихся под действием электрического поля, наблюдается двойное лучепреломление, зависящее от напряженности поля (Керр-эффект).

Исследование показало, что в чистых жидкостях заметных искажений поля нет, а в жидкостях, содержащих влагу (и может быть другие примеси), поле значительно искажено и напряженность поля через несколько секунд после приложения напряжения у электродов различается в несколько раз (5—6).

Длительное приложение поля в одном и том же направлении приводит опять к постоянной напряженности поля во всей жидкости, что легко связать с очисткой диэлектрика при прохождении тока.

На переменном напряжении — 50 пер./сек. напряженность поля остается постоянной, что и понятно, так как ожидать большого изменения концентрации примесей и следовательно образования объемного заряда сколько-нибудь заметной величины за полпериода при малой подвижности частиц и небольших полях очень трудно.

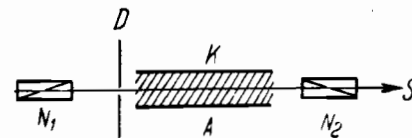


Рис. 80. Схема установки для измерения поля в жидкости по Керр-эффекту; N_1 и N_2 — никели, KA — конденсатор с жидкостью.

Закономерности, наблюдаемые в технических жидких диэлектриках, всегда содержащих примеси, могут существенно отличаться от тех закономерностей, которые соответствуют чистым жидкостям.

Так, например, в случае загрязненного масла мы получаем лишь малый интервал напряжений, на котором приблизительно выполняется закон Ома, а затем начинается возрастание тока по кривой самого неопределенного вида. Воздух, диспергированный в жидких диэлектриках (степень дисперсности неизвестна), также вызывает, как показал Эдлер [47], увеличение тока. Можно, как правило, утверждать, что жидкий диэлектрик, содержащий примеси, будет обладать большей электропроводностью, чем чистая жидкость, и электропроводность его будет быстрее расти с напряжением, чем в случае чистой жидкости.

Температурный коэффициент электропроводности в смесях жидкостей определяется температурным коэффициентом вязкости растворителя и температурным коэффициентом диссоциации тех ионов, которые в данной области температур обуславливают собой большую часть электропроводности.

Если молекулы примеси диссоциированы сильнее молекул самого жидкого диэлектрика, то при длительном пропускании тока примесь может целиком выделиться, так как при прохождении тока согласно закону Фарадея на электродах выделяются продукты распада того вещества, ионы которого участвуют в токе. Таким образом жидкость можно очистить от диссоциированных примесей, пропуская через нее ток. Совершенно ясно, что по мере удаления примеси концентрация ионов в единице объема жидкости будет уменьшаться и следо-

вательно электропроводность будет падать. В этом случае ток через жидкость будет уменьшаться с течением времени.

Неизменность тока со временем, однако, не является доказательством чистоты жидкости. Дело в том, что продукты, выделяющиеся на электродах, в общем случае могут вступать в химическое взаимодействие с растворителем и давать ионогенные (легко диссоциирующие на ионы) вещества. В этом случае устанавливается равновесие между количеством ионов, удаляющихся из диэлектрика, и вновь в него поступающих, и ток может быть постоянным во времени. Таким образом, растворимые примеси не изменяют механизма проводимости и такие явления, как например ток насыщения, принципиально возможны и в присутствии растворимой примеси, если, конечно, жидкость продолжает оставаться очень плохо проводящей, т. е. примесь очень мало диссоциирована. Соображение это подтверждается тем экспериментальным фактом, что ток насыщения наблюдается в трансформаторном масле, которое, как известно, состоит из различных, взаимно растворимых углеводородов.

Следует отметить, что в диэлектрических жидкостях можно создавать добавочные ионы путем освещения их лучами радия и радиоактивных препаратов, лучами Рентгена и ультрафиолетовыми. При этом, как и в газах, может быть наблюдаема и объемная и поверхностная ионизация. Так например, Яффе (38) удавалось действием ионизирующих агентов повышать электропроводность петролейного эфира, четыреххлористого углерода, керосина и др. до 10^{-13} — 10^{-12} см³/Ω при собственной электропроводности порядка 10^{-18} — 10^{-16} см³/Ω.

Повышение электропроводности того же порядка можно было наблюдать в гексане при освещении цинкового электрода ультрафиолетовым светом.

§ 13. Электропроводность коллоидных систем. Часто технически используются диэлектрики с примесями в виде полимолекулярных агрегатов. Примером могут служить масла, содержащие эмульсированную воду, полимеризующиеся жидкие диэлектрики (льняное масло), а также смеси масел. Эти системы следует рассматривать как коллоидную систему, в которой примесь является дисперсной фазой. Дисперсная фаза может быть твердой, жидкой или газообразной. При наложении поля на диэлектрик с диспергированными в нем примесями мы получаем ток, уменьшающийся с течением времени.

Исследование жидкости при помощи ультрамикроскопа показывает, что при наложении поля частицы дисперсной фазы начинают перемещаться к одному из электродов, а жидкость перемещается в противоположном направлении. Это свидетельствует о том, что диспергированные частицы заряжены относительно дисперсной среды. Означенное явление было подробно исследовано Кеном [48] который полагал, что здесь имеет место электризация трением, и эмпирически установил правило, что если коллоидная система состоит из двух диэлектриков, то вещество с большим диэлектрическим коэффициентом заряжается положительно по отношению к компоненту с меньшим диэлектрическим коэффициентом. Правило Кена не является универ-

сальным, так как, как будет видно из дальнейшего, иногда имеет место перезарядка дисперсной фазы.

Хотя представления Кена о механизме возникновения заряда у коллоидных частиц во многих случаях и приводят к верным результатам, однако более правильной является точка зрения Харди [49], который установил, что диспергированные частицы абсорбируют свободные ионы того или другого знака из жидкости. На этом явлении основан способ очистки масел для электротехнических целей: в масле взмучивается глина, тонко размолотая и освобожденная прогревом от влаги. Имеющиеся в масле растворенные кислоты и другие примеси, способные к значительной диссоциации, в виде ионов адсорбируются частицами глины. При этом кроме адсорбции ионов наблюдается и адсорбция примеси полярных молекул, которые также ухудшают электрические свойства масла. Тщательной отфильтровкой масло отделяется от глины, а вместе с ней и от нежелательных примесей.

Мы будем исходить в дальнейшем из представления об адсорбции ионов и для упрощения будем приписывать частицам сферическую форму.

Пусть частица радиуса r адсорбировала заряд q , зарядивший ее до потенциала V . Скорость такой сферической частицы в электрическом поле E может быть выражена так

$$v = \frac{qE}{6\pi\eta r}, \quad (73)$$

где η — вязкость среды.

Количество электричества q равно

$$q = cV, \quad (74)$$

где c — емкость шаровой частицы. Так как емкость шара численно равна его радиусу, то можно скорость v положить равной

$$v = \frac{VEc}{6\pi r\eta} = \frac{VE}{6\pi\eta} \quad (75)$$

и подвижность $k = \frac{v}{E}$

$$k = \frac{V}{6\pi\eta}. \quad (76)$$

Опыт показывает, что потенциал V , до которого заряжаются коллоидные частицы, примерно такой же, как и потенциал ионов и имеет величину порядка 70 милливольт, независимо от радиуса частицы (закон Хевеши).

Из этого следует, что подвижность коллоидных частиц не зависит от их размеров, как это имело место и для ионов.

Электропроводность, обусловленная электрофорезом, может быть положена равной

$$\gamma = knq = \frac{nVq}{6\pi\eta} = \frac{nV^2r}{6\pi\eta}, \quad (77)$$

где n — число частиц в единице объема.

Температурный коэффициент электрофоретической электропроводности определяется только зависимостью вязкости жидкости от температуры, следовательно с повышением температуры γ будет экспоненциально возрастать.

Приведенная выше формула для электропроводности годна лишь для сравнительно крупных частиц и для этого случая совпадает с более общей формулой, данной Смолуховским

$$\gamma = A \frac{nV^2(r+d)}{\pi\eta}, \quad (78)$$

где d — толщина двойного электрического слоя, образованного поверхностью частицы и окружающей жидкостью. Так как d порядка размера молекул, то в нашем случае крупных частиц $r \gg d$ и мы величиной d можем пренебречь. В коэффициент A входят величины, зависящие от формы частиц, и постоянные величины.

Вследствие наличия коллоидных частиц у многих жидких диэлектриков, применяющихся в технике (смеси масел, влажные масла), закономерности, которым подчиняется электропроводность, могут существенно отличаться от тех, которым подчиняется электропроводность чистых диэлектрических жидкостей. В отдельных случаях электропроводность, обусловленная катодорезом, может в тысячи раз превосходить нормальную электропроводность жидкости, и весь проходящий ток обусловлен переносом коллоидных частиц.

§ 14. Природа электропроводности твердых диэлектриков. К твердым диэлектрикам мы будем относить не только диэлектрики, имеющие кристаллическое строение, но и некоторые аморфные вещества, которые хотя и стоят по своему строению ближе к переохлажденным жидкостям, но ввиду большой вязкости имеют механические и электрические свойства, очень близкие к свойствам тел с мелко-кристаллической структурой.

Исследование электрических свойств твердых диэлектриков еще более, чем в жидкостях, затрудняется влиянием неоднородностей. В самом деле, в твердых диэлектриках, кроме неоднородностей химических, имеются и физические неоднородности, значительно усложняющие происходящие в диэлектриках процессы.

Наиболее простыми оказываются явления в монокристаллах, полученных путем многократной перекристаллизации; поэтому мы и начнем с изложения процессов в кристаллах, а именно с поведения кристаллической решетки в электрическом поле.

Кристаллические решетки в электрическом отношении можно разделить на три основных типа, разнящихся составом их структурных элементов. Чаще всего встречаются ионные решетки. Ионная решетка состоит из ионов противоположных знаков. Эти ионы взаимно связаны силами притяжения и силами отталкивания. При весьма малых расстояниях между ионами сила отталкивания по абсолютной величине превышает силу притяжения, но, так как сила отталкивания убывает быстрее силы притяжения, при увеличении расстояния знак неравенства изменится, и сила притяжения будет преобладать. Наименьшей потенциальной энергией эта система будет обладать тогда, когда силы отталкивания и силы притяжения будут равны, т. е. равно-

действующая их будет равна нулю. Так как ионы группируются в решетку исключительно под действием сил взаимодействия между ними, то они располагаются в систему с наименьшей потенциальной энергией. Всякое смещение иона из его места в решетке связано с увеличением потенциальной энергии системы. Каждый ион, сидящий в решетке, связан со всеми, вокруг него находящимися ионами, отдельные ионы в молекулы в таких кристаллах не связаны и самих молекул, следовательно, нет.

Ионы, являющиеся структурным элементом таких кристаллов, могут быть простыми, как например в случае NaCl , где мы имеем чередующиеся ионы хлора и натрия, или же сложными, как например в кристалле Ag_3PO_4 , где мы имеем обособленные группы PO_4 , являющиеся трехвалентным ионом фосфорной кислоты.

Другой тип решетки, также довольно часто встречающийся, это решетка, в узлах которой находятся одинаковые атомы. Такова, например, решетка серы, решетка графита и алмаза.¹ Такая „гомополярная“ (в отличие от гетерополярной — ионной) решетка определяется силами притяжения и отталкивания между атомами. Атомы в ней также расположены на расстояниях, отвечающих минимуму потенциальной энергии системы.

Третий тип решетки — решетка молекулярная, т. е. такая, структурным элементом которой являются целые молекулы, опять-таки расположенные на расстояниях, соответствующих минимальной потенциальной энергии. Молекулярные решетки могут быть гомополярны — когда дипольный момент молекул близок к нулю, и гетерополярны, когда молекулы имеют заметный дипольный момент.

Различные типы решеток, так мы увидим дальше, отличаются различным поведением в электрическом поле.

В решетках всех типов структурные элементы — ионы, атомы или молекулы, как мы упоминали выше, расположены в местах, в которых они имеют минимальную потенциальную энергию. Однако только при очень низких температурах эта картина близка к истинной. При повышении температуры частицы, сидящие в узлах решетки, начинают колебаться вокруг положения равновесия, соответствующего минимуму потенциальной энергии. Амплитуды частиц, колеблющихся возле равновесных положений, растут с повышением температуры. Так как энергия распределяется не поровну между всеми частицами, то некоторое количество частиц с достаточной энергией будут отклоняться от равновесных положений на такие расстояния, что возврат в исходное положение для них будет невозможен, так как силы, стремящиеся вернуть частицу в равновесное положение, действуют лишь на расстояниях порядка 10^{-8} см.

Такая высочившая из узла частица движется в решетке некоторое время, пока не попадет в „свободное место“, оставленное другой частицей, возле которого она и начинает опять колебаться. Таким образом, частица в кристаллической решетке колеблется возле одного из положений равновесия, затем перескакивает в другое и колеблется в этом новом положении до следующего перехода, тем

¹ По некоторым данным алмаз есть углеводород; тогда отнесение алмаза к решеткам атомным неверно.

более вероятного, чем выше температура. Частицы примесей, находящихся в кристалле, ведут себя таким же образом, но переход их от одного равновесного положения к другому совершается легче, так как частицы примесей имеют обычно большую потенциальную энергию при нахождении в узлах, чем основные частицы кристаллического вещества. Внутренние поля, удерживающие частицу возле равновесного положения, имеют величину порядка 10^8 В/см . В дальнейшем изложении мы будем предполагать, что внешнее приложенное поле нигде не достигает этой величины и что, следовательно, внешние силы все время остаются меньше внутренних.

Электрическое поле постоянного направления, наложенное на кристалл, может только сделать перескоки от одного равновесного положения к другому в одном направлении более вероятными, чем в другом, если перескакивают заряженные частицы. Поэтому мы должны ожидать, что в ионных решетках, где имеют место перескоки ионов, действие поля будет сводиться к тому, что для положительных ионов будет более вероятен переход к отрицательному электроду, а для отрицательных — к положительному, вследствие чего в кристалле появится ток. Особенно силен будет этот эффект при более частых переходах ионов, что имеет место при повышении температуры.

В случае атомных и молекулярных решеток поле может вызвать ток только тогда, когда имеются диссоциированные на ионы примеси или вообще какие-либо заряды, сорванные внешними влияниями (например сорванные светом электроны).

Наиболее простыми представляются процессы в гетерополярной ионной решетке. Механизм переходов, вероятность их и т. д. мы пока рассматривать не будем, а будем исходить лишь из статистического результата этих явлений, именно, что приложенное к гетерополярному ионному кристаллу поле вызывает в нем перемещение положительных ионов к отрицательному полюсу и отрицательных — к положительному, что и является током в кристалле.

§ 15. Поляризация в твердых диэлектриках. Если в диэлектрике создать электрическое поле, приложив разность потенциалов U к обкладкам конденсатора с диэлектриком, в цепи конденсатора, как следует из сказанного выше, пойдет ток. Отведя количество электричества, идущее на зарядку емкости системы, в землю, мы сможем измерить ток I , идущий в цепи конденсатора. В большинстве случаев этот ток быстро уменьшается с течением времени (рис. 81), приближаясь к некоторому постоянному значению I_{ck} , иногда в сотни и тысячи раз меньшему, чем ток, измеренный непосредственно после подачи напряжения на диэлектрик. Ток постоянной величины I_{ck} назовем сквозным током.¹

Так как ток в диэлектрике должен быть функцией электропроводности γ и поля E в диэлектрике, то изменение тока с течением времени показывает, что либо один из этих параметров, либо оба меняются с течением времени. Рассмотрение вторичных процессов, происходящих при прохождении тока через диэлектрик, дает возможность установить закономерности происходящих в диэлектрике явлений.

¹ Значение этого термина выяснится из дальнейшего изложения.

Если с диэлектрика, находившегося под полем в некоторый момент времени τ , снять напряжение и, отведя индуцированный заряд в землю, соединить накоротко его обкладки, то в цепи пойдет ток (рис. 82) направления, противоположного прежнему. Ток этот с течением времени будет уменьшаться и, наконец, спадет до нуля. Этот опыт показывает, что в диэлектрике, находящемся в электрическом поле, происходит накопление (абсорбция) некоторого количества электричества, которое может быть отдано диэлектриком при замыкании его обкладок накоротко. При этом накоплении (абсорбции) в диэлектрике создается электрическое поле, по направлению противоположное приложенному к диэлектрику и создающее обратную эл.-дв. силу P . Величина P , в момент приложения поля равная $P_0 = 0$, возрастает до некоторого значения $P_{\max}$, и следовательно, поле в диэлектрике изменяется и будет уже определяться не приложенным напряжением U

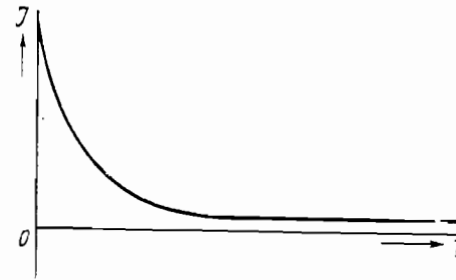


Рис. 81. Зависимость тока от времени в твердом диэлектрике.

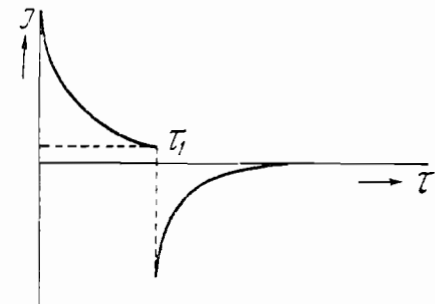


Рис. 82. Изменение тока в диэлектрике при перемене полярности.

а $U - P_{\max} < U$. Так как ток I_{τ} является функцией поля, имеющегося в диэлектрике, то закон Ома в применении к диэлектрикам следует писать в несколько измененном виде, а именно

$$I_{\tau} = \frac{U - P_{\tau}}{R}, \quad (79)$$

где I_{τ} и P_{τ} — значение тока и встречной эл.-дв. силы в момент времени τ . Зная закономерность нарастания встречной электродвижущей силы $P = f(t)$, мы сможем судить о том, сохраняет ли сопротивление диэлектрика R постоянное значение. Встречную электродвижущую силу P мы будем в дальнейшем называть эл.-д. силой поляризации.

а) Измерение поляризации. Мы видели, что при замыкании накоротко поляризованного образца в цепи появляется ток противоположного направления. Этот ток может быть выражен прежней ф-лой (79). Если приложенное напряжение $U = 0$, то

$$-I_t = \frac{P_t}{R}. \quad (80)$$

Как видно из ф-лы (79), уменьшая величину приложенного напряжения с U до $U_1 < P_{\tau}$, мы тем самым изменим знак перед I_{τ} с $+$ на $-$, т. е. заставим идти ток в противоположном направлении. По мере

Поляризация в разных диэлектриках при разных напряжениях.

Кварц			Селитра			Парафин			Метастирол		
U	$P_{\max}$	$P_m/U^{90}/0$	U	$P_{\max}$	$P_m/U^{90}/0$	U	$P_{\max}$	$P_m/U^{90}/0$	U	$P_{\max}$	$P_m/U^{90}/0$
100	94,3	94,3	83	60	72,3	100	97,6	97,6	100	99,9	99,9
300	264,7	88,1	166	110	66,2	500	372	74,4	500	499	99,8
1000	677,4	67,7	620	280	45,1	1000	420	42	1000	998	99,8
1900	720	38	1190	370	31,1	2000	490	24,5	3000	2856	95

убывания P ток будет затем спадать (рис. 83), перейдет через нуль и примет первоначальное направление.

Ток изменяет знак при

$$I_2 = 0, \text{ т. е. } U_1 = P.$$

Значит, если по переключении диэлектрика с U на U_1 тока в цепи не будет, то $U_1 = P$. Следует помнить, что измерение тока следует производить немедленно после переключения, так как $P = f(U)$ и лишь в первый момент сохраняет прежнее значение; время переключения и измерения тока должно быть поэтому весьма мало, порядка 10^{-3} сек.¹ Так например, в стекле № 23 через 0,1 сек. поляризация

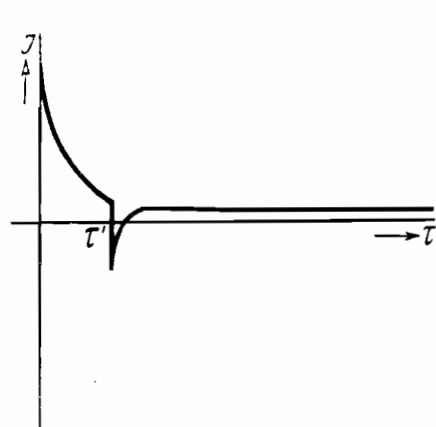


Рис. 83. Изменение тока, текущего через диэлектрик при внезапном уменьшении напряжения.

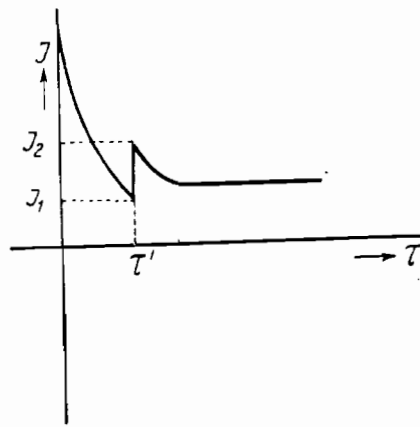


Рис. 84. Изменение тока, текущего через диэлектрик при внезапном увеличении напряжения.

изменяется на 96% своей начальной величины, если стекло, толщиной 0,8 мм, было поляризовано при $U = 1000$ вольт.

Второй метод измерения поляризации заключается в том, что напряжение, приложенное к диэлектрику, резко изменяется с U_1 на U_2 . При этом ток дает бросок с I_1 до I_2 (рис. 84). Считая, что в первое время после переключения P останется неизменным, можем написать

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{U_1 - P}{U_2 - P}, \quad (81)$$

где I_2 — значение тока после переключения напряжения с U_1 на U_2 . Из формулы (81) можно, зная I_1 , I_2 , U_1 и U_2 определить P .

Измерение значений поляризации показало, что эл.-дв. сила поляризации в твердых диэлектриках во много раз превосходит все значения эл.-дв. сил поляризации, наблюдающиеся в жидкостях. Поэтому поляризации в твердых диэлектриках присвоено название высоковольтной поляризации. Ниже мы приводим таблицу значений поляризации при различных приложенных напряжениях в кварце и селитре (NaNO_3) — монокристаллах, мелко-кристаллическом парафине и аморфном метастироле.

¹ За это время P успевае измениться сравнительно немного.

На рис. 85 приведены, кроме того, данные для метастирола и кальцита. Из таблицы и рисунка видно, что с повышением приложенного напряжения эл.-дв. сила поляризации растет, постепенно приближаясь к некоторому постоянному значению. Отсюда следует, что применять закон Ома в обычной трактовке, т. е. без учета поляризации к установившемуся сквозному току, нельзя, так как P не является линейной функцией U .

б) Поляризационная емкость. Наличие поляризации в большинстве твердых диэлектриков, как мы видели ранее, приводит к уменьшению с течением времени тока в диэлектрике и возникновению обратного тока при замыкании диэлектрика, как если бы некоторое количество электричества абсорбировалось в диэлектрике. Это количество электричества, изображаемое на рис. 81 площадью, ограниченной кривой спадания

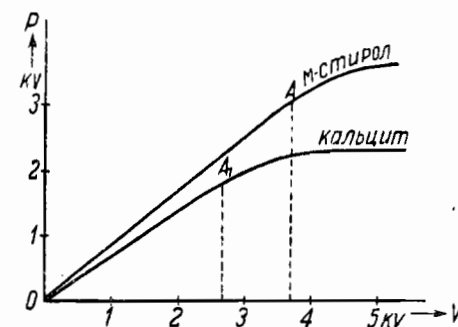


Рис. 85. Зависимость поляризации от напряжения для метастирола и кальцита. (По Александрову).

тока, может быть выражено как $Q = \int I dt$, если сила тока за время τ спала от I_0 до I_2 . Это количество электричества запасается конденсатором с твердым диэлектриком сверх того количества электричества $Q_0 = C_0 U$, которое обуславливается его емкостью C_0 , вычисленной из геометрических соображений по известной формуле

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi d}, \quad (82)$$

где ϵ_0 — „оптический“ диэлектрический коэффициент диэлектрика, S — его площадь и d — толщина.¹

¹ Практически ϵ_0 является значением диэлектрического коэффициента при высокой частоте.

Таким образом мы можем считать, что кроме обычной „геометрической“ емкости, конденсатор с твердыми диэлектриками имеет еще дополнительную емкость

$$C_p = \frac{Q}{P} = \frac{\int_0^{\infty} I dt}{R(I_0 - I_1)}, \quad (83)$$

которая носит название поляризационной емкости.

Если известно начальное значение тока I_0 , то численное значение поляризационной емкости для каждого образца может быть вычислено из данных опыта по вышеприведенной формуле.

Различные диэлектрики дают разные величины поляризационной емкости. В одних случаях поляризационная емкость немногим отличается от геометрической емкости образца, а в других случаях — превосходит значения геометрической емкости в несколько тысяч раз. Причина этого различия может быть понята из следующего представления. По определению

$$C_p = \frac{Q}{P} \quad (84)$$

и с другой стороны можно положить

$$C_p = \frac{\varepsilon S}{4\pi d_p}, \quad (85)$$

как для всякого конденсатора. В этой формуле d_p есть толщина не всего диэлектрика, а лишь той его части, в которой запасено количество электричества Q . Ф-ла (85) показывает, что если d_p мало, т. е. объемный заряд сосредоточен в узком слое около электрода, то поляризационная емкость велика, если же заряд расположен в более широком слое, то поляризационная емкость может иметь и небольшое значение. Обратно, зная поляризационную емкость, можно оценить толщину слоя d_p , в которой сосредоточен заряд.

Измерения поляризационной емкости для различных диэлектриков показали, что в некоторых веществах, как например кварце, NaCl, KCl, метастироле, стекле, поляризационная емкость близка к геометрической и, следовательно, поглощенный заряд распределен почти по всей толще диэлектрика. Что же касается кальцита (CaCO_3), то в некоторых образцах его поляризационная емкость в несколько тысяч раз превосходит геометрическую. Толщина слоя, в котором сосредоточен поглощенный заряд, вычисленная по вышеприведенному способу, имеет значения порядка 10^{-4} см, независимо от толщины кристалла. Величина поляризационной емкости для диэлектриков с большим значением ее, по данным Синельникова [50], не зависит ни от температуры, ни от поля, приложенного к образцу, ни от кристаллографического направления.

с) Механизм образования поляризации. Сущность явления, которое мы называем высоковольтной поляризацией, заключается, как мы видели, в том, что по приложению к диэлектрику разности потенциалов U через него пойдет ток $I=f(t)$, сила которого уменьшается со временем, и при замыкании конденсатора пойдет

обратный ток $I_1=f(t)$, также спадающий со временем. Для диэлектрика, обладающего некоторой проводимостью и не имеющего поляризационной емкости, вид функции I может быть представлен (за исключением может быть самых начальных моментов) в виде суммы двух токов — нормального тока смещения $i_1=f(t)$ и нормального тока проводимости i_{ck} . При этом i_1 как известно, удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} - R \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} i_1 = 0, \quad (86)$$

где L и R — самоиндукция и сопротивление подводящих проводов.

Решением этого уравнения является периодическая или аperiodическая затухающая функция.

Практически при малых L и R уже через малое время ток i_1 , идущий на зарядку геометрической емкости, спадает до нуля и остается сквозной ток проводимости i_{ck} . Если же диэлектрик имеет поляризационную емкость, то к выражению суммарного тока I прибавится еще один член — ток, идущий на зарядку поляризационной емкости i_a :

$$I = i_1 + i_{ck} + i_a. \quad (87)$$

Для объяснения этого добавочного члена i_a был применен целый ряд гипотез, из которых часть сейчас имеет лишь исторический интерес.

Чисто формальным способом Максвелл показал, что абсорбционный ток должен наблюдаться в диэлектрике, если он состоит из перпендикулярных к направлению поля слоев с разной проводимостью и разным диэлектрическим коэффициентом. Такой диэлектрик может быть схематически представлен как его геометрическая емкость и ряд различных элементарных емкостей, шунтированных сопротивлениями.

Мы рассмотрим лишь в общих чертах поведение диэлектрика, состоящего из двух слоев, представленных на рис. 86 в виде двух различных конденсаторов C_1 и C_2 , причем положим для простоты толщины прокладки в конденсаторах равными друг другу: $d_1=d_2=d$. Сопротивления конденсаторов, изображенные на рис. 86 в виде шунтирующих ветвей R_1 и R_2 и следовательно и удельные сопротивления ρ предположим тоже равными, но диэлектрические коэффициенты $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$.

Если к этой системе приложить постоянную разность потенциалов U , то в первый момент времени, вследствие большой величины сопротивлений R_1 и R_2 , напряжение распределится по емкостям.

Обозначим напряженность поля в первом и втором конденсаторах в первый момент через E_{10} и E_{20} соответственно. Тогда справедливы уравнения

$$U = E_{10} d + E_{20} d, \quad (88)$$

$$D = E_{10} \varepsilon_1 = E_{20} \varepsilon_2, \quad (89)$$

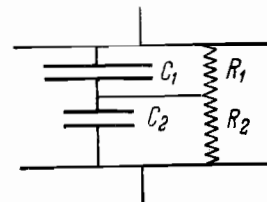


Рис. 86.

где D смещение, одинаковое в обоих диэлектриках. Из этих двух уравнений получаем

$$E_{10} = U \frac{\varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)d} \quad \text{и} \quad E_{20} = U \frac{\varepsilon_1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)d}. \quad (90)$$

Плотности тока в первый момент определяются уравнениями: в первом диэлектрике

$$i_{10} = \frac{1}{\rho} E_{10} = \frac{U}{d\rho} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \quad (91)$$

а во втором

$$i_{20} = \frac{1}{\rho} E_{20} = \frac{U}{d\rho} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (92)$$

Если предположить, что $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, то, очевидно, что плотность омического тока во втором диэлектрике в первый момент больше. Вследствие этого распределение зарядов на обкладках конденсаторов нашей системы с течением времени будет меняться. Если представить нашу систему как два разных диэлектрических слоя, разделенных металлической пластиной, то в первый момент заряд на этой пластине равен нулю. В последующие моменты эта пластина будет заряжаться, в нашем случае, зарядом, перетекающим с нижней обкладки конденсатора C_2 через сопротивление R_2 .

Скорость нарастания заряда на граничной поверхности равна скорости изменения разности смещений в первой и второй средах, деленной на 4π .

Это выражается уравнением

$$i_2 - i_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dt} (D_1 - D_2), \quad (93)$$

или, выражая плотности токов и смещения через напряженности поля, получим

$$\frac{1}{\rho} E_2 - \frac{1}{\rho} E_1 = \frac{1}{4\pi} \left(\varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} \right). \quad (94)$$

Это уравнение вместе с уравнением

$$E_1 d + E_2 d = U \quad (95)$$

дает дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{U}{d} - E_1 \right) - \frac{1}{\rho} E_1 = \frac{1}{4\pi} \left(\varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_2 \frac{d \left(\frac{U}{d} - E_1 \right)}{dt} \right). \quad (96)$$

После простых преобразований получим

$$\frac{dE_1}{dt} + \frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} E_1 = \frac{4\pi}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{U}{\rho d}. \quad (97)$$

Это уравнение имеет решение

$$E_1 = A + Be^{-\alpha t}. \quad (98)$$

Для того чтобы определить постоянные, подставим решение (98) в уравнение (97)

$$-B\alpha e^{-\alpha t} + \frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} A + \frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} Be^{-\alpha t} = \frac{4\pi}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{U}{\rho d}. \quad (99)$$

Полученное равенство справедливо в любой момент времени, поэтому для $t = \infty$ имеем

$$\frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} A = \frac{4\pi}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{U}{\rho d} \quad (100)$$

и следовательно

$$-B\alpha e^{-\alpha t} + \frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} Be^{-\alpha t} = 0. \quad (101)$$

Из этих уравнений определяем A и α

$$A = \frac{U}{2d} \quad (102)$$

$$\alpha = \frac{8\pi}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\rho}. \quad (103)$$

Подставив эти значения в уравнение (98), получим

$$E_1 = \frac{U}{2d} + Be^{-\frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} t}. \quad (104)$$

В момент времени $t = 0$

$$E_1 = E_{10} = \frac{U}{d} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$$

и следовательно для этого момента уравнение (104) имеет вид

$$\frac{U}{d} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = \frac{U}{2d} + B, \quad (105)$$

откуда

$$B = -\frac{U}{2d} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (106)$$

Окончательно

$$E_1 = \frac{U}{2d} - \frac{U}{2d} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} e^{-\frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} t}. \quad (107)$$

Аналогичным путем мы могли бы найти напряженность поля во втором диэлектрике

$$E_2 = \frac{U}{2d} + \frac{U}{2d} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} e^{-\frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} t}. \quad (108)$$

Из этих уравнений видно, что при $t = \infty$

$$E_1 = E_2 = \frac{U}{2d},$$

е. напряженность поля в обоих конденсаторах имеет одинаковое значение. Если вспомнить, что мы положили сопротивления диэлектриков одинаковыми, то это значит, что через некоторое время после включения напряжения распределение поля практически определяется только сопротивлениями. Время, в течение которого достаточно точно установится такое распределение поля, зависит от величины $\frac{8\pi}{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$. Обычно величину, обратную этой,

$$\frac{\rho(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{8\pi} = T, \quad (109)$$

называют постоянной времени системы. Она имеет размерность времени и численно равна времени, в течение которого переменная уменьшается в $e = 2,718$ раз.

Плотность тока определяется уравнением

$$i = \frac{1}{\rho} E_1 + \frac{\varepsilon_1}{4\pi} \frac{dE_1}{dt}. \quad (110)$$

Подставляя значение E_1 из уравнения (107), получим

$$i = \frac{1}{\rho} \left(\frac{U}{2d} - \frac{U}{2d} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} e^{-\frac{t}{T}} \right) + \\ + \frac{U}{8\pi d} \cdot \frac{\varepsilon_1(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{1}{T} e^{-\frac{t}{T}}.$$

После некоторых преобразований это уравнение принимает вид

$$i = \frac{U}{2\rho d} + \frac{U}{2\rho d} \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} e^{-\frac{t}{T}}. \quad (111)$$

Точно такое выражение для плотности тока i мы получили бы, если бы исходили из напряженности поля во втором диэлектрике

$$i = \frac{E_2}{\rho} + \frac{\varepsilon_2}{4\pi} \frac{dE_2}{dt}.$$

Таким образом, как видно из выражения (111), ток в нашей системе может быть разделен на две части (заметим, что мы здесь не учитывали тока, идущего на первоначальную зарядку геометрической емкости системы). Первая часть тока не зависит от времени и определяется сопротивлением системы, назовем ее сквозным током

$$i_{ch} = \frac{U}{2\rho d}. \quad (112)$$

Вторая часть тока, идущая на создание заряда между слоями разных диэлектриков, быстро спадает со временем до нуля. Назовем эту часть тока током адсорбции

$$i_a = \frac{U}{2\rho d} \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} e^{-\frac{t}{T}}. \quad (113)$$

Таким образом формально явление абсорбции можно объяснить, исходя из предположения, что диэлектрик является неоднородным. Произвести какую-либо численную проверку обычно не представляется однако возможным, так как нам неизвестна природа неоднородностей.

Из эмпирических формул, передающих спадание абсорбционного тока, лучше всего во многих случаях оправдывается следующая

$$i = at^{-n}, \quad (114)$$

где n — коэффициент порядка 0,5—0,8. Очевидно, что эта формула имеет лишь ограниченную применимость, так как при $t=0$ она дает нелепое значение $i = \infty$. Для отдельных участков кривой спадания абсорбционного тока достаточно хорошо оправдывается также и более простая формула, аналогичная (113)

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (115)$$

где T — некоторый коэффициент, постоянная времени.

Исходя из ф-лы (113) для элементарного абсорбционного тока, разные авторы дают ряд формул, более или менее точно передающих реальную кривую спадания тока, именно:

$$\left. \begin{aligned} i_a &= ae^{-bt^n} \dots \dots \dots \text{Ж. Кюри [51]} \\ i_a &= \frac{a}{1+bt} \dots \dots \dots \text{Швейдлер [52]} \\ i_a &= -\frac{a}{b} \frac{1}{t} + C \dots \dots \dots \text{Траутон [53]} \end{aligned} \right\} \quad (116)$$

Физическое представление о механизме абсорбции заряда в твердых диэлектриках выражалось целым рядом гипотез, из которых основные мы перечислим:

Р. Кольрауш полагал, что электрические заряды с поверхности электрода под действием поля входят в глубь диэлектрика, а по снятии поля возвращаются назад. Эта гипотеза сейчас имеет лишь исторический интерес.

Ж. Кюри предположил, что диэлектрик построен из весьма малых объемов, внутри каждого из которых, вследствие нормальной электролитической поляризации, создаются встречные эл.-дв. силы поляризации порядка 1—2 вольт. Эти элементарные аккумуляторы соединены последовательно, чем и объясняются большие значения электродвижущих сил поляризации.

В настоящее время можно считать общепринятой точку зрения, что абсорбционные процессы связаны с искажением электрического поля внутри диэлектрика, т. е. накопления объемного заряда, создающего встречную эл.-дв. силу. Все экспериментальные работы вполне подтверждают наличие такого искажения поля, и ниже мы рассмотрим распределение потенциала в диэлектрике и связанное с ним физическое представление о природе высоковольтной поляризации.

Можно представить себе в основном два варианта распределения

потенциала внутри поляризованного, обладающего поляризационной емкостью диэлектрика: 1) что поле в диэлектрике имеет наибольшую напряженность в средней части (Р. Хике) [54] и 2) что наибольшую напряженность имеет поле у электродов (А. Иоффе) [55]. Мы будем придерживаться теории Иоффе, так как она подтверждается рядом экспериментальных данных, часть которых приводим ниже.

Если к конденсатору приложено напряжение, то электрод притягивается к диэлектрику с силой

$$F = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}, \quad (117)$$

где E — напряженность поля у поверхности диэлектрика. Если напряженность поля у электродов меньше, чем в средней части диэлектрика, то притяжение электрода к поверхности диэлектрика будет меньше, чем вычисленное по ф-ле (117), в предположении, что поле однородно и $E = \frac{U}{d}$. Если же напряженность поля у поверхности увеличено, то следует ожидать сил притяжения больших чем вычисленные.

Измерение сил притяжения дало результаты, приведенные в табл. 14:

Таблица 14.

Сила отрывания электрода от диэлектрика при разных напряжениях поля.

Средняя напряженность	Сила отрывания, в граммах			
	Эбонит		Слюда	
	Наблюден. 1	Вычисл. по (117) 2	Наблюден. 3	Вычисл. по (117) 4
1×10^4 В/см	0,6	0,41	0,9	0,8
2	2,42	1,61	3,4	3,2
3	5	3,62	7,5	7
4	9,5	6,3	14	13
5	14,5	10,0	22	20
6	21,0	14	25	28
7	25	19	25	38
8	25	25	25	50

Из таблицы видно, что при не очень больших средних напряженностях поля подтверждается существование больших напряженностей у электродов. Отклонения, получающиеся при сильных полях, видимо могут быть объяснены тем, что наступает частичный переход зарядов с электрода на диэлектрик, так как напряженность поля в отдельных точках поверхности достигает 10^7 — 10^8 В/см и, следовательно, делается возможным вырывание электронов этим полем, приводящее к частичной нейтрализации заряда в диэлектрике.

Более детальные исследования распределения потенциала в твердых диэлектриках методом зондов, произведенное для кварца, при высоких температурах (около 150°) Иоффе [55] и затем для стекла и каменной соли Синельниковым и Вальтером [56], подтвердило теорию Иоффе

и привело к следующим результатам. В момент наложения поля на диэлектрик мы получаем внутри его постоянную напряженность, т.е. прямолинейное распределение потенциала

$$\frac{dU}{dx} = \text{const}$$

(рис. 87 и 88, кривая 1).

Однако тотчас же по наложении поля начинается абсорбция заряда и распределение потенциала приобретает вид:

$$\frac{dU}{dx} = f(x),$$

где x — расстояние от электрода, причем вид этой функции $f(x)$ различен для различных диэлектриков. Кривая распределения потенциала не обязательно симметрична, как это имеет место в стекле, каменной соли и ряде других диэлектриков. В случае кварца была

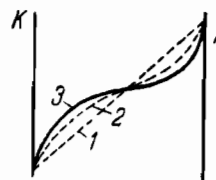


Рис. 87. Распределение поля в поляризованном диэлектрике типа кварца.

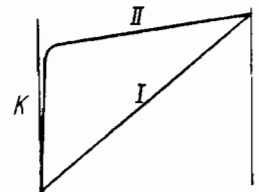


Рис. 88. Распределение поля в поляризованном диэлектрике типа кальцита.

получена немного ассиметричное распределение (рис. 87), а в кальците почти все падение потенциала сосредоточено в тонком слое порядка $2 \cdot 10^{-4}$ см у катода (рис. 88).

Известны и другие случаи резко-асимметричного распределения потенциала. Таким образом, исследования распределения потенциала в твердых диэлектриках приводят к тому же результату, что и измерения поляризационной емкости: следует различать диэлектрики с диффузно (по всей почти толще) распределенным объемным зарядом, как например кварц, и диэлектрики с концентрированным объемным зарядом, как кальцит.

Для случая кальцита К. Д. Синельниковым [50] было сделано подробное исследование распределения потенциала в приэлектродном слое, путем постепенной сошлифовки поверхности кристалла у катода. Полученная в результате опыта кривая распределения потенциала удовлетворяет формуле

$$V = V_0 e^{-\frac{l}{d_p}}, \quad (118)$$

где d_p — толщина слоя, в котором сосредоточен объемный заряд (поляризационного слоя) и l — толщина сошлифованного слоя.

Этот вид распределения потенциала дает возможность выразить

распределение заряда внутри поляризационного слоя формулой

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{l}{d_p}}, \quad (119)$$

где ρ — объемная плотность заряда в поляризационном слое.

Как уже упоминалось выше, поляризация не только меняется от диэлектрика к диэлектрику, но и от образца к образцу. Это заставляет думать, что существенную роль в поляризационных явлениях играют элементы случайного происхождения, как например примеси и всякого рода химические и физические неоднородности. В пользу этой точки зрения говорит то обстоятельство, что например американский кальцит, имеющий гораздо меньшую электропроводность (в 10 раз), чем русский и исландский — следовательно, более чистый, не обнаруживает поляризации.

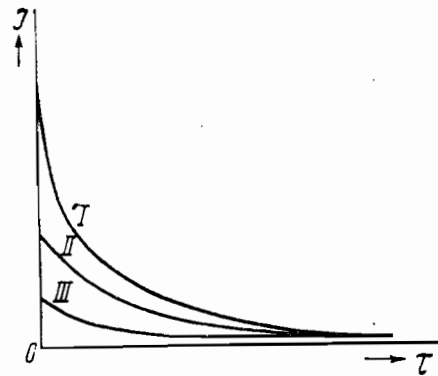


Рис. 89. Спадание тока со временем в кристаллах различной степени чистоты. Кривые I, II и III соответствуют последовательным степеням очистки.

Постепенная очистка кристаллов каменной соли путем перекристаллизации с каждой перекристаллизацией уменьшает электропроводность, как это видно на пример из данных, приведенных на рис. 89. Особенно сильно при этом убывает электропроводность, соответствующая начальным токам.

Особенно интересны в этом отношении опыты по исследованию поляризации (концентрированной) в селитре, произведенные Гохбергом [57]. Из величины поляризационной емкости было

показано, что объемный заряд сосредоточен в слоях порядка 0,01 мм у обоих электродов.

В кристаллах же, очищенных перекристаллизацией, поляризация наблюдалась очень слабая. Если тот же чистый кристалл прогревался с приложенными к нему электродами, то после прогрева обнаруживалась сильная поляризация, повидимому, обусловленная вхождением (диффузией) металлических частиц из электрода в диэлектрик, т. е. загрязнением кристалла.

Вместе с увеличением поляризации при загрязнении кристаллов возрастало и абсорбированное количество электричества.

В предположении равномерного распределения заряда в поляризационном слое можем получить из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 P}{dx^2} = -4\pi\rho \quad (120)$$

двукратным интегрированием для P следующее выражение

$$P_x = 2\pi\rho x^2. \quad (121)$$

Отсюда следует, что разность потенциалов на поляризационном слое, если толщина его равна d_p , будет

$$P = 2\pi\rho d_p^2. \quad (122)$$

Абсорбированный на единицу поверхности заряд равен

$$Q_a = \rho d_p. \quad (123)$$

Это приводит к связи между электродвижущей силой поляризации P и абсорбированным зарядом Q_a вида

$$Q_a^2 = \frac{\rho}{2\pi} P. \quad (124)$$

Отсюда, зная объем поляризационных слоев и в предположении равномерного распределения заряда, можно вычислить объемную плотность распределения заряда

$$\rho = \frac{2Q_a^2}{P} \pi. \quad (125)$$

Для очищенных перекристаллизацией кристаллов это дает приблизительно 1 элементарный заряд на $1,2 \cdot 10^{12}$ атомов решетки кристалла и для грязных — 1 элементарный заряд на $2 \cdot 10^8$ атомов решетки, при потенциале поляризации около 10 вольт.

Представление о равномерном распределении здесь введено лишь для упрощения расчета. На самом деле, равномерное распределение невероятно, но порядок величины при этом расчете получается правильный.

§ 16. Сопротивление твердых диэлектриков. Вследствие того, что ток, проходящий в цепи конденсатора с твердым диэлектриком, с течением времени при постоянном приложенном напряжении изменяется, сопротивление диэлектрика долгое время считалось величиной переменной. Обычно в таблицах приводятся значения удельного

сопротивления $\rho_{ek} = \frac{R'_{ek} S}{l}$, измеренные при постоянном напряжении при установившемся сквозном токе через диэлектрик и рассчитанные по формуле $R_{ek} = \frac{U}{I}$.

Однако сопротивление диэлектрика можно выразить определенной, постоянной в широком интервале времени величиной, если вычислять его, принимая во внимание величину электродвижущей силы поляризации в момент измерения. В самом деле, мы измеряем сопротивление по току I_t , проходящему через систему, но считаем этот ток $I_t = f(U)$ в то время, как действующая электродвижущая сила будет не U , а $U - P_t$, где P_t — поляризация в момент времени t и ток I_t следует считать

$$I_t = f(U - P_t).$$

Учитывая явление поляризации, мы поэтому принимаем для закона Ома формулу

$$I_t = \frac{U - P_t}{R}. \quad (79)$$

и по этой формуле и должны рассчитывать сопротивление твердого поляризующегося диэлектрика. Из табл. 15, в которой составлены значения сопротивлений, вычисленных по формуле $R' = \frac{U}{I}$ и по уточненной ф-ле (79), видно, что ф-ла (79) приводит к постоянным значениям сопротивления в интервале времени от 10^{-3} до 20 сек. после включения напряжения.

Таблица 15.

Сопротивление стекла как функция времени.

τ в сек.	R' в $\Omega/\text{см}^3$	R в $\Omega/\text{см}^3$
0,001	$3,79 \cdot 10^{14}$	$3,68 \cdot 10^{14}$
0,01	46,12	3,71
0,1	211	3,72
0,2	382	3,71
0,5	570	3,69
1,0	716	3,72
5,0	803	3,69
20,0	821	3,70

В таблице τ — время, протекшее с момента приложения напряжения, до момента измерения. Применение формулы $R_{ck} = \frac{U}{I_{ck}}$ приводит к неоднозначным результатам для одного и того же диэлектрика даже и тогда, когда измерение производится при установившемся сквозном токе. При этом получаются значения R_{ck} , зависящие от U .

Одна из причин отступления от закона Ома это та, что, как мы видели выше (см. стр. 133), величина электродвижущей силы поляризации при повышении напряжения стремится к некоторому пределу, причем только при сравнительно невысоких напряжениях $P = \alpha U$, а следовательно, и $I_{ck} = \beta(U - P)$, где α и β — постоянные коэффициенты. При высоких же напряжениях поляризация P остается постоянной (ср. рис. 85) и разность $U - P$, а, следовательно и ток $I_{ck} = f(U - P)$ в диэлектрике растут быстрее, чем пропорционально U , поэтому значение сопротивления, определенное из формулы $R_{ck} = \frac{U}{I_{ck}}$ будет при $P = \alpha U$ постоянным, а по нарушении этого равенства — с повышением напряжения будет уменьшаться. При больших U выражения $\frac{U}{I_{ck}}$ и $\frac{U - P}{I_{ck}}$ близки, так как величина P мала по сравнению с U . Таким образом при высоких напряжениях величина $R_{ck} = \frac{U}{I_{ck}}$ близка к величине $R = \frac{U - P}{I_{ck}}$.

Нижеприведенная табл. 16 дает представление о значениях R_{ck} и R при различных напряжениях в селитре KNO_3 при температуре 37° .

Таблица 16.

Сопротивление калийной селитры как функция напряжения.

U в вольтах	$R_{ck} = \frac{U}{I_{ck}}$ в $\frac{\Omega}{\text{см}^3}$	$R = \frac{U - P}{I_{ck}}$ в $\frac{\Omega}{\text{см}^3}$
100	$4,6 \times 10^{14}$	$1,02 \times 10^{14}$
300	4,4	1,01
500	4,5	1,01
1000	4,1	1,02
1500	2,5	1,01
3000	1,4	1,02
6000	1,1	1,02
10000	1,09	1,01

Опытные данные показывают, что формула $R = \frac{U - P}{I_{ck}}$ приводит к значениям сопротивления, не зависящим от времени и мало или вообще независимым от напряжения. Формула же $R_{ck} = \frac{U}{I_{ck}}$ дает правильные значения сопротивлений только в тех случаях, когда $P = 0$ при высоких температурах, когда поляризация очень мала.

Исходя из тех соображений, что в первые моменты после включения напряжения поляризация P еще не успевает нарасти, было бы очень соблазнительно определить сопротивление R из приложенного напряжения и начального тока. В отдельных случаях такое определение R приводит повидимому к правильным результатам. Оно может однако оказаться и совершенно ошибочным по следующей причине. Изучение явления диэлектрических потерь или, иными словами, сопротивления диэлектрика при переменном напряжении приводит к выводу, что начальный ток продолжает еще быстро возрастать при приближении к моменту подачи напряжения при временах порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ сек., когда ни о какой поляризации не может быть и речи. Повидимому, кроме поляризации имеются еще и другие факторы, вызывающие спадание начального тока. При определении R из начального тока имеется поэтому опасность, что окажется включенным влияние и этих добавочных факторов и вычисленное сопротивление окажется сильно отличающимся от сопротивления неполяризованного диэлектрика. То постоянство сопротивления неполяризованного диэлектрика R , о котором говорилось на предыдущих страницах, оправдывается таким образом лишь в определенном интервале времени. При временах порядка 10^{-5} сек. и меньше сопротивление диэлектрика может быть много меньшим чем R . Природа тех относительно больших начальных токов, которые обуславливают малое значение сопротивления в начальные моменты, пока не ясна. Повидимому эти токи не являются обычными ионными токами проводимости.

Исследования, произведенные рядом ученых, как Пуль [58] и Шиллер [59], показали, что связь между сопротивлением R_{ck} и напряженностью поля E ближе всего выражается следующей эмпирической формулой

$$R_{ck} = R_0 e^{-cE} \quad (126)$$

$$\lg R_{ck} = D - c'E, \quad (127)$$

или где c — коэффициент, несколько зависящий от толщины диэлектрика. Таким образом сопротивление R_{ck} не может считаться однозначной функцией напряженности поля.

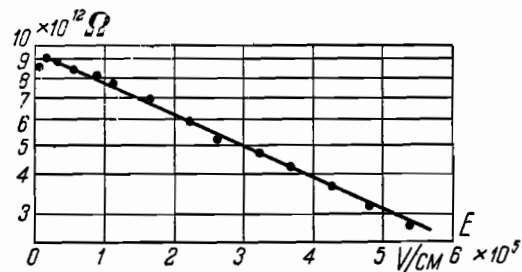


Рис. 90. Зависимость сопротивления по сквозному току от напряженности поля для стекла. (По Шиллеру).

нается совершенно точно, у слюды (рис. 91) имеются отступления от этого закона. Коэффициент c для разных стекол и для слюды имеет близкие значения.

В то время как в электрических полях до 10 kV/cm может считаться установленным, что в таких диэлектриках, как кристаллы, стекло, стирол, для начального тока оправдывается закон Ома, вопрос о применимости закона Ома к диэлектрикам в сильных электрических полях не является еще достаточно проработанным.

По данным Синельникова и А. К. Вальтера [56] в стекле и слюде начальный ток возрастает пропорционально приложенному напряжению до полей порядка 10^6 V/cm . Начальные токи определялись, однако, в этих опытах методом, который мог привести к значительным ошибкам. Более новые опыты Квиттнера [60], весьма совершенные по своей методике, показали, что для каменной соли электропроводность неполяризованного диэлектрика возрастает при увеличении напряженности поля. Полученные Квиттнером кривые приведены на рис. 92. Следует отметить, что по этим данным электропроводность сквозного тока γ_{ck} может в сильных электрических полях превышать электропроводность неполяризованного диэлектрика γ_0 , так что увеличение γ_{ck} явно не может быть объяснено одним лишь уменьшением поляризации P .

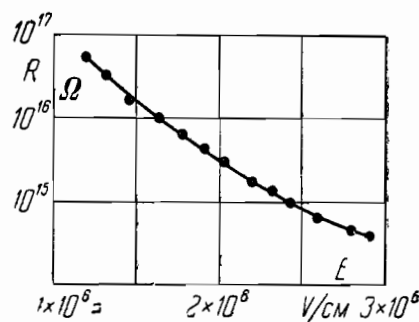


Рис. 91. То же что рис. 90, но для слюды. (По Шиллеру).

Против данных Квиттнера могло бы быть сделано то возражение, что кристаллы, с которыми он работал, не являются достаточно „совершенными“ и что поэтому для них и не должен выполняться закон Ома. Именно известно, что по мере очистки кристалла зависимость электропроводности γ_0 от напряженности поля уменьшается (ср. рис. 93, соответствующий данным Гохберга [61]).

Можно таким образом предположить, и это предположение подтверждается теорией, что в диэлектрике, представляющем собою совершенно правильную кристаллическую решетку, закон Ома будет оправдываться до полей, равных пробивным ($10^8 - 10^7 \text{ V/cm}$).

Таким образом вопрос о применимости закона Ома в сильных электрических полях переходит в другой: насколько структура реального диэлектрика близка к той идеальной картине (кристаллическая правильная решетка), из которой мы обычно исходим. Вопрос этот остается пока еще открытым, и имеются целые школы (ср. Смекаль [62]), которые считают такое отождествление недопустимым. Точно так же пока еще нет вполне надежных доказательств о применимости в каком-либо случае закона Ома к диэлектрикам при полях порядка $10^5 - 10^6 \text{ V/cm}$. Можно во всяком случае утверждать, что для большинства технических диэлектриков, никак особенно не очищенных, закон Ома в сильных электрических полях вряд ли будет выполняться.

Зависимость сопротивления от структуры. Сопротивление аморфного диэлектрика одинаково во всех направлениях, так как аморфный диэлектрик представляет собой изотропное вещество; в кристаллах же сопротивление значительно меняется в зависимости от направления. Так например, сопротивление кристаллов кварца SiO_2 параллельно главной оси симметрии равно $\rho_{||L_3} = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ } \Omega/\text{cm}^2$ и перпендикулярно к ней равно $\rho_{\perp L_3} = 330 \cdot 10^{14} \text{ } \Omega/\text{cm}^2$.

Поэтому направление максимальной силы тока в плоском конденсаторе с анизотропным диэлектриком может в общем случае и не совпадать с направлением нормали к эквипотенциальным поверхностям в диэлектрике.

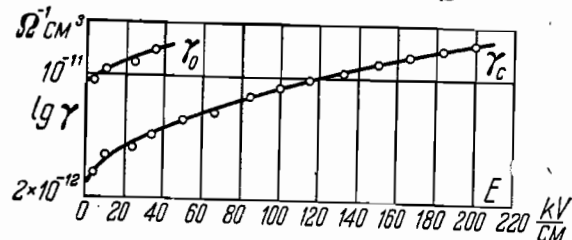


Рис. 92. Зависимость электропроводности неполяризованного диэлектрика γ_0 и электропроводности по сквозному току γ_{ck} от напряженности поля для каменной соли. (По Квиттнеру).

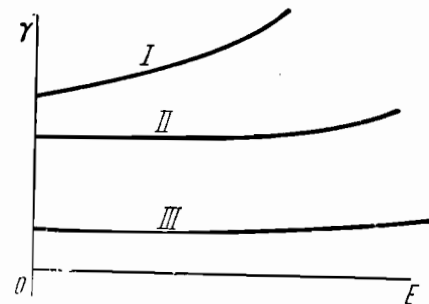


Рис. 93. Зависимость электропроводности неполяризованного диэлектрика от напряженности поля для каменной соли. (По Гохбергу).

В диэлектриках с мелко-кристаллической структурой, как правило, нет зависимости удельного сопротивления от направления, но вообще величина удельного сопротивления мелко-кристаллического агрегата значительно ниже, чем у монокристалла того же вещества. Так например, мелко-кристаллический нафталин имеет удельное сопротивление $\rho = 3 \cdot 10^{14} \text{ } \Omega/\text{см}^3$, а монокристаллы нафталина дают удельное сопротивление $\rho > 10^{17} \text{ } \Omega/\text{см}^3$. Причину этого следует видеть в добавочной электропроводности по поверхностям отдельных кристалликов агрегата.

§ 17. Сквозной ток в твердых диэлектриках. В то время как токи, идущие на зарядку геометрической емкости образца и на образование объемных зарядов, т. е. зарядку поляризационной емкости, вызывают обратимые изменения в диэлектрике, изменяющие потенциальную энергию системы, сквозной ток i_{ck} приводит к процессам необратимым. Ток, идущий на зарядку поляризационной емкости, мы можем измерить только потому, что при накоплении объемного заряда Q_p , т. е. при образовании поляризации, такое же количество электричества другого знака — Q_p связывается на электроде, а компенсирующие его в проводнике заряды, по знаку и количеству равные Q_p , образовавшие объемный заряд, освобождаются и могут быть измерены.

Сквозной же ток может наблюдаться неограниченно долгое время при установившемся распределении потенциала в системе и обусловлен количеством зарядов, переходящих на электрод в единицу времени. Явления поляризации показывают, что из всех зарядов, перемещающихся под действием поля в диэлектрике, лишь малая часть переходит на электрод. Образование поляризации происходит следующим образом: заряды из средних частей диэлектрика перемещаются к электродам и образуют объемный заряд. С другой стороны, часть скопившихся в виде объемного заряда зарядов переходит на электрод. Если подходит зарядов больше, чем уходит на электрод, то происходит накопление объемного заряда.

При накоплении создается встречная электродвижущая сила, уменьшающая поле в диэлектрике, а следовательно, и число подходящих в секунду зарядов. Стационарный процесс будет тогда, когда число подходящих к поляризационному слою зарядов будет равно числу уходящих на электрод. Однако приближение к стационарному процессу, как это видно из дальнейшего, идет еще и в другом, кроме образования встречной электродвижущей силы, направлении.

Факт образования поляризации приводит к следствию, что переход зарядов из диэлектрика на электрод весьма затруднен, т. е. что пограничный слой имеет сопротивление ρ_1 , иногда сильно превосходящее сопротивление внутренних частей диэлектрика. Подчинение сквозного тока закону Ома в довольно широких пределах показывает, что при не слишком больших полях (пока $U = \alpha P$) сопротивление ρ_1 постоянно. Ток через граничный слой равен

$$I_{ck} = \frac{E_1}{\rho_1}, \quad (128)$$

где E_1 — напряженность поля в граничном слое. Напряженность пол

в граничном слое в поляризующихся диэлектриках увеличивается по мере накопления объемного заряда от значения

$$E_0 = \frac{U}{d}$$

в отсутствии объемного заряда до значения E_1 , которое может превосходить E_0 во много раз. Точно вычислить значение E_1 сейчас трудно, так как недостаточно изучено распределение потенциала в поляризационном слое. Увеличение напряженности поля с E_0 до E_1 вызывает такое же увеличение тока I_{ck} .

Измерение тока, а отсюда и косвенное определение напряженности в граничном слое может быть произведено следующим образом: на диэлектрик подается напряжение и измеряется количество электричества, прошедшее за время τ . Оно будет равно:

$$Q_c + Q_a + Q_{ck} = \int_0^\tau I d\tau; \quad (129)$$

замыкая диэлектрик накоротко, получим количество электричества, пошедшее на обратимые процессы:

$$Q_c + Q_a = \int_0^\tau I_p d\tau. \quad (130)$$

Вычитая из (129) (130), получаем количество электричества Q_{ck} , перенесенное сквозным током за время τ .

Но

$$Q_{ck} = \int_0^\tau I_{ck} d\tau \quad \text{и} \quad I_{ck} = \frac{dQ_{ck}}{d\tau}. \quad (131)$$

Отсюда, если промежуток времени τ мал, то $I_{ck} \sim \frac{Q_{ck}}{\tau}$, где I_{ck} — среднее значение тока за время τ . Изменяя время τ , мы получаем ряд средних значений тока, дающих представление об изменении напряженности в граничном слое.

Средние значения токов растут с течением времени и таким образом сквозной ток в поляризующемся диэлектрике не является постоянным, а растет с течением времени.

При повышении напряжения, приложенного к образцу, мы имеем вначале при установившемся каждый раз режиме

$$I_{ck} = \alpha U, \quad (132)$$

а следовательно, $E_1 = \beta U$. Но выше, как мы видим, при напряженностях порядка $10^3 - 10^4 \text{ В/см}$ сквозной ток начинает расти быстрее, чем βU . Это объясняется главным образом тем, что при таких полях напряженность поля в пограничном слое достигает такой величины, что сопротивление ρ_1 перестает быть постоянным и начинает резко уменьшаться, что приводит к прекращению роста поляризации.

Таким образом, прилагая поле к диэлектрику, мы создаем в нем

объемный заряд, поле которого увеличивает сквозной ток и уменьшает поляризационный до тех пор, пока ток внутри диэлектрика не станет равным сквозному. После этого изменения распределения зарядов не происходит и процесс делается стационарным.

Экспериментальные данные показывают, что через твердый диэлектрик действием поля можно прогонять чужие ионы насквозь; так например, если пропускать ток через кристаллы NaNO_3 и в качестве положительного электрода воспользоваться расплавленным LiNO_3 , то $+$ ионы лития будут постепенно под действием поля диффундировать к катоду. Таким же образом ионы натрия можно прогонять через кварц и стекло и даже в последнее время появились указания на то, что, прилагая электрическое поле, можно прогнать ионы кислорода, водорода и некоторых других газов через стекло. Нужно отметить, что в твердых диэлектриках чрезвычайно трудно освободиться от примеси чужих ионов. Если в кристаллах мы еще можем приблизиться к чистым веществам, то в аморфных диэлектриках, особенно органических, мы всегда имеем дело с веществом загрязненным. Поэтому целый ряд гомополярных диэлектриков, в которых число собственных ионов при обычных температурах близко к нулю, обнаруживает за счет чужих ионов электропроводность гораздо большего порядка, чем им полагалось бы иметь. Величина тока в той части, которая обусловлена чужими ионами, как показывает опыт, непрерывно уменьшается с течением времени, стремясь к нулю. Такое спадание тока, в отличие от тока абсорбции, длящегося несколько минут, может продолжаться в течение многих лет. Это легко понять, так как вероятность диссоциации иона примеси пропорциональна общему количеству ионов этой примеси. Так как часть примеси в виде ионов уводится проходящим током, то вероятность диссоциации все время убывает, а следовательно должен убывать и ток.

В то время как в гетерополярных кристаллических и аморфных диэлектриках закон Фарадея почти всегда целиком подтверждается, в гомополярных соединениях нередко нарушения его. Эти нарушения указывают в одних случаях на происходящий в диэлектрике электрофорез, т. е. перенос заряженным полем включений, и следовательно, очистку диэлектрика, или же на электронную проводимость. Электроны в этом случае срываются внешними воздействиями, как например свет (особенно ультрафиолетовые и рентгеновые лучи); так как в гомополярных соединениях „своих ионов“ ожидать нельзя, то вся их электропроводность обуславливается чужими ионами, электрофорезом и, в некоторых случаях, наличием некоторого числа свободных электронов.

Случаи электронной проводимости в диэлектриках будут рассмотрены нами отдельно.

§ 18. Электролиз в диэлектриках. Сквозной ток через диэлектрик характеризуется тем, что ионы, переносящие заряд, обязательно должны доходить до электродов и отдавать свой заряд. Это положение вытекает из того, что сквозной ток представляет собой процесс необратимый. Ион доходит до электрода и, сообщая ему свой заряд, превращается в электрически-нейтральный атом или группу атомов.

Так как количество прошедшего насквозь через диэлектрик электричества за время τ равно

$$Q_\tau = n_\tau \cdot q; \quad (133)$$

где n_τ — количество ионов, отдавших заряд электроду диэлектрика за время τ , и q — заряд иона, то количество отложившегося вещества у электрода, в случае чисто-ионной проводимости, будет подчинено закону Фарадея. Наличие электронной проводимости должно вызвать отклонения от закона Фарадея в сторону меньших количеств выделившегося вещества, чем это следует из прошедшего количества электричества.

Количественное и качественное изучение продуктов электролиза дает полное представление о носителях заряда в токе, проходящем сквозь диэлектрик.

Однако целый ряд работ Варбурга, Тегетмейера и др. авторов, имевших целью изучение электролиза в диэлектриках, затруднялся тем, что выделяющиеся у электродов вещества не образуют плотного слоя, но вырастают в виде дендритов внутрь диэлектрика (рис. 65). Этого можно избежать, как показали Тубанд [63] и Шукарев [355], применяя в некоторых случаях электроды из AgI или, при высоких температурах, из стекла. Определение количества выделенных при электролизе веществ с этими предосторожностями дало с точностью до 0,1% значения, соответствующие закону Фарадея в NaCl , кальците (CaCO_3), стекле по данным Квиттнера [65] и в других диэлектриках по данным Шиллера [66].

В то время как ионы разных знаков в жидкостях играют примерно одинаковую роль в переносе электричества, участие в токе ионов разных знаков в твердых диэлектриках может значительно различаться. Так например, ток в кальците и каменной соли при температурах около 200° обусловлен почти целиком положительными ионами Na^+ и Ca^{++} .

Такое различие может быть объяснено тем, что при диссоциации молекул жидкости образуются сразу свободные ионы разных знаков, которые и переносятся полем. В твердых же диэлектриках разные ионы имеют различную потенциальную энергию и, естественно, энергия теплового движения в первую очередь идет на диссоциацию (вырывание из их „места“ в решетке) слабее связанных ионов. Более сильно связанные ионы срываются при более высоких температурах. Эта точка зрения подтверждается тем, что при испарении например каменной соли, при нагревании в вакууме, сначала испаряются почти исключительно ионы натрия и лишь при значительном повышении начинают лететь ионы хлора.

Данные исследования электропроводности дают такой же результат. На кривой рис. 94, изображающей зависимость электропроводности от температуры в каменной соли, видно довольно резкое изменение наклона при $t^\circ = 600^\circ$, которая соответствует тому, что ионы хлора начинают принимать значительное участие в токе через кристалл.

Наименее связанными в решетке обычно являются ионы примесей, поэтому в особенности при температурах, когда основные ионы решетки еще мало диссоциированы, значительное участие в токе при-

нимают эти „чужие“ ионы. Поэтому загрязненные кристаллы имеют очень большую электропроводность, при очистке спадающую до постоянного значения (для разных кристаллов одного и того же вещества), что хорошо видно из табл. 17 для аммониевых квасцов, подвергнутых очистке путем повторной перекристаллизации.

Таблица 17.

Электропроводность аммониевых квасцов при повторной перекристаллизации, в 10^{-16} см⁸/Ω.

Исходн. матер.	1-я перекр.	3-я перекр.	4-я перекр.
4 200	138	21,8	22,8
700	30	22,8	21,6
2 700	72	22,2	21,0
4 800	60	22,2	21,3

К явлениям электролиза в диэлектриках тесно примыкает круг явлений, обусловленных иногда различными, как увидим ниже, механизмами, но объединяемые под общим названием формовки.

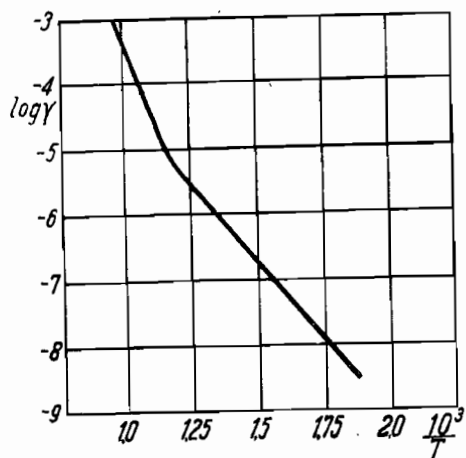


Рис. 94. Зависимость электропроводности каменной соли от температуры.

имеющий сопротивление, во много раз большее (возможно в несколько сот раз), чем стекло.

Появление этого слоя меньшей проводимости сопровождается перераспределением потенциала, как это происходит в двухслойном конденсаторе, т. е. на слой с малой проводимостью приходится большее падение напряжения. Таким образом, вследствие формовки получается искажение поля в диэлектрике, сводящееся к тому, что падение напряжения, ранее приходившееся на всю толщу диэлектрика, теперь приходится почти исключительно на формовочный слой (если формовочный слой проводит значительно хуже самого материала). Распределение напряжения, бывшее первоначально прямолинейным, примет вид, изображенный на рис. 88.

Так как толщина x формовочного слоя мала по сравнению с толщиной всего диэлектрика, то количество электричества

$$Q = CV,$$

заряжавшее до формовки конденсатор толщиной d до потенциала V , окажется уже недостаточным для зарядки емкости $C' = \frac{\epsilon S}{4\pi x}$,

образовавшейся вследствие формовки (можно рассчитывать этот случай как два последовательные конденсатора, заряжаемые через сопротивление; однако, так как сопротивление формовочного слоя значительно превосходит основное сопротивление диэлектрика, мы можем пренебречь емкостью прежнего конденсатора).

Поэтому диэлектрик адсорбирует некоторое добавочное количество электричества, необходимое для зарядки емкости, образовавшейся вследствие формовки (рис. 95). Как показал Курчатов [67], наличие формовки следует учитывать особенно в тех случаях, когда мы задаемся целью определять диэлектрический коэффициент материала по емкости конденсатора определенных геометрических размеров по формуле:

$$\epsilon = \frac{Q 4 \pi d}{SV}.$$

В случае формовки Q будет иметь значение во много раз большее, чем полагается из геометрических соображений, и поэтому значение ϵ получится преувеличенным. Так например, для стекла легко получить фиктивное значение $\epsilon = 400$ вместо нормального 5—6.

Явление формовки следует учитывать и при определении толщины диэлектрика с известной ϵ по емкости конденсатора с электродами определенной площади.

Вообще говоря, в этом случае вместо общей толщины диэлектрика мы получим значение гораздо меньшее, зависящее только от емкости формовочного слоя. На слоях малых толщин это может, как например для стекла, дать погрешность в 20—100 раз.

§ 19. Зависимость электропроводности от температуры. Электропроводность твердых диэлектриков γ , а следовательно, и удельное сопротивление $\frac{1}{\gamma} = \rho$ изменяются в зависимости от температуры диэлектрика. Рассматривая эту зависимость, мы будем исходить из величины электропроводности $\gamma = \frac{I_0}{V} = \frac{I}{V - P}$, из соображений, приведенных в предыдущих параграфах. Вид функции $\gamma = f(T)$ может быть выведен из рассмотрения механизма электропроводности кристаллов.

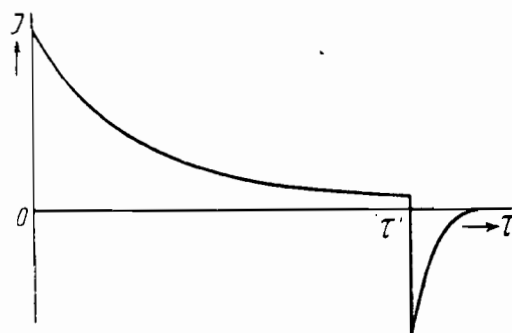


Рис. 95. Разрядный и зарядный ток в случае формующегося диэлектрика.

Различные представления о механизме электропроводности приводят в общем к различным видам функции $\gamma = f(T)$. В наиболее общем виде разработана теория электропроводности Френкеля, которую мы приведем в сжатом виде.

а) Теория Френкеля [67]. Исходным положением теории Френкеля является следующее представление об электропроводности: ион, колеблющийся возле положения равновесия, имеет некоторую вероятность α выскочить (испариться) из этого положения за время, равное единице, в „междурешеточное пространство“, где он опять начинает колебаться, возле некоторого „псевдо-равновесного“ положения. Это и есть диссоциация.

Из одного псевдо-равновесного положения ион может с вероятностью α' перейти в другое псевдо-равновесное, в котором опять будет колебаться и т. д. до тех пор, пока не попадет в пустое место решетки, где и начнет колебаться возле равновесного положения (ассоциация), вероятность чего обозначим через β . Наконец ион может перескочить из своего места в решетке в соседнее с ним пустое место в решетке же, что эквивалентно перемещению пустого места, вероятность чего для данного пустого места в единицу времени обозначим через α'' .

Пусть число пустых мест в решетке равно n'' и число ионов в междурешетчатом пространстве равно n' . Тогда вероятность ассоциации β , т. е. всакивание диссоциированного иона в решетку, будет:

$$\beta = j n' n'' \quad (134)$$

в случае беспорядочного движения. Если диссоциированные ионы и пустые места равномерно распределены в кристалле, то $n' = n''$ и

$$\beta = j n'^2, \quad (135)$$

где j — коэффициент, зависящий только от температуры, как и α , α' и α'' . Вероятность появления нового диссоциированного иона будет пропорциональна числу недиссоциированных ионов,

$$n_0 - n',$$

где n_0 — полное число ионов в единице объема. Изменения во времени числа диссоциированных ионов равно

$$\frac{dn'}{dt} = \alpha (n_0 - n') - j n'^2. \quad (136)$$

Если диэлектрик находится в стационарном состоянии, то

$$n' = \text{const}$$

и

$$j n'^2 + \alpha n' - \alpha n_0 = 0,$$

откуда

$$n' = -\frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4j\alpha n_0}}{2j}. \quad (137)$$

Если степень диссоциации $\frac{n'}{n_0} = \nu$ мала, то мало соответственно и α , и для ν из (137) получается выражение

$$\frac{n'}{n_0} = \nu \cong \sqrt{\frac{\alpha}{jn_0}} \quad (138)$$

по порядку величины равно

$$j = \frac{g}{n_0 \tau'}, \quad (139)$$

где $\frac{g}{n_0}$ — объем, приходящийся на один ион решетки, τ' — время существования иона в диссоциированном состоянии и g — величина, близкая к единице. Положим, что τ'_0 и τ_0 — периоды колебаний диссоциированного и недиссоциированного иона и τ — время существования иона в недиссоциированном состоянии.

Из теории адсорбции известно, что

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\alpha} &= \tau = \tau_0 e^{\frac{W_0}{kT}} \\ \frac{1}{\beta} &= \tau' = \tau'_0 e^{\frac{W'_0}{kT}}, \end{aligned} \right\} \quad (139a)$$

и соответственно

где W_0 — работа вырывания иона из решетки в междурешетчатое пространство, а W'_0 — работа перемещения иона из одного псевдо-равновесного положения в другое, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Подставляя в (138), (139) и (139a), получим

$$\nu \sim \sqrt{\frac{\tau'}{g\tau}} = \sqrt{\frac{\tau'_0}{g\tau_0}} e^{-\frac{W_0 - W'_0}{2kT}}. \quad (140)$$

Далее, коэффициент диффузии, принимая во внимание лишь диссоциированные ионы, можно выразить как

$$D' = \frac{1}{6} \delta v = \frac{1}{6} \frac{\delta^2}{\tau'}, \quad (141)$$

где δ — среднее перемещение иона в междурешеточном пространстве, а τ' — время пребывания иона в междурешеточном пространстве и, следовательно, $v = \frac{\delta}{\tau'}$ — средняя скорость иона.

В отсутствии поля диффузия идет во все стороны с одинаковой средней скоростью. При наложении же поля появляется добавочная скорость в направлении поля v , пропорциональная силе qE , действующей на ион, причем E — напряженность поля и q — заряд иона

$$v = \frac{qE}{f}.$$

Коэффициент f определяется сопротивлением среды. Отсюда для тока

$$j = q v n' = \frac{q^2 n' E}{f}$$

и для электропроводности γ

$$\gamma = \frac{q^2 n'}{f} = \frac{q^2 n_0 \cdot \gamma}{f} \quad (142)$$

Но согласно уравнению Эйнштейна

$$f D' = kT, \text{ т. е. } f = \frac{kT}{D'}, \quad (143)$$

где k — постоянная Больцмана.

Заменяя в выражении электропроводности f через $\frac{kT}{D'}$ и далее D' через (140) и (141) получаем

$$\gamma = \frac{n q^2 \hat{d}^2}{6 \kappa T \sqrt{g \tau_0 \tau_0'}} e^{-\frac{W_0 - W_0'}{2kT}}. \quad (144)$$

Объединяя все мало влияющие на ход функции величины в постоянный коэффициент и обозначая $\frac{W_0 + W_0'}{2}$ через U , получаем окончательно упрощенный вид:

$$\gamma = A e^{-\frac{U}{kT}}. \quad (144a)$$

б) Теория Браунбека. [68] Развивая теорию электропроводности кристаллов, Браунбек исходит из положения, что энергия статистически распределена между ионами решетки и вводит упрощающее предположение, что колебания ионов линейны и равномерно распределены по всем направлениям.

Для случая каменной соли — наиболее простого, когда движутся только ионы Na^+ , можно представить себе самодиффузию (т. е. внутреннее перемещение в одном и том же веществе под влиянием тепловой энергии) следующим образом: каждый ион натрия окружен 6 ионами хлора, сидящими на вершинах октаэдра. Ион натрия колеблется возле центра этого октаэдра. Иону натрия легче всего выскочить из октаэдра хлоров через середину плоскостей октаэдра, так как порог энергии W_0 , на который ему нужно будет подняться, будет наименьшим в наиболее удаленном от ионов хлора месте.

Если ион натрия выскочит из хлорного октаэдра, то он попадет в середину тетраэдра, состоящего из ионов натрия, откуда он может перескочить дальше без особой затраты энергии. Таким образом самодиффузия ионов Na в кристаллах NaCl прежде всего обуславливается выскакиванием их из центра октаэдра из ионов хлора, наиболее вероятного по направлению 8 линий, проходящих через середину плоскостей октаэдра. Не останавливаясь подробно на вычислении

самодиффузии, приводим вероятность одного скачка в течение одной секунды или число прыжков одного иона в секунду:

$$\alpha' = \frac{2kT}{4c W_0 \tau} e^{-\frac{W_0}{kT}}, \quad (145)$$

где c — постоянный множитель и τ — период колебания иона.

Без поля, скачки во все стороны одинаково часты, в присутствии же поля ионы перескакивают в направлении поля чаще, чем против поля, так как ион, движущийся по направлению поля, приобретает добавочную энергию ΔW , а движущийся против поля такую же энергию теряет. Таким образом получается перемещение ионов в направлении поля, т. е. ионная электропроводность. Но ΔW есть потенциальная энергия иона в поле, равная

$$\Delta W = -E q x, \quad (146)$$

где q — заряд иона и x — перемещение в направлении поля.

Ранее вероятность перескока в противоположных направлениях была $\frac{\alpha'}{2}$.

Теперь, в присутствии поля вероятность перескока в направлении поля будет

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_+ &= \frac{kT}{4c W_0 \tau} e^{-\frac{W_0 + \Delta W}{kT}} \\ \alpha'_- &= \frac{kT}{4c W_0 \tau} e^{-\frac{W_0 - \Delta W}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (147)$$

и, соответственно, против поля

Считая, что W_0 и τ в знаменателе не влияют на ход экспоненциальной функции, упрощаем

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_+ &= \frac{kT}{4c W_0 \tau} e^{-\frac{W_0 + \Delta W}{kT}} = A' e^{-\frac{W_0 + \Delta W}{kT}} \\ \alpha'_- &= A' e^{-\frac{W_0 - \Delta W}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (148)$$

и, соответственно

Если ΔW мало по сравнению с W_0 ,¹ то показательную функцию можно развернуть в ряд

$$e^{-\frac{W_0 \pm \Delta W}{kT}} = e^{-\frac{W_0}{kT}} \cdot e^{\mp \frac{\Delta W}{kT}} = e^{-\frac{W_0}{kT}} \left(1 \mp \frac{\Delta W}{kT} \right) \quad (149)$$

¹ Что верно до полей $E = 10^8$ В/см, т. е. включает все случаи, имеющие место на практике.

и тогда получим из (148) вероятность перескока по направлению поля и против него

$$\alpha^+ = A' e^{-\frac{W_0}{kT}} \left(1 + \frac{\Delta W}{kT}\right) \quad \text{и} \quad \alpha^- = A' e^{-\frac{W_0}{kT}} \left(1 - \frac{\Delta W}{kT}\right); \quad (150)$$

количество перескакивающих ионов будет: $n_0 \alpha^+$ по направлению поля и $n_0 \alpha^-$ против поля, где n_0 — число Na ионов в единице объема.

Избыток ионов, скачущих в направлении поля, будет в единицу времени

$$n_0 \alpha^+ - n_0 \alpha^- = n_0 (\alpha^+ - \alpha^-). \quad (151)$$

Так как каждый ион несет заряд q , то плотность тока

$$j = n_0 q (\alpha^+ - \alpha^-); \quad (152)$$

замещая α^+ и α^- их значениями из (150), получаем

$$j = 2 n_0 q A' e^{-\frac{W_0}{kT}} \frac{\Delta W}{kT}$$

или согласно (146)

$$j = - \frac{2 n_0 q^2 E x A' e^{-\frac{W_0}{kT}}}{kT},$$

а электропроводность

$$\gamma = \frac{j}{E} = \frac{2 n_0 q^2 x A' e^{-\frac{W_0}{kT}}}{kT} \quad (153)$$

или объединяя постоянные множители

$$\gamma = A e^{-\frac{W_0}{kT}}. \quad (154)$$

Эта формула не отличается от выведенной Френкелем и правильно описывает температурную зависимость электропроводности. Как и в формуле Френкеля, коэффициент A не может быть вычислен и только для случая NaCl поддается примерной оценке, близко совпадающей с экспериментальными данными.

Геометрические представления, приведенные для NaCl, могут быть обобщены и на другие вещества и на вид формулы повлиять не могут. Таким образом, представления Френкеля и Браунбека приводят к зависимости одинакового вида. Такой же вид температурной зависимости можно получить, исходя из термодинамических соображений чисто формальным путем.

В виду того, что величина W_0 — постоянная для данного вещества, логарифмы электропроводности, нанесенные как функция $\frac{1}{T}$, должны ложиться на прямую.

Из совершенно иных представлений исходит теория Смекаля [62], по которой в токе принимают участие: 1) ионы кристаллической решетки (преимущественно при высоких температурах) и 2) ионы из „слабых мест“, дефектов кристаллической решетки. В соответствии с этим электропроводность по Смекалю выражается двухчленной формулой:

$$\gamma = A e^{-\frac{W_0}{kT}} + B e^{-\frac{W_1}{kT}} \quad (155)$$

где W_1 — энергия диссоциации иона в слабом месте. По этой формуле зависимость $\ln \gamma$ от $\frac{1}{T}$ должна выражаться двумя пересекающимися прямыми.

Хотя наличие слабых мест в кристаллах и представляется весьма вероятным, но, судя по имеющемуся теоретическому (Braunbeek),

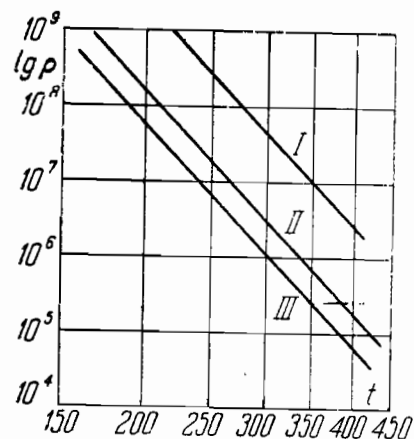


Рис. 96. Зависимость удельного сопротивления от температуры для различных стекол. (По Гельгофу и Томасу).

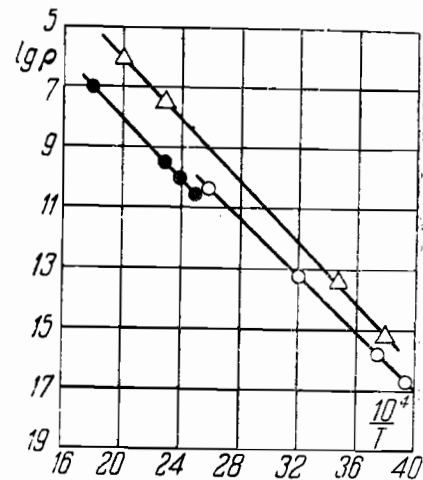


Рис. 97. Зависимость удельного сопротивления от температуры. ●△ — кварц, ○ — кальцит. (По Иоффе).

и экспериментально (Иоффе и Цехновицер [69]) материалу, влияние их на электропроводность монокристаллов не велика. Во всяком случае имеющийся относительно хорошо образованных монокристаллов экспериментальный материал (Гохберг, Синельников, А. К. Вальтер, Гольдгаммер [70]) достаточно хорошо укладывается в одночленную формулу¹ (ср. рис. 96 и 97, на которых приведена зависимость электропроводности от температуры для ряда стекол по Гельгофу и Томасу [71] и кристаллов по Иоффе [55]).

Переходя от монокристаллов к мелко-кристаллическим и аморфным диэлектрикам, следует сказать, что представления, развитые для

¹ Этому противоречит материал Смекаля и его школы. В настоящее время материала однако недостаточно, чтобы можно было ставить вопрос о необходимости введения двухчленной формулы.

монокристаллов, могут быть целиком применены и к зависимости электропроводности мелко-кристаллических диэлектриков от температуры с изменением только численных коэффициентов. В аморфных же диэлектриках можно сделать расчет, совершенно подобный расчету в теории Френкеля, учтя лишь изменчивость потенциальных барьеров W_0 , или же — можно исходить из выражения коэффициента диффузии для жидкостей и далее рассчитывать по Браунбеку. И тот и другой приводят к формуле вида

$$\gamma = Ae^{-\frac{W_0}{kT}},$$

причем в аморфных диэлектриках возможные значения W_0 меняются в большем диапазоне, чем в кристаллах.

Измерение температурной зависимости электропроводности несколько осложняется тем обстоятельством, что, нагревая диэлектрик, мы можем произвести в нем ряд необратимых изменений. Эти изменения в основном заключаются в том, что после нагрева и медленного охлаждения образца мы уничтожаем в значительной мере имеющиеся в нем внутренние напряжения и, вследствие увеличения скорости диффузии при высоких температурах, выравниваем концентрацию имеющихся в нем примесей.

Эти необратимые изменения заставляют перед исследованием для целей гомогенизации отжигать образцы при более высоких температурах, чем достигаемые при измерениях.

Таким образом подготовленный образец дает повторимые результаты, если диапазон температур выбран такой, при котором в нем не наступают химические изменения.

Измеряя температурный ход электропроводности, нам опять придется учитывать существование поляризации из следующих соображений: исходя из полученных выше формул, можно написать:

$$\gamma = EAe^{-\frac{W_0}{kT}}$$

и следовательно

$$\ln \gamma = -\frac{W_0}{kT} + \ln EA, \quad (156)$$

откуда в случае постоянства поля E в диэлектрике получаем $\ln \gamma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ — прямую с постоянным наклоном. Но нам уже известно, что поле в диэлектрике имеет постоянную величину либо тогда, когда в нем установилась поляризация $P_{\max}$, либо когда диэлектрик вообще не поляризуется.

Во втором случае мы получим $\gamma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ прямую, а в первом случае, как показывает опыт, получается прямая с изломом, причем часть прямой до излома, соответствующая низким температурам, имеет более крутой наклон, чем соответствующая более высоким температурам. Если откладывать $\ln \gamma_0 = f\left(\frac{1}{T}\right)$, т. е. $\ln$ значений начальных

токов, то получается прямая без излома с наклоном, соответствующим наклону более пологой части первой прямой. Таким образом, ток, проходящий через поляризованный диэлектрик, растет быстрее с повышением температуры, чем ток в диэлектрике неполяризованном.

Это объясняется тем, что кроме роста электропроводности в формуле:

$$j = \gamma(U - P) \quad (157)$$

происходит уменьшение эл.-дв. силы поляризации P с повышением температуры и, следовательно, поле в диэлектрике с повышением температуры растет.

Отсюда следует, что, измеряя температурный ход электропроводности, следует определять значение ее как

$$\gamma = \frac{1}{\rho} = \frac{j_t}{U - P_t}. \quad (158)$$

В этом случае вторичное явление — поляризация не будет влиять на ход температурной кривой.

Уменьшение электродвижущей силы поляризации с повышением температуры происходит потому, что, с одной стороны, ускоряется рассасывание объемного заряда благодаря диффузии и, с другой стороны, большее количество ионов отдает свой заряд электродам. Это уменьшение поляризации (рис. 98) непосредственно наблюдается на опыте и имеет примерно одинаковый характер у диэлектриков разного состава и различной структуры.

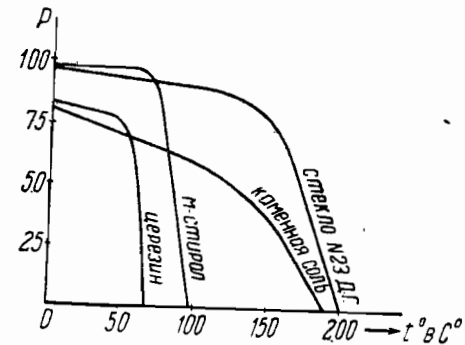


Рис. 98. Зависимость поляризации от температуры для ряда диэлектриков. (По Александрову).

Как видно из ф-лы (156), наклон прямой $\ln \gamma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ является мерой работы диссоциации иона.

Опыт показывает, что работа диссоциации в различных гетерополярных кристаллах одного порядка и близка к 30 калориям на граммолекулу вещества (вычислено для NaCl). Экспериментально полученный материал дает для $\tan \varphi$ (где φ — угол между кривой $\ln \gamma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ и осью) значения от $8 \cdot 10^3$ до $12 \cdot 10^3$ для гетерополярных кристаллов.

Абсолютное изменение электропроводности твердых диэлектриков при нагревании очень велико. Нагревание на 1°C вызывает изменение электропроводности порядка 10%. Приводимая ниже табл. 18 дает изменение электропроводности стекла, NaCl и кварца.

Зависимость электропроводности от температуры для разных диэлектриков.

Стекло		NaCl		Кварц плавленный	
t° C	γ	t° C	γ	t° C	γ
185	1×10^{-8}	270	$3,7 \times 10^{-9}$	230	5×10^{-14}
200	2×10^{-8}	292	$8,7 \times 10^{-9}$	250	4×10^{-19}
235	1×10^{-7}	322	$2,4 \times 10^{-8}$	300	5×10^{-12}
305	1×10^{-6}	335	$1,55 \times 10^{-7}$	350	$1,25 \times 10^{-11}$
320	2×10^{-6}	491	$1,07 \times 10^{-6}$	450	$1,25 \times 10^{-9}$
380	1×10^{-5}	557	$2,84 \times 10^{-6}$	700	$3,3 \times 10^{-8}$

Такой быстрый рост электропроводности с температурой очень характерен для ионной проводимости в твердых диэлектриках.

Электронная проводимость сравнительно мало зависит от температуры (если только электроны не доставляются тепловым движением). Для разделения электронной и ионной проводимости в твердых диэлектриках достаточно бывает охладить образец до -100 — 180°C (например, жидким воздухом). При этих температурах ионная проводимость делается необнаружимо-малой и электронную проводимость, если она есть, можно обнаружить. Все ионно-проводящие твердые диэлектрики при температурах жидкого воздуха прекрасно изолируют.

Напротив, при высоких температурах через диэлектрики идут относительно сильные токи, т. е. происходит сильный электролиз. Это всегда следует иметь в виду, так как электролиз ведет к разрушению диэлектрика, которое может происходить, например, таким образом: 1) сквозное прораствание металлических дендритов и замыкание через дендрит, 2) образование продуктов электролиза, разрушающих основной диэлектрик, 3) разрыхление диэлектрика и связанное с этим понижение механических и электрических свойств.

Первый случай легко наблюдать, например, в NaCl. Если к кристаллу при t° около 600° приложить достаточную разность потенциалов, то простым глазом можно видеть фиолетовые дендриты натрия, прорастающие от катода сквозь весь кристалл и вызывающие короткое замыкание обкладок (ср. рис. 355).

Второй случай встречается в органических диэлектриках.

Третий случай наблюдался при электролизе каменной соли с электродами, предохранявшимися от роста дендритов (Щукарев). После продолжительного электролиза при высокой температуре кристалл NaCl стал пористым (поры заметные на-глаз) и при вынимании из прибора рассыпался в порошок. Все явления этого порядка, приводящие к ухудшению электрических свойств диэлектрика, объединены под общим термином „старение в электрическом поле“.

§ 20. Электронная проводимость твердых диэлектриков. Тепловое движение, срывающее ионы в гетерополярных кристаллах, недостаточно для срыва электрона и заметная электронная проводимость

в них может проявиться лишь в том случае, когда диэлектрик будет поглощать энергию извне, достаточную для срыва электрона. Более легким представляется срыв электронов с атомов внутри диэлектрика, требующий работу около 1—2 вольт, но и для этого тепловое движение недостаточно. Наиболее простым представляется случай, когда диэлектрик освещается светом такой частоты, что $h\nu \geq W$, где W — работа срыва электронов внутри диэлектрика.

Срыв электронов светом должен иметь место во всех диэлектриках, но обнаруживается увеличенная электропроводность только у некоторых кристаллических диэлектриков. Наиболее изучена электронная электропроводность алмаза, серы и каменной соли, предварительно подвергнутой действию рентгеновых лучей. Случай рентгенизованной каменной соли принципиально отличен от остальных, так как при освещении каменной соли рентгеновскими лучами в ней образуется металлический натрий в виде коллоидных частиц. При освещении видимым или ультрафиолетовым светом происходит внутренний фотоэлектрический эффект с атомов (в первых двух случаях — атомов решетки, а в третьем случае — с коллоидных частиц Na). Таким обра-

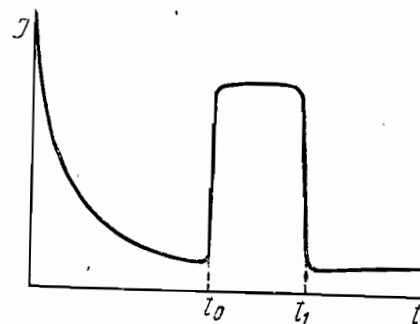


Рис. 99. Темновой и световой ток в каменной соли. (По Наследову).

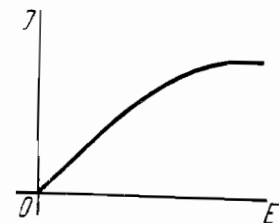


Рис. 100. Зависимость электронного тока в алмазе от напряженности поля. (По Гуддену и Полю).

зом, внутри кристаллов образуется некоторое количество электронного газа, вследствие чего при наложении поля идет электронный ток, который может быть в миллионы раз больше ионного тока, проходящего через неосвещенный образец. На рис. 99 приведен пример электронного тока, причем диэлектрик освещается в промежутке времени от t_0 до t_1 . Электронная природа такого тока подтверждается тем, что он почти не зависит от температуры и что в освещенных образцах наблюдается Холл-эффект.¹ Электронная проводимость пропорциональна количеству поглощенной световой энергии Q . Каждый поглощенный квант $h\nu$ вырывает один электрон, следова-

¹ Холл-эффект заключается в том, что если образец, через который идет ток, поместить в перпендикулярное магнитное поле, то вследствие „сдувания электронов“ магнитным полем возникает добавочная эл.-дв. сила в направлении, перпендикулярном к первым двум.

тельно, число электронов будет равно числу квантов поглощенного света:

$$n = \frac{Q}{h\nu}. \quad (159)$$

В некоторых случаях может быть получен в кристаллах электронный ток насыщения (ср. рис. 100, на котором приведена зависимость фото-электрического тока от напряжения в алмазе по Гуддену и Полю [72]), очевидно равный

$$j = nq \text{ или } j = \frac{Q}{h\nu} q.$$

При прекращении освещения образца, в момент времени t_2 (см. рис. 99), движение электронов прекращается до нового освещения и ток спадает до темнового значения. Электроны могут создавать объемные заряды в диэлектрике (вероятно, имеющем неоднородности), причем распределение потенциала в диэлектрике может изменяться только при освещении. Такая возможность консервации объемного заряда еще не имеет надежного объяснения.

Иногда наблюдаются видимо вторичные эффекты, когда освещение диэлектрика приводит к увеличению ранее существовавшей ионной проводимости, что, например, имеет место в кварце, парафине и ряде других веществ.

Глава III.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ.

§ 21. Классификация диэлектрических потерь. В диэлектрике, помещенном в переменное электрическое поле, происходит некоторое выделение — „потеря“ энергии. Количество выделяющейся при переменном напряжении энергии может во много раз превосходить энергию, выделяющуюся при постоянном напряжении, равную iU , где i — текущий через диэлектрик сквозной (остаточный) ток и U — приложенное напряжение. Наличие при переменном напряжении потерь, увеличенных по сравнению с постоянным напряжением, непосредственно следует из того, что, как подробно разбиралось в предыдущей главе, ток, текущий через диэлектрик при постоянном напряжении, не является величиной постоянной, а убывает с течением времени. Для постоянного напряжения характерными являются потери, вычисленные по малому остаточному току, текущему через диэлектрик через значительное время после приложения напряжения; при переменном напряжении потери характеризуются током, текущим через диэлектрик, через время порядка доли периода после приложения напряжения. Этот последний ток может быть в сотни и тысячи раз больше чем первый. В то время как потери на постоянном напряжении определяются лишь энергией, необходимой для передвижения ионов, проходящих через диэлектрик и выделяющихся на электродах, потери на переменном напряжении должны также учитывать и ту затрату энергии, которая необходима для того, чтобы провести перераспределение

поля внутри диэлектрика и переместить необходимые для этого перераспределения ионы.

Потери энергии в диэлектрике при переменном напряжении мы будем называть диэлектрическими потерями. Полную величину диэлектрических потерь мы можем рассматривать формально как сумму двух членов: 1) потерь, вызванных проходящим через диэлектрик сквозным током (эту часть потерь в ряде случаев можно считать совпадающей с потерями на постоянном напряжении), и 2) потерь, вызванных спадающим абсорбционным током; первую часть мы будем называть потерями сквозного тока, вторую — потерями абсорбционными.

Для объяснения явления абсорбционных потерь и соответствующих им закономерностей могут быть приведены все процессы, которые вызывают спадание тока, именно явление высоковольтной поляризации, процессы, связанные с вращением диполей в диэлектрике, и наконец явления, связанные с неоднородностью структуры диэлектрика, а также несовершенством контакта между диэлектриком и электродом (внешняя неоднородность).

Согласно воззрениям Таманна [73], развитым дальше Кобеко [74], в твердом диэлектрике, вязкость которого превосходит определенную величину, вращение диполей является за редкими исключениями невозможным.

Таким образом в таких веществах, как стекло, фарфор, кварц, эбонит, при температурах, не слишком удаленных от комнатной, дипольных потерь ожидать не приходится и диэлектрические потери следует рассматривать как сумму потерь сквозного тока и потерь, вызванных поляризационными явлениями или неоднородностью структуры диэлектрика. Эту последнюю группу потерь мы будем называть омическими, так как они связаны с движением свободных зарядов в диэлектрике.

Если, повышая температуру или уменьшая вязкость каким-либо другим образом, мы переведем диэлектрик в пластичное состояние, то в нем вращение диполей становится возможным и следовательно могут появиться дипольные потери. К этой группе диэлектриков относится кабельная масса, многие лаки, резина. В жидких диэлектриках потери будут слагаться из дипольных и потерь сквозного тока.

В нашем изложении вопроса о диэлектрических потерях мы начнем с формальной теории потерь. Затем мы перейдем к однородным твердым диэлектрикам, в которых потери по крайней мере при низких частотах должны быть поляризационными. При рассмотрении материала о потерях в жидких диэлектриках мы остановимся на дипольной теории потерь. Вопросы о поведении неоднородных диэлектриков в переменном электрическом поле будут выделены в особый параграф.

§ 22. Формальная теория диэлектрических потерь. а) Эквивалентные схемы. Прежде чем переходить к выводу формул для потерь, определим те величины, которыми мы будем их характеризовать. Составим схему, эквивалентную некоторому конденсатору, в котором проложен диэлектрик, обладающий потерями. Возможны две простейших схемы: конденсатор, шунтированный сопротивлением (рис. 101), и конденсатор с последовательно включенным сопротивлением (рис. 102). Следует сразу оговорить, что введением схемы мы

в данном случае совершенно не стремимся объяснить явление потерь и уподобить диэлектрик системе емкостей и сопротивлений. Введением схемы мы преследуем лишь цель выбрать величины, которые могли бы наиболее удобно характеризовать поведение диэлектрика в переменном электрическом поле.

Обратимся к первой из схем, именно к емкости, шунтированной сопротивлением (рис. 101). Векторная диаграмма токов, соответствующая этому случаю, приведена снизу на том же рисунке. Очевидно, что текущий через сопротивление ток I_a находится в фазе с напряжением, в то время как текущий через емкость ток I_c опережает напряжение на 90° . Результирующий ток I является векторной суммой этих двух токов и может быть в комплексном виде представлен следующим образом:

$$I = \frac{U}{r} + i\omega c U = \left(\frac{1}{r} + i\omega c \right) U; \quad (160)$$

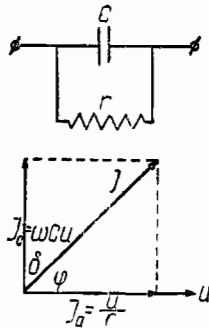


Рис. 101.

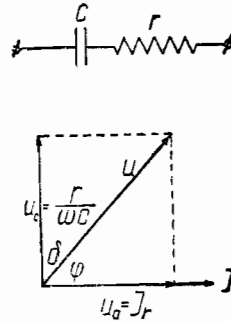


Рис. 102.

стоящее в ф-ле (160) в скобках выражение является полной проводимостью системы y при переменном токе данной частоты ω :

$$y = \frac{1}{r} + i\omega c = g + ib, \quad (161)$$

где g — активная проводимость и b — емкостная проводимость.

Мы могли бы сделать и иначе, а именно положить нашу систему эквивалентной некоторой емкости c' и приравнять текущий через систему ток

$$I = i\omega c' U. \quad (162)$$

В этом случае нам пришлось бы считать емкость комплексной. Положим

$$c' = c - ic'', \quad (163)$$

и подставим в (162)

$$I = i\omega (c - ic'') U = \omega c'' U + i\omega c U. \quad (164)$$

Сравнивая ф-лы (164) и (161) и приравнявая вещественные и мнимые части, мы видим, что в этом случае мы должны активную

проводимость системы считать равной

$$g = \omega c'' = \frac{1}{r}, \quad (165)$$

а емкостную проводимость той же, что раньше, именно

$$b = \omega c. \quad (166)$$

Тангенс угла сдвига δ между емкостным током и полным током, дополнительного к φ , определится как отношение активной проводимости к емкостной

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{g}{b} = \frac{1}{\omega cr}. \quad (167)$$

Ваттные потери системы можно положить равными

$$P = \frac{U^2}{r}. \quad (168)$$

Так как

$$\frac{1}{r} = \omega c \operatorname{tg} \delta, \quad (169)$$

то ф-ла (168) может быть переписана следующим образом

$$P = \omega c \operatorname{tg} \delta U^2. \quad (170)$$

Переходим ко второму случаю, к емкости, включенной последовательно с сопротивлением (ср. рис. 102). Соответствующая диаграмма токов и напряжений приведена на том же рисунке. Приложенное к системе напряжение может рассматриваться как векторная сумма двух величин: активной составляющей

$$U_a = Ir \quad (171)$$

и емкостной составляющей

$$U_c = -\frac{I}{\omega c}, \quad (172)$$

т. е.

$$U = U_a + iU_c = Ir - i \frac{I}{\omega c} = \left(r - \frac{i}{\omega c} \right) I. \quad (173)$$

Стоящее в ф-ле (173) в скобках выражение является полным сопротивлением нашей системы:

$$Z = r - \frac{i}{\omega c}. \quad (174)$$

¹ В ф-лах (173) и (174), определяющих комплексное сопротивление, перед вторым слагаемым стоит знак минус в виду того, что сопротивление является обратной величиной проводимости; если в формуле для проводимости мы ставим $+i$, то в формуле для сопротивления должно стоять $\frac{1}{i} = -i$.

Решим формулу (173) относительно I и преобразуем ее:

$$\left. \begin{aligned} I &= \frac{U}{r - \frac{i}{\omega c}} = \frac{r + \frac{i}{\omega c}}{r^2 + \frac{1}{\omega^2 c^2}} U = \\ &= \left(\frac{r \omega^2 c^2}{1 + \omega^2 c^2 r^2} + i \frac{\omega c}{1 + \omega^2 c^2 r^2} \right) U = yU. \end{aligned} \right\} \quad (175)$$

И в случае емкости, включенной последовательно с сопротивлением, мы можем говорить о комплексной проводимости системы y_1 , причем слагающие, активная и емкостная, оказываются равными.

$$g = \frac{r \omega^2 c^2}{1 + \omega^2 c^2 r^2} \quad (176)$$

$$b = \frac{\omega c}{1 + \omega^2 c^2 r^2}. \quad (177)$$

Для тангенса угла потерь δ получается выражение

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{g}{b} = \omega cr. \quad (178)$$

Для величины ваттных потерь

$$P = gU^2 = \omega c \frac{\omega cr}{1 + \omega^2 c^2 r^2} U^2 = \frac{\omega c \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} U^2. \quad (179)$$

б) Вывод формулы диэлектрических потерь, исходя из абсорбционных токов. Вернемся к нашему диэлектрику и вычислим, как велики будут потери, возникающие вследствие прохождения через него абсорбционного тока. Если мы изменим в момент времени $t = \tau$, приложенное к диэлектрику напряжение на ΔU , то это вызовет некоторое изменение тока, которое мы можем положить пропорциональным изменению напряжения:

$$\Delta I = k \Delta U, \quad (180)$$

причем k будет некоторый постоянный коэффициент, характерный для данного вещества при данных условиях (температуре). Этот ток спадает со временем по некоторому закону:

$$I = I_0 \varphi(t). \quad (181)$$

Для любого значения времени большего τ значение тока будет:

$$\Delta I = k \Delta U \varphi(t - \tau). \quad (182)$$

Нас однако интересует не случай однократного изменения напряжения, а случай непрерывного изменения напряжения. Чтобы перейти к этому случаю, воспользуемся принципом суперпозиции.

Принцип суперпозиции утверждает, что текущие через диэлектрик токи обладают свойством аддитивности. Приложим к диэлектрику

напряжение в момент времени t_1 (ср. рис. 103). Через диэлектрик потечет ток I_1 , спадающий со временем. Изменим в момент времени t_2 приложенное к диэлектрику напряжение. Если бы через диэлектрик не шел ток I_1 , то это вызвало бы появление тока I_2 , опять-таки спадающего со временем. Принцип суперпозиции утверждает, что если у нас напряжение было изменено и в момент времени t_1 и в момент t_2 , то ток, текущий через диэлектрик, является суммой токов I_1 и I_2 , так, как это показано на рис. 103.

Согласно принципу суперпозиции мы получим таким образом значение тока, текущего через диэлектрик, если сложим все токи, соответствующие всем изменениям напряжения, помножив каждый из составных токов на соответствующую ему функцию спада $\varphi(t - \tau)$, т. е.

$$I = \sum k \Delta_i U \varphi(t - \tau_i), \quad (183)$$

где τ_i — момент, соответствующий изменению напряжения $\Delta_i U$. При непрерывном изменении напряжения сумма (183) переходит в интеграл

$$I = \int_{-\infty}^t k \frac{dU}{d\tau} \varphi(t - \tau) d\tau. \quad (184)$$

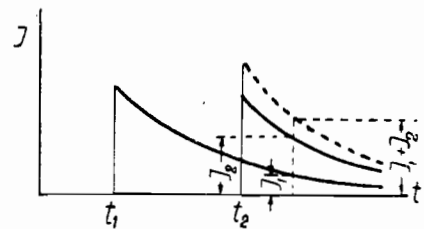


Рис. 103.

Этот интеграл позволяет нам вычислить величину тока для момента времени t , если напряжение у нас меняется как заданная функция τ .

Для того чтобы продолжить вычисления, нужно задаться некоторой определенной зависимостью U от τ .

Пусть

$$U = U_0 \sin \omega \tau. \quad (185)$$

Тогда

$$i = \int_{-\infty}^t k \omega U_0 \cos \omega \tau \varphi(t - \tau) d\tau. \quad (186)$$

Для удобства в дальнейших вычислениях заменяем I на i .

Введем новую переменную $u = t - \tau$, определяющую время, прошедшее с момента некоторого изменения напряжения

$$\begin{aligned} i &= - \int_{\infty}^0 k \omega U_0 \cos \omega (t - u) \varphi(u) du = \\ &= \int_0^{\infty} k \omega U_0 \cos \omega (t - u) \varphi(u) du. \end{aligned} \quad (187)$$

¹ Приводимый нами вывод впервые был дан Швейдлером [75] и дальше развит Вагнером [76].

Разложим косинус разности по обычной тригонометрической формуле:

$$i = k \omega U_0 \cos \omega t \int_0^{\infty} \cos \omega u \varphi(u) du + \\ - k \omega U_0 \sin \omega t \int_0^{\infty} \sin \omega u \varphi(u) du = I_c' \cos \omega t + I_a' \sin \omega t, \quad (188)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_c' &= k \omega U_0 \int_0^{\infty} \cos \omega u \varphi(u) du \\ I_a' &= k \omega U_0 \int_0^{\infty} \sin \omega u \varphi(u) du. \end{aligned} \right\} \quad (189)$$

Величины I_c' и I_a' являются амплитудами двух слагающих, емкостной и активной абсорбционного тока, текущего через диэлектрик при переменном напряжении.

Ф-ла (188), дающая величину абсорбционного тока i_p , может быть переписана следующим образом

$$\left. \begin{aligned} i_p &= I_p \sin(\omega t + \gamma) \\ I_p &= \sqrt{I_a'^2 + I_c'^2} \\ \operatorname{tg} \gamma &= \frac{I_c'}{I_a'} \end{aligned} \right\} \quad (190)$$

Таким образом возникающий в диэлектрике, вследствие абсорбционных явлений, ток оказывается при переменном напряжении синусоидальным и сдвинутым по отношению к напряжению на угол γ .

Векторная диаграмма токов в диэлектрике при переменном напряжении приведена на рис. 104. Ток I_1 складывается из емкостного I_c , определяемого геометрической емкостью образца,¹ абсорбционного тока I_p с его слагаемыми I_a' и I_c' и сквозного тока I_a , находящегося в фазе с напряжением. Абсорбционный ток повернут по отношению к емкостному току на угол α , равный $90^\circ - \gamma$. Полный ток I_1 образует с напряжением угол в $90^\circ - \delta_1$. Во многих случаях сквозной ток I_a столь мал, что им можно пренебречь по сравнению с I_a' . Полный ток изобразится тогда вектором I , повернутым на угол $90^\circ - \delta$ по отношению к напряжению.

Рис. 104. Векторная диаграмма токов в диэлектрике при переменном напряжении.

¹ Под геометрической емкостью мы будем подразумевать емкость образца при отсутствии всех абсорбционных явлений. Практически мы будем иметь емкость, равную геометрической при очень больших частотах.

Поскольку обе слагающие абсорбционного тока I_a' и I_c' зависят от частоты, при изменении частоты будет меняться и сам абсорбционный ток как по величине, так и по направлению (угол α). Строго говоря, и сквозной ток I_a может зависеть от частоты, хотя он обычно рассматривается как постоянный. Поскольку его участие в общей величине потерь мало, мы будем придерживаться обычного представления о независимости сквозного тока от частоты, помня однако, что это допущение правильно лишь в первом приближении.

Исходя из векторной диаграммы (рис. 104), не представляет труда вычислить величину диэлектрических потерь. Именно выделяющаяся ежесекундно в диэлектрике энергия равна:

$$P = \frac{I_a' + I_a}{2} U, \quad (191)$$

где I_a , I_a' и U являются амплитудными значениями токов и напряжений. Если I_a по сравнению с I_a' мало, то ф-ла (191) может быть преобразована следующим образом

$$P = \frac{I_a' U}{2} = \frac{(I_c' + I_a') \operatorname{tg} \delta U}{2}. \quad (192)$$

Пусть

$$I_c' = \omega \Delta c U. \quad (193)$$

Далее

$$I_c = \omega c_0 U, \quad (194)$$

где c_0 — геометрическая емкость образца.

Подставляя два последних выражения в (192), получаем:

$$P = \frac{\omega (c_0 + \Delta c) U^2 \operatorname{tg} \delta}{2} = \omega c U_{eff}^2 \operatorname{tg} \delta, \quad (195)$$

с является емкостью образца при данной частоте ω .

Во многих случаях является более удобным относить диэлектрические потери не ко всему образцу, а к единице объема диэлектрика. Назовем эту величину удельными диэлектрическими потерями. Чтобы перейти к этой величине, предположим, что у нас диэлектрик имеет форму куба со стороной равной 1 см. Емкость такого образца

$$c = \frac{\varepsilon}{4\pi \cdot 9 \times 10^{11}} \text{ фарады}, \quad (196)$$

напряжение U , отнесенное к 1 см, перейдет в напряженность поля E , и ф-ла (195) приобретет следующий вид

$$P = \frac{\varepsilon \omega \operatorname{tg} \delta}{4\pi \cdot 9 \times 10^{11}} E_{eff}^2 = \frac{\varepsilon f \operatorname{tg} \delta}{\beta} E_{eff}^2, \quad (197)$$

где $f = \frac{\omega}{2\pi}$ частота и β — численный множитель равный $1,8 \times 10^{12}$.

Стоящий в ф-ле (197) при E_{eff}^2 множитель должен быть положен равным удельной активной электропроводности диэлектрика γ_a при данной частоте, т. е.

$$\gamma_a = \frac{\varepsilon f \operatorname{tg} \delta}{1,8 \times 10^{12}}. \quad (198)$$

Емкостная составляющая удельной электропроводности, как легко убедиться, должна быть положена равной

$$\gamma_c = \frac{\varepsilon f}{1,8 \times 10^{12}} \quad (199)$$

и полная удельная электропроводность соответственно:

$$\gamma = \gamma_a + i\gamma_c = \frac{\varepsilon f}{1,8 \times 10^{12}} (i + \operatorname{tg} \delta). \quad (200)$$

Согласно ф-ле (195) диэлектрические потери, также как и потери на постоянном напряжении, возрастают пропорционально квадрату напряжения.

Формула (195) а также и непосредственная векторная диаграмма токов и напряжений указывают на то, что емкость диэлектрика, в котором наблюдаются абсорбционные явления, зависит от частоты. Добавочная емкость Δc , дополнительная к геометрической, равна

$$\Delta c = \frac{I'_c}{\omega U}. \quad (201)$$

Чтобы продолжить вычисления, необходимо придать функции спада тока $\varphi(u)$ некоторый аналитический вид. Наиболее употребительными формулами, передающими зависимость тока от времени, являются (стр. 139)

$$I = I_0 e^{-\alpha t} = I_0 e^{-\frac{t}{T}} \quad (202)$$

(T — постоянная времени),

$$I = I_0 t^{-n}. \quad (203)$$

В первом случае (ф-ла 202) I_0 является начальным током, текущим в момент времени $t=0$. Во втором случае величина I_0 не имеет явного физического смысла и ток в первый момент равен бесконечности (абсурдное физическое предположение). Мы воспользуемся первой формулой, представляющей значительные удобства в математическом отношении, и положим таким образом:

$$\varphi(u) = e^{-\alpha u} = e^{-\frac{u}{T}}. \quad (204)$$

Подставляя (204) в ф-лы (189) и интегрируя, мы получаем:

$$\left. \begin{aligned} I'_c &= \frac{\omega k T}{\omega^2 T^2 + 1} U \\ I'_a &= \frac{\omega^2 T^2 k}{\omega^2 T^2 + 1} U \end{aligned} \right\} \quad (205)$$

Согласно (192) диэлектрические потери оказываются равными

$$P = \frac{\omega^2 T^2 k}{\omega^2 T^2 + 1} \frac{U^2}{2} \quad (206)$$

Стоящий перед $\frac{U^2}{2}$ множитель является активной проводимостью диэлектрика при данной частоте

$$G_a = \frac{\omega^2 T^2 k}{\omega^2 T^2 + 1}. \quad (207)$$

В случае, если диэлектрик обладает проводимостью сквозного тока G_{ck} того же порядка величины, что G_a , то эту „сквозную“ проводимость следует добавить к (201) и активную проводимость положить равной

$$G_a = \frac{\omega^2 T^2 k}{\omega^2 T^2 + 1} + G_{ck} \quad (208)$$

Соответственно и в формуле для потерь (206) появится добавочный член $G_{ck} \frac{U^2}{2}$.

Тангенс угла потерь в общем виде оказывается равным (ср. диаграмму 104)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I'_a + I_a}{I'_c + I'_a} = \frac{\omega^2 T^2 (k + G_{ck}) + G_{ck}}{\omega T k + \omega c_0 (\omega^2 T^2 + 1)} \quad (209)$$

$$I_a = G_{ck} U$$

В частном случае, когда G_{ck} мало по сравнению с первым слагаемым в (208); ф-ла (209) переходит в следующую

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\omega k T^2}{k T + c_0 (\omega^2 T^2 + 1)}. \quad (210)$$

Емкость образца оказывается равной (ср. ф-лы 195 и 201)

$$c = c_0 + \Delta c = c_0 + \frac{k T}{\omega^2 T^2 + 1}. \quad (211)$$

Поскольку диэлектрический коэффициент обычно вычисляется из емкости образца, он так же, как и емкость, будет зависеть от частоты. Аналитический вид этой зависимости мы найдем, отнеся ф-лу (211) к удельным величинам, как в случае формулы (196). Заменяя c через $\frac{\varepsilon}{4\pi \cdot 9 \times 10^{11}}$, c_0 через $\frac{\varepsilon_0}{4\pi \cdot 9 \times 10^{11}}$ и, подставив вместо k соответствующую удельную величину k' , мы получаем

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{4\pi \cdot 9 \times 10^{11} k' T}{\omega^2 T^2 + 1}. \quad (212)$$

На физическом толковании величины k' мы остановимся дальше. В случае если мы примем, что ток спадает по закону (203) $I = I_0 t^{-n}$, то потери оказываются равными

$$P = k \omega^n \frac{\pi U^2}{2 \Gamma(n) \cos \frac{(1-n)\pi}{2}}, \quad (213)$$

активная проводимость

$$G_a = \frac{k \omega^n \pi}{2 \Gamma(n) \cos \frac{(1-n)\pi}{2}} \quad (214)$$

приращение емкости Δc

$$\Delta c = k \omega^{n-1} \Gamma(1-n) \cos \frac{(1-n)\pi}{2}, \quad (215)$$

где Γ — значок „гамма“ функции. Пользуясь ф-лой (195) из (213) и (215), может быть вычислен и $\text{tg } \delta$.

Хотя аналитически потери проще выражаются через активную проводимость, чем через $\text{tg } \delta$ (ср. ф-лы 195, 206, 209 и 211), мы все же будем пользоваться принятым сейчас в электротехнике способом выражать потери через c и $\text{tg } \delta$ (ф-лы 195).

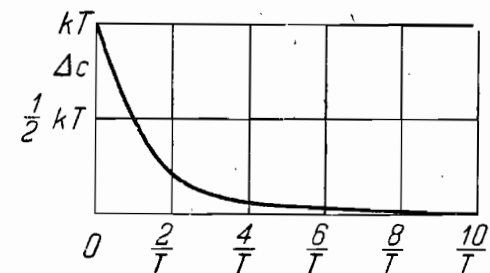


Рис. 105. Теоретическая зависимость добавочной емкости от частоты.

Такой выбор оправдывается тем, что входящие в ф-лу (195) величины c и $\text{tg } \delta$ могут быть непосредственно измерены, например при помощи моста Шеринга или Вина-Вагнера, в то время как входящие в формулы для активной проводимости (207) и (208) величины k и T не могут быть сколько-нибудь просто измерены.

Вопросы о зависимости диэлектрических потерь от разных факторов будет рассматриваться дальше, так как для этого необходимо придать константам k и T определенный физический смысл. Здесь мы можем рассмотреть лишь зависимость c и $\text{tg } \delta$ от частоты, поскольку k и T от частоты не зависят.

Для добавочной емкости мы вывели выражение

$$\Delta c = \frac{kT}{1 + \omega^2 T^2}. \quad (216)$$

Наибольшее значение достигает Δc при $\omega = 0$, т. е. при постоянном напряжении. Добавочная емкость в этом случае оказывается равной

$$\Delta c = kT. \quad (217)$$

При больших частотах ($\omega = \infty$) добавочная емкость асимптотически стремится к нулю. Зависимость Δc от частоты переменного тока графически изображена на рис. 105. Частота выражена в единицах, обратных постоянной времени, например если $T = 10^{-3}$, то отметку $\frac{1}{T}$ следует считать за частоту 10^3 . При $\omega = \frac{1}{T}$ добавочная емкость успевает упасть до половинного значения по сравнению с постоян-

ным напряжением. Аналогичной будет и зависимость диэлектрического коэффициента от частоты.

Рассмотрим зависимость диэлектрических потерь от частоты. При $\omega = 0$, т. е. при постоянном напряжении, $P = 0$, или, если принять во внимание потери сквозного тока, $P = G_{ck} \frac{U^2}{2}$. При увеличении частоты потери увеличиваются и при достаточно больших частотах стремятся к величине:

$$P = k \frac{U^2}{2}, \quad (218)$$

или, в случае, когда сквозной проводимостью G_{ck} нельзя пренебречь по сравнению с k ,

$$P = (k + G_{ck}) \frac{U^2}{2}. \quad (219)$$

Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты определяется ф-лами (209) и (210). Остановимся сначала на приближенном выражении (210). Полагая

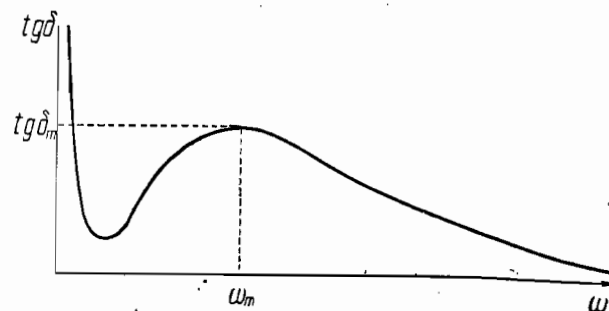


Рис. 106. Теоретическая зависимость тангенса угла потерь от частоты.

$\omega = 0$, мы получаем $\text{tg } \delta = 0$. Легко убедиться, что при $\omega = \infty$ $\text{tg } \delta$ тоже равен нулю. Если это так, то где-то $\text{tg } \delta$ как функция частоты должен иметь максимум.

Дифференцируя (210) по ω , приравнявая производную нулю и решая полученное уравнение относительно ω , мы находим значение ω_m , при котором $\text{tg } \delta$ имеет максимум:

$$\omega_m = \sqrt{\frac{1}{T^2} + \frac{k}{c_0 T}}, \quad (220)$$

Подставляя ω_m в (210), мы получаем для максимального значения $\text{tg } \delta$ выражение

$$(\text{tg } \delta)_m = \frac{kT}{2c_0 \sqrt{1 + \frac{k}{c_0} T}} \quad (221)$$

То обстоятельство, что при $\omega = \infty$ $\text{tg } \delta$ стремится к нулю совсем не означает, что сами потери в этом случае стремятся к нулю. Именно

в формуле (195), определяющей величину потерь, множителем является ω . Естественно, что для того чтобы потери при $\omega = \infty$ не стали сами бесконечно большими, что физически бессмысленно, $\text{tg } \delta$ должен стремиться к нулю.

Большое изумление вызывает то обстоятельство, что при $\omega = 0$, т. е. при постоянном напряжении, $\text{tg } \delta = 0$, т. е. потери отсутствуют. Мы пришли к этому нелепому выводу потому, что пренебрегли сквозной проводимостью, которая и определяет потери при постоянном напряжении. И действительно точная формула (209) показывает, что при $\omega = 0$, $\text{tg } \delta = \infty$, что и необходимо, для того чтобы при постоянном напряжении получились конечные потери. Исследуя формулу (209), можно убедиться, что кривая $\text{tg } \delta$ при малых ω будет иметь максимум и затем подыматься вверх, так что в общем случае зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты будет иметь вид, приведенный на рис. 106.

с) Обобщенный вывод Вагнера. В ряде случаев спадание тока со временем не может быть выражено столь простыми формулами как (202) и (203). Естественно, что в этом случае и формулы, вычисленные для $\text{tg } \delta$ и Δc , оказываются неточными. Чтобы сделать рассуждения более общими, Швейдлер [75] и Вагнер [76] поступают следующим образом: функцию спадания тока $\varphi(t)$ можно достаточно близить к наблюдаемым кривым спадания, если выразить ее как сумму некоторого числа экспоненциальных членов:

$$\varphi(t) = \sum n_T e^{-\frac{t}{T}}, \quad (222)$$

где n_T определяет „удельный вес“ каждого экспоненциального члена, характеризуемого значением постоянной времени T . Допустим, что мы имеем непрерывный переход от одной функции спадания к другой, тогда сумма (222) переходит в интеграл:

$$\varphi(t) = \int_0^{\infty} n_T e^{-\frac{t}{T}} dT, \quad (223)$$

причем интегрирование производится по постоянной времени T . Предположим, что одна функция спадания, характеризуемая постоянной времени T_0 , является наиболее вероятной, и что другие группируются вокруг нее по законам теории вероятностей.¹ В таком случае мы можем положить

$$n_T dT = \frac{nb}{\sqrt{\pi} T_0} e^{-\left(b \ln \frac{T}{T_0}\right)^2} dT, \quad (224)$$

где

$$n = \int_0^{\infty} n_T dT \quad (225)$$

¹ Физический смысл допущения Вагнера может быть следующий: Пусть величина потерь определяется неоднородностями, имеющимися в диэлектрике. Неоднородности эти распределены так, что одна степень неоднородности чаще всего встречается.

и b — некоторый параметр. Величина n_T определяет, какова вероятность того, что встретится постоянная времени, лежащая в пределах T и $T + dT$. Ф-ла (224) показывает, что чем больше T отличается от

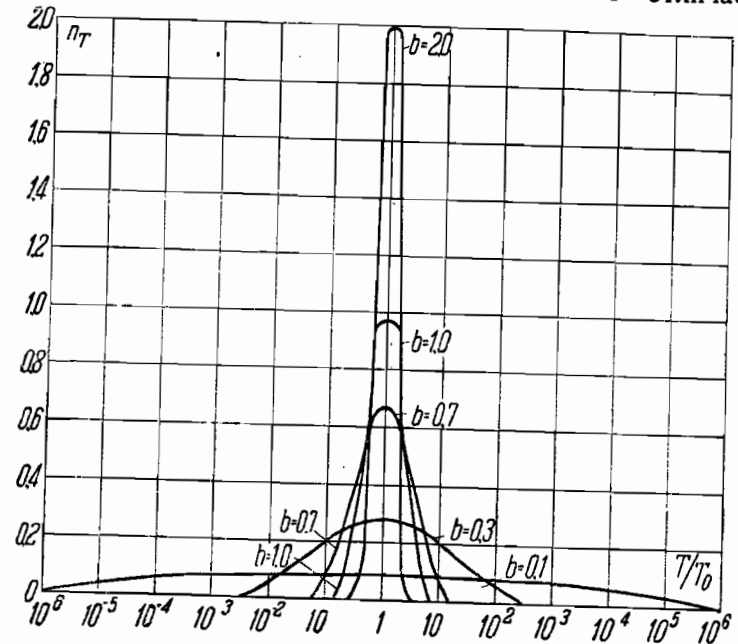


Рис. 107. Распределение постоянных времени вокруг наиболее вероятного значения T_0 в зависимости от параметра b .

наиболее вероятной величины T_0 , тем меньше вероятность, что она встретится. Параметр b определяет, насколько плотно группируются постоянные времени вокруг своего наиболее вероятного значения T_0 .

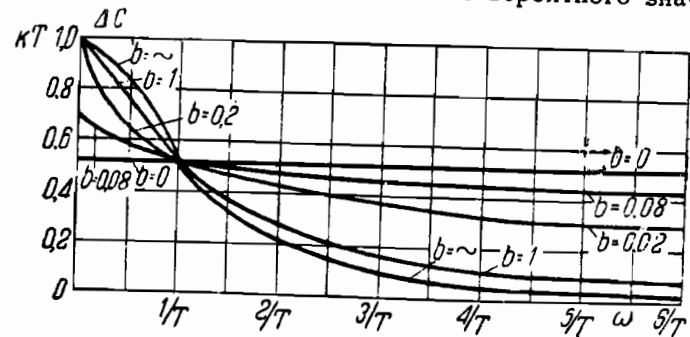


Рис. 108. Зависимость добавочной емкости от частоты при различных значениях параметра b .

На рис. 107 приведена зависимость n_T от постоянной времени T , отнесенной как к единице к наиболее вероятному значению T_0 . Значения n_T даны в произвольной шкале. График показывает, что, чем

больше b , тем больше вероятность появления постоянных времени, близких к наиболее вероятной. Наоборот, при малых b почти все постоянные времени делаются равновероятными и наконец при $b=0$ все T одинаково часто встречаются, что может быть и непосредственно выведено из ф-лы (224).

Внося переделанную таким образом функцию спада тока $\varphi(t)$, или, как мы ее обозначили при нашем выводе $\varphi(u)$, в формулу (189), мы получаем возможность вычислить добавочную емкость Δc и $\operatorname{tg} \delta$. На рис. 108 приведена зависимость Δc от частоты для различных значений параметра b , причем Δc , соответствующее постоянному напряжению, равное kT (ср. ф-лу 217) принято условно за единицу.

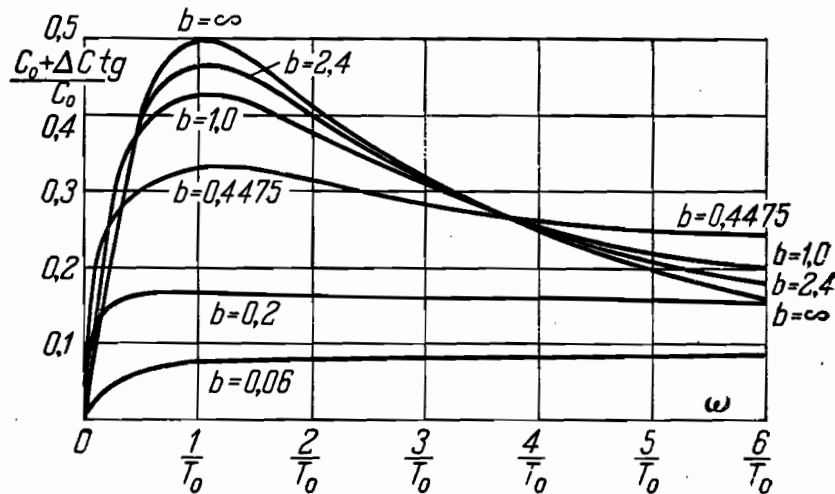


Рис. 109. Зависимость величины $\frac{c_0 + \Delta c}{c_0} \cdot \operatorname{tg} \delta$, пропорциональной потерям за один цикл, от частоты при различных значениях параметра b .

Как видно из рисунка, подбором соответствующего значения параметра b можно получить самые разнообразные зависимости Δc от частоты и достаточно приблизить теорию к опытным данным.

Представление о зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от частоты при разных значениях параметра b дает рис. 109. Вдоль оси абсцисс здесь отложена, как и в рис. 106, частота, отнесенная как к единице к наиболее вероятной постоянной времени, вдоль оси ординат в произвольной шкале — величина $\frac{c_0 + \Delta c}{c_0} \operatorname{tg} \delta$, причем потери сквозного тока не учитываются.

Как видно, в зависимости от b можно получить самую разнообразную зависимость $\operatorname{tg} \delta$ или, строго говоря, величины $\frac{c_0 + \Delta c}{c_0} \operatorname{tg} \delta$ от частоты.

Чем меньше b , тем слабее выражена зависимость от частоты. При $\omega=0$ $\operatorname{tg} \delta$ стремится к нулю, так как не учитываются, как указывалось, потери сквозного тока.

Обобщенная теория Вагнера позволяет, как мы видели, объяснить почти любую возможную зависимость Δc и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты. Не сле-

дует однако забывать, что она по существу является лишь математической обработкой опытных данных, поскольку функция спада, а следовательно, и параметр b выбираются так, чтобы он наилучшим образом удовлетворял опытным кривым спада тока. О физической

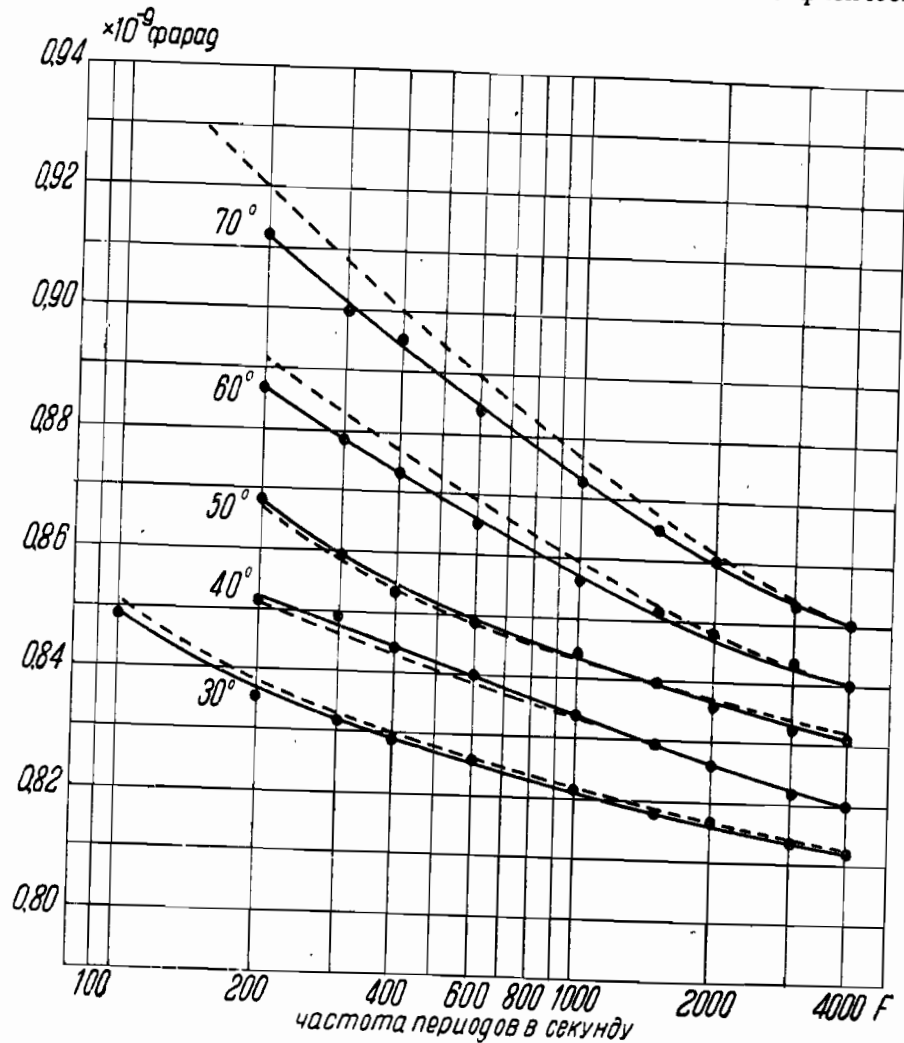


Рис. 110. Сравнение наблюдаемой и вычисленной зависимости емкости от частоты для стекла. (По Бенедикту).

природе процессов, происходящих в диэлектрике, она очень мало говорит. Некоторый смысл эта теория приобретает в случае неоднородных диэлектриков, в которых распределение постоянных времени можно объяснить распределением неоднородностей, приписав каждой неоднородности свою постоянную времени. К критике теории Вагнера в ее применении к неоднородным диэлектрикам мы еще вернемся в следующей главе.

d) Экспериментальная проверка выведенных формул. Имеется ряд работ, в которых авторы, исходя из некоторой наблюдаемой на опыте кривой спада тока, пытаются проверить правильность изложенных здесь теорий и вычислить значения потерь. По существу такого рода проверка является излишней, так как, если правильно определена функция спада тока и правильно оценен сквозной ток, то этим самым, как мы видели, совершенно однозначно определены и потери. Единственное, сделанное нами допущение это то, что к диэлектрику может быть применен принцип суперпозиции. Таким образом проверка по существу этого одного только пункта и может касаться.

Обширное изучение токов спада для разных диэлектриков и сравнение вычисленных по ним и наблюдаемых диэлектрических

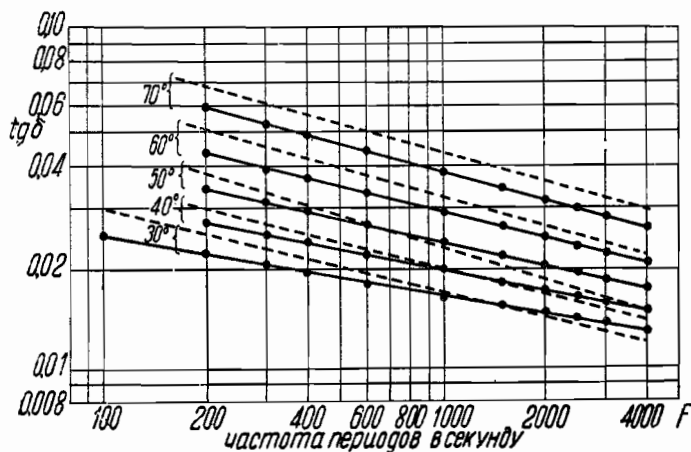


Рис. 111. Сравнение наблюдаемой и вычисленной зависимости $\text{tg } \delta$ от частоты для стекла. (По Бенедикту).

потерь было произведено Бенедиктом [77]. Мы остановимся здесь лишь на данных, полученных для стекла. Спадание тока для стекла, согласно Бенедикту, в интервале времен между 10^{-3} и 10^{-1} сек. лучше всего передается формулой:

$$I = I_0 t^{-n},$$

где $n \sim 0,70$ и несколько убывает при повышении температуры. В соответствии с видом функции спада, P , $\text{tg } \delta$ и Δc вычислялись по ф-лам (213) и (215), в которые была введена поправка на сквозную электропроводность $G_{\text{ск}}$. На рис. 110 сплошной чертой изображена зависимость емкости c от частоты для различных температур, пунктирной чертой — зависимость, вычисленная из формул спада тока для тех же температур. Совпадение следует считать хорошим.

Несколько худшее совпадение, как показывает рис. 111, получается, если сравнивать вычисленную и наблюдаемую зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты. Расхождение однако не велико и может быть объяснено ошибками измерений, в особенности в определении токов в начальные

моменты после включения напряжения. Именно эти начальные токи имеют существенное значение для вычисления потерь и вместе с тем наиболее трудно поддаются точному измерению.

Аналогичная проверка была также произведена Уайтхедом [78] для случая парафинированной бумаги. В табл. 19 приведены для трех напряжений наблюдаемые и вычисленные из кривых спада тока значения диэлектрических потерь для 60-периодного переменного напряжения.

Таблица 19.

Сравнение измеренных и вычисленных потерь парафинированной бумаги.

Напряжение в вольтах	Потери в ваттах	
	Вычисленные	Наблюдаемые
500	0,00032	0,00033
1000	0,00131	0,00132
1500	0,00295	0,00297

Совпадение следует считать великолепным. Для одного из образцов была также вычислена емкость при 60 периодах: она оказалась равной 668,9 см, в то время как непосредственно измеренная емкость равнялась 669,4 см. Совпадение следует считать весьма хорошим.

Мы подчеркиваем, однако, еще раз, что произведенные Бенедиктом и Уайтхедом измерения позволяют лишь сделать вывод, что принцип суперпозиции применим и что при правильном измерении абсорбционного тока можно вычислить из него величину потерь для частот, лежащих между 0 и 1000—5000. О механизме потерь эти опыты ничего не говорят.

§ 23. Диэлектрические потери твердых однородных диэлектриков. Ряд данных говорит за то, что в твердых диэлектриках ниже некоторой характерной для данного вещества температуры T_g вращение диполей не может иметь места (исключением является может быть лишь сегнетова соль). Ниже этой температуры вещество является вполне „твердым“, выше оно пластично. При температуре T_g на протяжении нескольких градусов резко меняется вязкость вещества, до 10^6 раз. При этой же температуре происходит скачок теплоемкости, причем теплоемкость увеличивается, что указывает на то, что молекулы вещества внезапно приобретают некоторые новые степени свободы. Этими новыми возможными движениями следует считать вращательное движение, т. е. дипольные молекулы получают возможность вращаться.

Спадание тока, а также закономерности, связанные с диэлектрическими потерями для твердых диэлектриков, не могут быть таким образом объяснены вращением диполей. Их следует объяснить либо с точки зрения поляризационных явлений (образование обратной

электродвижущей силы поляризации), либо исходя из представлений, что структура диэлектрика неоднородна, т. е. что диэлектрик состоит из ячеек, имеющих различные ϵ и γ , либо наконец комбинируя и то и другое.¹ О тех закономерностях, которые получаются в неоднородных диэлектриках, мы будем говорить в следующей главе. Здесь мы остановимся лишь на поведении тех диэлектриков, которые можно считать достаточно однородными, как например стекло. Посмотрим, можно ли объяснить наблюдающиеся в них закономерности, если исходить из предположения об образовании в них обратной электродвижущей силы поляризации.²

Напомним, как с этой точки зрения объясняется спадание тока со временем. В момент приложения напряжения распределение поля в диэлектрике равномерно и напряженность поля всюду одинакова. Ток имеет максимальное значение. Из идущих к электродам ионов выделяется лишь часть (сквозной ток), основное их количество застревает около электродов, образуя объемный заряд, разноименный с электродами. Этот объемный заряд создает электрическое поле, обратное внешнему, ослабляет таким образом поле внутри диэлектрика и уменьшает тем самым ток. Образование заряда можно себе представить как зарядку некоторой добавочной поляризационной емкости $\bar{c}$ через сопротивление внутренней части диэлектрика. В соответствии с этим и ток будет спадать по тем законам, по которым спадает ток, заряжающий емкость через сопротивление. Функция спада тока может быть тогда приближенно положена равной

$$\varphi(t) = e^{-\frac{t}{T}}, \quad (226)$$

где

$$T = cr = \frac{c}{G}; \quad (227)$$

r и G являются сопротивлением и соответственно электропроводностью диэлектрика.

Объясняя спадание тока с поляризационной точки зрения, мы предполагаем, что уменьшение тока по величине происходит не из-за реального увеличения сопротивления диэлектрика, а вследствие уменьшения электрического поля в нем. Сопротивление диэлектрика остается постоянным и равным тому значению, которое получается у неполяризованного диэлектрика. Под r и G следует таким образом в ф-ле (227) подразумевать сопротивление R и соответственно электропроводность G_0 неполяризованного диэлектрика.

Формулы для $\text{tg } \delta$ и Δc содержат еще константу k , которую необходимо определить. Ф-лы (180) и (182) показывают, что k может быть отождествлено с электропроводностью диэлектрика G_0 .

Подставим значения для k и для T в ф-лы (216), (208) и (209).

$$\Delta c = \frac{G_0^2 \bar{c}}{\omega^2 \bar{c}^2 + G_0^2}, \quad (228)$$

¹ При высоких частотах добавляются еще повидимому потери, природа которых неясна.

² В дальнейших выводах мы будем придерживаться того метода изложения, который был дан Синельниковым и А. К. Вальтером [79].

$$G_a = G_{ek} + \frac{\omega^2 \bar{c}^2 G_0}{\omega^2 \bar{c}^2 + G_0^2} \quad (229)$$

$$\text{tg } \delta = \frac{G_a}{\omega(c_a + \Delta c)} = \frac{G_{ek} + \frac{\omega^2 \bar{c}^2 G_0}{\omega^2 \bar{c}^2 + G_0^2}}{\omega\left(c_0 + \frac{G_0^2 \bar{c}}{\omega^2 \bar{c}^2 + G_0^2}\right)} \quad (230)$$

c_0 — геометрическая емкость образца. Умножая (229) на квадрат эффективного напряжения, мы получаем величину потерь.

При температурах близких к комнатным G_{ek} очень мало по сравнению с G_0 ($\frac{G_{ek}}{G_0} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$). Если пренебречь G_{ek} , то ф-ла (230) переходит в следующую:

$$\text{tg } \delta = \frac{\omega \bar{c}^2 G_0}{\omega^2 \bar{c}^2 c_0 + G_0^2(c_0 + \bar{c})}. \quad (231)$$

Займемся анализом полученных формул:

а) Зависимость диэлектрических потерь от частоты. Ф-ла (229) показывает, что при увеличении частоты активная проводимость стремится к G_0 , т. е. к электропроводности неполяризованного диэлектрика. Это следствие физически совершенно понятно, именно при больших частотах поляризация не успевает сколь-нибудь заметно нарасти и потери будут определяться электропроводностью неполяризованного диэлектрика G_0 . Таким образом потери, вначале возрастающие с увеличением частоты, начиная с некоторой частоты должны стать постоянными, равными:

$$P = G_0 U_{eff}^2, \quad (232)$$

а $\text{tg } \delta$, связанный с активной проводимостью соотношением $G_a = \omega \text{tg } \delta$, должен при больших частотах убывать обратно пропорционально ω при увеличении частоты.

Возникает вопрос, начиная с какой частоты мы можем ожидать постоянства потерь. Для этого очевидно необходимо, чтобы абсорбционный ток, определяемый скоростью нарастания поляризации, не успел заметно спасть, т. е. чтобы в функции спада тока $\frac{t}{T}$ было мало. Постоянная времени T согласно данным Синельникова и А. К. Вальтера [79] для стекла около 0,01, для парафинированной бумаги согласно данным Уайтхеда около 0,002, т. е. порядка нескольких тысячных. Таким образом, если частота будет порядка нескольких тысяч или больше, уже никаких поляризационных явлений быть не может и потери должны стать постоянными. Этот вывод может быть сделан и непосредственно из ф-лы (207). Если ω в десять или больше раз превосходит $1/T$, т. е. при $T = 10^{-2}$ $\omega > 10^3$, то G_a весьма близко к k , т. е., в нашем случае, к электропроводности G_0 .

Посмотрим, что нам дает опыт. На рис. 112 приведена зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты для разных стекол в интервале частот от 500 до 10^6 периодов, построенные по данным Мак-Леода [80]. При увеличении частоты $\text{tg } \delta$ сначала падает, а затем при больших частотах стремится к некоторому постоянному значению. При больших частотах диэлектрические потери, поскольку $\text{tg } \delta$ постоянен, согласно Ф-ле [195] возрастают пропорционально частоте, вместо того, чтобы, как этого требует поляризационная теория потерь, оставаться постоянными. Еще более убедительно на это обстоятельство указывают данные Меллера [81], приведенные на рис. 113, относящиеся к еще большим частотам. Вместо того чтобы убывать обратно пропорционально частоте, $\text{tg } \delta$ возрастает с частотой, т. е. потери увеличива-

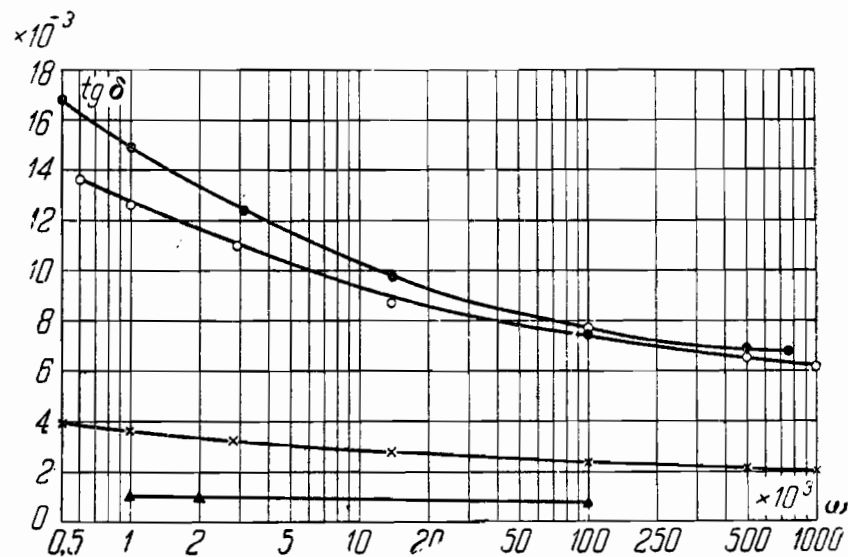


Рис. 112. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты для разных стекол. (По Мак-Леоду).

ются быстрее, чем пропорционально частоте. Малая зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты в области больших частот характерна не только для стекла, но и для ряда других технических изолирующих материалов (ср. литературу [82], [83], [84]).

Мы приходим таким образом к выводу, что поляризационная теория вряд ли может объяснить природу потерь твердых диэлектриков при частотах, превосходящих 1000—10 000 циклов. Поляризационная теория в этой области частоты дает значительно меньшие потери (в несколько десятков и сотен раз), чем они наблюдаются на опыте. Объяснить большую величину потерь на высоких частотах неоднородностью диэлектрика нам кажется невозможным, так как тогда пришлось бы предположить, что в диэлектрике вкраплены примеси с весьма большой проводимостью ($\gamma \sim 10^{-5}$). Приходится считать, что в столь коротких временах как 10^{-5} — 10^{-6} сек. после включения напряжения в диэлектрике могут происходить процессы, пока еще

совершенно не изученные. Неотложной задачей является изучение этих процессов, в частности измерение токов, текущих через диэлектрик через 10^{-5} — 10^{-6} сек. после наложения напряжения.

Что касается области низких частот технических и звуковых, то, поскольку здесь спадание тока обуславливается поляризационными явлениями, и потери также должны определяться этими же явлениями. Строгой численной проверки этой теории для низких частот с учетом начальной проводимости и поляризационной емкости еще не производилось. Пример, содержащийся в статье Синельникова и А. К. Вальтера, следует считать неудачным, так как там вычисления производились для высокой частоты, т. е. именно для тех условий, когда поляризационная теория потерь совершенно неприменима. Если же попытаться по этим данным вычислить $\text{tg } \delta$ для звуковых частот, то получаются неправдоподобно большие значения.

б) Зависимость диэлектрических потерь от напряжения. В случае когда диэлектрик содержит включения, в особенности полости, заполненные газом, то наблюдается значительная зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения, вызванная тем, что заключающийся в полостях газ ионизуется. Потери возрастают таким образом быстрее, чем пропорционально квадрату напряжения. Об этих явлениях мы будем говорить подробнее в части книги, посвященной пробоем технической изоляции.

Здесь мы остановимся на диэлектриках, не имеющих грубых включений; в качестве примера возьмем стекло. Опыт показывает, что в области низких напряжений не наблюдается зависимости $\text{tg } \delta$ и активной проводимости от напряженности поля как в области низких, так и в области высоких частот. До высоких значений напряженности поля дошел в своих измерениях Н. А. Мандрыка [85]. Его данные, соответствующие 50-периодному переменному напряжению, приведены на рис. 114. Возможную ошибку в определении значений $\text{tg } \delta$ следует в этих опытах считать 10—15% и с этой точностью можно утверждать, что $\text{tg } \delta$ не зависит от напряженности поля вплоть до полей весьма близких к пробивным. Аналогичная зависимость была наблюдаема Хальбахом [86] для фарфора.

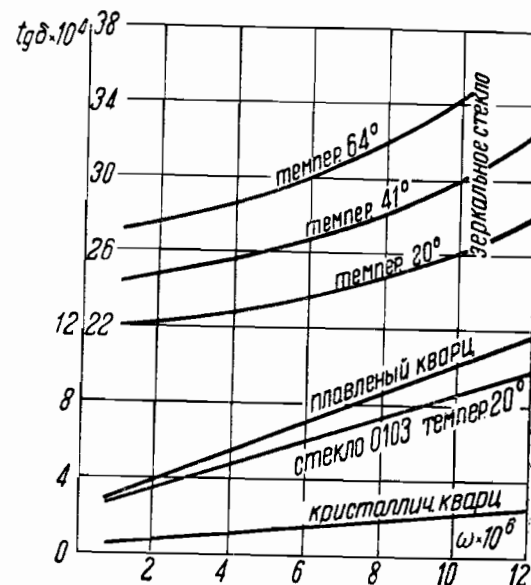


Рис. 113. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты для стекол и кварца при разных температурах. (По Меллеру).

Постоянство $\operatorname{tg} \delta$, и следовательно, и активной проводимости (е от напряжения не зависит) даже в самых сильных электрических полях представляет значительный теоретический интерес. В самом деле, если потери, как это предполагает поляризационная теория, обуславливаются электропроводностью диэлектрика, то и зависимость потерь от напряженности должна быть такого же рода, как у электропроводности. Известно, что электропроводность вычисленная по остаточному току, сильно зависит от напряжения. Если мы будем вычислять значение электропроводности не для бесконечного времени, а через промежутки времени, все больше и больше приближающиеся к моменту включения напряжения, то абсолютные значения электропроводности будут возрастать, а зависимость их от напряжения уменьшаться. Наконец электропроводность неполяризованного диэлектрика будет зависеть от напряжения в несравненно меньшей степени, чем остаточная проводимость. В нашем случае при 50 периодах мы находимся в условиях, когда активная проводимость должна быть близка к проводимости неполяризованного диэлектрика. Приведенные на рис. 114 результаты подтверждают косвенным образом, что эта проводимость мало зависит от напряженности поля.

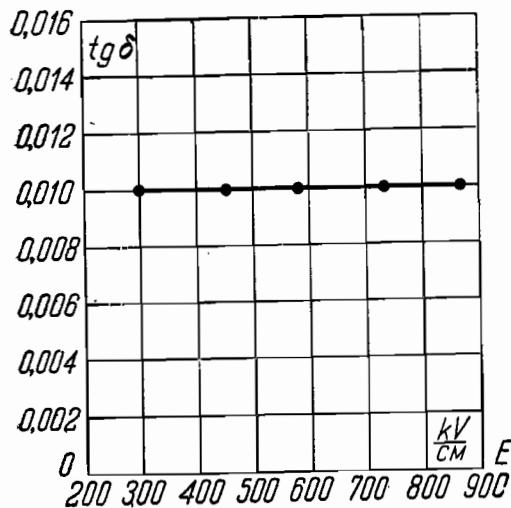


Рис. 114. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от напряженности поля для стекол. (По Мандрыка).

ратуры, то значительная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от напряженности поля получается тогда, если диэлектрик, находясь под напряжением, нагревается выделяющимся в нем теплом. Обратное, отступление квадратичной зависимости потерь от напряжения во многих случаях могут служить признаком того, что в диэлектрике происходит значительное выделение тепла, т. е. что диэлектрик обладает большими потерями.

с) Зависимость диэлектрических потерь от температуры. Рассмотрим сначала, какова будет температурная зависимость активной проводимости при постоянной частоте. Обратимся к ф-ле (229). От температуры зависит как начальная электропроводность G_0 , так и электропроводность по сквозному току $G_{ск}$, причем $G_{ск}$ возрастает при повышении температуры значительно быстрее, чем G_0 (ср. стр. 161). Допустим, что поляризационную емкость с можно считать в известном температурном интервале от температуры не зависящей. Легко убедиться, что второй член справа в ф-ле (229) должен иметь при комнатной температуре максимум.

На самом деле при низкой температуре, когда $G_0 < \omega \bar{c}$, при увеличении температуры числитель будет быстрее возрастать, чем знаменатель, и следовательно, будет увеличиваться и вся дробь. При возрастании G_0 в некоторый момент $\omega \bar{c}$ и G_0 сравняются. При дальнейшем увеличении температуры и G_0 знаменатель будет уже быстрее возрастать, чем числитель, и вся дробь будет убывать. Мы можем следовательно ожидать максимума дроби при $G_0 \sim \omega \bar{c}$.

Вычисления вполне подтверждают этот вывод. Отбросим сначала $G_{ск}$, дифференцируем (229) по G_0 и приравняем нулю. Произведя некоторые сокращения, мы получим условие максимума

$$\omega^2 \bar{c}^2 - G_0^2 = 0 \quad (233)$$

$$G_0 = \omega \bar{c}$$

или, принимая во внимание (227),

$$\omega = \frac{1}{T},$$

где T — постоянная времени.

Значение активной проводимости в момент максимума будет

$$(G_a)_m = \frac{G_0}{2}. \quad (234)$$

Появление максимума в температурном ходе потерь может быть с физической точки зрения объяснено следующим образом.¹ При низких температурах G_0 мало, постоянная времени велика. Обратная электродвижущая сила поляризации не успевает установиться и активная проводимость G_a близка к электропроводности G_0 . Поскольку G_a мало, малы и потери. При повышении температуры возрастает электропроводность G_0 , а следовательно увеличиваются и потери. Однако увеличение электропроводности влечет за собой более быстрое образование поляризации. Образование обратного поляризационного поля может при больших G_0 протекать настолько быстро, что средний ток за полпериода будет уже определяться не величиной G_0 , а значительно меньшей. Вследствие этого, несмотря на большую начальную электропроводность, активная проводимость и потери могут сделаться опять малыми.

Получим ли мы максимум в температурном ходе потерь или нет, зависит от второго слагаемого в ф-ле (229). Мы видели, что максимум активной проводимости равен $\frac{G_0}{2}$. Если при температуре, при

которой G_0 имеет максимум $G_{ск} < \frac{G_0}{2}$, то максимум будет, если $G_{ск} > \frac{G_0}{2}$

то максимум будет слабо выражен и может совсем исчезнуть. Конечно нет максимума и при столь высоких температурах, когда поляризационные явления исчезают, и следовательно с стремится к бесконечности.

¹ Следует отметить, что появление максимума не связано исключительно с поляризационной теорией потерь. Наличие максимума следует и из общей ф-лы (208), если считать, что k возрастает при увеличении температуры и T убывает.

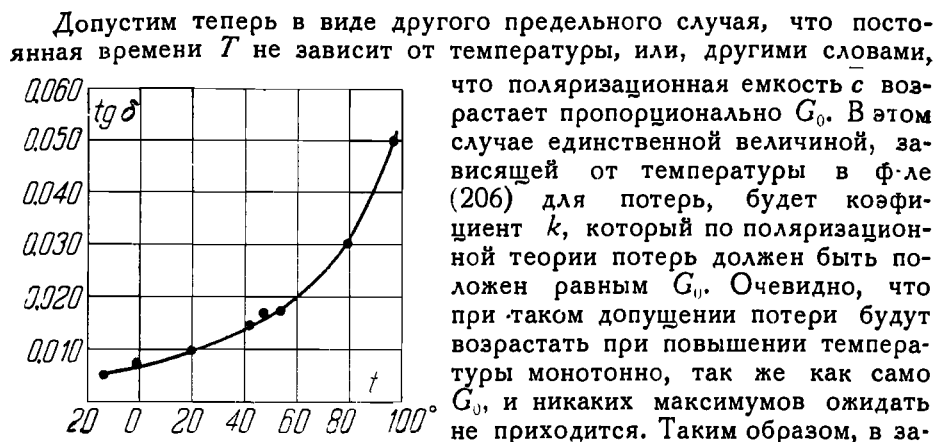


Рис. 115. Зависимость $\text{tg } \delta$ для стекла от температуры. (По Мандрыка).

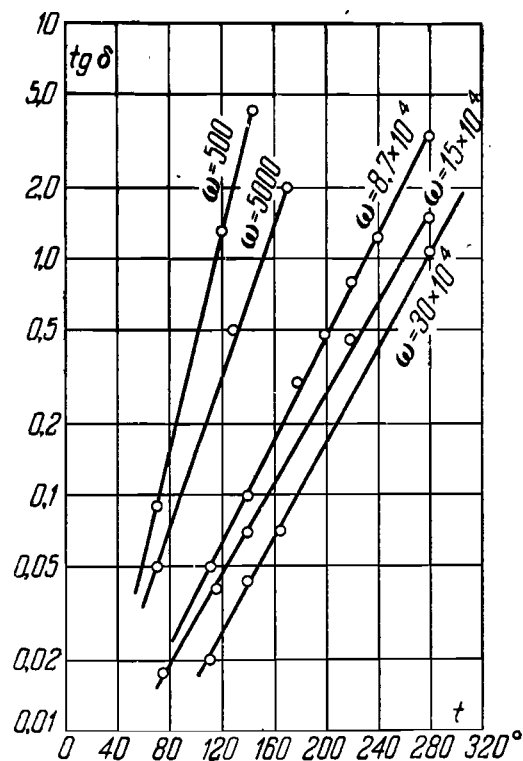


Рис. 116. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры при разных частотах для стекла. (По Штутту).

рем так, чтобы экспоненциальная кривая на нужном участке лучше всего совпадала бы с экспериментальной кривой спадания тока. Анализ

кривых, полученных Бенедиктом, показывает, что постоянная времени почти не изменяется при повышении температуры. Так при 30°C $T=0,005$, при 70°C $T=0,006$. В виду постоянства T у стекла температурный ход $\text{tg } \delta$ не должен иметь максимума. Обратимся к опытным данным.

Для 50-периодного переменного тока зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры, согласно данным Мандрыка, передается кривой, изображенной на рис. 115. В интервале температур между -20° и 100°C никакого максимума $\text{tg } \delta$ не наблюдается.

Данные для стекла, взятые у Штутта [87] и соответствующие более высоким частотам, приведены на рис. 116. Опять не имеется никаких максимумов, хотя следует оговорить, что измерения Штутта в основной своей части относятся к таким высоким температурам, при которых поляризационные явления в стекле уже сильно ослаблены.

На рис. 117 приведена наконец зависимость активного сопротивления, обратной величины активной проводимости от температуры при высоких частотах по данным Шотта [82]. Для сравнения на том же рисунке нанесен и температурный ход активного сопротивления того же стекла S , измеренный при низкой частоте.

Кривые, приведенные на рис. 116 и 117, показывают, что, чем больше частота, тем меньше наклон температурной кривой. С точки зрения поляризационной теории это обстоятельство может быть качественно объяснено тем, что при увеличении частоты активная проводимость приближается к проводимости неполяризованного диэлектрика, у которой, как указывалось, зависимость от температуры меньше чем для сквозной электропроводности.

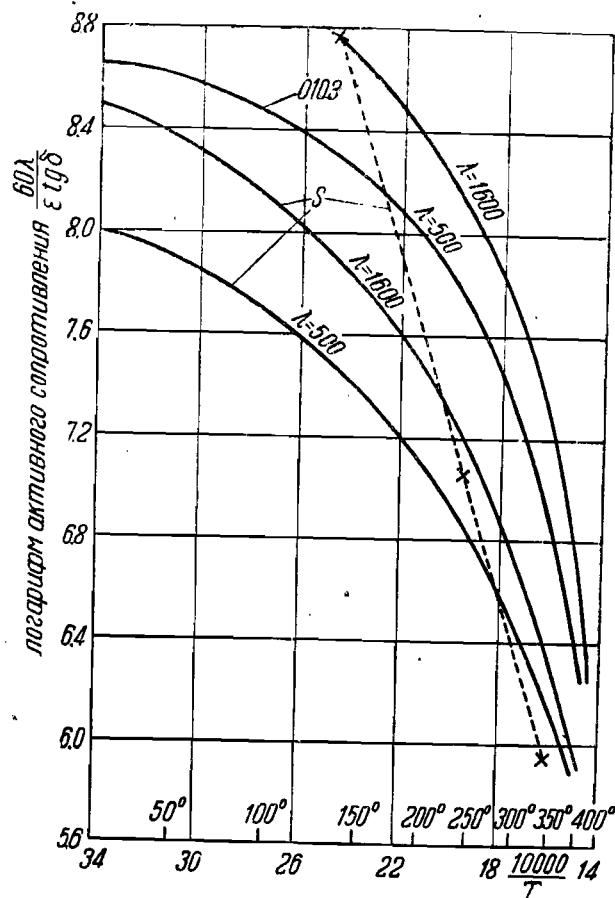


Рис. 117. Зависимость активного сопротивления от температуры для разных стекол при радиочастотах. (По Шотту).

$$I = I_0 t^{-n}.$$

Мы не сделаем однако большой ошибки, если применим более простой показательный закон (202). Постоянную времени T подберем так, чтобы экспоненциальная кривая на нужном участке лучше всего совпадала бы с экспериментальной кривой спадания тока. Анализ

Рис. 117 показывает, что при высоких частотах, при которых не может быть и речи о каких-либо поляризационных явлениях и следовательно активная проводимость должна была бы быть положена равной g_0 температурная зависимость активной проводимости не подчиняется тому же закону:

$$G_0 = \bar{G}_0 e^{-\frac{b}{T}},$$

как электропроводность неполяризованного диэлектрика. Это обстоятельство еще раз подчеркивает наше утверждение, что потери в твердых диэлектриках на высокой частоте не могут быть объяснены с точки зрения поляризационных явлений и обычной ионной электропроводности диэлектрика.

При высокой температуре ($t > 300^\circ$), как показывает рис. 117, у стекла активная проводимость не зависит от частоты и потери целиком определяются электропроводностью сквозного тока.

Резюмируя, можно сказать, что хотя закономерности, которым подчиняются диэлектрические потери в твердых диэлектриках при низких частотах, и должны быть вероятно объяснены поляризационными явлениями, все же имеется ряд неясных моментов. Поляризационная теория потерь должна быть проработана детально и все выводы из нее тщательно проверены на опыте.

§ 24. Диэлектрические потери жидких диэлектриков. а) Общие закономерности в явлении дипольных потерь. Детальные опыты, описанные во второй главе этой книги (ср. стр. 123), показали, что значительных искажений поля, которые бы давали указание на наличие поляризационных явлений, в жидких диэлектриках не наблюдается. В виду этого поляризационная теория потерь не может быть приложена к жидкостям. Мы не будем здесь останавливаться на попытках объяснить закономерности, которым подчиняются потери в жидкостях, наличием в жидкости включений, например капелек воды. В следующей главе будет показано, что такие предположения о наличии включений вряд ли могут объяснить опытные данные. Тем большее значение приобретает в случае жидких и полужидких (пластичных) диэлектриков дипольная теория потерь, считающая, что теряемая в диэлектрике энергия идет на преодоление трения при вращении дипольных молекул.

Вопрос о том, как будет зависеть диэлектрический коэффициент дипольной жидкости от частоты и температуры, мы подробно разбирали в первой главе этой части книги (ср. стр. 97). Напоминаем, что ϵ получался большим, когда при данной частоте и температуре диполи успевали ориентироваться, и малым (оптическим), равным n^2 , где n — оптический показатель преломления, когда дипольные молекулы не успевали поворачиваться. Возможность ориентации диполей определялась произведением $\omega \tau$, где ω — частота, и τ — „время релаксации“, время, необходимое для того, чтобы диполи вернулись после удаления напряжения из упорядоченного в свое первоначальное неупорядоченное состояние. Время релаксации τ пропорционально вязкости среды (ср. формулу (34) первой части) и, так же как и вязкость среды, быстро убывает при повышении температуры. Очевидно, что

при $\tau = \frac{1}{\omega}$ дипольные молекулы уже не успевают полностью ориентироваться за полпериода. В области частот, задаваемых равенством $\omega = \frac{1}{\tau}$, лежит переход ϵ от его высоких значений к низким.

Потери мы характеризуем тангенсом угла потерь $\operatorname{tg} \delta$, величиной, пропорциональной диэлектрическим потерям за один период. Легко сообразить, что как в температурном, так и в частотном ходе $\operatorname{tg} \delta$ должен наблюдаться максимум. Именно дипольные потери будут малы при высоких температурах из-за малой вязкости среды, но так же малы и при низких, где из-за очень большой вязкости диполи вообще не будут иметь возможности поворачиваться. При некоторой промежуточной температуре должен лежать максимум. Точно таким же образом при низких частотах потери будут малы, так как число поворотов незначительно; при высоких частотах опять малы, так как не хватает времени для поворота. При некоторой промежуточной частоте опять должен лежать максимум. Очевидно, что максимум потерь за период, т. е. максимум $\operatorname{tg} \delta$, должен лежать при таких условиях, когда из-за большой вязкости среды диполи как раз начнут в своем повороте отставать от поля. Условием максимума является таким образом $\omega = \frac{1}{\tau}$ или $\omega \tau = 1$, то же, при котором происходит и

изменение диэлектрического коэффициента. Следует указать на то, что на эти дипольные потери в жидкостях будут накладываться потери, вызванные сквозным (омическим) током. Особенно существенное значение эти омические потери могут приобрести при высоких температурах и мало вязких жидкостях.

б) Опытные данные о потерях жидких диэлектриков. 1. Диэлектрические потери в мало вязких жидких диэлектриках при низких частотах. При технических и звуковых частотах в жидкостях, вязкость которых не превосходит нескольких десятков градусов Энглера (к этой группе жидкостей относятся например все минеральные масла), потери следует считать обусловленными омическими (сквозными) токами, и можно положить следовательно равными

$$P = G U_{\text{eff}}^2,$$

где G — электропроводность жидкости при постоянном напряжении (о постоянстве этой величины ср. стр. 123). Активная проводимость в этих условиях совпадает с проводимостью при постоянном токе. Равенство этих двух величин может быть показано непосредственным подсчетом. Так например Богородицкий и Майгельдинов [88] нашли, что для масла, применяемого для пропитки кабелей (50% канифоли и 50% минерального масла) при 100°C удельная электропроводность на постоянном напряжении равна $2 \times 10^{-11} \frac{\text{см}^8}{\Omega}$. При той же температуре при 50 периодах $\operatorname{tg} \delta = 0,21$, $\epsilon = 2,8$ и следовательно активная удельная проводимость $\gamma_a = \frac{\epsilon f \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{12}}$ равна $1,6 \times 10^{-11} \frac{\text{см}^8}{\Omega}$.

Обе величины γ и γ_a оказываются действительно очень близкими друг к другу.

В чистом трансформаторном масле с удельной электропроводностью около $10^{-15} \frac{\text{см}^3}{\Omega}$ Уайтхед [89] обнаружил некоторое спадание тока со временем (примерно в два раза), причем спадание это было вероятно вызвано образованием объемных зарядов, так как оно сопровождалось искажением распределения поля. Найденное по начальному току сопротивление слоя масла между электродами равнялось $2,2 - 3,1 \times 10^{10} \frac{\Omega}{\text{см}^3}$. Вычисленное для того же масла при тех же электродах активное сопротивление оказалось равным $2,4 - 2,7 \times 10^{10} \frac{\Omega}{\text{см}^3}$. Расхождением между обеими величинами лежит в пределах погрешности измерений.

Наше предположение, что потери в жидкостях при переменном напряжении обусловлены некоторой постоянной, не зависящей от частоты электропроводностью, подтверждается косвенно еще следующим фактом: согласно измерениям Орнштейна, Вильямса и Мундеса [90] потери в трансформаторном масле в интервале частот от 0 до 500 периодов не зависят от частоты. Из этого следует, что активная проводимость также не зависит от частоты и может быть отождествлена с электропроводностью на постоянном напряжении.

Незначительные отступления от этого правила, которые иногда наблюдаются, особенно в загрязненных жидких диэлектриках, следует объяснить тем, что ток не является строго постоянной величиной, а несколько спадает с течением времени. Спадание это может быть вызвано электрической очисткой и образованием объемного заряда и более резко выражено именно в загрязненных жидкостях.

2. Диэлектрические потери в вязких минеральных маслах. Все зависимости существенно меняются, если мы переходим к более вязким жидкостям. Закономерности, которым подчиняются диэлектрические потери в тяжелых нефтяных маслах, были детально изучены Рэсом [91]. Физические константы масел, с которыми он работал, были следующие:

Точка воспламенения	— 280° С.
Кислотность	0,035 мг КОН на грамм.
Удельный вес при 30°	— 0,9085
100°	— 0,8654
Вязкость 30°	— 11,76 пуазов
100°	— 0,27 пуазов

Зависимость вязкости этого масла от температуры в интервале от 0° до 140° С приведена на рис. 118. Наблюдаемая для этого масла частотная зависимость $\text{tg } \delta$ при разных температурах (0°—150° С) приведена на рис. 119. При высокой температуре (150°, кривая 7) $\text{tg } \delta$ быстро падает при увеличении частоты. Уменьшение $\text{tg } \delta$ происходит обратно пропорционально частоте. Так например частоте 10^3 соответствует $\text{tg } \delta$, равный 0,022, в десять раз больший, чем частоте 10^4 , при которой $\text{tg } \delta$ равен 0,0025. Произведение $\omega \text{tg } \delta$, характеризующее

активную проводимость и следовательно величину потерь, остается постоянным. Сами потери являются чисто омическими, вызванными токами проводимости. При понижении температуры (кривые 5 и 6) потери уменьшаются, так как убывает ток проводимости. В области высоких частот намечается вторичное увеличение $\text{tg } \delta$. Еще более резко выраженным становится вторичный подъем при 75° (кривая 4) и 50° (кривая 3). Кривые, снятые при еще более низкой температуре (кривая 2 при 25°, кривая 1 при 0° С) показывают, что после вторичного подъема начинается опять уменьшение $\text{tg } \delta$, т. е. кривая зависимости $\text{tg } \delta$ от ω имеет максимум. Можно предположить, что кривые, соответствующие разным температурам, имеют одинаковый вид, но все они разным образом расположены вдоль оси частот. Чем выше температура, тем больше частота, при которой получается максимум потерь. Для температур, превышающих 75° С, этот максимум должен лежать при частотах больших чем 10^7 .

Легко убедиться, что и кривая зависимости $\text{tg } \delta$ от температуры при постоянной частоте может иметь максимум. Возьмем например частоту 10^6 . При переходе от 0° С (кривая 1) к 25° С (кривая 2) $\text{tg } \delta$ возрастает. При 50° С (кривая 3) он имеет то же значение, что для 25° С, а при более высоких температурах (кривые 4, 5, 6, 7) он опять начинает уменьшаться. Таким образом $\text{tg } \delta$ как функция температуры при частоте 10^6 имеет максимум, лежащий между 25 и 50° С. Обе наблюдаемые закономерности могут быть легко объяснены с точки зрения дипольной теории потерь. Остановимся сначала на частотном ходе $\text{tg } \delta$. При высокой температуре вязкость среды очень мала. Диполи будут свободно вращаться и энергия, затрачиваемая на их вращение, будет незначительна. Наоборот, омические потери из-за большой проводимости среды будут велики. Они будут настолько превосходить дипольные потери, что практически мы дипольные потери не сможем вообще обнаружить. При более низких температурах, когда вязкость масел становится больше, в области больших частот энергия, затрачиваемая на поворот диполей, может стать уже значительной и начать превосходить омические потери, которые вследствие снижения температуры будут уже малыми. Полная величина потерь окажется увеличенной (кривые 6, 5, 4). Наконец, понижая температуру, мы можем настолько

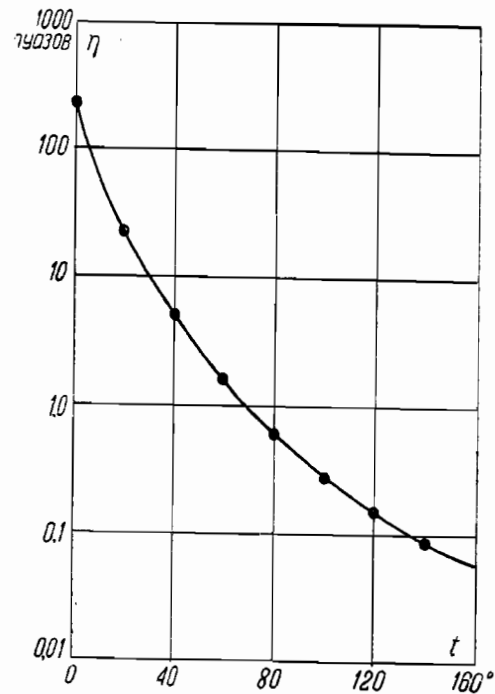


Рис. 118. Зависимость вязкости тяжелого минерального масла от температуры. (По Рэсу).

увеличить вязкость среды, что при высоких частотах диполи вообще не будут успевать повернуться, а следовательно и не будет затрачиваться энергия на их поворот. В этом случае $\operatorname{tg} \delta$ при высокой частоте опять будет мал и кривая будет иметь максимум, лежащий вблизи той частоты, где диполи еще будут успевать поворачиваться.

Как нами было показано на стр. 191, дипольная теория потерь вполне убедительно объясняет также и появление максимума в температурном ходе $\operatorname{tg} \delta$.

Таким образом теория дипольных потерь качественно хорошо описывает наблюдаемые закономерности. Количественную проверку мы произведем после того, как будут выведены точные формулы для дипольных потерь.

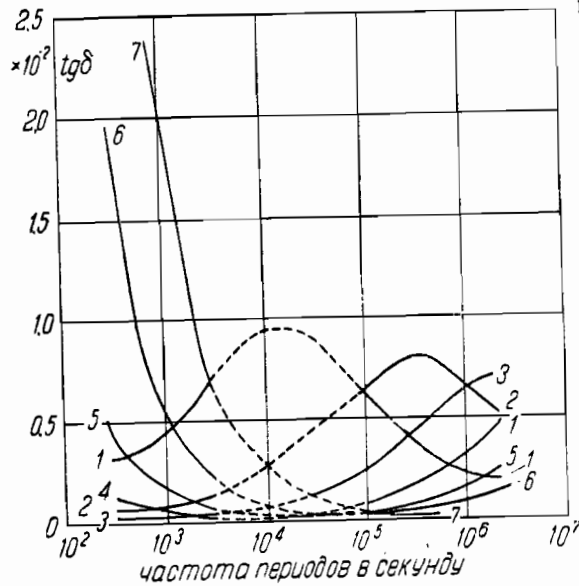


Рис. 119. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты для тяжелого минерального масла при разных температурах. (По Рэсу).

Кривая 1 — 0°C
Кривая 2 — 25°C
Кривая 3 — 50°C
Кривая 4 — 75°C
Кривая 5 — 100°C
Кривая 6 — 125°C
Кривая 7 — 150°C

Для трансформаторного масла, мало вязкого при комнатной температуре, максимум $\operatorname{tg} \delta$ и должен лежать при более низкой температуре, чем для вязких минеральных масел.

3. Диэлектрические потери в канифоли и кабельных пропиточных маслах. Поскольку кабельные пропиточные массы, а также и канифоль при температурах выше 30—40°C следует рассматривать как вязкие жидкости, можно ожидать, что и в них будут наблюдаться явления, аналогичные тем, которые имелись в тяжелых минеральных маслах. Температурная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ была для канифоли тщательно изучена Богородицким и Майгельдиновым [88], а для сплавов канифоли с минеральным маслом Кирхом и Рибелем [93]. На рис. 120 приведена зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для масс, состоящих из канифоли и трансформаторного

масла. Данные эти соответствуют частоте 50. Состав масс приведен в подписи к рисунку. Приведенные на рисунке данные ясно показывают, что чем больше мы разбавляем канифоль, т. е. тем более подвижной (менее вязкой) становится масса, тем дальше смещается максимум в область высоких температур. С точки зрения дипольной теории потерь этот сдвиг легко объяснить. Именно для данной частоты максимум $\operatorname{tg} \delta$ должен лежать при определенной вязкости η такой,

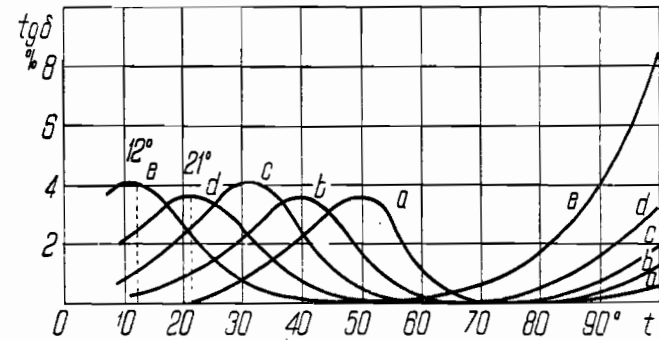


Рис. 120. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для различных сплавов канифоли с маслом. (По Кирху и Рибелю).

a — 100% канифоли, d — 85%, b — 95%, c — 90%, e — 75%.

чтобы диполи еще успевали поворачиваться за полпериода и вместе с тем на преодоление трения при повороте затрачивалось достаточно энергии. В первом приближении можно предположить, что при максимуме $\operatorname{tg} \delta$ вязкости всех масс должны быть одинаковыми. Тогда, естественно, максимум для масс более вязких должен лежать при более высокой температуре, чем для масс с меньшей вязкостью.

Предположение о том, что вязкости масс при температуре, при которой $\operatorname{tg} \delta$ имеет максимум, должны быть равны, может быть проверено опытным путем. Снимая зависимость η от температуры и экстраполируя полученные значения к температуре, при которых $\operatorname{tg} \delta$ имеет максимум, Кирх и Рибель нашли, что при максимуме $\operatorname{tg} \delta$ вязкость всех масс действительно одинакова и равна примерно 10^7 градусов Энглера.

На рис. 121 приведена зависимость диэлектрического коэффициента от температуры для этих же масс.

Момент спада ϵ должен совпадать с максимумом потерь, так

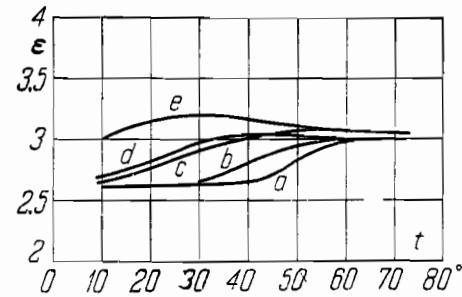


Рис. 121. Зависимость диэлектрического коэффициента от температуры для различных сплавов канифоли с маслом. Обозначения те же, что на рис. 120. (По Кирху и Рибелю).

как оба эти явления будут обуславливаться тем, что диполи не успевают полностью повернуться. Сравнивая рис. 120 и 121, мы видим, что это следствие выполняется.

Так например для массы a максимум $\operatorname{tg} \delta$ лежит при 50°C . При той же температуре происходит наиболее резкое падение ϵ . Для

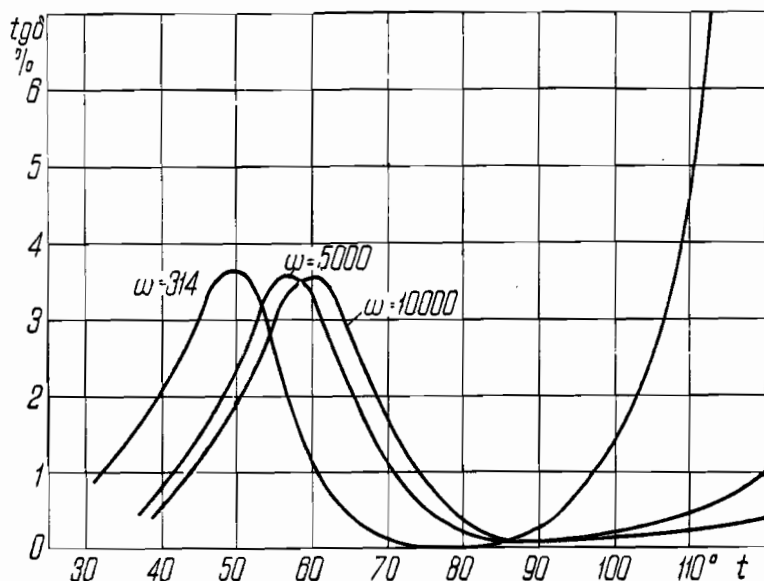


Рис. 122. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры при разных частотах для канифоли.
(По Кирху и Рибелю).

более вязкой массы e максимум $\operatorname{tg} \delta$ лежит при 12°C , а наиболее резкое падение ϵ при $10-15^\circ$.

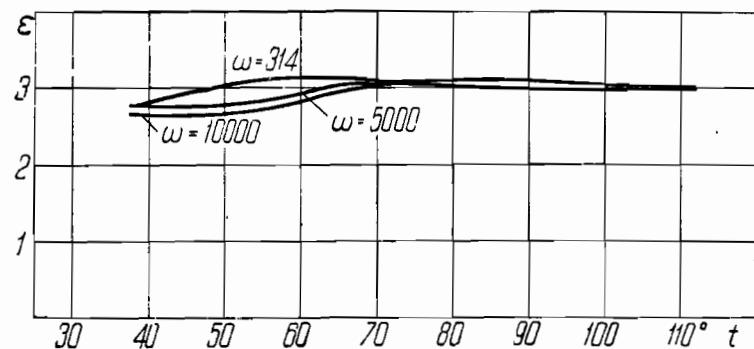


Рис. 123. Зависимость диэлектрического коэффициента канифоли от температуры при разных частотах.
(По Кирху и Рибелю).

Кривые с максимумом в температурном ходе наблюдаются не только для кабельных масс, но и у бумаги, пропитанной этими массами. Природа потерь очевидно в обоих случаях одинакова.

Кривые, подобные приведенным на рис. 120, были также наблюдаемы П. П. Кобеко [94]. В этих опытах определялась также и температура перехода в канифоли в твердое состояние T_g (ср. стр. 181). Оказалось, что эта температура совпадает для всех масс с началом первого подъема кривой $\operatorname{tg} \delta$.

Остановимся еще на свойствах чистой канифоли. На рис. 122 приведена измеренная Кирхом и Рибелем [93] зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для разных частот. Увеличение частоты сдвигает максимум в сторону высоких температур — явление, которое вполне согласуется с дипольной теорией потерь. Отметим, что при высоких температурах ($t > 100^\circ$) $\operatorname{tg} \delta$ убывает, как можно убедиться из рис. 122, обратно пропорционально частоте; потери постоянны и являются чисто омическими.

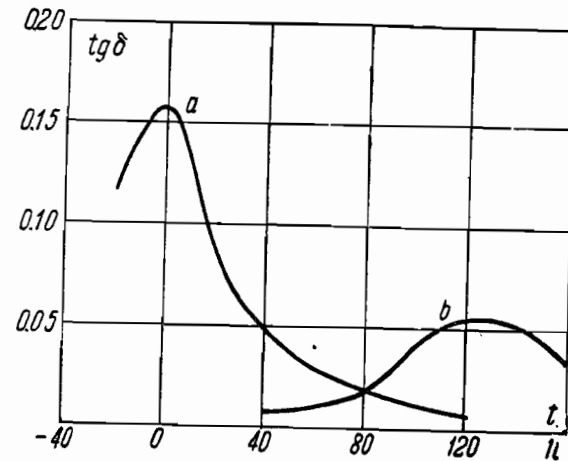


Рис. 124. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для канифоли b и касторового масла a при частоте $f = 10^7$.
(По Китчину).

Зависимости диэлектрического коэффициента канифоли от температуры для разных частот приведены на рис. 123. Сравнивая рис. 122 и 123, мы находим, что и здесь температура, при которой при данной частоте $\operatorname{tg} \delta$ имеет максимум, попадают в ту же область температур, в которой происходит падение ϵ .

На рис. 124 сопоставлены кривые, измеренные Китчином [95], передающие зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для канифоли и касторового масла при высокой частоте ($f = 10^7$). Температурная зависимость вязкости для касторового масла и канифоли приведена на рис. 125. Этими данными мы воспользуемся при проверке математической теории дипольных потерь.

4. Дипольные потери в лаковых пленках и в резине. В заключение приведем еще несколько кривых, относящихся к веществам, которые обычно принято относить к „твердым“. Так на рис. 126 приведена зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для каучука по Флемингу [96]. Кривые имеют

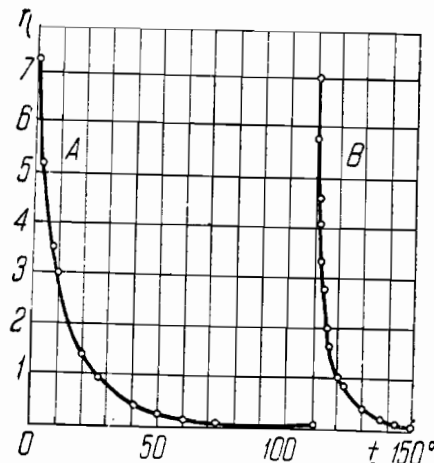


Рис. 125. Зависимость вязкости в пузах от температуры для касторового масла A и канифоли B .
(По Китчину).

совершенно такой же характер, как и у канифоли (рис. 122). Так же как и там, температура, при которой $\operatorname{tg} \delta$ имеет максимум, при увеличении частоты сдвигается в сторону более высоких температур. Аналогичные кривые наблюдаются и у гуттаперчи.

Как уже неоднократно указывалось, согласно дипольной теории, температура влияет на $\operatorname{tg} \delta$ в первом по крайней мере приближении постольку, поскольку она изменяет вязкость. Если изменять вязкость не повышением или понижением температуры, а другим путем, то можно также ожидать, что полученные кривые для $\operatorname{tg} \delta$ будут иметь максимум. Если длительно прогревать масляный лак, или проще всего льняное масло, то оно постепенно полимеризуется, причем сильно возрастает его вязкость. Чем выше температура, тем быстрее идет процесс полимеризации. Изменение $\operatorname{tg} \delta$ для пленки из олифы (льня-

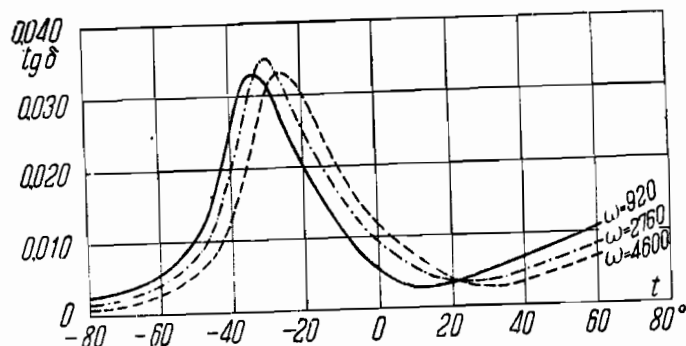


Рис. 126. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для каучука при разных частотах. (По Флемингу).

ного масла) в процессе полимеризации согласно измерениям Е. В. Кувшинского [97] имеет вид, приведенный на рис. 127. Кривые имеют тот же вид, что и на рис. 120, и могут быть ровно таким же путем объяснены как те кривые, следует только иметь в виду, что длительная сушка дает большую вязкость и эквивалентна поэтому низким температурам, так что левая часть диаграммы 127 эквивалента высоким температурам, а правая низким. Чем выше температура полимеризации, тем быстрее протекает полимеризация и тем больше соответственно сдвинут влево максимум $\operatorname{tg} \delta$.

П. П. Кобеко указал еще на одну любопытную закономерность, которая может быть наблюдаема у этих пленок. Посмотрим, какую температурную зависимость можно ожидать для пленок различных степеней полимеризации. Возьмем пленку, для которой потери лежат на восходящей части кривой $\operatorname{tg} \delta$, например пленку, сушенную 20 минут при 200 °C. В лаке этой степени полимеризации диполи еще будут успевать поворачиваться (вязкость меньше чем при максимуме $\operatorname{tg} \delta$). Повышение температуры вызовет уменьшение вязкости вещества и следовательно потери на трение поворота уменьшаются. При *повышении* температуры $\operatorname{tg} \delta$ вследствие этого должен *убывать*. Возьмем теперь пленку, соответствующую спадающей части кривой: например сушенную 200 минут при 200 °C. В этой пленке диполи уже

почти не успевают поворачиваться (вязкость больше чем при максимуме $\operatorname{tg} \delta$). Повышение температуры, уменьшая вязкость вещества, сделает поворот возможным, и вследствие этого увеличит потери. Для этой пленки *повышение* температуры должно поэтому вызвать *увеличение* $\operatorname{tg} \delta$. Оба эти следствия были экспериментально подтверждены П. П. Кобеко.

Следует отметить, что с принципиальной точки зрения не имеется возражения против того, чтобы считать потери в таких веществах, как резина и лаковые пленки, вызванными дипольным трением. Оба эти вещества пластичны по крайней мере в той области, где лежит максимум угла потерь. Их внутреннее трение не достигает тех громадных значений, которые мы например имеем в стекле или кристаллах. Мы отрицали в свое время (ср. стр. 121) возможность вра-

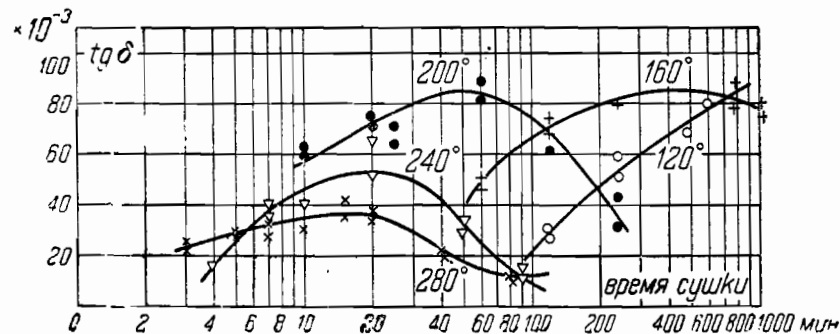


Рис. 127. Изменение $\operatorname{tg} \delta$ в процессе полимеризации льняного масла при разных температурах. Частота 50. (По Кувшинскому).

щения диполей в твердых диэлектриках. Однако в таких веществах, как резина, при температурах, превышающих ту T_g , при которой происходит резкое скачкообразное увеличение вязкости, приводящее диэлектрик в твердое состояние, вращение диполей следует считать возможным.

§ 25. Точная теория дипольных потерь Дебая и ее проверка.

В предыдущем параграфе мы уже дали физическую картину дипольных потерь, обусловленных трением при вращении диполей. Мы показали, что как в частотном, так и температурном ходе $\operatorname{tg} \delta$ жидких и пластичных диэлектриков должен существовать максимум, положение которого определяется частотой переменного напряжения и вязкостью среды. Максимум $\operatorname{tg} \delta$ расположен в той области температур и частот, где диполи не успевают из-за вязкости среды следовать в своем вращении за полем. В этой же области происходит и спадание диэлектрического коэффициента, причем мы от величины, характеризующей смещением и ориентацией диполей, переходим к величине, характеризующей одним только смещением.

Точная математическая теория дипольных потерь дана Дебаем [14]. При выводе формул дипольных потерь мы будем придерживаться того изложения, которое дал этой теории Гемант [98].

При рассмотрении процесса ориентации молекулы в электриче-

ском поле, как уже указывалось на стр. 89, приходится учитывать действие двух факторов: 1) электрического поля, которое стремится повернуть диполи и поставить их по полю, 2) теплового молекулярного движения, которое препятствует этой ориентации и стремится разбросать диполи так, чтобы все направления их осей были равновероятными.

Для того чтобы характеризовать состояние газа, поступают следующим образом: возьмем сферу радиусом $r=1$ см (ср. рис. 128). Будем считать все молекулы сосредоточенными в центре сферы. Направление их осей характеризуется точкой пересечения оси диполя с поверхностью сферы. При отсутствии электрического поля все направления осей диполей равно вероятны и поверхность сферы будет равномерно покрыта точками, следами осей диполей. Приложим поле напряженностью E и будем считать, что оно направлено вертикально вверх (рис. 128). После наложения

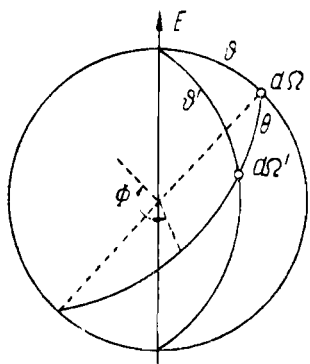


Рис. 128.

поля распределение осей диполей уже не будет равномерным, а так как они будут стремиться стать по полю, — плотность их будет возрастать при переходе от экватора к полюсу (ось E). Обозначим через f — „плотность“ диполей, т. е. число следов осей диполей, приходящихся на единицу поверхности. Через $d\Omega$ обозначим небольшой элемент поверхности сферы. Приходящееся на этот элемент поверхности число диполей будет равно $fd\Omega$. Очевидно, что распределение осей диполей должно быть симметричным относительно оси E . Число диполей, приходящихся на элементарную поверхность данных размеров $d\Omega$, будет

одинаковым для всех $d\Omega$, лежащих на одной параллели, т. е. таких, для которых радиус-вектор образует с осью E один и тот же угол θ . Величина $fd\Omega$ является таким образом функцией одного только θ и от других углов, определяющих положение элемента $d\Omega$, не зависит.

Наша задача заключается в том, чтобы найти, как изменяется плотность f диполей со временем. Предположив затем, что напряжение является периодической функцией времени, мы найдем решение задачи.

Вернемся к нашему элементу поверхности $d\Omega$ и рассмотрим, как будет меняться заключающееся в нем число диполей со временем. Приращение числа диполей мы можем за малый элемент времени δt положить равным

$$\frac{df}{dt} \delta t d\Omega. \quad (236)$$

Причина изменения числа диполей, как указывалось, может быть двоякого рода: во-первых, f меняется из-за теплового движения диполей, во-вторых, из-за вращения диполей в электрическом поле. Обозначим изменение, f из-за теплового движения через Δ_1 , из-за вращения в электрическом поле через Δ_2 и положим таким образом:

$$\frac{df}{dt} \delta t d\Omega = \Delta_1 + \Delta_2. \quad (237)$$

Рассмотрим в отдельности оба слагаемых Δ_1 и Δ_2 . Изменение Δ_1 слагается в свою очередь из двух частей, некоторой положительной части, определяющей число осей диполей, входящих за время δt в поверхность $d\Omega$, и отрицательной части, определяющей число диполей, выходящих из поверхности. Поскольку элемент поверхности $d\Omega$ мал, можно считать, что из него за время δt выйдут все оси диполей и перейдут в другие элементы поверхности, т. е. убыль числа осей диполей равна:

$$-f d\Omega. \quad (238)$$

Чтобы вычислить число осей диполей, входящих в $d\Omega$, поступим следующим образом: возьмем на поверхности сферы другой малый элемент поверхности $d\Omega'$, радиус-вектор которого образует с осью E угол θ' . Угол между радиусами-векторами элементов $d\Omega$ и $d\Omega'$ обозначим через θ . Пусть $Wd\Omega$ — вероятность того, что какая-либо ось диполя за время δt переместится на угол θ и попадает в элемент поверхности величиной $d\Omega$; W является функцией одного только угла θ . Очевидно, что

$$\int W d\Omega = 1, \quad (239)$$

так как, интегрируя по всей поверхности, мы получаем вероятность того, что ось диполя переместится в какую-либо другую точку поверхности, а вероятность этого события равна 1, поскольку куда-нибудь ось диполя наверняка должна попасть. Число осей диполей в элементе $d\Omega'$ равно $f'd\Omega'$. Так как вероятность перехода из $d\Omega'$ в $d\Omega$ за δt мы положили равной $Wd\Omega$, то число осей диполей, прошедших за время δt из $d\Omega'$ в $d\Omega$, будет равно

$$Wd\Omega f' d\Omega'. \quad (240)$$

Полное число осей диполей, которые попадут в $d\Omega$, мы получим, если проинтегрируем (240) по всей поверхности, считая $d\Omega$ постоянным и $d\Omega'$ переменным. Оно будет следовательно равно:

$$d\Omega \int W f' d\Omega'. \quad (241)$$

Складывая (238) и (241), мы получаем Δ_1 , т. е. приращение числа диполей в $d\Omega$ вследствие теплового движения:

$$\Delta_1 = -f d\Omega + d\Omega \int W f' d\Omega'$$

или

$$\Delta_1 = d\Omega \left(-f + \int W f' d\Omega' \right). \quad (242)$$

Попробуем теперь заменить интеграл в (242) некоторым средним значением. Принимая во внимание, что f' является функцией одного только угла θ' , разложим f' в ряд по степеням $\theta' - \theta$, где θ' и θ углы, определяющие соответственно положение элементов $d\Omega'$ и $d\Omega$.

Пусть

$$\vartheta' - \vartheta = \gamma$$

тогда

$$f' = f + \gamma \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\gamma^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2}. \quad (243)$$

Так как δt по условию мало, то ось диполя не успеет переместиться на значительное расстояние, и величину γ , характеризующую перемещение, мы можем считать также малой. Ряд (243) мы обрываем поэтому на третьем члене. Подставляем (243) в интеграл в ф-ле (242)

$$\int W f' d\Omega' = f \int W d\Omega' + \frac{\partial f}{\partial \vartheta} \int \gamma W d\Omega' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \int \gamma^2 W d\Omega'; \quad (244)$$

f и производные f по ϑ могут быть вынесены из-под знака интеграла, поскольку f функция одного ϑ , а интегрирование идет по ϑ . Стоящий в правой части ур-ния (244) первый интеграл согласно (239) равен единице. Второй интеграл определяет среднее перемещение $\bar{\gamma}$ за время δt . Точно также третий интеграл определяет средний квадрат перемещения $\bar{\gamma}^2$.

Таким образом

$$\int W f' d\Omega' = f + \bar{\gamma} \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\bar{\gamma}^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2}. \quad (245)$$

Выразим теперь перемещение как функцию углов ϑ , ϑ' и Φ и затем определим среднее значение $\bar{\gamma}$ и $\bar{\gamma}^2$. Согласно формулам сферической тригонометрии (ср. рис. 128)

$$\cos \vartheta' = \cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos \Phi. \quad (246)$$

В нашем случае угол ϑ мал, вследствие чего ф-ла (246) может быть переписана следующим образом:

$$\cos \vartheta' = \cos \vartheta - \frac{\cos \vartheta}{2} \vartheta^2 + \vartheta \sin \vartheta \cos \Phi \quad (247)$$

$$\left(\text{при малых } \vartheta, \cos \vartheta = 1 - \frac{\vartheta^2}{2} \right).$$

С другой стороны можно разложить в ряд $\cos \vartheta'$, полагая $\vartheta' = \vartheta + \gamma$, где γ мало:

$$\cos \vartheta' = \cos \vartheta - \gamma \sin \vartheta - \frac{\gamma^2}{2} \cos \vartheta + \dots \quad (248)$$

Разложим далее в ряд перемещение γ , как функцию угла ϑ .

$$\gamma = \alpha \vartheta + \beta \vartheta^2, \quad (249)$$

где α и β являются функциями углов ϑ и Φ .

Поскольку γ и ϑ малы, можно оборвать ряд на втором члене. Члена, не содержащего ϑ в разложении (249) не будет, так как очевидно, что при $\vartheta=0$ и $\gamma=0$.

Подставляем (249) в (248)

$$\cos \vartheta' = \cos \vartheta - \alpha \vartheta \sin \vartheta - \beta \vartheta^2 \sin \vartheta - \frac{\alpha^2}{2} \vartheta^2 \cos \vartheta. \quad (250)$$

Сравнивая (250) с тригонометрической функцией для $\cos \vartheta'$ (247) и приравнявая коэффициенты при равных степенях ϑ , мы получаем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= -\cos \Phi \\ \beta &= \frac{\sin^2 \Phi}{2} \operatorname{ctg} \vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (251)$$

Подставляем полученное значение для α и β в (249)

$$\gamma = -\vartheta \cos \Phi + \frac{\vartheta^2}{2} \sin^2 \Phi \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (251a)$$

Найдем теперь среднее перемещение $\bar{\gamma}$, которое согласно (244) равнялось $\int \gamma W d\Omega'$. Элементарная поверхность $d\Omega'$, по которой приходится интегрировать, равна:

$$d\Omega' = \sin \vartheta d\vartheta d\Phi \quad (252)$$

радиус в (252) не входит, так как мы его положили равным единице. Принимая во внимание (251a) и (252), мы получаем для среднего перемещения $\bar{\gamma}$ выражение

$$\bar{\gamma} = \int \int \left(-\vartheta \cos \Phi + \frac{\vartheta^2}{2} \sin^2 \Phi \operatorname{ctg} \vartheta \right) W \sin \vartheta d\vartheta d\Phi. \quad (253)$$

Интегрирование производится по двум переменным, определяющим смещение ϑ и Φ . Угол ϑ при интегрировании считаем постоянным, так как он определяет положение осей диполей по отношению к электрическому полю, а направление E является безразличным, поскольку мы рассматриваем одно лишь тепловое движение. Интеграл (253) может быть разложен на два.

Первый

$$\int_0^\pi W \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} \cos \Phi d\Phi = 0, \quad (254)$$

так как интеграл по Φ равен 0.

Во втором

$$\frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{2} \int_0^\pi W \vartheta^2 \sin \vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} \sin^2 \Phi d\Phi, \quad (255)$$

второй интеграл

$$\int_0^{2\pi} \sin^2 \Phi d\Phi = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\Phi - \left[\frac{1}{2} \sin \Phi \cos \Phi \right]_0^{2\pi} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\Phi. \quad (256)$$

Подставляя это выражение в (255), мы видим, что под знаком интеграла оказывается выражение $\sin \vartheta d\vartheta d\Phi$, равное поверхности элемента $d\Omega'$ (ср. 252). Поэтому весь интеграл (255) может быть переписан следующим образом:

$$\frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{4} \int W \vartheta^2 d\Omega' = \frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{4} \bar{\vartheta}^2, \quad (257)$$

где $\bar{\vartheta}^2$ — среднее значение ϑ^2 . Так как первый интеграл в (253) равен нулю, то величина среднего перемещения $\bar{\gamma}$ равна

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{4} \operatorname{ctg} \vartheta \bar{\vartheta}^2. \quad (258)$$

Подобным образом может быть выведена и величина среднего квадрата смещения $\bar{\gamma}^2$. Она оказывается равной

$$\bar{\gamma}^2 = \int \gamma^2 W d\Omega' = \frac{\bar{\vartheta}^2}{2}. \quad (259)$$

Подставляем полученные значения для $\bar{\gamma}$ и $\bar{\gamma}^2$ в (245)

$$\int W f' d\Omega' = f + \frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{4} \bar{\vartheta}^2 \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\bar{\vartheta}^2}{4} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2}. \quad (260)$$

Само Δ_1 , т. е. увеличение осей диполей в элементе $d\Omega$ за время δt , оказывается равным (ср. 242)

$$\Delta_1 = d\Omega \frac{\bar{\vartheta}^2}{4} \left(\operatorname{ctg} \vartheta \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right). \quad (261)$$

Формула (261) показывает, что если функция распределения осей диполей от ϑ не зависит, а это будет так при отсутствии электрического поля, то обе производные равны нулю, и следовательно равно нулю и Δ_1 . В этом случае, при наличии одного только теплового движения, число осей диполей в элементе $d\Omega$ будет оставаться постоянным, т. е. за одинаковый промежуток времени в элемент $d\Omega$ будет столько же входить осей диполей, сколько их выходит. В случае, если поле приложено, f будет зависеть от ϑ и следовательно, поскольку Δ_1 уже не равен нулю, тепловое движение приобретает такой характер, что число диполей, входящих и выходящих из элемента $d\Omega$, уже не будет равно. Кроме электрического поля само тепловое движение будет влиять на функцию распределения осей диполей, стремясь увеличить плотность диполей там, где электрическое поле ее уменьшает. Иными словами, в то время как электрическое поле будет смещать оси диполей вверх к полюсу (ср. рис. 128), тепловое движение создаст обратный поток, смещающий оси диполей вниз.

Обратимся теперь к вычислению величины Δ_2 , определяющей число осей диполей, входящих в элемент поверхности $d\Omega$ под действием электрического поля. На диполь, ось которого с направлением поля образует угол ϑ , действует момент

$$M = -\mu E \sin \vartheta, \quad (262)$$

где μ — момент диполя. Под влиянием этого момента диполь придет во вращение. Если это вращение происходит в вязкой среде, то диполь скоро после начала вращения получит постоянную угловую скорость $\frac{d\vartheta}{dt}$. Сила трения создает обратный момент, величину которого можно положить пропорциональным угловой скорости и равным

$$-\zeta \frac{d\vartheta}{dt}, \quad (263)$$

где ζ — коэффициент трения при вращательном движении. Оба момента должны быть при равномерном вращении равными друг другу, т. е.

$$M = \zeta \frac{d\vartheta}{dt}. \quad (264)$$

За время δt мы получим таким образом перемещение к оси E равное

$$\delta\vartheta = \frac{M}{\zeta} \delta t. \quad (265)$$

Вычислим число диполей, входящих в электрическом поле в шаровую зону, шириной $d\vartheta$, верхний край которой отстоит от оси E на угол ϑ . Через круг, ограничивающий сверху эту зону, за время δt войдет число осей диполей равное:

$$2\pi f \sin \vartheta \delta\vartheta, \quad (266)$$

где f — плотность распределения осей диполей и $\delta\vartheta$ — угол, на который повернутся диполи за время δt . Число осей диполей, выходящих за тот же интервал времени через круг, ограничивающий зону снизу и имеющий координату $\vartheta + d\vartheta$, мы можем положить равным:

$$2\pi f \sin \vartheta \delta\vartheta + \frac{\partial}{\partial \vartheta} (2\pi f \sin \vartheta \delta\vartheta) d\vartheta. \quad (267)$$

Приращение числа осей диполей в зоне мы получим, если вычтем из числа входящих осей диполей число выходящих. Вычитая из (266) выражение (267) и принимая во внимание (265), мы получим

$$\Delta_2 = -\frac{\partial}{\partial \vartheta} (2\pi f \sin \vartheta \delta\vartheta) d\vartheta = -\frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(2\pi f \frac{M}{\zeta} \sin \vartheta \delta t \right) d\vartheta. \quad (268)$$

Подставляем полученные для Δ_1 и Δ_2 выражения в (237):

$$\frac{\partial f}{\partial t} \delta t d\Omega = d\Omega \frac{\bar{\vartheta}^2}{4} \left(\operatorname{ctg} \vartheta \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right) - \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(2\pi f \frac{M}{\zeta} \sin \vartheta \delta t \right) d\vartheta. \quad (269)$$

Под $d\Omega$ мы можем в ф-ле (269) подразумевать поверхность шаровой зоны шириной $d\vartheta$, которая таким образом равна

$$d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta. \quad (270)$$

Деля обе части равенства (269) на $2\pi \sin \vartheta d\vartheta \delta t$, мы получаем:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\bar{\vartheta}^2}{4\delta t} \left(\operatorname{ctg} \vartheta \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right) - \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(f \frac{M}{\zeta} \sin \vartheta \right). \quad (271)$$

Выражение (271) может быть преобразовано следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\sin \vartheta \left(\frac{\bar{\eta}^2}{4} \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{M}{\zeta} f \right) \right]. \quad (272)$$

Ур-ние (272) и является искомым дифференциальным уравнением, связывающим функцию распределения осей диполей f , угол ϑ и время t .

Неизвестным в ф-ле (272) остается средний квадрат перемещения $\bar{\eta}^2$. Чтобы его определить, предположим, что к нашему дипольному диэлектрику приложено постоянное электрическое поле. В этом случае вскоре после приложения напряжения установится некоторое стационарное распределение осей диполей f , так что $\frac{\partial f}{\partial t}$ можно

положить равным нулю. Стоящее в ф-ле (272) справа в скобках выражение должно следовательно равняться нулю или постоянной величине.

С другой стороны, мы в первой главе этой части книги показали, что в случае постоянного электрического поля функция распределения осей диполей должна равняться

$$f = A e^{\frac{\mu E}{kT} \cos \vartheta}, \quad (273)$$

где k — Больцмановская постоянная и T — абсолютная температура.

Производная $\frac{\partial f}{\partial \vartheta}$ соответственно равна:

$$\frac{\partial f}{\partial \vartheta} = -f \frac{\mu E}{kT} \sin \vartheta. \quad (274)$$

Подставляя (273) и (274) в ф-лу (272), мы убеждаемся в том, что производная в правой части пропадет, если положить

$$\bar{\eta}^2 = \frac{kT}{\zeta} 4 \delta t. \quad (275)$$

Вводя полученные для $\bar{\eta}^2$ выражения в (272), мы приводим эту формулу к следующему окончательному виду

$$\zeta \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\sin \vartheta \left(kT \frac{\partial f}{\partial \vartheta} - Mf \right) \right]; \quad (276)$$

ф-ла (276) содержит коэффициент трения для вращательного движения ζ . Коэффициент ζ согласно Стоксу может быть положен равным

$$\zeta = 8 \pi^2 \eta r^3, \quad (277)$$

где η — коэффициент трения и r — радиус молекулы, которая считается сферической формы.

Для того чтобы привести формулы дипольной теории потерь к тому же виду, который имеют обычные формулы потерь, выведенные нами в начале главы, введем вместо ζ другую величину, именно „время релаксации“ τ , имеющее тот же физический смысл, как вве-

денная нами раньше постоянная времени T . Рассмотрим, сколько времени нужно для того, чтобы после удаления напряжения диполи вернулись опять к своему нормальному беспорядочному распределению. Пусть при t , меньшем нуля, $E = E_0$, а начиная с момента $t = 0$ и $E = 0$.

Чтобы перейти к этому случаю, мы должны положить в ф-ле (276) момент M , действующий на диполь в электрическом поле, при $t > 0$, равным нулю. Мы решим поставленную задачу, проинтегрировав ур-ние (276)

$$\zeta \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{kT}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial f}{\partial \vartheta} \right). \quad (278)$$

Может быть показано, что решением этого уравнения, передающего зависимость функции f от t , является функция

$$f = A \left(1 + \frac{\mu E_0}{kT} \varphi(t) \cos \vartheta \right), \quad (279)$$

где $\varphi(t)$ — некоторая функция времени, которая должна быть найдена. Находим частную производную f по t и по ϑ и подставляем в (278)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= A \frac{\mu E_0}{kT} \cos \vartheta \frac{d\varphi}{dt} \\ \frac{\partial f}{\partial \vartheta} &= -A \frac{\mu E_0}{kT} \sin \vartheta \varphi(t) \\ \zeta \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= -2 \varphi(t) \end{aligned} \right\} \quad (280)$$

Интегрируем последнее ур-ие в (280)

$$\varphi = e^{-\frac{2kT}{\zeta} t}. \quad (281)$$

Постоянный множитель, входящий в правую часть при интегрировании, мы полагаем равным единице. Подставляем полученное выражение для φ в ф-лу (279), передающую зависимость функции распределения от времени. При $t = 0$ в момент удаления напряжения распределение осей диполей должно быть еще таким, как при постоянном напряжении. Ф-ла (279) дает для этого случая:

$$f = A \left(1 + \frac{\mu E_0}{kT} \cos \vartheta \right). \quad (282)$$

Разлагая ф-лу (273), передающую распределение диполей при постоянном напряжении в ряд и ограничиваясь двумя первыми членами разложения, мы приходим к выражению тождественному с (282). Таким образом при $t = 0$ ф-ла (279) дает правильное значение. Пусть $t = \infty$, в этом случае $\varphi = 0$ и

$$f = A; \quad (283)$$

Функция распределения постоянна, оси диполей равномерно распределены по всей сфере, как это и должно быть при постоянном напряжении.

Средний момент диполя равен

$$\bar{\mu} = \frac{\int f d\Omega \mu \cos \vartheta}{\int d\Omega} \quad (284)$$

Подставляя (279) в ф-лу (284), мы получаем для момента выражение

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2 E_0}{3kT} e^{-\frac{2kT}{\tau}} \quad (285)$$

Для $t=0$ получается средний момент

$$\bar{\mu}_0 = \frac{\mu^2 E_0}{3kT} \quad (286)$$

выражения, которое мы получили уже раньше. Для $t=\infty$, $\mu=0$, что и следовало ожидать, так как при вполне беспорядочном распределении осей диполей средний момент должен быть равен нулю. От своего начального значения (286) до конечного $\bar{\mu}=0$ средний момент спадает по экспоненциальному закону, такому же, как например спадает ток при разрядке конденсатора, в который помещен диэлектрик, обнаруживающий явление абсорбции (ср. стр. 139). Введем величину „времени релаксации“ τ соотношением

$$\tau = \frac{\tau}{2kT} \quad (287)$$

При введении τ выражение для среднего момента преобразуется следующим образом:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2 E_0}{3kT} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (288)$$

Физический смысл времени релаксации следующий: τ определяет время, в течение которого после выключения напряжения средний момент уменьшается до $\frac{1}{e}$ своей начальной величины.

Следует отметить, что если поместить дипольный диэлектрик в конденсатор, то постепенное уменьшение среднего момента вызовет появление некоторого „разрядного“ тока во внешней цепи, налагающегося на разрядный ток геометрической емкости конденсатора и следующего экспоненциальному закону. Постоянная времени T этого разрядного тока не равна времени релаксации, но пропорциональна ей. В отдельных случаях постоянная времени спадающего тока может значительно превосходить время релаксации (ср. Дебай. Полярные молекулы, § 18).

Обратимся к случаю переменного напряжения. Вводя в ф-лу

(276) вместо коэффициента ζ время релаксации τ , мы ее приводим к следующему виду:

$$2\tau \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\sin \vartheta \left(\frac{\partial f}{\partial \vartheta} - \frac{Mf}{kT} \right) \right] \quad (289)$$

Предположим, что напряжение поля меняется по закону

$$E = E_0 e^{i\omega t}, \quad (290)$$

т. е. что мы имеем дело с синусоидальным переменным напряжением частоты ω . Действующий на диполь момент будет равен:

$$M = -\mu E_0 e^{i\omega t} \sin \vartheta. \quad (291)$$

Подставляем M в ф-лу (289) и проверим, не будет ли удовлетворять решению функция:

$$f = A \left(1 + B \frac{\mu E_0}{kT} e^{i\omega t} \cos \vartheta \right), \quad (292)$$

того же вида, что при постоянном напряжении, но с введенной произвольной постоянной B . Подставляя (292) в (289), мы убеждаемся, что функция (292) удовлетворяет дифференциальному уравнению, если считать B комплексной величиной и положить равным:

$$B = \frac{1}{1 + i\omega\tau}, \quad (293)$$

пренебрегая при этом членом, содержащим произведение $\frac{\mu E_0}{kT}$ в степени выше первой, поскольку это произведение — малая величина. Подставляем B в (292)

$$f = A \left(1 + \frac{1}{1 + i\omega\tau} \frac{\mu E_0}{kT} \cos \vartheta \right). \quad (294)$$

Легко убедиться, что функция (294) удовлетворяет предельным условиям в отношении ω . Так при постоянном напряжении при $\omega=0$ она переходит в выведенную раньше ф-лу (282), при $\omega=\infty$ $f=A$, т. е. никакого вращения диполей не успевает произойти. Таким образом при малых частотах трение совсем не сказывается и диполи успевают повернуться. Наоборот, при больших частотах никакая ориентация диполей из-за трения невозможна — вывод, на который мы указывали уже раньше. Будет ли данная частота большой или малой, зависит от времени релаксации τ и через нее от коэффициентов трения жидкости ζ и γ_1 .

Находим среднее значение момента $\bar{\mu}$ подобно тому, как мы это делали в случае постоянного напряжения (ср. ф-лу 284):

$$\bar{\mu} = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \frac{\mu^2}{3kT} E_0 e^{i\omega t}. \quad (295)$$

Момент оказывается комплексным. Это означает, что между моментом и напряженностью поля существует разность фаз φ . Если

вести этот угол, то ф-ла (295) может быть преобразована следующим образом:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2}{3kT} \frac{E_0}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} e^{i(\omega t - \varphi)}, \quad (296)$$

причем сам угол φ определится из соотношения:

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega \tau.$$

Подобно тому как мы это делали в первой главе этой части книги, мы можем, зная $\bar{\mu}$, найти величину дипольной поляризации P и коэффициента поляризации α_1 :

$$P = \frac{1}{1+i\omega\tau} \frac{N\mu^2\rho}{3MkT} E \quad (297)$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{1+i\omega\tau} \frac{N\mu^2\rho}{3MkT}, \quad (298)$$

где N — число Авогадро ($6,06 \cdot 10^{23}$), M — молекулярный вес диэлектрика и ρ — его плотность.

Воспользуемся для дальнейших вычислений формулой Клаузиуса-Моссотти (ср. ф-лу (86)) и подставим в нее полученное для α_1 выражение

$$\frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N \left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \frac{1}{1+i\omega\tau} \right). \quad (299)$$

В ф-ле (299) коэффициент α_0 определяет долю поляризации, обуславливаемую смещением зарядов в диэлектрике. Решив (299) относительно ϵ_1 и отделив вещественную часть от мнимой, мы могли бы найти интересующий нас угол сдвига δ , причем он окажется выраженным помимо других величин через молекулярные константы α_0 и $\frac{\mu^2}{3kT}$. Поскольку однако эти константы нам обычно неизвестны, удобнее идти другим путем. Положим в ф-ле (299) $\omega = 0$, а затем $\omega = \infty$, и найдем таким образом значения диэлектрического коэффициента, соответствующие постоянному напряжению ϵ_0 и высокой частоте ϵ_∞

$$\left. \begin{aligned} \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} \frac{M}{\rho} &= \frac{4\pi}{3} N \left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \right) \\ \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} \frac{M}{\rho} &= \frac{4\pi}{3} N \alpha_0. \end{aligned} \right\} \quad (300)$$

Находим из этих формул α_0 и $\frac{\mu^2}{3kT}$ и подставляем в (299)

$$\frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2} = \left[\frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} + \frac{1}{1+i\omega\tau} \left(\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} - \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} \right) \right]. \quad (301)$$

¹ В формуле (299) вместо ϵ поставлен ϵ_1 , чтобы подчеркнуть комплексность этой величины.

Решаем (301) относительно ϵ_1 :

$$\epsilon_1 = \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 + 2} + i\omega\tau \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_\infty + 2}}{\frac{1}{\epsilon_0 + 2} + i\omega\tau \frac{1}{\epsilon_\infty + 2}} \quad (302)$$

Разлагаем диэлектрический коэффициент на вещественную и мнимую часть:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 &= \epsilon - i\epsilon' \\ \epsilon &= \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1+x^2} \\ \epsilon' &= (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \frac{x}{1+x^2} \\ x &= \frac{\epsilon_0 - 2}{\epsilon_\infty + 2} \omega\tau \end{aligned} \right\} \quad (303)$$

Величина $\operatorname{tg} \delta$ определится как отношение мнимой части ϵ_1 к вещественной, т. е.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon'}{\epsilon} = \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)x}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty x^2}. \quad (304)$$

Зная ϵ и $\operatorname{tg} \delta$, можно вычислить и самую величину удельных (отнесенных к единице объема) диэлектрических потерь для частоты f , пользуясь соотношением

$$p = \frac{\epsilon f \operatorname{tg} \delta}{1,8 \times 10^{12}} E^2.$$

Ф-ла (303) показывает, что вещественный диэлектрический коэффициент ϵ , определяющий емкость системы, при увеличении частоты ω убывает. Поскольку ϵ_0 и ϵ_∞ обычно не сильно разнятся друг от друга, мы можем считать x примерно равным $\omega\tau$. При низких частотах, когда $\omega\tau$ мало, $\epsilon = \epsilon_0$, т. е. диэлектрический коэффициент имеет то же значение, как при постоянном напряжении. При $\omega\tau$ примерно равным 1 или $\omega \sim \frac{1}{\tau}$ начинается спадание ϵ и при дальнейшем

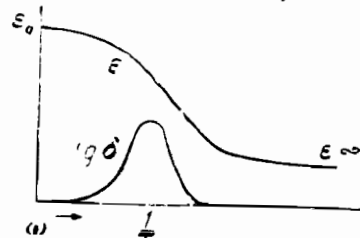


Рис. 129.

увеличении $\omega\tau$ ϵ стремится к ϵ_∞ . Таким образом при больших $\omega\tau$ величина диэлектрического коэффициента полностью определяется смещением, и никакой ориентации диполей не происходит. ϵ_∞ может быть положено равным квадрату оптического показателя преломления. Таким образом ϵ имеет частотный ход, подобный приведенному на рис. 129. Что касается температурной зависимости, то, постольку во все формулы входят не ω и τ в отдельности, а их произведение $\omega\tau$, она будет такая же, как частотная зависимость. Следует только

иметь в виду, что большое значение τ соответствует низкой температуре, а малое τ — высокой температуре.

Обратимся к частотной зависимости $\operatorname{tg} \delta$. При низкой частоте x очень мало, и в соответствии с этим $\operatorname{tg} \delta = 0$. При высокой частоте x велико, и, поскольку в знаменателе x входит в квадрате, а в числитель в первой степени, $\operatorname{tg} \delta$ также равен нулю. Где-то при средних значениях x , т. е. при средней частоте, $\operatorname{tg} \delta$ должен иметь максимум. Ровно те же рассуждения можно повторить и относительно температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$. При низких температурах, когда τ велико, велико и x и следовательно $\operatorname{tg} \delta$ мал. При высоких температурах τ мало, и $\operatorname{tg} \delta$ опять мал. Температурная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ таким образом должна передаваться кривой, имеющей максимум, подобно той, которая приведена на рис. 129.

Найдем условие максимума $\operatorname{tg} \delta$. Дифференцируя (304) по x и приравнявая производную нулю, мы получаем значение x , соответствующее максимуму

$$x_m = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}. \quad (305)$$

Подставляя вместо x_m его значение в (303), мы получаем:

$$(\omega \tau)_m = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \frac{\varepsilon_\infty + 2}{\varepsilon_0 + 2}}. \quad (306)$$

Если ε_0 и ε_∞ мало отличаются друг от друга, то правая часть равенства (303) примерно равна единице и

$$(\omega \tau)_m = 1, \quad \omega_m = \frac{1}{\tau}; \quad (307)$$

максимум $\operatorname{tg} \delta$ должен таким образом лежать при частоте, близкой к обратной величине времени релаксации. При повышении температуры время релаксации убывает и максимум должен смещаться в сторону высоких частот.

Подставляя (305) в (304), мы получаем максимальное значение $\operatorname{tg} \delta$

$$(\operatorname{tg} \delta)_m = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2 \varepsilon_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}. \quad (308)$$

Зная предельные значения диэлектрического коэффициента, можно вычислить таким образом и абсолютную величину максимального $\operatorname{tg} \delta$. Любопытно, что эта величина от температуры зависит лишь, поскольку ε_0 и ε_∞ меняются с температурой, т. е. очень мало. При каждой новой температуре максимум $\operatorname{tg} \delta$ должен лежать при другой частоте, но величина его должна оставаться почти постоянной.

Выведенные нами формулы в точности подтверждают приведенные нами в начале прошлого параграфа качественные закономерности. Точно так же качественно укладываются в рамки дипольной теории, как мы видели, и наблюдаемые для жидких и пластичных диэлектриков закономерности. Выведенные нами в этом параграфе

формулы позволяют однако не только качественно, но и количественно проверить теории дипольных потерь. К этой проверке мы и перейдем.

Остановимся сначала на данных измерений Рэс [91] над тяжелыми минеральными маслами. Ряд данных для этих масел сопоставлен в табл. 20, причем через f_m обозначена частота, при которой при данной температуре $\operatorname{tg} \delta$ имеет максимальное значение.

Таблица 20.

t	ε_∞	ε_0	$f_m \times 10^3$	τ_1	$\tau \times 10^{-7}$	$a \times 10^{-8}$ см
0°	2,31	2,34	16	230	98,7	5,04
25°	2,27	2,30	316	17	5,0	4,58
50°	2,23	2,26	2000	2,9	0,72	4,59

ε_0 и ε_∞ для этих масел очень мало разнятся друг от друга, так что мы имеем право положить согласно (307)

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (309)$$

Равенство (309) позволяет определить по наблюдаемому f_m время релаксации τ , соответствующее данной температуре. Эти вычисленные значения приведены в шестом столбце табл. 20. Зная время релаксации, вязкость и температуру, можно из ф-лы (277) и (287) определить величину радиуса молекулы, а именно

$$\tau = \frac{8\pi^2 \eta a^3}{2kT} \quad (310)$$

$$a = \sqrt[3]{\frac{\tau kT}{4\pi^2 \eta}}. \quad (311)$$

Найденные таким образом радиусы молекулы приведены в таблице 20 в последнем столбце. Эти радиусы оказываются не только правильными по порядку величины, но, что более существенно, весьма близкими для разных температур. Это обстоятельство показывает, что полученное совпадение вычисленных радиусов с истинными их значениями не является случайным.

Совпадение радиусов для разных температур косвенным образом показывает, что сдвиг максимума $\operatorname{tg} \delta$ при изменении температуры согласуется с формулами дипольных потерь. Можно подтвердить это обстоятельство и непосредственным вычислением. Поскольку $f_m = \frac{1}{2\pi\tau}$ и a постоянно, для двух температур должно оправдываться согласно (310) соотношение:

$$\frac{f_m'}{f_m''} = \frac{\tau_{12} T_1}{\tau_{11} T_2}. \quad (312)$$

Зная f_m для одной температуры, можно определить по (312) f_m и для другой температуры. Считая известным f_m для 25°C , вычислим значение f_m для 50°C

$$(f_m)_{50} = (f_m)_{25} \frac{\tau_{125} T_{50}}{\tau_{150} T_{25}}$$

Подставляя в эту формулу в правую часть значения величин из табл. 20, мы получаем

$$(f_m)_{50} = 2030 \times 10^3,$$

в то время как наблюдаемое f_m равнялось 2000×10^3 . Совпадение следует считать блестящим.

Можно наконец попытаться, зная ε_0 и ε_∞ , вычислить максимальное значение $\text{tg } \delta$ для какой-либо температуры. Остановимся на температуре 25°C . Значения ε_0 и ε_∞ для этой температуры возьмем из табл. 20

$$(\text{tg } \delta)_m = \frac{2,30 - 2,27}{2 \cdot 2,30} \sqrt{\frac{2,30}{2,27}} = 0,0065.$$

Опытное значение $(\text{tg } \delta)_m$ для этой температуры (ср. рис. 119) равно 0,0075. Совпадение следует считать хорошим, в особенности если принять во внимание, что разность между ε_0 и ε_∞ очень мала, и может считаться данной лишь с точностью до 10—20%.

Обратимся к данным Китчина и Миллера [95], относящимся к канифоли и касторовому маслу. Для канифоли $\varepsilon_0 = 3,4$, $\varepsilon_\infty = 2,7$. Согласно ф-ле (306) для канифоли $\omega_m = \frac{0,98}{\tau}$. При частоте $f = 10^7$ максимум $\text{tg } \delta$

лежит при 125° , при этой температуре вязкость канифоли η равна 0,63 пуаза. Вычислим по ф-ле (311) радиус молекулы a . Он оказывается равным $2,7 \times 10^{-8}$. Точно так же находим для касторового масла, для которого $\varepsilon_0 = 4,5$, $\varepsilon_\infty = 2,5$ и максимум при частоте $f = 10^7$ лежит при 1°C , радиус молекулы равным $1,0 \times 10^{-8}$ см. Оба радиуса оказываются правильными по порядку величины. Вычислим максимальное значение $\text{tg } \delta$. Для канифоли он оказывается равным 0,11, для касторового масла 0,30, в то время как опытные значения соответственно равны 0,055 и 0,16. Таким образом вычисленные значения лежат в два раза выше наблюдаемых. Следует отметить, что высота максимума $\text{tg } \delta$ оказывается для канифоли одинаковой при частоте 60, 10^6 и 10^7 , как это и следует из ф-лы (308).

Переходим к данным Кирха и Рибеля [93], относящимся к смесям канифоли и масла. Приведенные на рис. 121 данные показывают, что ε_0 и ε_∞ для масс разных составов примерно равны. В таком случае и максимальное значение $\text{tg } \delta$ должно быть для разных масс одним и тем же. Как видно из кривых, приведенных на рис. 120, это следствие подтверждается опытом. Вычислим это максимальное значение $\text{tg } \delta$. Положим $\varepsilon_0 = 3,1$, $\varepsilon_\infty = 2,6$

$$(\text{tg } \delta)_m = 0,09.$$

Действительное значение $(\text{tg } \delta)_m \sim 0,04$. Получается такое же расхождение между наблюдаемыми и вычисленными значениями, как в изме-

рениях Китчина. Это обстоятельство показывает, что расхождение это не случайного характера. Зато опыты Кирха и Рибеля подтверждают выведенное нами следствие, что максимум $\text{tg } \delta$ при разных температурах и, соответственно, разных частотах имеет одинаковое абсолютное значение.

Мы видим, что количественное согласие между дипольной теорией потерь и данными опыта далеко не во всех случаях оказываются хорошими. Вряд ли следует однако из-за этого отвергать саму дипольную теорию потерь. Не следует забывать, что формулы дипольной теории нами были выведены в предположении, что к жидким и полужидким диэлектрикам применима формула Клаузиуса-Моссоти (299), которая справедлива, строго говоря, лишь для газов, так как она предполагает, что молекулы (диполи) вещества не взаимодействуют. Для жидких диэлектриков такого рода допущение об отсутствии взаимодействия между молекулами неправильно.

Как мы видели, качественно дипольная теория позволяет объяснить большинство наблюдаемых закономерностей. Следует однако указать на то, что эти закономерности (например максимумы потерь в температурном и частотном ходе $\text{tg } \delta$) могут быть объяснены и с точки зрения формальной теории потерь, данной в § 22, и таким образом совпадение опытных закономерностей и закономерностей, выведенных из дипольной теории, не является решающим обстоятельством, говорящим в пользу дипольной теории.

На самом деле, преобразуем ф-лу (210) к виду, к которому мы привели $\text{tg } \delta$ при рассмотрении дипольной теории. Согласно (210)

$$\text{tg } \delta = \frac{\omega k T^2}{k T + c_0 (\omega^2 T^2 + 1)},$$

где T — постоянная времени, c_0 — геометрическая емкость и k — некоторый коэффициент, характеризующий начальный ток через диэлектрик (ср. ф-лу 180). Потерями сквозной проводимости мы пренебрегаем, как мы это сделали и при рассмотрении дипольных потерь.

Согласно (217) приращение емкости на постоянном напряжении по сравнению с геометрической емкостью c_0 равно:

$$(\Delta c)_0 = k T.$$

Заменяем в (210) $k T$ через $(\Delta c)_0$:

$$\text{tg } \delta = \frac{(\Delta c)_0 \omega T}{(\Delta c)_0 + c_0 (\omega^2 T^2 + 1)}. \quad (313)$$

Поскольку $(\Delta c)_0$ и c_0 одинаково зависят от геометрических размеров образца, можно c_0 заменить через ε_∞ — диэлектрический коэффициент при большой частоте, соответствующий геометрической емкости, а $(\Delta c)_0$ через $\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$ (ε_0 — диэлектрический коэффициент при постоянном напряжении). После некоторых преобразований ф-ла (313) может быть приведена к следующему виду:

$$\text{tg } \delta = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega T}{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty \omega^2 T^2}. \quad (314)$$

Формула эта в точности совпадает с выведенной нами раньше формулой для $\operatorname{tg} \delta$ при дипольных потерях (304), если положить постоянную времени T равной

$$T = \frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_\infty - 1} \frac{2}{\tau}. \quad (315)$$

Если ε_0 и ε_∞ мало разнятся друг от друга, то можно считать, что время релаксации равно постоянной времени. Таким образом, как формальная теория потерь, так и все теории, которые могут быть к ней приведены, именно поляризационные теории потерь, теория, считающая диэлектрические потери проявлением неоднородностей среды (теория Вагнера), могут объяснить столь же хорошо опытные закономерности, как дипольная теория потерь. Больше того, если характеризовать потери величинами ε_0 и ε_∞ , то формальная теория потерь дает те же количественные значения $\operatorname{tg} \delta$ и ε , как дипольная теория.

Доказательством правильности дипольной теории потерь можно было бы считать то обстоятельство, что из найденного опытным путем по ф-ле (306) времени релаксации можно определить радиус молекулы, который оказывается правильным по порядку величины. Конечно это совпадение кое-что дает, так как оно показывает, что следствия дипольной теории не находятся в противоречии с опытом. Однако предположение о том, что молекула является шариком, которое положено в основу ф-лы (311), из которой вычисляется радиус молекулы, столь грубо, что эта формула для точной проверки вряд ли может быть применима.

Тем не менее представляется возможным доказать, что только одна дипольная теория на самом деле может объяснить наблюдаемые в жидких диэлектриках закономерности. Для этого доказательства выдвинем следующие положения:

1. Омическая проводимость жидкой диэлектрической среды при повышении температуры монотонно возрастает и при понижении температуры убывает.

2. Тангенс угла потерь для неоднородного диэлектрика, являющегося смесью нескольких компонентов, всегда меньше, чем $\operatorname{tg} \delta$ того из компонентов, который обладает максимальными потерями. Точно так же и потери конденсатора меньше в том случае, когда он заполнен неоднородной средой, чем когда он заполнен одним лишь тем компонентом среды, который обладает максимальными потерями.

Первое положение очевидно, что касается второго, то оно будет строго доказано в следующей главе.

Обратимся к температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ для какого-либо из диэлектриков, например для канифоли (рис. 120 и 122). Может считаться строго доказанным, что в области вторичного подъема (выше 100°) потери обуславливаются исключительно сквозным током и могут быть вычислены из электропроводности жидкости. Так как ток в чистой жидкости мало зависит от времени, то активную проводимость G_a можно в этом случае положить равной начальной G_0 . При понижении температуры $\operatorname{tg} \delta$ будет увеличиваться и достигнет при некоторой температуре (50°C) максимума. Рассматривая рису-

нок, легко убедиться в том, что максимальное значение $\operatorname{tg} \delta$ может значительно превосходить то, которое получается при более высокой температуре, когда потери обуславливаются исключительно величиной омического тока.

Допустим теперь, что причиной, вызывающей появление максимума $\operatorname{tg} \delta$, являются поляризационные процессы, которые не имеются в жидкой канифоли (ток не зависит от времени), но могут появиться в затвердевающей канифоли. Согласно ф-ле (234) в момент максимума активная проводимость имеет значение $\frac{G_0''}{2}$. Согласно положению первому G_0 при понижении температуры убывает, а следовательно

$$G_0'' < G_0',$$

где G_0' — проводимость в области вторичного подъема $\operatorname{tg} \delta$. Поскольку это так, подавно и активная проводимость $\frac{G_0''}{2}$ в момент макси-

мума $\operatorname{tg} \delta$ должна быть меньше, чем в области вторичного подъема. $\operatorname{tg} \delta$ пропорциональный при постоянной частоте активной проводимости также должен был бы быть в момент максимума *меньше* чем при вторичном подъеме кривой. Опыт дает обратную зависимость. Именно, что $(\operatorname{tg} \delta)_m$ может быть *больше*, чем $\operatorname{tg} \delta$ в области вторичного подъема. Таким образом опыт резко противоречит следствиям поляризационной теории потерь, и эта теория потерь не может быть привлечена к объяснениям явлений.¹

Посмотрим теперь, нельзя ли объяснить температурный ход $\operatorname{tg} \delta$ для канифоли, считая, как это делает ряд авторов, что канифоль среда неоднородная. Допустим, что в канифоли имеется какой-то компонент, который преимущественно и обуславливает потери. Каждый из компонентов будет считать однородным, так что, поскольку мы отбросили возможность дипольных потерь, потери в компонентах могут быть лишь чисто омическими (поляризационными или потерями сквозного тока). Согласно только что сказанному, потери в области вторичного подъема (где они определяются начальными токами) для каждого из однородных компонентов среды не могут быть меньшими, чем при более низкой температуре. Согласно положению второму, следовательно, и потери всей системы в области максимума потерь при более низкой температуре не могут быть больше, чем в области вторичного подъема, следствие, которое противоречит опыту. Можно было бы еще попытаться спасти положение допущением, что само отношение компонентов в канифоли меняется в зависимости от температуры, т. е. что ход потерь обуславливается структурными изменениями канифоли. Это объяснение является, однако, также мало вероятным, так как при таком допущении можно было бы ожидать, что для разных частот максимум $\operatorname{tg} \delta$ должен был бы лежать при приблизительно равных температурах, там, где происходит это структурное изменение. На самом деле положение максимума может измениться от 50° ($f=50$) до 125° ($f=10^7$). При этой последней ча-

¹ Это не значит, что в твердой канифоли поляризационные явления никакого влияния на потери не оказывают. Мы утверждаем лишь, что максимум потерь не может быть объяснен исключительно с точки зрения поляризационной теории потерь.

стоте канифоль совершенно жидкая и вряд ли в ней еще происходит какое-либо структурное изменение.

Мы приходим таким образом к выводу, что только дипольная теория способна объяснить те закономерности в температурном ходе $\operatorname{tg} \delta$, которые наблюдаются в канифоли. Наши рассуждения могут быть обобщены и на такие диэлектрики, как кабельные массы, воск, на- рафин, тяжелые и легкие минеральные масла и вероятно и масля- ные лаки. Что касается резины, то новейшие исследования, произве- денные Китчином [99], указывают на то, что применение дипольной теории в ее чистом виде наталкивается здесь на затруднения. В сильно провулканизированных образцах существенное значение приобретают повидимому поляризационные явления.

В последнее время Гемант и Боргман [92] пытались доказать, что дипольная теория не может объяснить наблюдаемых для мине- ральных масел закономерностей и что в случае этих диэлектриков следует прибегнуть к теории Вагнера, объясняющей потери влиянием неоднородностей материала. Доводы Геманта мы здесь разбирать не будем, считая их недостаточно убедительными и продуманными. Для опровержения точки зрения Геманта можно провести ровно те же рассуждения, которыми мы показали неприменимость теории Ваг- нера для объяснения закономерностей, наблюдаемых у канифоли. Работа Геманта является хорошим примером той ошибки, кото- рая часто делается техниками, именно, что нельзя, когда какая-нибудь теория недостаточно хорошо объясняет опытные данные, сразу же от нее отказываться, приписывая все влиянию неоднородности среды.

Глава IV.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В НЕОДНОРОДНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ.

§ 26. Общие замечания. Физически однородные диэлектрики в тех- нике находят сравнительно ограниченное применение. Технические изо- лирующие материалы в большинстве своем получают с помощью тех или иных конструктивных и технологических приемов из неоднород- ных элементов. Кабельная изоляция состоит из особым образом намо- танных слоев бумаги, пропитанной компаундом; машинная изоляция из микафолия—листов бумаги, на которые наклеены листочки слюды и т. д. В электрическом отношении отдельные элементы технической изоляции обладают различными электрическими характеристиками, различными проводимостью γ , диэлектрическим коэффициентом ϵ , тан- генсом угла потерь $\operatorname{tg} \delta$.

Изучение поведения неоднородного диэлектрика в переменном электрическом поле—задача достаточно сложная. Решение ее в той или иной форме имеет большое практическое значение. В этой главе мы изложим формальное решение, охватывающее явления независимо от их физического механизма.

Под неоднородным диэлектриком условимся понимать механиче- ский агрегат—смесь электрически разнородных частиц, достаточно больших по сравнению с молекулами веществ компонентов агрегата. При таких условиях можно считать диэлектрик сплошной непрерыв- ной средой. Тогда смещение и токи в ней можно характеризовать

с помощью величин: диэлектрического коэффициента ϵ и электропровод- ности γ . В электрически неоднородном диэлектрике ϵ и γ являются функциями координат: диэлектрик обладает той или иной структурой. Наша задача: найти связь между характеристиками отдельных компо- нентов, строением агрегата с одной стороны и рассеянием энергии в переменном электрическом поле с другой стороны. Проще всего и наиболее правильно искать характеристики агрегата по характери- стикам компонентов, определенным в условиях их работы в агрегате (при той же частоте, градиенте, температуре и пр.). Такая постановка вопроса обеспечит рассмотрение его в общем виде и предохранит нас от некоторых заблуждений, в которые легко впасть, отправляясь от характеристик компонентов в постоянном электрическом поле.

В переменном электрическом поле, независимо от механизма про- цессов, диэлектрики можно охарактеризовать одной величиной—ком- плексной электропроводностью $\dot{\gamma}$:¹

$$\dot{\gamma}_k = \frac{\epsilon_k \omega}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \left(i + \operatorname{tg} \delta_k \right) \quad (316)$$

Относительно $\dot{\gamma}_k$ мы сделаем такие два допущения:

1. Всегда можно подобрать величину $\dot{\gamma}_k$ в пределах

$$1 \leq \epsilon_k \leq \infty$$

$$0 \leq \delta_k \leq \frac{\pi}{2}$$

чтобы при замене в агрегате компонента K однородной непрерыв- ной средой с электропроводностью $\dot{\gamma}_k$ электрические характеристики агрегата не изменились.

Величину $\dot{\gamma}_k$ будем называть электропроводностью компонента.

2. Величину $\dot{\gamma}_k$ можно определить, исследуя отдельно компо- нент K .

Значения $\dot{\gamma}_k$ могут колебаться в очень больших пределах. У таких

материалов, как металлы, вода на низкой частоте, $\dot{\gamma}_k$ принимает по сравнению с хорошими диэлектриками очень большие значения в своей вещественной части, из-за большой электропроводности.

Материалы с большой проводимостью, например вода, иногда образуют в диэлектриках на поверхностях твердых компонентов тон- кие проводящие пленки. Их удобнее трактовать, введя понятие поверхностной электропроводности, характеризуя ее чисто вещество- ной величиной ρ_s —удельным поверхностным сопротивлением.

Наличие диэлектрических потерь вносит осложнение в картину электрического поля. В этом случае поле зависит не только от координат и приложенного напряжения, не только задается граничными условиями, но также является функцией времени, завися от времени релаксации

¹ Комплексные величины обозначены буквами с точкой сверху.

диполей, от подвижности диссоциированных ионов. Ограничимся только рассмотрением полей при тех частотах, при которых электромагнитное поле сказывается мало на течение процессов.

В случае установившегося синусоидального поля, все величины V, E, i, D являются синусоидальными функциями времени. Если их изображать, пользуясь символическим методом, в виде комплексных

величин $\dot{V}, \dot{E}, \dot{D}$, то, введя понятие о комплексной проводимости $\dot{\gamma}$, можно изучать электрическое поле пользуясь теоремой Максвелла о замкнутости электрического тока с помощью уравнения

$$\operatorname{div}(\dot{\gamma} \operatorname{grad} \dot{V}) = 0. \quad (317a)$$

Для областей, где остается постоянным $\dot{\gamma}$, уравнение (317a) переходит в уравнение Лапласа

$$\nabla^2(\dot{\gamma} \cdot \dot{V}) = 0. \quad (317b)$$

Чтобы уяснить осложнения, вносимые неоднородностью диэлектрика в процессы установления электрического поля, рассмотрим простейший случай (рис. 130). Между плоскими электродами I, II на

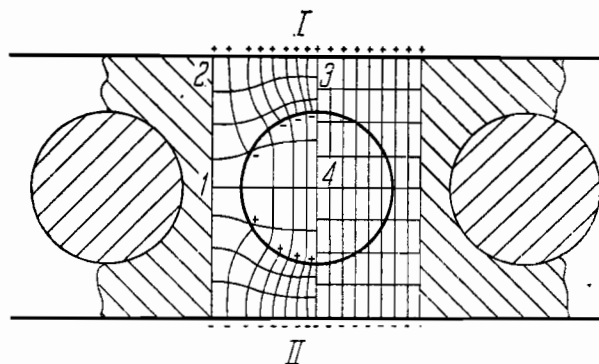


Рис. 130. Установление электрического поля в неоднородном диэлектрике.

равных расстояниях расположен ряд цилиндров материала B, имеющего диэлектрический коэффициент ϵ_b , одинаковый с диэлектрическим коэффициентом ϵ_a среды A, но отличную электропроводность. Пусть

$$\gamma_a < \gamma_b.$$

После быстрого наложения постоянного напряжения получается совершенно однородное электри-

ческое поле (правая сторона ячейки; горизонтальные линии — эквипотенциальные поверхности; вертикальные линии образуют трубки тока). Напряжение распределилось по диэлектрическим коэффициентам. С течением времени, в результате неодинаковой электропроводности у поверхности раздела диэлектриков скапливается объемный заряд и поле меняется. Процесс останавливается при достижении распределения напряжения по проводимостям (левая сторона).

Явления в переменном электрическом поле более усложнены. Периодически меняются и расположение в пространстве эквипотенциальных поверхностей и их параметры — абсолютные значения потенциалов. Если мы эти синусоидально меняющиеся потенциалы будем характеризовать комплексными величинами $\dot{V}$, то вообще эквипотенци-

альных поверхностей мы не найдем, равно как и трубок тока. Только в некоторых случаях они могут существовать. В разобранным случае в переменном поле останутся эквипотенциальными лишь поверхности электродов I и II и плоскость, проходящая через оси цилиндров. Трубку тока образуют только линии 1, 2 и 3, 4, и т. д.

Как показал Максвелл [100], диэлектрик, образованный последовательным включением слоев с разными электрическими характеристиками, при условии

$$\frac{\epsilon_a}{\gamma_a} \neq \frac{\epsilon_b}{\gamma_b} \neq \frac{\epsilon_c}{\gamma_c} \neq \dots \quad (318)$$

характеризуется наличием токов спадания.

Если

$$\frac{\epsilon_a}{\gamma_a} = \frac{\epsilon_b}{\gamma_b} = \frac{\epsilon_c}{\gamma_c} = \dots \quad (318a)$$

и

$$\epsilon_a \neq \epsilon_b \neq \epsilon_c \neq \dots$$

при постоянных во времени

$$\gamma_a, \gamma_b, \gamma_c, \dots$$

и

$$\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c, \dots$$

токи спадания отсутствуют. Как нетрудно сообразить, в этом случае нет и перераспределения поля. Перераспределение поля вызывает токи спадания, при его отсутствии нет и последних. Так например перераспределение отсутствует в случае параллельного соединения диэлектриков с характеристиками, удовлетворяющими неравенству (318).

Если вопрос несколько обобщить и под $\dot{\gamma}$ понимать вообще характеристику рассеяния энергии, то, принимая во внимание, что для

$$\operatorname{tg} \delta_k = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \gamma_k}{\omega \epsilon_k},$$

вместо условия (318) надо писать

$$\operatorname{tg} \delta_a \neq \operatorname{tg} \delta_b \neq \operatorname{tg} \delta_c \neq \dots^1 \quad (319a)$$

вместо (318a)

$$\operatorname{tg} \delta_a = \operatorname{tg} \delta_b = \operatorname{tg} \delta_c = \dots \quad (319b)$$

При этом уравнение (317) переходит в

$$\operatorname{div}(\gamma \operatorname{grad} V) = 0,$$

где γ — модуль полной электропроводности — чисто вещественная величина, V — эффективное или максимальное значение потенциала в данной точке.

¹ Можно вместо $\operatorname{tg} \delta$ ввести так называемые постоянные времени:

$$T_k = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \gamma_k}{\epsilon_k}$$

тогда условие (318) примет вид

$$T_a \neq T_b \neq T_c \neq \dots$$

В этом случае восстанавливается для переменного электрического поля полностью вся картина эквипотенциальных поверхностей и силовых трубок.

Ур-ние (317) в комплексной области решено только в нескольких частных случаях. В остальных приходится довольствоваться приближенными решениями. Отметим прежде всего, что неоднородный диэлектрик в большинстве случаев может быть разделен на ряд ячеек, в которых все процессы будут происходить подобным образом. Так например для случая диэлектрика, изображенного на рис. 130, такой ячейкой является объем, ограниченный линиями 1, 2; 2, 3; 3, 4; 4, 1. Если решить задачу для одной такой изолированной ячейки, то она будет решена и для всего диэлектрика.

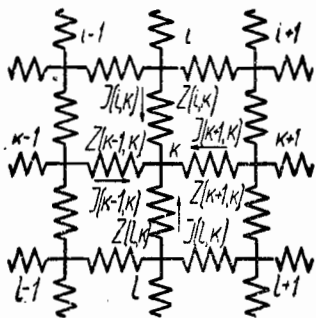


Рис. 131.

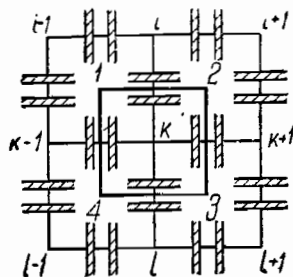


Рис. 132.

Нахождение решения ур-ния (317) для каждой ячейки в отдельности наталкивается на трудность определения пограничных условий, которым решение должно удовлетворить. Условия находятся легко только для ячеек, которые ограничены изопотенциальными поверхностями и заключенными между ними участками трубок тока.

Для приближенного решения ур-ния (317) воспользуемся методом сеток, разработанный Гершгорком [101]. Метод заключается в том, что диэлектрик заменяется моделью-сеткой из комплексных сопротивлений, у которых

$$z_k = r_k + ix_k \quad (320)$$

или

$$Y_k = g_k + ib_k \quad (321)$$

Участок сетки изображен на рис. 131. Задача сводится к установлению по заданным граничным условиям с помощью двух законов Кирхгофа токораспределения и напряжения узлов, которые будут приближенно воспроизводить распределение напряжения в диэлектрике. Для плоской задачи построение сетки-модели можно производить следующим образом (рис. 132).

Исходя из точки k как из центра, строим квадрат 1, 2, 3, 4. Допустим, что линии 1, 2 и 3, 4 эквипотенциальные, а 1, 4 и 2, 3 образуют трубку тока. Отбросим диэлектрик в вырезанном нами пространстве и заменим его системой 4-х несовершенных емкостей. Очевидно, емкость двух последовательно включенных конденсаторов должна быть равна емкости участка 1, 2 относительно 3, 4. Емкость остальных двух конденсаторов определим аналогичным образом при направлении электрического поля, перпендикулярном к первоначальному, когда линии 1, 4 и 2, 3 будут эквипотенциальными, а 1, 2 и 3, 4 образуют трубку тока. Проведа указанную замену во всем объеме, занятом диэлектриком, мы получим его сеточную модель.

Полагая, что противоположные стороны ячейки эквипотенциальны, мы вносим погрешность. Чем меньше ячейка, тем однороднее поле

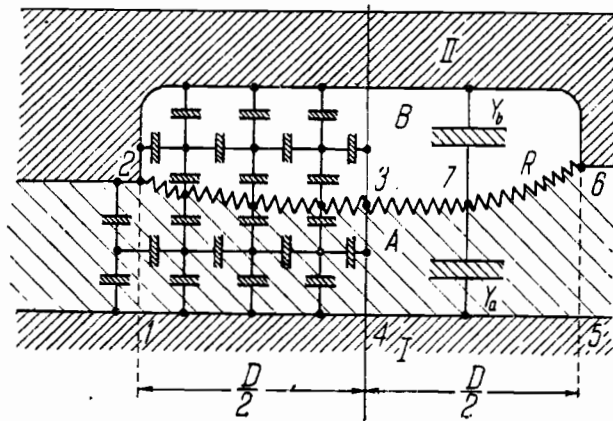


Рис. 133. Построение моделей для приближенных расчетов.

в ней, тем меньше разнится потенциал узла сетки от потенциала диэлектрика в центре соответственной ячейки. Для квадратной сетки, как показывает теория, ошибка в решении ур-ния (317) убывает пропорционально h^2 , где h —сторона квадрата. При $h \rightarrow 0$ мы получаем вполне точное решение уравнения.

К сожалению, даже к изложенному приближенному способу не всегда можно прибегнуть. Для расчетов надо елико возможно сократить число элементов сетки. Например (рис. 133), между электродами I и II заложен диэлектрик. Между диэлектриком и электродом II находится включение среды B. Поверхность диэлектрика A обладает поверхностной электропроводностью. Модель, изображенная на левой части, более совершенна, но подсчитать порядок величин практически возможно только по правой. При определении элементов в подобных схемах для упрощения расчетов мы будем полагать, что: вертикальные линии 3, 4 и 5, 6, проходящие через края электрода и середину вкрапления, образуют трубку тока; что R —сопротивление на среднем пути тока по поверхности, пропорционально $\frac{D}{4}$ —расстоянию между краем электрода 6 и точкой 7, серединой промежутка 3, 6;

что $\dot{Y}_b$ — проводимость заключенного в трубке тока компонента B , если бы ему при том же объеме придать постоянную толщину.

Сведя решение задачи к исследованию схем замещения, мы можем воспользоваться всем аппаратом теории переменных токов. Самым существенным следствием этого является возможность написать общее выражение мощностей, подводимых в переменном поле к диэлектрику полная мощность

$$W = W' + iW'' \quad (322)$$

активная

$$W' = \sum w'_{kl} = \sum r_{kl} I_{kl}^2 = \sum g_{kl} U_{kl}^2 \quad (323a)$$

реактивная

$$W'' = \sum w''_{kl} = \sum x_{kl} I_{kl}^2 = \sum b_{kl} U_{kl}^2 \quad (324b)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{W''}{W'}, \quad (324)$$

где r_{kl} , g_{kl} , x_{kl} , b_{kl} — параметры элемента kl сетки (см. стр. 222), U — напряжение между узлами k и l , I — ток в стороне kl .

Подводимая к участку kl мощность:

полная

$$w_{kl} = w'_{kl} + iw''_{kl} \quad (325a)$$

активная

$$w'_{kl} = r_{kl} I_{kl}^2 = g_{kl} U_{kl}^2 \quad (325b)$$

реактивная

$$w''_{kl} = x_{kl} I_{kl}^2 = b_{kl} U_{kl}^2 \quad (325c)$$

а

$$\operatorname{tg} \delta_{kl} = \frac{w''_{kl}}{w'_{kl}} = \frac{r_{kl}}{x_{kl}} = \frac{g_{kl}}{b_{kl}}. \quad (326)$$

В дальнейшем мы будем разбирать случаи, когда в результате изменения режима работы агрегата будет изменяться рассеиваемая в нем мощность при сравнительно малом изменении реактивной составляющей, когда изменение рассеяния происходит преимущественно за счет изменения $\operatorname{tg} \delta$ агрегата. Естественно принять в исследовании $\operatorname{tg} \delta$ основной характеристикой как агрегата, так и компонентов, в него входящих.

§ 27. Потери в неоднородных диэлектриках, не обладающих поверхностной электропроводностью. Исходя из общего выражения для мощности, подводимой к диэлектрику при внесении его в переменное электрическое поле, можно доказать, что если диэлектрический агрегат образован из произвольно расположенных компонентов $A, B, C, \dots$, у которых характеристики

$$\begin{aligned} &|\dot{Y}_a|, |\dot{Y}_b|, |\dot{Y}_c|, \dots \\ &\operatorname{tg} \delta_a, \operatorname{tg} \delta_b, \operatorname{tg} \delta_c, \dots \end{aligned}$$

то агрегат может быть охарактеризован некоторыми средними значениями вида

$$|\dot{Y}| = \frac{x_a |\dot{Y}_a| + x_b |\dot{Y}_b| + x_c |\dot{Y}_c| + \dots}{x_a + x_b + x_c + \dots} = \frac{\sum x_k |\dot{Y}_k|}{\sum x_k} \quad (327a)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\theta_a' \operatorname{tg} \delta_a + \theta_b' \operatorname{tg} \delta_b + \theta_c' \operatorname{tg} \delta_c + \dots}{\theta_a + \theta_b + \theta_c + \dots} = \frac{\sum \theta_k \operatorname{tg} \delta_k}{\sum \theta_k} \quad (327b)$$

причем $\frac{x_k}{\sum x_k} \geq 0$ и $\frac{\theta_k}{\sum \theta_k} \geq 0$.

Здесь мы докажем только равенство (327b).

Заменим диэлектрический агрегат сеточной моделью. К стороне kl ячейки, заменяющей компонент K , будет подводиться мощность (325a)

$$w_{kl} = w'_{kl} + iw''_{kl}$$

причем согласно (326)

$$\operatorname{tg} \delta_{kl} = \frac{w''_{kl}}{w'_{kl}}$$

Если мощность агрегата

$$W = \sum w'_{kl} + i \sum w''_{kl}$$

то, принимая во внимание ур-ния (323) и (324)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sum w'_{kl}}{\sum w''_{kl}} = \frac{\sum w'_{kl} \frac{w''_{kl}}{w'_{kl}}}{\sum w''_{kl}} = \frac{\sum w'_{kl} \operatorname{tg} \delta_{kl}}{\sum w''_{kl}}$$

Поскольку $w_{kl} > 0$, мы можем положить

$$\frac{w''_{kl}}{\sum w''_{kl}} = \frac{\theta_{kl}}{\sum \theta_{kl}} > 0,$$

откуда

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sum \theta_{kl} \operatorname{tg} \delta_{kl}}{\sum \theta_{kl}}. \quad (327b)$$

Существенное следствие из доказанной теоремы: если компонент P обладает минимальным $\operatorname{tg} \delta_{(\min)}$ из всех значений $\operatorname{tg} \delta_k$ компонентов, а компонент Q максимальным значением $\operatorname{tg} \delta_{(\max)}$, то $\operatorname{tg} \delta$ агрегата принимает некоторое промежуточное значение, причем

$$\operatorname{tg} \delta_{(\min)} \leq \operatorname{tg} \delta \leq \operatorname{tg} \delta_{(\max)}.$$

Действительно

$$\operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \frac{\sum \theta_{kl} \operatorname{tg} \delta_{kl}}{\sum \theta_{kl}} = \frac{\sum \theta_{kl} (\operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \operatorname{tg} \delta_{kl})}{\sum \theta_{kl}} \quad (328)$$

Стоящая в скобках разность по условию положительна, т. е.

$$(\operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \operatorname{tg} \delta_{kl}) \geq 0.$$

Так как множители $\rho_{nl} \geq 0$, то и вся сумма в (328) положительна и, следовательно,

$$\operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \operatorname{tg} \delta \geq 0$$

или

$$\operatorname{tg} \delta \leq \operatorname{tg} \delta_{(\max)};$$

аналогично может быть доказано неравенство

$$\operatorname{tg} \delta_{(\min)} \leq \operatorname{tg} \delta.$$

Соединяя два неравенства вместе, получим

$$\operatorname{tg} \delta_{(\min)} \leq \operatorname{tg} \delta \leq \operatorname{tg} \delta_{(\max)}. \quad (329)$$

Очевидно, что большие потери в агрегате могут быть только при больших потерях хотя бы в одном из компонентов. Что же вносит неоднородность диэлектрика, как влияет расположение отдельных компонентов? Никаких добавочных „вагнеровских“ потерь, вызы-

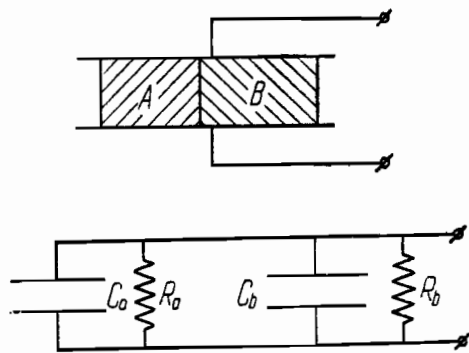


Рис. 134. Параллельное соединение двух диэлектриков.

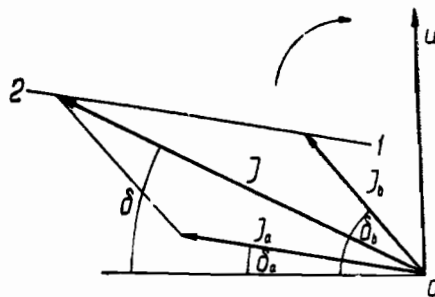


Рис. 135. Диаграмма токов для параллельного соединения двух диэлектриков.

ваемых неоднородностью диэлектрика, нет. Структура диэлектрика обуславливает лишь долю участия того или иного компонента в общем рассеянии энергии.

Среди физиков и, в особенности, электротехников широко распространено ошибочное мнение, что неоднородность вносит потери сама по себе, что можно, комбинируя вещества, обладающие малыми потерями, за счет омических потерь в компонентах получить вещество с большими потерями. Так например самим Вагнером [102], автором теории потерь неоднородного диэлектрика, была сделана попытка объяснить большие потери в смеси парафина с церезином неоднородностью структуры, в то время как в настоящее время совершенно ясно, что значительные потери агрегата вызваны большими дипольными потерями. Совершенно курьезно звучит встречающиеся даже в последнее время [92] объяснения „вагнеровским“ механизмом, например, потерь в компаундах и в трансформаторном масле.

Для больших потерь в агрегате надо иметь большие потери хотя бы в одном из компонентов, а предположение о появлении большой проводимости в компонентах при низких температурах явно абсурдно.

Разберем более детально несколько частных случаев неоднородного диэлектрика.

а) Параллельное соединение диэлектриков. Этот случай изображен на рис. 134. Агрегат состоит из двух диэлектриков А и В, отделенных поверхностью, являющейся поверхностью трубки тока. Разрезая их по этой поверхности и заменяя отдельные диэлектрики параллельными эквивалентными схемами, мы получим схему замещения диэлектрика. При приложении к диэлектрику напряжения U будем иметь (324)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \frac{\sum w'}{\sum w''} = \frac{\omega C_a U^2 \operatorname{tg} \delta_a + \omega C_b U^2 \operatorname{tg} \delta_b}{\omega C_a U^2 + \omega C_b U^2} = \\ &= \frac{C_a}{C_a + C_b} \operatorname{tg} \delta_a + \frac{C_b}{C_a + C_b} \operatorname{tg} \delta_b. \end{aligned} \quad (330)$$

В дальнейшем мы будем всегда принимать, что основным компонентом является диэлектрик А и что $\operatorname{tg} \delta_a < \operatorname{tg} \delta_b$. Вводим объемные концентрации компонентов а и b, причем

$$a > b, \quad a + b = 1 \quad (331)$$

Положим, что

$$\frac{b}{a} = \mu \quad (332)$$

$$\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} = \eta. \quad (333)$$

Для случая параллельного соединения отношение емкостей

$$\frac{C_b}{C_a} = \frac{b \varepsilon_b}{a \varepsilon_a} = \frac{\mu}{\eta} \quad (334)$$

Подставляя в ур-ние (330), находим

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{C_b}{C_a + C_b} (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a) = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu}{\eta + \mu} (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a). \quad (335)$$

Если диэлектрический коэффициент компонентов вычислять из параллельных эквивалентных схем, то для диэлектрического коэффициента агрегата мы имеем

$$\varepsilon = a \varepsilon_a + b \varepsilon_b = \varepsilon_a + b (\varepsilon_b - \varepsilon_a) \quad (336a)$$

или

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_a} = \frac{C}{C_a} = a + \frac{b}{\eta}. \quad (336b)$$

Для наглядности наших выводов построим векторную диаграмму для случая, когда толщина агрегата и абсолютное содержание в нем компонента В, а следовательно и ток I_b остаются постоянными, а ко-

личество компонента A растет и ток I_a меняется (рис. 135). Угол δ всей системы определится направлением равнодействующей I , которую найдем, сложив векториально оба тока. Диаграмма ясно показывает, что угол δ всегда больше δ_a и меньше δ_b (конец вектора полного тока I скользит по прямой 1—2), причем при уменьшении концентрации компонента B он стремится к δ_a и наоборот, при исчезновении компонента A к δ_b . Таким образом при всех μ

$$\operatorname{tg} \delta_a < \operatorname{tg} \delta < \operatorname{tg} \delta_b.$$

б) Последовательное соединение диэлектриков. Агрегат состоит из компонентов A и B , причем границей раздела служит эквипотенциальная поверхность (рис. 136). Заменим каждый

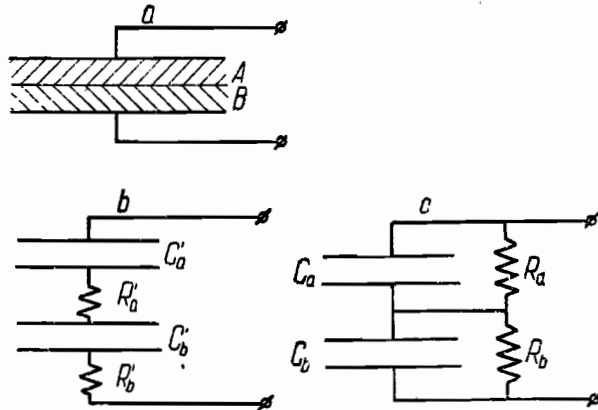


Рис. 136. Последовательное соединение двух диэлектриков.

слой последовательной эквивалентной схемой. Пусть через диэлектрик проходит ток I , тогда

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \frac{\sum w'}{\sum w''} = \frac{\frac{I^2}{\omega C_a'} \operatorname{tg} \delta_a + \frac{I^2}{\omega C_b'} \operatorname{tg} \delta_b}{\frac{I^2}{\omega C_a'} + \frac{I^2}{\omega C_b'}} = \\ &= \operatorname{tg} \delta_a + \frac{C_a'}{C_a' + C_b'} (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a). \end{aligned} \quad (337)$$

Чтобы перейти к параллельным эквивалентным схемам (рис. 136), нужно положить

$$C_k = \frac{C_k'}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_k}, \quad (338)$$

где C_k — емкость параллельной схемы, C_k' — емкость последовательной схемы.

Подставим в ур-ние (337) и преобразуем

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)(\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)}{(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2) + \frac{C_b}{C_a}(1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)}.$$

Отношение емкостей в случае последовательного соединения

$$\frac{C_a}{C_b} = \frac{\epsilon_a b}{\epsilon_b a} = \eta \mu, \quad (339)$$

тогда

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)}{\mu + \frac{(1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)}{\eta (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}}. \quad (340a)$$

Если в основном материале A потери невелики, т. е.

$$\operatorname{tg} \delta_a^2 \ll 1,$$

то

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu \eta (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)}{\mu \eta + (1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)}. \quad (340b)$$

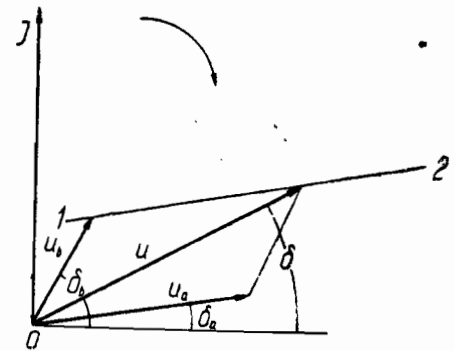
Для последовательного соединения диэлектриков диэлектрический коэффициент агрегата ϵ может быть определен из следующего выражения

$$\frac{\epsilon_a}{\epsilon (1 + \operatorname{tg} \delta^2)} = \frac{a}{1 + \operatorname{tg} \delta_a^2} + \frac{b \eta}{1 + \operatorname{tg} \delta_b^2}. \quad (341a)$$

при

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta_a^2 \ll 1, \quad \operatorname{tg} \delta_b^2 \ll 1 \\ \frac{\epsilon}{\epsilon_a} = \frac{C}{C_a} = \frac{1}{a + \frac{b \eta}{(1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)}} \end{aligned} \quad (341b)$$

Построение векторной диаграммы для случая, когда толщина диэлектрика B и напряжение, падающее на него, остаются постоянными, а толщина диэлектрика A растет, произведено на рис. 137. При прибавлении диэлектрика A с малыми потерями конец вектора напряжения U скользит вдоль прямой 1—2 и $\operatorname{tg} \delta$ агрегата неуклонно падает и при всех значениях μ .



$$\operatorname{tg} \delta_a < \operatorname{tg} \delta < \operatorname{tg} \delta_b.$$

Рис. 137. Диаграмма напряжений для последовательного соединения двух диэлектриков.

Сравним аналогичные ф-лы (335), (340a) для обоих разобранных случаев. Если ϵ_a , $\operatorname{tg} \delta_a$ основного материала меньше, чем ϵ_b , $\operatorname{tg} \delta_b$ примеси, точнее, если

$$\eta = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} < \frac{1 + \operatorname{tg} \delta_b^2}{\eta (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}, \quad (342)$$

то, при тех же концентрациях компонентов, потери при параллельном соединении будут всегда больше, нежели при последовательном.

С увеличением концентрации компонента с большими потерями, независимо от строения, $\operatorname{tg} \delta$ агрегата растет.

В реальных случаях $\operatorname{tg} \delta$, завися явно только от $\operatorname{tg} \delta_a$, $\operatorname{tg} \delta_b$, γ , μ , является неявной функцией многих параметров: напряженности электрического поля E , температуры t , круговой частоты ω и даже времени нахождения в электрическом поле. Учесть в общем виде их влияние невозможно. Мы ограничимся анализом таких изменений режима работы, при которых остается достаточно постоянным отношение $\gamma = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$. Поставим кроме того следующие добавочные условия:

I) Режим работы меняется так, что существует однозначная зависимость между $\operatorname{tg} \delta_a$ и $\operatorname{tg} \delta_b$. Пусть, например, меняется только частота ω . При этом меняются

$$\operatorname{tg} \delta_a = f_a(\omega), \quad \operatorname{tg} \delta_b = f_b(\omega).$$

Из двух уравнений исключим ω ; получим

$$\operatorname{tg} \delta_a = F(\operatorname{tg} \delta_b).$$

II) Изменениями $\operatorname{tg} \delta_a$ из-за их малости можно пренебречь или $\operatorname{tg} \delta$ вообще не меняется.

Определим частотную зависимость $\operatorname{tg} \delta$ агрегата. Условие максимума или минимума ищем обычным способом, приравнявая нулю о ответствующие производные от $\operatorname{tg} \delta$.

I случай. $\operatorname{tg} \delta_a$ и $\operatorname{tg} \delta_b$ меняются совместно.

Параллельное соединение. У $\operatorname{tg} \delta$ существует минимум при

$$\frac{\partial \operatorname{tg} \delta_a}{\partial \operatorname{tg} \delta_b} = -\frac{\mu}{\gamma} = -\frac{b \varepsilon_b}{a \varepsilon_a}. \quad (343)$$

Для существования минимума необходимо, чтобы потери в одном диэлектрике росли, в другом падали.

Последовательное соединение. Условие имеет вид (из 340a):

$$\frac{\partial \operatorname{tg} \delta_a}{\partial \operatorname{tg} \delta_b} = -\frac{\gamma \mu}{(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)^2 [(1 + \mu \gamma) - (\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)^2 (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)]} \cdot \frac{1}{(1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)^2 [(1 + \mu \gamma) - \mu \gamma \frac{(\operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)^2}{(1 + \operatorname{tg} \delta_b^2)}]}. \quad (344)$$

Условие может иметь место даже при монотонном изменении как $\operatorname{tg} \delta_a$, так и $\operatorname{tg} \delta_b$, при одновременном уменьшении или увеличении тангенсов.

В реальных диэлектриках $\operatorname{tg} \delta_a$ и $\operatorname{tg} \delta_b$ могут меняться монотонно при изменении частоты ω в некоторых пределах. В этих случаях при некоторых соотношениях $\operatorname{tg} \delta$ агрегата может иметь и максимум и минимум (рис. 96). Еще Вагнер обнаружил в частотной характеристике двухслойного диэлектрика максимум $\operatorname{tg} \delta$, правда для случая, когда $\operatorname{tg} \delta_a^2 \ll 1$.

II случай. Изменения $\operatorname{tg} \delta_a$ малы или их вовсе нет.

Последовательное соединение. Если $\operatorname{tg} \delta_a$ меняется монотонно или проходит через максимум или минимум одновременно с $\operatorname{tg} \delta_b$

агрегата, то можно воспользоваться выведенной ранее формулой (344), упростив ее и положив

$$\frac{\partial (\operatorname{tg} \delta_a)}{\partial (\operatorname{tg} \delta_b)} = 0. \quad (345)$$

В этом случае у $\operatorname{tg} \delta$ существует максимум. Упрощая формулу, получим условие в таком виде:

$$\operatorname{tg} \delta_b = \operatorname{tg} \delta_a + \sqrt{(1 + \mu \gamma)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}, \quad (346a)$$

а само значение $\operatorname{tg} \delta$ можно вычислить по формуле

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu \gamma (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}{2 (\operatorname{tg} \delta_a + \sqrt{(1 + \mu \gamma)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)})}, \quad (347a)$$

если $\operatorname{tg} \delta_a^2 \ll 1$, то при

$$\operatorname{tg} \delta_b = \sqrt{1 + \mu \gamma} \quad (346b)$$

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \frac{\mu \gamma}{2 \sqrt{1 + \mu \gamma}}. \quad (347b)$$

Значение $\operatorname{tg} \delta_{\max}$ зависит только от отношения емкостей:

$$\mu \gamma = \frac{b}{a} \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} = \frac{C_a}{C_b},$$

и с его увеличением растет.

При изменении $\mu \gamma$ в пределах $0 < \mu \gamma < 1$ значение $\operatorname{tg} \delta_b$, соответствующее $\operatorname{tg} \delta_{\max}$, меняется мало, именно

$$1 \leq \operatorname{tg} \delta_b \leq 1,41. \quad (348)$$

При больших значениях $\operatorname{tg} \delta_b$, при увеличении $|\gamma|$ (стр. 219), напряжение U_b настолько уменьшается по отношению к U_a , что доля рассеяния энергий, приходящая на слой B, начинает падать, а это влечет уменьшение $\operatorname{tg} \delta$.

В опытах В. Н. Малышева [103] был реализован случай, когда в слое A, в стеклянной пластинке, $\operatorname{tg} \delta_a$ при изменении режима оставался почти постоянным, а в слое B, в воздушном зазоре, имевшимся между стеклом и одним из электродов, $\operatorname{tg} \delta_b$ при повышении напряжения, приложенного к агрегату, сильно менялся. В интервале напряжений около максимума $\operatorname{tg} \delta$ и за ним, падение напряжения в ионизованном зазоре остается постоянным, несмотря на рост напряжения U и тока I в системе.

Текущий в системе ток

$$I = I_b = U_b Y_b = U_b \sqrt{g^2 + \omega^2 C_b^2} = U_b \omega C_b \sqrt{1 + \operatorname{tg} \delta_b^2}.$$

Если $\omega C_b U_b$ остается постоянным, то I может расти лишь за счет увеличения проводимости G_b , т. е. за счет $\operatorname{tg} \delta_b$.

В описываемом опыте, к сожалению, с повышением напряжения U менялась площадь коронирования, а, следовательно, C_b и $(U_b \omega C_b)$ не

оставались постоянными. Поэтому экспериментальные данные (рис. 138) не могут быть рассчитаны по ранее выведенным формулам.

На рис. 138 кривая 1 — емкость C_a ; кривая 2 — $\text{tg } \delta_a$ стеклянной

пластины, кривые 3, 4 — емкость C и $\text{tg } \delta$ агрегата.

С повышением напряжения U и, следовательно, тока I , $\text{tg } \delta_b$ быстро растет. При $\text{tg } \delta_b = 0,75$ (если бы емкость оставалась постоянной, то это случилось бы при $\text{tg } \delta_b = 1,25$) $\text{tg } \delta$ агрегата достигает максимального значения $\text{tg } \delta_{\max} = 0,164$. Как только что указывалось, U_b остается практически постоянным и при дальнейшем повышении напряжения U , приложенного к образцу, растет только U_a . Так как почти все напряжение садится на стекло, то электрические характеристики начинают определяться по преимуществу стеклом, $\text{tg } \delta$ падает, приближаясь в пределе к значению $\text{tg } \delta_a = 0,02$.

Рис. 138. Влияние напряжения на двухслойный диэлектрик: стекло + ионизованный воздух.
(По Малышеву).

В некоторых случаях в характеристиках $\text{tg } \delta = f(U)$ для конструкций с изоляцией из пропитанной бумаги констатируется аналогичный максимум $\text{tg } \delta$, что служит прямым доказательством наличия ионизации в диэлектрике кабеля [104].

Для полноты приведем еще случай, когда в среде A равномерно распределено небольшое количество шариков-вкраплений диэлектрика B . В этом случае

$$\text{tg } \delta = \text{tg } \delta_a + \frac{9\mu\eta(\text{tg } \delta_b - \text{tg } \delta_a)}{\eta_a^2(2 + 2\eta)(2 + 3\mu) + (1 + 3\mu)(1 + \text{tg } \delta_b^2)} \quad (349)$$

$$\text{при } \text{tg } \delta_b = \text{tg } \delta_a + 1 - \eta + \frac{3\eta}{1 + 3\mu} \quad (349a)$$

$$\text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\max} = \text{tg } \delta_a + \frac{9\mu\eta}{2 + 4\eta + 6\mu - 3\mu\eta} \quad (349b)$$

Наконец последний случай максимума или минимума $\text{tg } \delta$ агрегата. Он встречается как при параллельном, так и при последовательном соединении диэлектриков. Если при изменении режима проходят одновременно через максимум или минимум $\text{tg } \delta_a$ и $\text{tg } \delta_b$ обоих компонентов, то, естественно, и у агрегата обнаружится или максимум, или минимум $\text{tg } \delta$. В частном случае максимум или минимум $\text{tg } \delta$ может иметь только один компонент, если $\text{tg } \delta_a$ другого остается или постоянным или мало меняется и его изменениями можно пренебречь. Этот случай очень распространен в практике. К нему сводятся частотные и температурные характеристики $\text{tg } \delta$ кабельной изоляции. Как известно, у канифоли и у кабельной массы, куда она входит составной частью, существуют в кривой $\text{tg } \delta$ максимумы и минимумы, обнаруживающиеся, естественно, и у пропитанного массой кабеля.

Для иллюстрации выведенных формул, а также для уяснения влияния на $\text{tg } \delta$ неоднородного диэлектрика газовых включений и вкраплений воды, дадим несколько численных подсчетов.

Положим, что агрегат составлен из последовательно включенных слоев диэлектриков A и B .

1. Возьмем в качестве диэлектрика A — слюду, содержащую 9% вещества с большими потерями. Пусть им будут или ионизованный воздух или вода.

Пусть объемная концентрация (стр. 227) компонента B $b = 0,09$, тогда

$$\mu = \frac{b}{a} = \frac{b}{1-b} = \frac{0,09}{1-0,009} = 0,1.$$

Положим, что в слюде потери малы, т. е. $\text{tg } \delta_a \ll 1$, а у включений B $\text{tg } \delta_b$ может принимать любые значения

$$0 \leq \text{tg } \delta_b \leq \infty.$$

Для включений:
ионизованного воздуха

$$\eta_1 = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} = \frac{8}{1} = 8, \quad \mu\eta = 0,1 \cdot 8 = 0,8 < 1;$$

воды

$$\eta_1 = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} = \frac{8}{81} \approx 0,1, \quad \mu\eta = 0,1 \cdot 0,1 = 0,01 < 1.$$

Определим, какие свойства мы должны приписать включениям, чтобы получить максимальные потери всего агрегата.

На стр. 231 мы показали, что при $\mu\eta < 1$ $\text{tg } \delta$ агрегата достигает максимума при значении

$$[\text{tg } \delta_b = 1 + 1,41.$$

Как известно (стр. 221), у диэлектрика, имеющего потери чистой проводимости, можно вычислить $\text{tg } \delta$ по формуле

$$\text{tg } \delta_b = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \gamma_b}{\epsilon_b \omega} \quad (258)$$

Задавшись значением $\operatorname{tg} \delta_b$, дающим максимальные потери агрегата, и частотой ω , определим соответствующую электропроводность γ_b .

При $\omega = 314$, если диэлектриком B является воздух, то его электропроводность должна достигнуть

$$\gamma_b = \frac{\operatorname{tg} \delta_b \omega \varepsilon_b}{36 \cdot \pi \cdot 10^{11}} = \frac{1,41 \cdot 314 \cdot 1}{36 \cdot \pi \cdot 10^{11}} \cong 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}/\Omega,$$

что возможно, если напряжение достаточно для ионизации включения. Для воды

$$\gamma_b = \frac{1 \cdot 314 \cdot 81}{36 \cdot \pi \cdot 10^{11}} \cong 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}/\Omega$$

чрезмерно малая величина, так как у воды $\gamma \cong 10^{-6} \text{ см}^3/\Omega$.

В этих условиях у агрегата с вкраплениями воздуха будет

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \frac{\mu \gamma}{2 \sqrt{1 + \mu \gamma}} \cong 0,3$$

цифра реальная. Замена воздуха водой даст

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = 0,005(1).$$

Вода в последовательной схеме даже при явно преуменьшенной электропроводности не может дать больших потерь. Если мы увеличим электропроводность, доведя ее до реальной величины, то потери окажутся еще меньшими. 90% воды в масле в кабельной изоляции дали бы еще более низкие величины. Напротив, вода при параллельном соединении дает при тех же μ , γ_b , $\operatorname{tg} \delta_b$ для $\operatorname{tg} \delta$ величину в 100 раз большую

$$\operatorname{tg} \delta \cong \frac{\mu}{\gamma + \mu} \operatorname{tg} \delta_b = \frac{0,1}{0,1 + 0,1} = 0,5(1)$$

Вычисления приводят нас к существенному выводу, что вода страшна лишь в параллельной схеме. Вода лишь в том случае может вызвать большие потери в диэлектрике, если она образует сквозные каналы, шунтирующие электроды. Вкрапление воды в непроводящую среду в виде капелек больших потерь дать не может.

2. Чтобы проверить, насколько реально объяснение больших потерь в кабелях ионизацией пустот в кабельной изоляции, определим их объем, задавшись некоторыми реальными значениями. Пусть в кабеле обнаружен $\operatorname{tg} \delta_{\max} = 0,05$. Для кабельной изоляции и пустот в ней $\gamma_i = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} \cong \frac{3}{1} = 3$. Зная значение $\operatorname{tg} \delta_{\max}$ из ф-лы (347b) определим отношение объемных концентраций

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \frac{\mu \gamma_i}{2 \sqrt{1 + \mu \gamma_i}} = 0,05 = \frac{3 \mu}{2 \sqrt{1 + 3 \mu}}.$$

Так как μ мало, мы можем положить

$$\mu = \frac{2 \cdot 0,05}{3} = 0,033.$$

Значит для данной величины потерь ($\operatorname{tg} \delta = 0,05$) достаточно предположить, что пустоты занимают всего 3,3% от объема изоляции. Предположение довольно правдоподобное. Повидимому в пределах параллельной схемы ионизацией можно объяснить довольно значительные потери в кабелях.

Итак, потери во влажных диэлектриках не укладываются в примитивную последовательную схему и не могут быть объяснены тем, что вода вносит неоднородности. В увлажненной кабельной бумаге, в трансформаторном масле вода вызывает потери проводимости, укладываемые в параллельную схему. В иных случаях объяснение больших потерь в твердых диэлектриках от наличия в них влаги надо искать в поверхностных явлениях, вызываемых водой на поверхностях раздела диэлектриков.

§ 28. Потери в неоднородных диэлектриках, обладающих поверхностной электропроводностью. В предыдущем параграфе мы убедились, что влияние влаги на потери в некоторых случаях может быть объяснено с точки зрения параллельной схемы и никогда практически с точки зрения последовательной. Некоторая натянутость намечается и в объяснении потерь в кабельной изоляции, происходящих от ионизации пустот. Тем не менее влияние следов влаги и короны — факт, с которым необходимо считаться. Выход из этого положения может быть найден, если учесть, что в твердых диэлектриках вода находится не в виде капелек или слоев заметной толщины, но главным образом в виде пленок, находящихся на поверхности отдельных элементов, образующих неоднородный диэлектрик. Пустоты в кабелях расположены между слоями бумаги. Толщина их мала по сравнению с длиной. Является совершенно существенным учесть удлиненную, пленочную форму, которой обладают „слабые“ места — щели поверхности вкраплений диэлектрика B . Для упрощения рассмотрения можно отвлечься от толщины пленок и щелей и изучать их в терминах поверхностной электропроводности. Вряд ли возможен иной способ рассмотрения, раз мы не знаем толщин пленок, удельных объемных сопротивлений, в то время как поверхностное сопротивление доступно непосредственному определению.

Рассмотрим вопрос в общем виде. Будем исходить из мощности, подводимой к агрегату. Положим, что в последнем существуют вкрапления среды B , поверхность которых обладает поверхностной электропроводностью. Как было показано на стр. 224, полная мощность, подводимая к агрегату, может быть выражена как

$$W = \Sigma w_n' + i \Sigma w_n''.$$

Мощность, подводимая к сопротивлению $\dot{z}_n$, заменяющему сторону kl ячейки k

$$\dot{w}_n = w_n' + i w_n'' = w_n'' (1 + i \operatorname{tg} \delta_n),$$

где

$$\frac{w_{kl}'}{w_{kl}''} = \operatorname{tg} \delta_{kl}.$$

Мощность, подводимая к сопротивлению R_s , заменяющему участок проводящей поверхности (рис. 133 — сопротивление R)

$$w_s' = R_s I_s^2 = G_s U_s^2.$$

Мощность, подводимая к агрегату,

$$\dot{W} = \Sigma \dot{w}_{kl} + \Sigma w_s' = \Sigma w_{kl}'' \operatorname{tg} \delta_{kl} + \Sigma w_s' + i \Sigma w_{kl}'', \quad (250)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Sigma w_{kl}'' \operatorname{tg} \delta_{kl} + \Sigma w_s'}{\Sigma w_{kl}''}. \quad (251)$$

Если компонент P обладает минимальным значением $\operatorname{tg} \delta_p = \operatorname{tg} \delta_{(\min)}$, а компонент Q максимальным $\operatorname{tg} \delta_q = \operatorname{tg} \delta_{(\max)}$, можно легко показать, что $\operatorname{tg} \delta$ агрегата

$$\operatorname{tg} \delta_{(\min)} \leq \operatorname{tg} \delta. \quad (252)$$

Если потери в проводящих пленках $\Sigma w_s'$ достаточно велики по сравнению с остальными потерями $\Sigma w_{kl}'$, то может случиться, что

$$\operatorname{tg} \delta_{(\min)} \leq \operatorname{tg} \delta_{(\max)} \leq \operatorname{tg} \delta. \quad (253)$$

Для этого нужно, чтобы

$$\Sigma w_s' \geq \Sigma w_{kl}'' (\operatorname{tg} \delta_{(\max)} - \operatorname{tg} \delta_{kl}). \quad (254)$$

Наличие поверхностной электропроводности позволяет расширить рамки неравенства. В некоторых условиях диэлектрики с поверхностной электропроводностью дают потери значительно большие, чем при отсутствии таковой. Рассмотрим вопрос, в каких условиях вообще существуют потери $\Sigma w_s'$.

Чтобы $\Sigma w_s' = \Sigma G_s U_s^2 \neq 0$ нужно, чтобы $U_s \neq 0$, так как по условию $G_s = \frac{1}{R_s} \neq 0$.

Поверхностную электропроводность приходится принимать во внимание только, если проводящая поверхность не является в диэлектрике эквипотенциальной. Только при появлении в электрическом поле слагающей напряженности тангенциальной по отношению к проводящей пленке, в ней возникают токи, рассеивающие энергию. Примером, когда выполняется неравенство (253) и (254) является случай, когда проводящие пленки проходят сквозь весь диэлектрик. Случай приводится к параллельной схеме замещения. Он совершенно элементарен в фор-

мальной трактовке, и на нем мы останавливаться не будем. Остановимся только на тех диэлектриках, у которых токи, текущие по проводящим пленкам, замыкаются исключительно на несовершенную емкость компонентов диэлектрика.

Прежде всего рассмотрим случай, прямо к нашей теме не относящийся, но важный в практическом отношении, уясняющий значение поверхностной электропроводности для потерь, обнаруживаемых в электрических конструкциях, в изоляторах, проходных втулках и пр. Положим, что измеряются потери в плоском диэлектрике A , зажатом между электродами I и II (рис. 139). Электрод I окружен охранным кольцом III. Зазор между ними заполнен средой B . Поверхность пластины A между точками I и 5 обладает поверхностной электропроводностью. На рис.

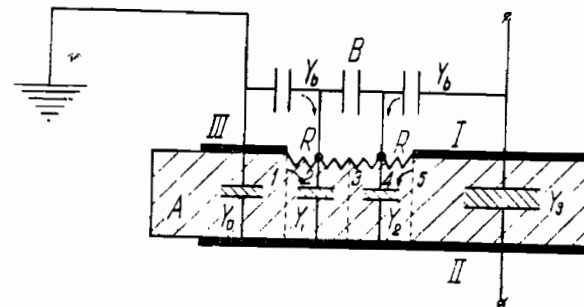


Рис. 139. Модель края плоского конденсатора, снабженного охранным кольцом.

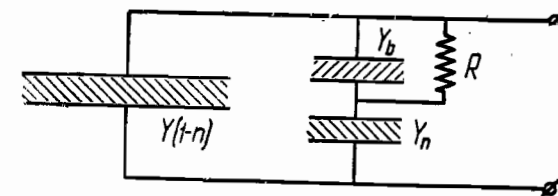


Рис. 140.

139 половина устройства, являющаяся зеркальным изображением, отброшена. Положим, что явления развиваются совершенно симметрично относительно точки 3 середины зазора и что вследствие малой толщины диэлектрика A и больших площадей электродов I и II токораспределение под электродом I не связано с распределением токов на зазоре, или, что то же самое, вертикали, проходящие через точки 3, 5 изображают трубку тока. Непрерывно распределенные несовершенные емкости поверхности зазора относительно электродов I и II заменяем (стр. 223) сосредоточенными проводимостями $\dot{Y}_b$ и $\dot{Y}_2$. Ток с электрода I проходит частью сквозь среду B через $\dot{Y}_b$, частью по поверхности через сопротивление R , дальше сквозь диэлектрик A по $\dot{Y}_2$ и на электрод II, а в основной части непосредственно через $\dot{Y}_3$. Иначе: контакт электрода I с диэлектриком в зазоре осуществляется через поверхностное сопротивление R и емкость $\dot{Y}_b$. Под электродом контакт совершенен.

Сопротивление R порядка четверти сопротивления поверхности зазора между I и III. Проводимость $\dot{Y}_2$ примерно равна

$$\dot{Y}_2 = \dot{Y}_n = \omega C_n (i + \operatorname{tg} \delta_s) \quad (255)$$

половине проводимости доли диэлектрика A , заключенной между поверхностью зазора $I-5$ и электродом II. За проводимость диэлектрика A под электродом I примем

$$\dot{Y}_3 = \dot{Y}_{(1-n)} = \omega C_{(1-n)}(i + \operatorname{tg} \delta_a). \quad (256)$$

Схема замещения, соответствующая нашим рассуждениям, изображена на рис. 140.

Полная проводимость схемы

$$\dot{Y} = \dot{Y}_n + \dot{Y}_{1-n} = \frac{R \dot{Y}_n^2}{1 + R(\dot{Y}_b + \dot{Y}_n)}; \quad (257)$$

положим, что

$$\dot{Y}_n = \dot{Y}_n + \dot{Y}_{1-n} = \omega C_n(i + \operatorname{tg} \delta_a) \quad (258)$$

$$\dot{Y}_b = \omega C_b(i + \operatorname{tg} \delta_b), \quad (259)$$

примем, что

$$n = \frac{\dot{Y}_n}{\dot{Y}_a} = \frac{\text{площадь плохого контакта}}{\text{общая площадь диэлектрика}}, \quad (260)$$

положим:

$$\frac{C_n}{C_b} = m. \quad (261)$$

Увеличение потерь в диэлектрике, изображаемое емкостью C_b (рис. 140 — $\dot{Y}_b$), происходящее от токов, идущих по проводящей поверхности, охарактеризуем величиной

$$\xi = \frac{1}{\omega C_b R}; \quad (262)$$

подставим и преобразуем

$$\dot{Y} = \omega C_n [i + \operatorname{tg} \delta_a - mn \frac{(i + \operatorname{tg} \delta_a)^2}{(\xi + \operatorname{tg} \delta_b + m \operatorname{tg} \delta_a) + i(1 + m)}] \quad (263)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{[\text{вещ. часть } \dot{Y}]}{[\text{мнимая часть } \dot{Y}]} = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{mn(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}{(1 + m - mn)(1 + m)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2) + 2 \operatorname{tg} \delta_a(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a) + (\xi - \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)^2} \quad (264)$$

если $\operatorname{tg} \delta_a = \text{const}$, а меняется лишь $\operatorname{tg} \delta_b$, то можно показать, что при

$$(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a) = \sqrt{(1 + m)(1 + m - mn)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)} \quad (265)$$

существует максимум $\operatorname{tg} \delta$ агрегата

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{mn(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}{2(1 + m - mn) \left| \operatorname{tg} \delta_a + \sqrt{\frac{(1 + m)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}{(1 + m - mn)}} \right|} \quad (266)$$

В практике совершенно неизвестна C_b емкость части зазора относительно электрода I. В лучшем случае $m \ll 1$. Это может быть или при особых формах охранного кольца или при заполнении пространства над зазором средой с большим диэлектрическим коэффициентом ε (например смесь масла и титановых белил). В наихудшем случае $C_b \cong 0$, откуда $m \gg 1$.

Если $\operatorname{tg} \delta_a \ll 1$, а $\operatorname{tg} \delta_b$, например, из-за коронирования велик, то

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{n \left(\xi + \operatorname{tg} \delta_b \right)}{(1 - n) \left[1 + 2 \operatorname{tg} \delta_a \left(\xi + \operatorname{tg} \delta_b \right) \right] + \left(\xi + \operatorname{tg} \delta_b \right)^2}; \quad (266a)$$

при

$$(\xi + \operatorname{tg} \delta_b) = m \sqrt{1 - n} \quad (265b)$$

$\operatorname{tg} \delta$ агрегата достигнет максимума

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} \cong \operatorname{tg} \delta_a + \frac{n}{2[\sqrt{1 - n} + \operatorname{tg} \delta_a(1 - n)]}. \quad (266b)$$

Если $\operatorname{tg} \delta_b \ll \xi$, то

$$\xi = \frac{1}{\omega C_b R} \cong m \sqrt{1 - n} = \frac{C_n}{C_b} \sqrt{1 - n}, \quad (265c)$$

откуда частота, при которой из-за потерь в зазоре у $\operatorname{tg} \delta$ агрегата обнаружится максимум

$$\omega = \frac{1}{C_n R \sqrt{1 - n}}. \quad (267)$$

Пример. Бакелитовая доска $\Delta_a = 0,7$ см; удельное поверхностное сопротивление $\rho = 5 \cdot 10^{11}$ ом; $\operatorname{tg} \delta_a = 0,02$; $\varepsilon_a = 8$. Диаметр электрода I $D = 10$ см. Зазор у охранного кольца $S = 0,35$ см.

Допустим, что в среде B в воздухе короны нет, т. е. $\operatorname{tg} \delta_b = 0$.

положим $m = \frac{C_n}{C_b} \gg 1$ и $\omega = 314$, тогда:

$$\frac{\xi}{m} = \frac{1}{\omega C_b R} \cdot \frac{C_b}{C_n} = \frac{1}{\omega C_n R} = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \Delta_a \cdot 4 \cdot 4\pi D}{\varepsilon_a \cdot \pi DS \cdot S \rho \omega} = \frac{1,8 \cdot 10^{14} \Delta_a}{\varepsilon_a \rho S^2 \omega} =$$

$$= \frac{1,8 \cdot 10^{14} \cdot 0,7}{8 \cdot 5 \cdot 10^{11} \cdot 0,35^2 \cdot 314} \cong 0,8 \quad (268)$$

$$n = \frac{\frac{1}{2} \pi DS}{\frac{\pi}{4} D^2} = \frac{2S}{D} = \frac{2 \cdot 0,35}{10} = 0,07$$

$$\operatorname{tg} \delta = 0,02 + \frac{0,07 \cdot 0,8}{(1 - 0,07)(1 + 2 \cdot 0,02 \cdot 0,8) + 0,8^2} = 0,055$$

вместо истинного $\operatorname{tg} \delta_a = 0,020$.

Из примера видно, насколько серьезно может быть влияние зазора между охранным кольцом и электродом на потери. Если не принимать мер предосторожности, можно измерить $\operatorname{tg} \delta$, превосходящий в десяток раз $\operatorname{tg} \delta_a$, истинную характеристику материала A (например слюды).

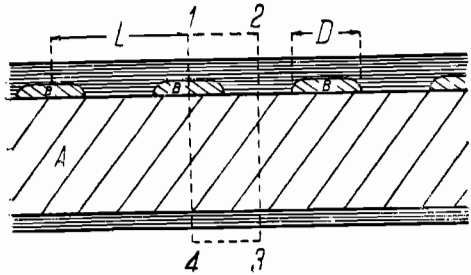


Рис. 141. Вкрапления (воздух) под электродом (ртуть).

141) неплотное прилегание к диэлектрику A имеет место только у одного верхнего электрода. Образующиеся пустоты заполнены средой B . Для упрощения расчетов разберем плоский случай, когда размеры включений в направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа, достаточно велики.

Все расчеты будем относить к 1 см длины ячейки в этом направлении. Пусть все включения обладают плавной сплюснутой формой, равными размерами и расположены на равных расстояниях L друг от друга. В этом случае диэлектрик можно разбить на ряд ячеек. Вырежем одну из них 1, 2, 3, 4 (ср. рис. 141 и 142). (Линии 1, 4 и 2, 3 образуют трубку

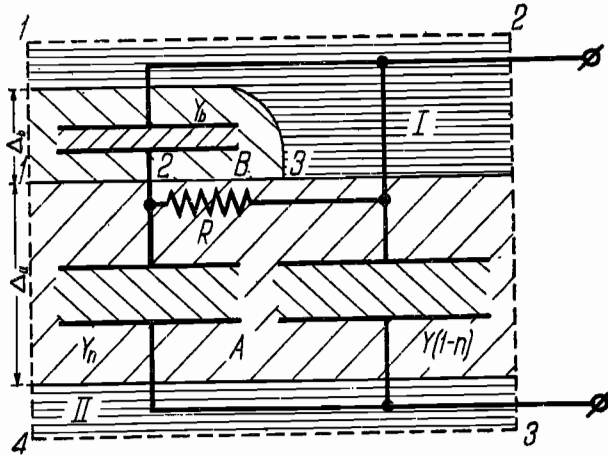


Рис. 142.

тока. Нетрудно видеть, что течение процессов совершенно аналогичное рассмотренному на стр. 237. На участке 1, 3 диэлектрик A питается отчасти через поверхностное сопротивление R , отчасти через Y_b (проводимость половины включения). Схема замещения ячейки изображена на рис. 142.

Проводимость половины включения

$$Y_b = \omega C_b (i + \operatorname{tg} \delta_b),$$

проводимость диэлектрика под ней

$$Y_n = \omega C_n (i + \operatorname{tg} \delta_a) \quad (255)$$

проводимость диэлектрика под электродом

$$Y_{1-n} = \omega C_{1-n} (i + \operatorname{tg} \delta_a). \quad (256)$$

Как и раньше, положим

$$Y_a = Y_n + Y_{1-n} = \omega C_a (i + \operatorname{tg} \delta_a). \quad (258)$$

Положим

$$n = \frac{C_n}{C_a} = \frac{\text{площадь плохого контакта одного электрода}}{\text{площадь электрода}} \quad (260a)$$

$$m = \frac{C_n}{C_b} = \frac{\varepsilon_a \Delta_b}{\varepsilon_b \Delta_a}, \quad (262a)$$

где Δ_b — средняя толщина включения, Δ_a — средняя толщина диэлектрика A , расположенного под включениями.

$$\xi = \frac{1}{\omega C_b R} \quad (263a)$$

Если ширина включения D , а удельное поверхностное сопротивление ρ , то

$$R \cong \frac{\rho D}{1.4}$$

$$C_b = \frac{\varepsilon_b \cdot D \cdot 1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot 2\Delta_b}$$

$$\xi = \frac{1.4 \cdot 2 \cdot 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \Delta_b}{\omega \rho D \varepsilon_b D} = 9 \cdot 10^{13} \left(\frac{\Delta_b}{D^2} \right) \frac{1}{\omega \varepsilon_b \rho}. \quad (263b)$$

Для включений круглой формы

$$\xi = 2,610^{14} \left(\frac{\Delta_b}{D^2} \right) \frac{1}{\omega \varepsilon_b \rho}, \quad (263c)$$

где D — диаметр.

Если включения расположены под обоими электродами настолько редко, что мала вероятность нахождения включений одного над другим с разных сторон диэлектрика A , то расчет можно провести по указанным формулам, если положить

$$n = \frac{\text{площадь электродов, занятая включениями}}{\text{площадь одного электрода}}. \quad (260b)$$

Если вкрапления расположены друг против друга на разных сторонах диэлектрика, то надо положить

$$m = \frac{C_n}{C_b} = \frac{\varepsilon_a \Delta_b}{\varepsilon_b \left(\frac{\Delta_a}{2} \right)} = 2 \frac{\varepsilon_a \Delta_b}{\varepsilon_b \Delta_a}. \quad (262b)$$

Остальные формулы остаются без изменений.

Пример. (Опыты М. М. Михайлова [106]).

Свежерасколотая слюда ($\varepsilon_a = 7$; $\operatorname{tg} \delta_a \cong 0$; $\Delta_a = 0,008$ см; $\rho = 10^{11} \Omega \cdot \text{см}$) измерялась на $\omega = 314$, между ртутными электродами, заключающими воздушные пузырьки, у которых $D \cong 0,1$ см, $\Delta_b \cong 0,02$ см. Пузырьки сидят редко, занимают 10% площади электрода, т. е. $n = 0,1$;

$$m = \frac{7 \cdot 0,02}{1 \cdot 0,008} \cong 18; \quad \xi = 2,6 \cdot 10^{14} \cdot \frac{0,02 \cdot 10^{14}}{(0,1)^2 10^{11} \cdot 314} \cong 17$$

Если положить у воздуха: $\varepsilon_b = 1$; $\operatorname{tg} \delta_b \cong 0$,

$$\text{то } \operatorname{tg} \delta \cong \frac{18 \cdot 0,1 \cdot 17}{17^2 + [1 + 18(1 - 0,1)(1 + 18)]} = 0,05.$$

Измерения обнаружили у $\operatorname{tg} \delta$ незакономерные колебания:

$$\operatorname{tg} \delta = 0,017 \div 0,07.$$

Из приведенного примера видно, насколько существенны при измерениях потерь контактные условия. Правильный выбор контакта электродов чрезвычайно важен для того, чтобы в измерениях определить $\operatorname{tg} \delta_a$ истинную характеристику материала.

Можно умножить число примеров, в которых методами грубого упрощения возможно получить схемы замещения, вывести те или иные формулы для определения тангенса потерь при наличии поверхностной электропроводности границ отдельных компонентов агрегата. Но важнее, конечно, указать более общие принципы полу-

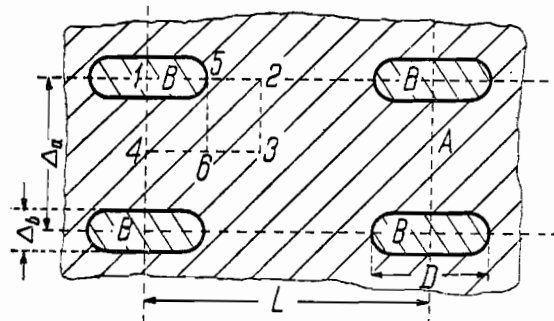


Рис. 143. Диэлектрик А с вкраплениями среды В.

чения приближенных схем замещения. Попробуем выявить их на примере, когда диэлектрик А содержит во всей своей толще вкрапления среды В, расположенные в узлах прямоугольной решетки (рис. 143). Диэлектрик ориентирован в электрическом поле так, что в ячейке 1, 2, 3, 4 линии 1, 2 и 4, 3 являются эквипотенциальными, а 1, 4 и 2, 3 образуют трубку тока. В направлении перпендикулярном размерам ячейки достаточно велики. Искомая схема должна оставаться действительной для всех значений ρ — удельного поверхностного сопротивления слоя. Несомненно, что при $\rho = \infty$, как бы линии тока ни проходили внутри ячейки, часть тока будет идти исключительно по диэлектрику А. При $\rho = 0$ компонент В „шунтируется поверхностными токами накоротко“ и напряженность электрического поля в нем будет $E_b = 0$.

Простейшая схема (рис. 140), удовлетворяющая этим условиям, нам знакома.

Положим, что трубки тока образуют линии 5, 6 и 2, 3. Очевидно, что объему 2, 3, 5, 6 диэлектрика А будет соответствовать на схеме проводимость $\dot{Y}_{1-n}$, объему 1, 4, 5, 6 будет соответствовать остальная часть схемы $\dot{Y}_n, \dot{Y}_b, R$.

Положим, что концентрация диэлектрика В мала, т. е.

$$a \ll b \text{ и } \mu < 1.$$

Введем следующие соотношения

$$\vartheta = \frac{\Delta_b}{\Delta_a} = \frac{\text{средняя толщина вкрапления}}{\text{расстояние между центрами вкраплений}}$$

$$\eta = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} \quad (269)$$

объем 4-х ячеек

$$\Delta_a L \cdot 1$$

объем вкрапления

$$\Delta b \cdot D \cdot 1$$

отношение объемов

$$\frac{b}{a+b} = \frac{\mu}{1+\mu} = \frac{\Delta_b D}{\Delta_a L} = \vartheta \frac{D}{L},$$

тогда известные соотношения

$$n = \frac{C_n}{C_a} \cong \frac{D}{L} = \frac{\mu}{\vartheta(1+\mu)} \quad (270)$$

$$m = \frac{C_n}{C_b} \cong \frac{\varepsilon_a \Delta_b}{\varepsilon_b \Delta_a} = \eta \vartheta. \quad (271)$$

Величина ξ определяет увеличение $\operatorname{tg} \delta$ системы, состоящей из вкрапления среды В, заключенного в проводящую оболочку, против $\operatorname{tg} \delta_b$ самого материала В. Для определения величины ξ разберем процессы, развивающиеся в одном из вкраплений. Средний путь тока по проводящей поверхности начинается у середины верхней правой половины поверхности вкрапления, огибает вкрапление, кончается на середине нижней правой половины поверхности. Если периметр вкрапления S , то средний путь тока по поверхности $\frac{S}{4}$. Емкость вкрапления шунтируется как правой, так и левой половиной поверхности. Следовательно полное сопротивление поверхностной утечки

$$R = \frac{\rho}{1} \frac{1}{\frac{4}{S} + \frac{4}{S}} = \frac{\rho S}{8}.$$

Емкость вкрапления

$$C_b \cong \frac{\varepsilon_b D \cdot 1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \Delta_b},$$

откуда

$$\xi = \frac{1}{\omega C_b R} = \frac{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot \Delta_b \cdot 8}{\omega \varepsilon_b D \rho S} = \frac{9 \cdot 10^{18} \Delta_b}{\omega \varepsilon_b \rho D S}. \quad (272a)$$

В случае включений круглых

$$\xi = \frac{2,6 \cdot 10^{14} \Delta_b}{\omega \varepsilon_b \rho S D}, \quad (272b)$$

где D — диаметр вкрапления.
 $\operatorname{tg} \delta$ агрегата равен

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{mn(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)}{(1+m-mn)[(1+m)(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2) + 2 \operatorname{tg} \delta_a(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)] + (\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)^2}$$

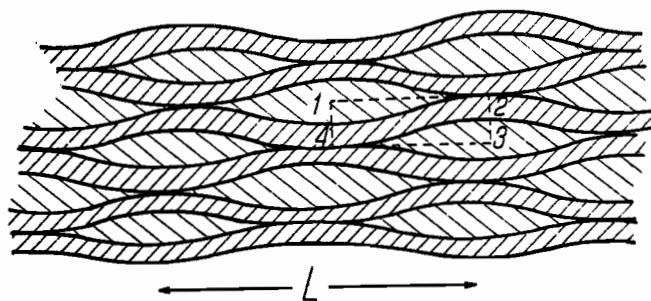


Рис. 144. Вкрапления между неплотно прилегающими слоями диэлектрика.

Подставляя значения m и n и полагая

$$(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a) = \operatorname{tg} \delta_s, \quad (273)$$

получим

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a +$$

$$\frac{\mu \eta (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2) \operatorname{tg} \delta_s}{(1 + \mu) \left\{ \left(1 + \eta^2 - \frac{\mu \eta}{1 + \mu} \right) \left[(1 + \eta^2) (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2) + 2 \operatorname{tg} \delta_a \operatorname{tg} \delta_s \right] + \operatorname{tg} \delta_s^2 \right\}}$$

Если объем включенный мал:

$$\mu \ll 1$$

и

$$\frac{\mu \eta}{1 + \mu} \ll 1; \quad \eta^2 \ll 1; \quad \operatorname{tg} \delta_a^2 \ll 1$$

то

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu \eta (\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a)}{1 + (\xi + \operatorname{tg} \delta_b)^2} \quad (274)$$

Отметим еще шахматное расположение вкраплений (рис. 144). Последние образованы пустотами между неплотно прилегающими между собой слоями. Схема замещения принимает вид, изображенный на рис. 145. Ячейка изображена отдельно на рис. 146. В этом случае

$$D = L; \quad n = 1.$$

Исследование полученной ф-лы (274) даст, что если

$$\operatorname{tg} \delta_a = \operatorname{const},$$

то при

$$(\xi + \operatorname{tg} \delta_b - \operatorname{tg} \delta_a) = \sqrt{(1 + \eta^2) \left(1 + \eta^2 - \frac{\mu \eta}{1 + \mu} \right) (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)} \quad (275)$$

существует максимум у $\operatorname{tg} \delta$, равный

$$\operatorname{tg} \delta_{\max} = \operatorname{tg} \delta_a + \frac{\mu \eta (1 + \operatorname{tg} \delta_a^2)}{2(1 + \mu) \left(1 + \eta^2 - \frac{\mu \eta}{1 + \mu} \right) \left(\operatorname{tg} \delta_a + \sqrt{(1 + \eta^2) \left(1 + \operatorname{tg} \delta_a^2 \right) \left(1 + \eta^2 - \frac{\mu \eta}{1 + \mu} \right)} \right)} \quad (276)$$

При малых количествах компонента B , когда только и применимы наши формулы, потери растут с увеличением концентрации μ и $\eta = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b}$. Влияние на $\operatorname{tg} \delta_{\max}$ формы вкраплений исследовать

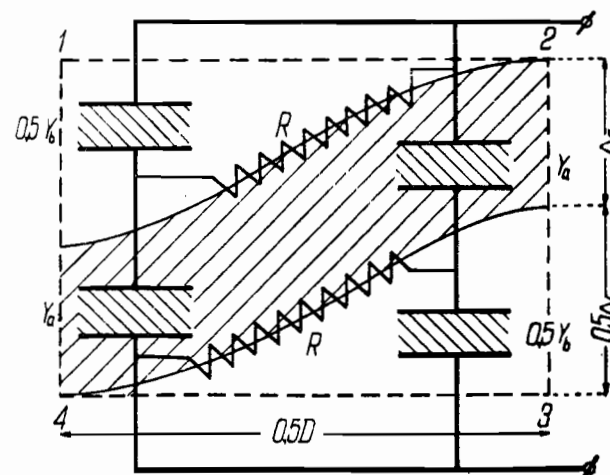


Рис. 146.

мы здесь не будем. Обратим внимание на то, что ξ (272) зависит не только от $\frac{\Delta_b}{D}$ — от формы включения, но и от S от абсолютных линейных размеров включения, от масштаба ячейки. Зависимость ξ от ω , ε_b , ρ совершенно понятна.

В каких технических диэлектриках мы встречаемся с потерями, вызванными наличием проводящих пленок? Первую группу образуют конструкции с развитыми „краями“: изоляторы, проходные втулки, образцы, предназначенные для измерений потерь,

у которых нет совершенного контакта между диэлектриком и электродами и пр.

Вторую группу образует расслоенные диэлектрики: быть может в некоторых случаях лакированная бумага и лакированное полотно, но главное слюда, миканиты.

Третью группу образует пропитанная бумажная изоляция силовых кабелей тогда, когда в ней образуется обугливание около пустот отдельных слоев бумаги при разрядах вдоль слоев бумаги. По своему действию все это аналогично возникновению поверхностной электропроводности в щели между слоями бумаги.

В первых двух случаях причиной поверхностной электропроводности являются пленки воды или остатки других жидкостей (спирта в миканитах). В этом кроется разгадка такого вредного действия на изолирующие свойства малых количеств влаги.

Уместно здесь рассеять одно встречающееся часто заблуждение. Влажные материалы имеют большой диэлектрический коэффициент не от того, что у воды он велик $\epsilon_b = 81$. Из подсчетов (стр. 234) ясно, что обычно вода „проводник“, а не диэлектрик, у ней $\text{tg } \delta_b \gg 1$. Из ф-лы (341b) следует, что в этом случае ϵ растет только в силу

проводимости воды и достигает значений $\epsilon = \frac{\epsilon_a}{\alpha}$. Аналогичное

действие оказывает и поверхностная электропроводность: она шунтирует часть диэлектрика, отчего емкость агрегата возрастает.

Шунтируемая часть диэлектрика конечно не всегда является включением какой-то иной среды B . Вкрапление может быть заполнено основным материалом A . Когда в слоистом диэлектрике слои расположены наклонно к эквипотенциальным поверхностям (бумага в кабельной изоляции) или слои неодинаковы по толщине, поверхностная электропроводность не замедлит сказаться. В подобных случаях все величины μ , m и n могут быть близки к единице и $\text{tg } \delta$ может достигать больших значений. Разберем теперь зависимость ξ от разных факторов; $\text{tg } \delta$ имеет максимум (ф-лы 272 и 273) при

$$\text{tg } \delta_s = [\xi + \text{tg } \delta_b - \text{tg } \delta_a] \cong \xi = \frac{9 \cdot 10^{13} \Delta_b}{\omega \epsilon_b \rho S D} \cong 1.$$

Зададимся значениями, часто встречающимися на практике. Положим $\epsilon_b \cong 2 + 8$ и $\rho = 10^{10} + 10^{12}$ (пленки воды, начало ионизации между слоями). Если при круговой частоте $\omega = 314$, $\text{tg } \delta \cong 1$ при $\Delta_b = 0,01 + 0,1$ см, когда $\text{tg } \delta_s \cong 1$ нужно, чтобы $S \cdot D = 0,001 + 1$ см², что может быть при плоских включениях шириной $D \cong 0,02 + 0,7$ см.

При возникновении мощной ионизации или при появлении обугливания в слоях, максимум $\text{tg } \delta$ обнаружится при еще больших D . Наоборот, в вытянутых вкраплениях при их малых абсолютных размерах максимум сдвигается в сторону больших частот.

В заключение приведем один опыт М. М. Михайлова [106], в котором механизм влияния воды на потери проявился совершенно убедительно. Он исследовал диэлектрик, образованный двумя стеклами, увлажненными подкисленной водой, сложенными вместе. В щель между стеклами проник воздух и образовал сеть пузырьков. Участки стекол,

ограничивающие эти воздушные вкрапления, были увлажнены и имели большую поверхностную электропроводность. Рассчитаем, какие можно ожидать потери в этом случае.

Стекло.

Воздух.

$$\Delta_a = 2 \cdot 0,13 = 0,26 \text{ см} \quad \Delta_b = 0,01 \text{ см} \quad D = 0,1 \text{ см}$$

$$\epsilon_a = 8,3$$

$$\epsilon_b = 1$$

$$n \cong 0,6$$

$$\text{tg } \delta_a = 0,025$$

$$\text{tg } \delta_b = 0$$

$$\eta = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} = \frac{8,3}{1} = 8,3$$

$$\mu \cong \frac{n \Delta_b}{\Delta_a} = \frac{0,6 \cdot 0,01}{0,26} = 0,023.$$

Так как μ , η малы, то максимальное значение $\text{tg } \delta$ будет при $\xi \cong 1$ (274)

$$\text{tg } \delta_{\max} = \text{tg } \delta_a + \frac{\mu \eta}{2} = 0,025 + \frac{8,3 \cdot 0,023}{2} = 0,12.$$

Измерения обнаружили при $\omega = 314$

$$\text{tg } \delta = 0,125.$$

Если мы влияние воды рассчитали по схеме последовательного включения, то не получили бы от наличия подкисленной воды между слоями никакого увеличения потерь.

НАРУШЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА.

ВВЕДЕНИЕ.

Характерным свойством диэлектрика, или, вернее, вещества в состоянии диэлектрика, является его электрическая прочность. Все те закономерности, о которых мы говорили во второй части книги, которые касались вопросов о поляризации, электропроводности и диэлектрических потерях, относились к материалам, находящимся в пределах электрической прочности. Однако электрическая прочность сохраняется диэлектриком лишь до определенного предела. Нарушение электрической прочности может быть обусловлено рядом факторов, например температурой, именно, нагревая вещество, можно его перевести в проводящее состояние, характеризуемое отсутствием электрической прочности. Другим фактором, наиболее для нас интересным, могущим нарушить электрическую прочность, является напряжение. При высоких напряжениях в изоляции могут начаться новые процессы, принципиально отличные от тех, которые происходят при низких напряжениях, например ударная ионизация, влекущие за собой более или менее резкое увеличение электропроводности вещества. Начиная с этого момента, можно считать, что электрическая прочность вещества нарушена. Для того чтобы начались эти новые процессы, необходима некоторая определенная напряженность поля. Мы назовем ее *предельной напряженностью*: в некоторых случаях, например при пробое газов, мы будем также применять термин *начальная напряженность*.

Резкое увеличение электропроводности может также быть обусловлено тем, что некоторые процессы, например разогрев вещества током, слабо выраженные при низких напряжениях, могут приобрести весьма существенное значение при высоких напряжениях. Такова природа теплового пробоя твердых и вероятно и жидких изолирующих материалов. В этом случае уже не приходится говорить о какой-либо предельной напряженности.

Нарастание электропроводности и связанная с этим утрата электрической прочности приводит при дальнейшем повышении напряжения к пробую. Далеко не обязательно, чтобы предельное напряжение (момент утраты электрической прочности) и пробивное напряжение совпадали. В особенности в случае резко неоднородных электрических полей они могут сильно отличаться друг от друга. Пре-

дельная напряженность является величиной более или менее характерной для данного вещества и сравнительно мало зависящей от условий опыта, в то время как пробивная напряженность может в зависимости от условий опыта изменяться в широких пределах.

Сформулируем математически условие пробоя, причем сделаем это для случая твердого диэлектрика.

Если зажать диэлектрик между двумя электродами и постепенно повышать напряжение, приложенное к электродам, то при малых значениях напряжения будет выполняться закон Ома, т. е. текущий через диэлектрик ток (ток проводимости) будет возрастать пропорционально приложенному напряжению (рис. 147).

Этому требованию удовлетворяет аналитическое условие

$$\frac{dU}{dI} = \text{const} = R.$$

При переходе к большим напряжениям закон Ома, как мы уже видели, перестает выполняться и ток начинает расти быстрее, чем

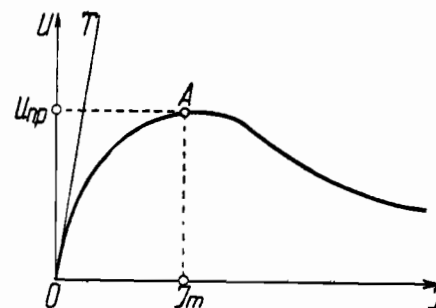


Рис. 147. Зависимость тока от напряжения в диэлектрике.

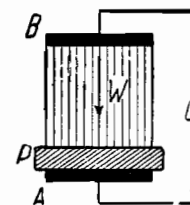


Рис. 148.

напряжение — сопротивление диэлектрика $\frac{dU}{dI}$ убывает. Если увеличивать напряжение все дальше и дальше, то может быть достигнуто такое его значение, когда $\frac{dU}{dI}$ сделается равным нулю, т. е. ток будет возрастать, несмотря на то, что напряжение остается постоянным. Если не ограничить нарастание тока каким-либо добавочным сопротивлением, то он может стать сколь угодно большим, сопротивление диэлектрика станет сколь угодно малым и изолятор будет пробит. Значение напряжения U_m , при котором $\frac{dU}{dI}$ становится равным нулю, можно назвать пробивным напряжением диэлектрика.

При надлежащих условиях можно проследить характеристику, кривую, выражающую зависимость между U и I и дальше точки A. Для этого нужно ограничить нарастание тока. Проще всего это сделать, включив последовательно с образцом большое сопротивление. Одно включение сопротивления, однако, часто не приводит к цели.

Дело в том, что вещество диэлектрика нельзя считать вполне однородным. Поэтому точка *A* будет достигнута не во всем диэлектрике одновременно, а сначала в некоторых слабых частях. В этих местах диэлектрика ток главным образом и сосредоточится. Хотя ток в целом и ограничен добавочным сопротивлением, тем не менее в слабых частях плотность тока может достигнуть столь больших значений, что они будут разрушены и диэлектрик окажется пробитым. Чтобы исключить эту возможность, Вагнер [107] предложил следующую схему: последовательно с образцом (рис. 148) включается сопротивление *W*, поперечное сечение которого близко к величине поверхности образца. Это сопротивление выбирается таким, чтобы проводимость в направлении тока (стрелка) была значительно большей, чем в перпендикулярном направлении, параллельно поверхности образца. Первоначальное распределение токов в сопротивлении можно считать равномерным. К равным элементам поверхности образца *P* будут подводиться равные токи. Если даже сопротивление какой-либо части об-

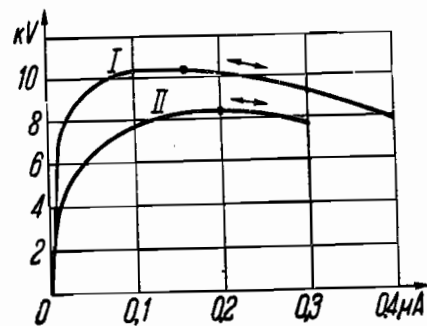


Рис. 149. Зависимость тока от напряжения для двух сортов стекла. (По Вагнеру).



Рис. 150. Зависимость тока от напряжения в газе. (По Биндеру).

разца значительно уменьшится, то через него сможет течь только ток, проходящий через прилегающий к нему элемент поверхности электрода. Концентрация всего тока в одном каком-либо месте образца делается таким образом невозможной. Такого рода сопротивление может быть сделано из дерева, которое в направлении волокон проводит значительно лучше, чем перпендикулярно к волокнам.

При помощи этой схемы Вагнеру удалось проследить характеристики и дальше точки *A*. Оказывается, что здесь она делается падающей, т. е. сила тока увеличивается при уменьшающемся напряжении (рис. 149). Две из таких характеристики, измеренные Вагнером для стекла, приведены на рис. 149. Похожие кривые были измерены и у ряда других диэлектриков. Отметим, что приведенные на рис. 149 характеристики являются обратимыми, т. е. можно, перейдя слева направо через точку перегиба на падающую часть характеристики, вернуться обратно справа налево по той же кривой, если уменьшить ток, текущий через диэлектрик, хотя бы путем введения сопроти-

вления.

Аналогичные характеристики, как те, которые были приведены

на рис. 149, имеют место не только в случае твердых диэлектриков, но и в случае газов и вероятно и жидкостей: на рис. 150 приведены характеристики газового искрового промежутка по Биндеру [108]. И здесь нарастание тока идет ускоряющимся темпом, пока не достигается точка перегиба, соответствующая началу видимого искрового разряда. Падающая часть кривой соответствует переходу искрового разряда в дугу.

После точки перегиба вещество следует уже считать в состоянии проводника. Переход от состояния диэлектрика к состоянию проводника происходит в момент, когда сопротивление вещества $\frac{dU}{dI}$ стано-

вится равным нулю. Как мы видели, переход этот может быть при специально подобранных условиях обратимым. Однако при обычных условиях, когда никакого специального ограничения тока не имеется, после перехода через точку перегиба, происходит столь сильный разогрев диэлектрика, что он испаряется и образуется дуга. Наступает то видимое разрушение диэлектрика, которое мы обычно называем пробоем. Это видимое разрушение является однако лишь последним этапом пробоя.

Изучение тех подготовительных процессов, которые вызывают нарушение электрической прочности и приводят диэлектрик в процессе своего развития к пробоем, т. е. к разрушению, и составляет содержание третьей части книги „Нарушение электрической прочности диэлектриков“.

Глава I.

ПРОБОЙ ГАЗОВ.

§ 1. Различные виды электрических разрядов в газах. При низком напряжении и нормальном давлении и температуре газ, например воздух, является весьма совершенным диэлектриком, почти не проводящим тока. Явления, связанные с прохождением тока через газы, нами были подробно рассмотрены во второй части книги. Там было показано, что ток в газах переносится ионами и электронами, возникающими в газе вследствие действия посторонних ионизирующих агентов, главным образом разных излучений. Только при очень интенсивном действии сильных ионизирующих агентов (например рентгеновых лучей) газ становится более или менее проводящим.

При наложении напряжения ионы под действием поля начинают перемещаться, создавая электрический ток. Зависимость тока от напряжения в области малых напряжений приведена на рис. 68. После начального подъема ток устанавливается, становясь независимым от приложенного к газовому промежутку напряжения. Ток этот мы назвали током насыщения. При повышении напряжения не происходит возрастания тока, но увеличивается кинетическая энергия, накапливаемая ионами между двумя столкновениями при своем полете. В достаточно сильных электрических полях это накопление энергии может стать столь значительным, что ион при ударе получит возможность ионизировать молекулы газа, расщепляя их на положительный ион

и электрон. Вновь образовавшиеся ионы в свою очередь будут при столкновении создавать еще дальнейшие ионы, и весь процесс ионизации будет лавинообразно нарастать. Напряженность поля, при которой впервые становится возможной такого рода ударная ионизация, мы назовем начальной напряженностью, а соответствующее, приложенное к газовому промежутку напряжение — начальным напряжением. Начальная напряженность определяет предел электрической прочности диэлектрика; при ней начинается процесс пробоя газа.

Дальнейшее развитие ударной ионизации и переход к окончательной стадии пробоя газа протекает различно в зависимости от того, какова конфигурация электрического поля в газе. При этом следует особо подчеркнуть, что вид электрического поля будет определяться не только формой электродов, но и теми объемными зарядами, которые создаются в результате развития ионизационных процессов. Таким образом поле в плоском конденсаторе в процессе развития пробоя *не может считаться однородным* и напряженность

его нельзя определить как частное $\frac{U}{d}$, где U приложенное напряжение и d — расстояние между пластинами. Более того в процессе пробоя поле будет непрерывно меняться, переходя от начального, однородного к резко искаженному. Не в меньшей степени это относится и к другим электрическим полям, например к цилиндрическому.

Хотя высказанные здесь соображения являются совершенно очевидными, вытекающими из самой природы процесса пробоя, часто еще до сих пор в новых руководствах делается та ошибка, что пробой рассматривается как явление статическое, определяемое исключительно электростатическим полем системы. Мы увидим дальше, к каким недоразумениям привело это ошибочное положение, и как эти недоразумения сразу рассеялись, когда пробой стали рассматривать как процесс динамический.

Рассмотрим, как будет развиваться пробой на двух предельных случаях — начального однородного поля (плоский конденсатор) и резко неоднородного поля (игла). Возьмем первый случай. Развитие ионизационного процесса вызовет искажение однородного поля, причем напряженность поля в отдельных частях будет увеличиваться по сравнению с первоначальной, в других частях уменьшаться. Вследствие увеличения напряженности поля ионизационный процесс усилится.¹ Таким образом ионизация будет во времени весьма быстро возрастать, пока число ионов, а соответственно и ток в искровом промежутке не станет столь большим, что газ делается проводящим — будет пробит. Пробивное (или искровое) напряжение в данном случае будет практически совпадать с начальным. Само явление пробоя будет протекать так: при повышении напряжения газ все время будет оставаться изолятором, пока внезапно, как будто без всякой подготовки, его не пробьет искра.

Иначе будут протекать явления в резко неоднородных электрических полях, например в случае игольчатых электродов. Вследствие того, что напряженность поля у вершины игл очень велика, началь-

ное напряжение будет лежать низко. Напряженность поля, при которой начинает развиваться ионизационный процесс, в этом случае не будет однако равняться начальной напряженности в однородном электрическом поле. Именно для того, чтобы ионизация могла успешно развиваться, необходимо, чтобы та часть поля, в которой напряженность равна начальной, захватывала достаточный объем газа. Если же протяженность этого объема в направлении поля того же порядка, как длина *ионизирующего пути* иона в однородном поле, т. е. расстояния, пролетаемого ионом между двумя ионизирующими столкновениями¹ (в воздухе при атмосферном давлении это расстояние порядка 1 мм), то естественно, что процесс ионизации не может нормально развиваться. Чтобы это стало возможным, напряженность поля должна быть увеличена. Таким образом в резко неоднородных электрических полях начальная напряженность может быть значительно более высокой, чем в однородных полях.

При повышении напряжения выше начального ионизация охватит некоторую область около острия, но дальше, из-за быстрого убывания напряженности поля при удалении от острия, распространиться не сможет. Вследствие того, что в этой стадии разряда в области ионизации образуется значительное количество ионов, ток, текущий между электродами через газ, будет сильно увеличен. На передвижение ионов будет затрачиваться некоторая работа, вследствие чего появятся потери энергии в газовом промежутке. Образовавшиеся ионы при рекомбинации будут излучать свет видимый и главным образом ультрафиолетовый, вследствие чего появится свечение в области, захваченной ионизацией. Пробой газов в этой стадии носит название короны, признаками которой являются таким образом наличие потерь и энергии свечение. Образование объемных зарядов в газовом промежутке влечет за собой сильное искажение поля, усиливающее или ослабляющее в зависимости от полярности электродов напряженность поля у острия. Вследствие этого возникает резко выраженный эффект полярности при пробое постоянным напряжением или импульсами. На этом явлении мы остановимся дальше (стр. 266).

Из стадии короны разряд либо может непосредственно перейти в искру, либо же при больших расстояниях между электродами через стадию кистевого разряда. При кистевом разряде свечение, которое в стадии короны покрывает электрод или части его светящимся слоем, концентрируется в виде отдельных пучков, исходящих из одного электрода, но не доходящих до другого и непрерывно меняющих свое положение. В этой стадии разряда особенно большое значение приобретает влияние объемных зарядов, причем сами кистевые разряды являются как бы игольчатыми продолжениями электродов. Кистевой разряд является незавершенной искрой, неполным пробоем газа. При дальнейшем повышении напряжения кистевой разряд до-растает до противоположного электрода и переходит в искру.

В случае достаточной мощности источника напряжения при искре происходит сильный местный разогрев электродов и искра переходит

¹ Лишь при очень малых расстояниях между электродами искажение поля, как мы увидим дальше, может вызвать ослабление ионизации.

¹ Это расстояние, как мы увидим дальше, много больше длины свободного пути иона.

в дугу. Характерным признаком дуги является то, что в ней ионизируется не только газ, но и металлические пары, образующиеся при разогреве электродов. Перенос тока производится главным образом электронами, испускаемыми раскаленным катодом.

§ 2. Начальное пробивное напряжение при различной форме электродов. а) Пробой газа в однородном электрическом поле. При исследовании пробоя газов между плоскими электродами следует тщательно закруглять края электродов, лучше всего придавая им форму, предложенную Роговским [5] и [108а]. Зависимость пробивной напряженности поля от расстояния d между электродами для случая плоского конденсатора при 760 мм Нг давления и температуре

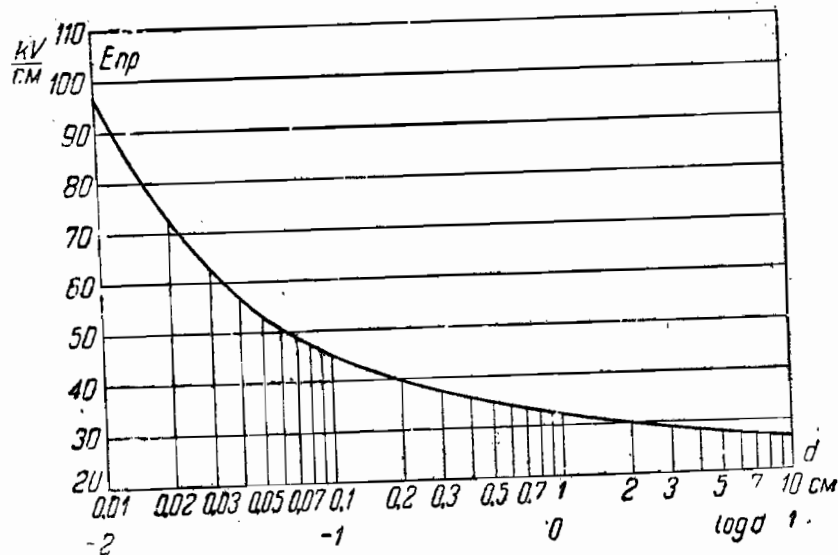


Рис. 151. Зависимость пробивной напряженности от расстояния между электродами для воздуха в случае однородного поля. (По Шуманну).

20° С, построенная по данным Шуманна [109], дана на рис. 151. Искровые промежутки даны в логарифмической шкале. Как видно из рисунка, пробивная напряженность поля не является величиной постоянной, а растет с уменьшением d , достигая при очень малых d больших значений. Данные эти соответствуют постоянному напряжению или амплитудным значениям переменного напряжения.

Причина повышения пробивной напряженности при уменьшении d та же, о которой мы говорили в § 1, именно при малых d ионная лавина при нормальном $E_{пр}$ (соответствующим большому расстоянию) не имеет возможности нормально развиваться. Вследствие этого $E_{пр}$ при малых d должно повышаться.

Для значения пробивной напряженности поля для d порядка 0,1 см Тоунсенд [30] находит следующее выражение:

$$E_{пр} = 30 + \frac{1,35}{d} \text{ кВ/см.} \quad (1)$$

Для пробивного напряжения мы получаем в этом случае

$$U_{пр} = 30 d + 1,35 \text{ кВ.} \quad (2)$$

Для d порядка 1 см значение напряженности поля $E_{пр}$ задается соотношением

$$E_{пр} = 30,75 + \frac{1,23}{d} \text{ кВ/см.} \quad (3)$$

В направлении больших d пробивная напряженность поля медленно убывает, стремясь при очень больших d к постоянной величине.

Значительный интерес представляет электрическая прочность в воздухе в очень тонких слоях.

Пик [110] изучал тонкие слои воздуха при сферах радиуса от 0,3 см до 50 см для расстояния от 0,0025 см. Пробивная напряженность воздуха, которую ему удалось наблюдать, доходила до 200 кВ/см. Эрхарт (111), пользуясь сферой радиусом 1,26 см против плоскости, получил следующие значения:

Таблица 21

d в см	U вольт	E кВ/см	d в см	U вольт	E кВ/см
0,0005	350	700	0,005	680	136
0,001	400	400	0,008	888	111
0,002	470	235	0,01	1025	102,5

Отметим, что при очень малых расстояниях не только напряженность, но и пробивное напряжение может начать повышаться при уменьшении d . Это явление отчетливо наблюдается в разряженных газах. Его изучил Альми [112] и в последнее время Фрике [112а]. К этому явлению мы еще вернемся, когда будем излагать зависимость пробивного напряжения газа от давления.

б) Пробой газа между сферическими электродами. На рис. 152 даны разрядные напряжения для двух сфер $R=1$ см в зависимости от расстояния d между сферами. При малых расстояниях кривая начального напряжения короны (пунктирная кривая) и кривая пробивного (искрового) напряжения (сплошная кривая) совпадают, т. е. при достижении начального напряжения газ пробивается искрой без предварительной стадии короны. При некотором расстоянии d , называемом критическим расстоянием, кривая пробивного напряжения как бы раздваивается, образуя для больших расстояний $d > d_0$ переходную область (заштриховано на рисунке), в которой искровое напряжение неопределенно — искра может проскочить при любом напряжении выше нижнего предела (нижняя сплошная кривая петли) и до верхнего предела напряжения (верхняя сплошная кривая).

При расстояниях, больших критического, по достижении напряжением значения, определяемого пунктирной кривой (начальное напряжение), образуется корона, могущая заходить в переходную область так да-

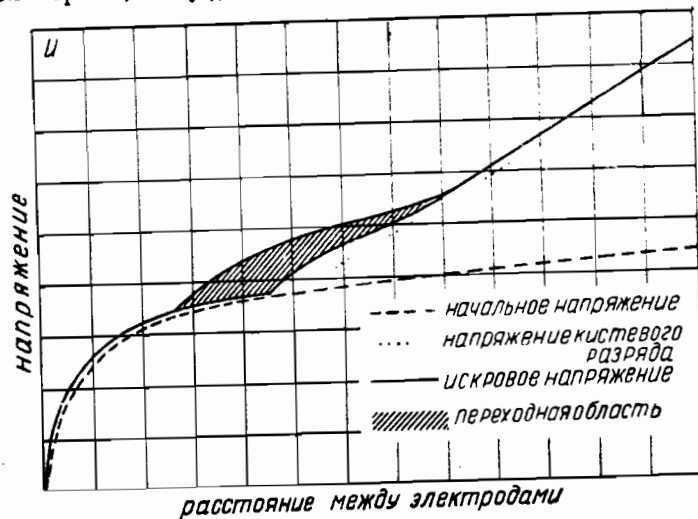


Рис. 152. Разные стадии разряда при сферических электродах.

леко, как это определяется образованием искры. Начиная с некоторого расстояния, образованию искры предшествует стадия кистевого разряда (граница кистевого разряда на рис. 152 отмечена мелким пунктиром).

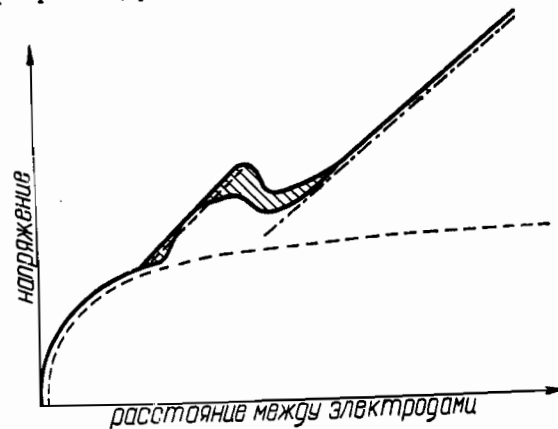


Рис. 153. То же, что рис. 152, — только сферы малого диаметра.

Критическое расстояние d_0 , определяющее начало возникновения короны, зависит от способа приложения напряжения. Если обе сферы изолированы и потенциалы их симметричны $d_0 = 6R$, где R — радиус сферы; если заземлен катод (анод изолирован) $d_0 = 4R$; при заземлении анода (катод изолирован) $d_0 = 2,6R$.

Поле двух сфер не является однородным, причем распределение поля зависит как от радиуса сфер, так и от расстояния между сферами. Чем меньше радиус сфер и чем больше расстояние между ними, тем более неоднородным становится поле. Распределение напряжений не может быть выражено точно аналитической формулой, однако, как нам было показано в первой части этой книги (см. стр. 26), может быть выведен приближенный метод, который дает возможность вычислить поле с любой степенью точности. Максимальное значение напряженности поля будет иметь вдоль линии центров у поверхности электрода. Можно предположить, что электрическая прочность газа будет нарушена тогда, когда максимальная напряженность поля достигнет некоторого критического значения — начальной напряженности. Вычисления показывают,¹ что при расстояниях между электродами d , лежащих между $0,54R$ и $2R$ (R — радиус сферы), начальная напряженность не зависит от d и равна

$$E_{\mu} = 27,2 \delta \left(1 + \frac{0,54}{\sqrt{R\delta}} \right) \text{ кВ}_{\text{max}}/\text{см}, \quad (4)$$

где δ — плотность воздуха, принимаемая за единицу при давлении в 760 мм Hg и температуре в 25° С. Для других давлений и температур δ может быть вычислено по формуле

$$\delta = \delta_0 \frac{pT_0}{p_0T} = \frac{0,392 p}{273 + t}, \quad (5)$$

причем p выражено в мм Hg, а t в градусах Цельсия.

Согласно ф-ле (4) начальная напряженность оказывается зависящей от радиуса сферы R , причем чем меньше радиус сферы, тем больше начальная напряженность. Это явление, на которое мы уже указывали в § 1 этой главы, обусловлено тем, что при малых радиусах электродов вследствие большой степени неоднородности электрического поля объем газа, в котором напряженность достаточна для ионизации, настолько мал, что в нем ионизация не может нормально развиваться. Для развития ионизации нужно увеличение напряженности поля.

Согласно ф-ле (4) начальная напряженность не зависима от расстояния между электродами d . Это справедливо лишь при условии $0,54R < d < 2R$, причем здесь начальная напряженность имеет минимальное значение при данной форме электродов при $d < 0,54R$ начальная напряженность начинает быстро возрастать. Точно так же возрастает она и при $d > 2R$, правда лишь медленно.

Зная начальную напряженность, можно для данных электродов вычислить и начальное напряжение. Для этого проще всего воспользоваться введенным в первой части книги представлением о коэффициенте использования. Напоминаем, что коэффициентом использования γ мы назвали отношение средней напряженности поля $\frac{U}{d}$ (U — прило-

¹ Вычисления могут быть произведены по обычным формулам электростатики, так как при самом начале ионизации поле еще не искажено объемными зарядами.

женное напряжение, d — расстояние между электродами) к максимальному его значению. Таким образом

$$\frac{U_n}{d E_n} = \gamma$$

$$U_n = \gamma d E_n. \quad (6)$$

Значение пробивных напряжений, соответствующих шарам разных диаметров при разных расстояниях между электродами, приведены в табл. I в приложении к книге.

В виду того что шаровым искровым промежутком часто пользуются для измерений напряжений, особенно большой интерес представляет пробой воздуха при шарах больших диаметров и больших расстояниях между электродами. На рис. 154 приведены измеренные Эдвардсом, Гудлетом и Пэрри [113] кривые, передающие зависимость начального и пробивного напряжения от расстояния для электродов сфера-плоскость, причем диаметр сфер изменялся от 12,5 см до 100 см. На том же рисунке изображена сплошной чертой зависимость пробивного напряжения от расстояния для системы игла-плоскость. Начальное напряжение для этой системы лежит столь низко, что оно при масштабе рисунка слилось бы с осью абсцисс. Проследим ход какой-либо из кривых, например той, которая соответствует диаметру шара в 25 см. До расстояния между электродами в 90 см, точки, где пересекаются кривые для данной сферы и для иглы, начальные и пробивные напряжения совпадают. При дальнейшем увеличении расстояния кривая начального напряжения продолжает медленно возрастать, кривая же пробивных напряжений круто загибается кверху и идет несколько ниже той кривой, которая передает зависимость $U_{пр}$ от d для случая иглы. При расстояниях, превышающих 90 см, начальные и пробивные напряжения уже не совпадают. В области, ограниченной кривыми начального и пробивного напряжения, имеет место корона и кистевой разряд. Аналогичное раздвоение кривой получается для шаров других диаметров. Лишь для 100 см шара не удалось достигнуть области, где начальное и пробивное напряжение перестают совпадать.

Приведенные на рис. 154 кривые показывают, что характер, который приобретают разряд после того, как превзойдено начальное напряжение (искра, корона), зависит не только от формы электродов, но и от расстояния между электродами. Чем однороднее поле (малые d , большие R), тем вероятнее, что мы получим сразу искру. Наоборот, чем больше поле отличается от однородного (большие d , малые R), тем вероятнее, что разряд начинается со стадии короны.

Поражает то обстоятельство, что пробивное напряжение при остриях может лежать выше, чем при шарах при том же расстоянии между электродами. Объяснение этому явлению мы дадим дальше, когда будем говорить о короне. Пока укажем лишь на то, что причиной этого явления является объемный заряд, скапливающийся при ионизации около острия и сглаживающий неоднородности поля.

с) Пробой газа в цилиндрическом конденсаторе. Остановимся сначала на случае коаксиальных цилиндров. В этом

случае максимальная напряженность поля может быть определена из формулы

$$E_m = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r}}, \quad (7)$$

где U — приложенное напряжение, R — радиус внешнего цилиндра, r — радиус внутреннего цилиндра.

Рассмотрим изменение максимальной напряженности поля в случае, когда изменяется радиус r внутреннего цилиндра, причем радиус R

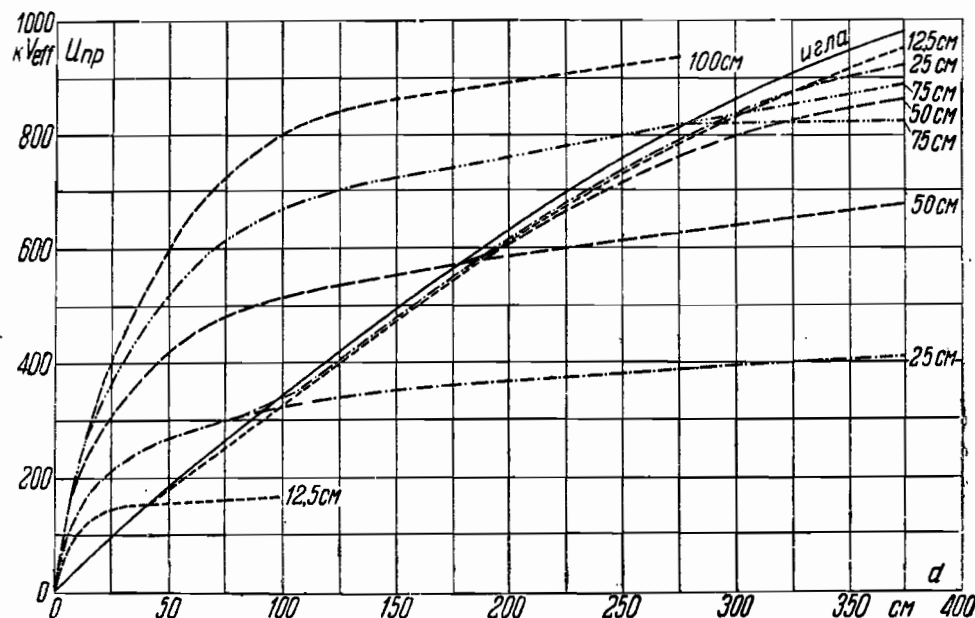


Рис. 154. Зависимость начального и пробивного напряжения воздуха от расстояния для системы шар-плоскость, при шарах различных диаметров, при 50-пер. переменном напряжении.

(По Эдвардсу, Гудлету и Пэрри).

внешнего цилиндра и приложенное напряжение U остаются без изменения. Легко показать, что E_m будет иметь максимум при некотором r .

Для того чтобы найти этот максимум, продифференцируем знаменатель правой части ф-лы (7) и приравняем нулю.

$$\frac{d}{dr} \left[r \ln \frac{R}{r} \right] = \ln R - \ln r - 1 = 0. \quad (8)$$

Отсюда следует условие максимума

$$\ln \frac{R}{r} = 1, \quad \frac{R}{r} = e, \quad (9)$$

где e — основание натуральных логарифмов. Дифференцируя (9) еще раз по r , мы получаем $-\frac{1}{r}$ отрицательную величину. Таким образом при $\frac{R}{r} = e$ знаменатель в (7) имеет максимум, а E_m имеет минимум. Случай этот мы уже рассматривали в первой части книги (стр. 19), причем пришли к выводу, что коэффициент использования при этом равен 0,582. Если взять в цилиндрическом конденсаторе отношение радиусов цилиндров равным e , а затем увеличивать или уменьшать радиус внутреннего цилиндра, то в обоих случаях максимальная напряженность поля при неизменном напряжении будет возрастать.

Посмотрим теперь, как будет меняться начальное и пробивное напряжение в случае изменения радиуса внутреннего цилиндра при постоянном радиусе внешнего цилиндра. Простейшая самая грубая картина, которая часто рисуется, это следующая: возьмем цилиндрический конденсатор с отношением радиусов равным или меньшим e . При некотором напряжении, напряженность поля у поверхности внутреннего цилиндра станет столь большой, что в этом месте начнется ионизация, причем ионизированный слой воздуха окружит внутренний электрод в виде коаксиального цилиндра. Допустим теперь, что этот ионизированный слой воздуха настолько проводящий, что в нем не происходит заметного падения напряжения. В таком случае возникновение ионизованного слоя воздуха эквивалентно увеличению радиуса r внутреннего цилиндра. Увеличение r при $\frac{R}{r} < e$ влечет за собой, как мы видели, повышение максимальной напряженности поля. Ионизация вследствие этого возрастает, увеличится толщина ионизованного слоя, еще дальше повысится максимальная напряженность поля и т. д. Процесс ионизации будет усиливаться все больше и завершится искрой. При $\frac{R}{r} < e$ пробой происходит, таким образом, при достижении начальной напряженности, начальное и пробивное напряжения будут совпадать.

Иначе будет протекать процесс, если отношение радиусов будет больше e . В таком случае фиктивное увеличение радиуса внутреннего цилиндра, сопровождающее появление ионизации, повлечет за собой уменьшение максимальной напряженности поля. Вследствие этого раз начавшийся разряд не сможет уже больше развиваться, а будет локализован. Мы получим стационарный светящийся разряд — корону, радиус которой будет зависеть от приложенного напряжения. Когда при повышении напряжения радиус короны настолько увеличится, что отношение его к внешнему радиусу станет равным e , то мы перейдем к рассмотренному уже случаю $\frac{R}{r} < e$ и корона перейдет в искру.

Таким образом при уменьшении радиуса внутреннего цилиндра начальное и пробивное напряжения должны были бы меняться следующим образом: при r близком к R слой газа тонок, и в соответствии с этим пробивное напряжение мало. При уменьшении r на-

чальное и пробивное напряжения возрастают, оставаясь равными друг другу. Возрастание это продолжается до момента $\frac{R}{r} = e$, когда максимальная напряженность имеет минимум и в соответствии с этим пробивное напряжение максимально. В случае дальнейшего уменьшения r начальное напряжение уменьшается и появляется корона. Что касается пробивного напряжения, то оно должно было бы оставаться постоянным, равным максимальному значению, так как согласно сказанному выше пробой происходит тогда, когда корона достигает радиуса, равного $\frac{R}{r}$ и

никакого падения напряжения в короне мы не предполагаем.

Обрисованная нами картина пробоя в цилиндрическом конденсаторе является однако грубо приближенной, способной лишь качественно описать явления. Следует, во-первых, принять во внимание, что сама величина начального напряжения является функцией радиуса внутреннего цилиндра, возрастающей при уменьшении радиуса. Во-вторых, совершенно неприемлемо предположение, что в области, занимаемой короной, не имеется падения напряжения. Правильнее было бы например предположить, что напряженность поля в короне является постоянной, равной начальной. Оба эти обстоятельства должны сдвинуть максимум пробивного напряжения в сторону больших отношений $\frac{R}{r}$.

На рис. 155 приведена измеренная Ульманом [114] зависимость пробивного и начального напряжения от радиуса внутреннего цилиндра при внешнем радиусе равном 10 см. Максимум пробивного напряжения лежит при 3 см, т. е. при $\frac{R}{r} = 3,3$ вместо 2,7. После максимума в сторону малых r пробивное напряжение убывает, причем начальное и пробивное напряжения остаются равными друг другу. Раздвоение кривой начального и пробивного напряжения и в соответствии с этим появление короны и кистевого разряда происходит лишь при $\frac{R}{r} > 10$.

Зависимость начальной (коронной) напряженности от радиуса ци-

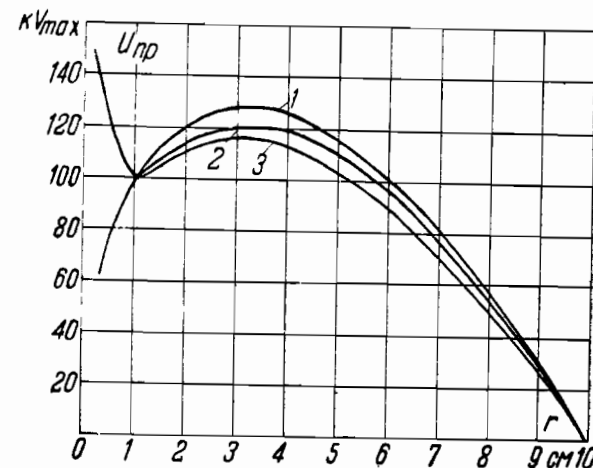


Рис. 155. Зависимость начального и пробивного напряжения от радиуса внутреннего цилиндра в цилиндрическом конденсаторе.

Кривая 1 — внутренний цилиндр положительный; кривая 2 — внутренний цилиндр отрицательный; кривая 3 — переменное напряжение. (По Ульману).

линдра (провода) для случая цилиндрического поля и больших $\frac{R}{r}$ приведено на рис. 156 (кривая $A-A$). На том же рисунке нанесена та же зависимость, получающаяся в случае параллельных проводов (кривая $B-B$). Согласно Пикку [110] аналитически эта зависимость может быть передана формулой

$$E_n = E_0 \delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{r\delta}} \right) \text{ kV}_m/\text{см}. \quad (10)$$

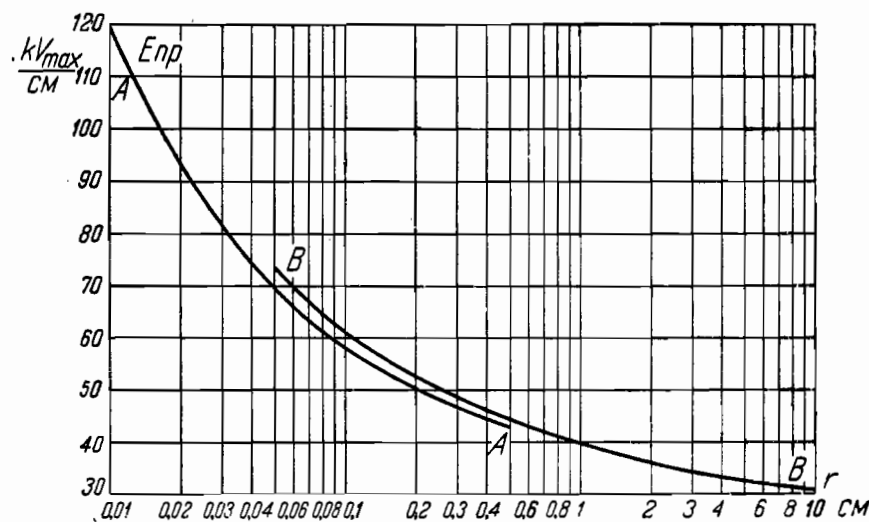


Рис. 156. Зависимость начальной (коронной) напряженности от радиуса провода для случая цилиндрического конденсатора (кривая AA) и параллельных проводов (кривая BB). Давление 760 см. (По Пикку и Шуманну).

где $E_0 = 30 \text{ kV}/\text{см}$ и δ — плотность воздуха, отнесенная как к единице плотности при 760 мм Нг и 25°C . Согласно ф-ле (7) для начального напряжения получаются тогда выражения

$$U_n = E_0 \delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{r\delta}} \right) r \ln \frac{R}{r} \text{ kV}_m/\text{см}. \quad (11)$$

Причина, вызывающая повышение начальной напряженности при уменьшении радиуса цилиндра, та же, как и в случае шаров малого диаметра (ср. стр. 257).

д) Пробой газа в случае двух параллельных цилиндров. Перейдем к случаю двух параллельных цилиндров. В первой части книги нами были выведены формулы для максимальной напряженности поля в случае параллельных цилиндров (см. ф-лу 88', стр. 24). Мы здесь воспользуемся ее приближенным выражением, справедливым тогда, когда радиус цилиндров r мал по сравнению с расстоянием между цилиндрами d , так как этот случай предста-

вляет наибольший практический интерес. К этому случаю может быть например сведено поле воздушной линии передачи. Приближенная формула гласила

$$E_m = \frac{U}{2r \ln \frac{d}{r}}. \quad (12)$$

Зависимость пробивного и начального (коронного) напряжения от расстояния между проводами при диаметре провода в 0,825 см приведена на рис. 157. До расстояний в 10—12 см, т. е. при отношении $\frac{d}{r} < 30$, начальное и пробивное напряжения совпадают. В этой области

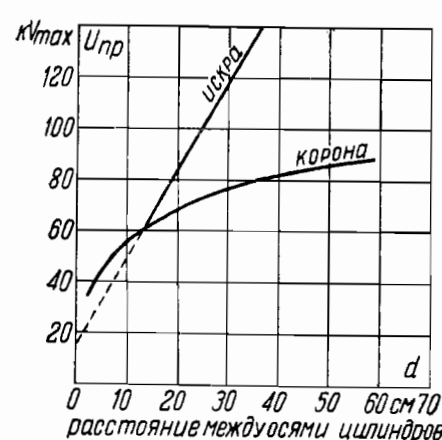


Рис. 157. Зависимость начального и пробивного напряжений от расстояния для случая двух параллельных проводов. Диаметр провода 0,825 см. Переменное напряжение. (По Пикку).

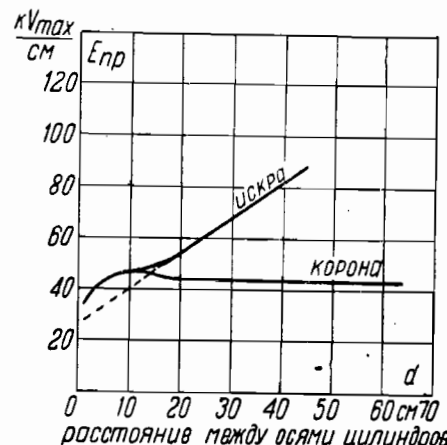


Рис. 158. Зависимость начальной и пробивной напряженности от расстояния для случая двух параллельных проводов. Диаметр провода 0,825 см. Переменное напряжение. (По Пикку).

короны не образуется и пробой сразу же происходит в виде искры. При больших расстояниях кривые разветвляются, причем кривая начального напряжения постепенно возрастает и кривая пробивного напряжения круто загибается вверх, возрастая линейно с увеличением расстояния. Если вычислить из этих данных по ф-ле (12) значения начальной и пробивной напряженности, то для них получаются кривые, приведенные на рис. 158. Начальная напряженность не зависит, как это и следовало ожидать, от расстояния между проводами. Следует только помнить, что сама E_n является функцией радиуса провода, причем эта зависимость приблизительно удовлетворяет формуле Пика (10). Графически зависимость начальной напряженности от радиуса провода изображена на рис. 156 (кривая BB).

Следует отметить, что величина начального напряжения сильно зависит от состояния поверхности электродов. Приведенные здесь значения соответствуют гладкому (полированному) проводу. При ше-

роховатой поверхности начальное напряжение убывает. Уменьшают начальное напряжение также и крупинки пыли и капельки воды, прилипшие к проводу. Это понижение характеризуют тем, что вводят в ф-лу (10), справедливую и для параллельных проводов, коэффициент „неоднородности поверхности“ m , величину, меньшую единицы (0,8 — 1,0, в зависимости от состояния поверхности провода). Комбинируя ф-лы (10) и (12), мы получаем для начального напряжения выражение:

$$U_n = 30 \delta m \left(1 + \frac{0,30}{\sqrt{r\delta}}\right) 2r \ln \frac{d}{r} \text{ кВ}_{\max} \quad (13)$$

Следует отметить, что ф-ла (13) относится вернее к коронному, чем к начальному напряжению, а коронное напряжение может в отдельных случаях несколько превосходить начальное, поскольку корона становится заметной лишь тогда, когда ионизация уже достигла определенной интенсивности.

В общем случае переменного напряжения начальное напряжение может быть положено равным:

$$U_n = 30 \delta m \left(1 + \frac{0,30}{\sqrt{r\delta}}\right) r \ln \frac{d}{r} \text{ кВ}_{\max} \quad (14)$$

или, при правильной синусоидальной форме кривой

$$U_n = 21,1 \delta m \left(1 + \frac{0,30}{\sqrt{r\delta}}\right) r \ln \frac{d}{r} \text{ кВ}_{\text{eff}}, \quad (15)$$

где U означает половину напряжения, приложенного к проводам при однофазном токе, и фазовое напряжение при трехфазном токе.

е) Пробой газа в случае игольчатых электродов. Пробой газа между электродами, имеющими форму игл, представляет существенный практический интерес. Именно в высоковольтных конструкциях часто имеются места (например острые края), действующие наподобие игл. Изучая, как пробивается газ между игольчатыми электродами, мы одновременно получаем представление о том, как ведет себя газ в неблагоприятных условиях его работы.¹ Подробно весьма интересный вопрос о механизме пробоя газа при игольчатых электродах будет рассмотрен в § 7. Здесь мы приведем лишь некоторые численные значения. Отметим прежде всего, что пробивное напряжение воздуха в случае игл зависит от влажности воздуха, увеличиваясь при возрастании влажности.

При постоянной влажности пробивное напряжение изменяется по линейному закону с увеличением искрового промежутка, согласно эмпирической формуле, данной Ротом [115]. При заземлении одной из игл для 50-периодного переменного напряжения мы имеем

$$U_{np} = 14 + 3,16 d \text{ кВ}_{\text{eff}}; \quad (16)$$

при незаземленных иглах и симметричном распределении напряжения.

$$U_{np} = 14 + 3,36 d \text{ кВ}_{\text{eff}}, \quad (17)$$

¹ Отметим, что при больших расстояниях и соответственно высоких напряжениях иглы могут, наоборот, создавать более благоприятные условия, чем например сферы (ср. рис. 154).

где d — длина искрового промежутка, причем ф-лы (16) и (17) справедливы при $d > 8$ см.

Для расстояний от 1 до 9 см значения искровых промежутков для 50-периодного переменного напряжения, при относительной влажности воздуха 80%, при давлении 760 мм Hg и температуре 25° С ($\delta = 1$) приведены в табл. 22, взятой из норм АИЕЕ.

Таблица 22.

Пробивные напряжения воздуха между игольчатыми электродами.

Напряжение кВ _{eff}	d в см	Напряжение кВ _{eff}	d в см
10	1,19	30	4,1
15	1,84	35	5,1
20	2,54	40	6,2
25	3,30	50	9,0

Значения напряжений в таблице соответствуют как заземленной игле, так и случаю обеих игл изолированных. Иглы следует менять после каждого пробоя.

В табл. 23 даны значения, соответствующие, согласно Роту, большим искровым промежуткам.

Таблица 23.

Пробивные напряжения воздуха между игольчатыми электродами.

Напряжение кВ _{eff}		
d в см	Обе иглы изолированы	Заземленная игла
20	82	80
30	115	110
40	143	142
60	215	206
80	280	265
100	350	330

Значения пробивных напряжений, получающихся в случае системы игла-плоскость при переменном напряжении приведены на рис. 154. Существенно отметить, что при больших расстояниях (несколько метров) игла дает уже не более низкие пробивные напряжения, чем шары, как это принято считать, а несколько более высокие. Таким образом при больших расстояниях уже неправильно считать, что случай игольчатых электродов является наиболее неблагоприятным, опасным слу-

чаем, по которому следует рассчитывать технические конструкции, в то время как при малых расстояниях между электродами это допущение является приемлемым.

Как показал Маркс [116], в случае несимметричной системы электродов, например плоскость-игла, при пробое постоянным напряжением или импульсами существенное значение приобретает знак иглы. Соответствующие данные для импульсов разной длительности приведены на рис. 159 и 160. Более низкие значения пробивных напряжений получаются при положительной игле. Эти значения приблизительно совпадают с теми, которые соответствуют переменному напряжению. В случае отрицательной иглы и положительной пло-

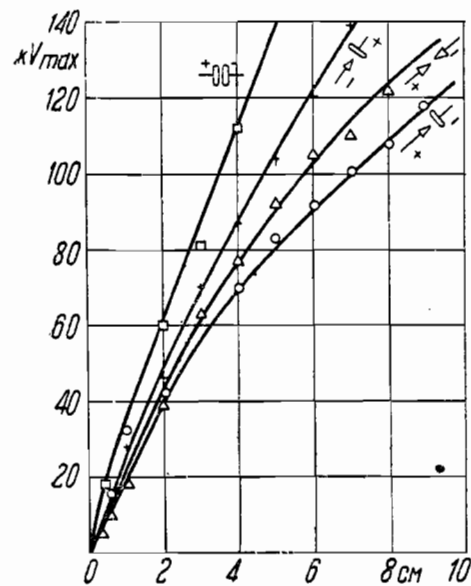


Рис. 159. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для случая системы игла-плоскость и две иглы в воздухе при длительности 10^{-6} сек. (По Марксу).

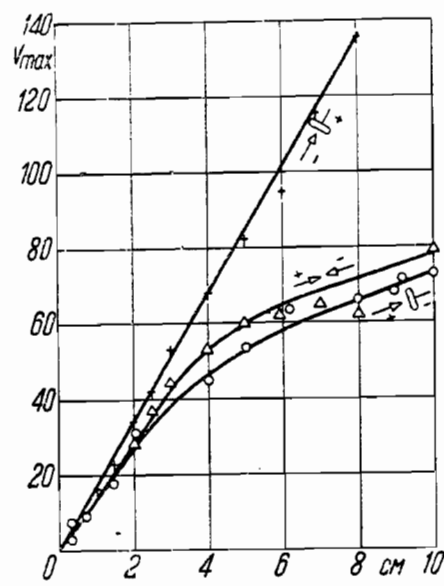


Рис. 160. То же, что рис. 159, но длительность 4×10^{-3} сек. (По Марксу).

скости пробивное напряжение значительно (до двух раз) повышено.

Для измерения напряжений игольчатые разрядники мало пригодны; недостатком такого рода разрядников является то, что пробивные напряжения, как указывалось, сильно зависят от влажности воздуха. Кроме того, иглы от пробоев быстро затупляются и приходится часто их менять. Особенно плохо работают игольчатые разрядники при импульсах, так как пробивные напряжения в этом случае могут сильно колебаться в зависимости от формы импульса.

Вопросом о пробое газа между электродами с острыми краями занимались Шиллинг, Витвер [116а] и др.

§ 3. Зависимость пробивного напряжения газов от давления, времени и частоты. а) Зависимость пробивного напряжения от давления. При изучении зависимости пробивного напря-

жения газа от давления для случая шаровых электродов Пашен открыл закон, связывающий изменения пробивного напряжения с изменением давления и величины искрового промежутка. Если при данном расстоянии d между электродами изменять давление p газа, то пробивное напряжение $U_{пр}$ уменьшается с уменьшением давления. Если при данном p изменять d , то, как известно, $U_{пр}$ также уменьшается с уменьшением d . Оказывается, что $U_{пр}$ является функцией не p и d в отдельности, но их произведения pd :

$$U_{пр} = f(pd). \quad (18)$$

Этот закон, найденный Пашеном опытным путем, подтверждается в широких пределах давлений от нескольких сантиметров ртутного столба до десятков атмосфер. На рис. 161 и 162 дана зависимость $U_{пр}$ от произведения pd для различных газов, причём p выражено в миллиметрах ртутного столба, а d в миллиметрах.

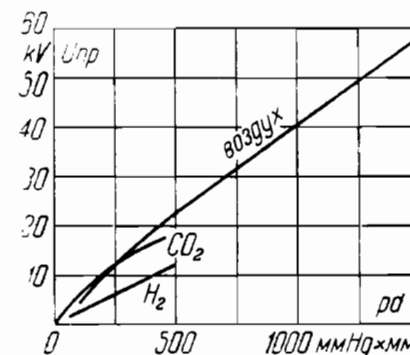


Рис. 161. Зависимость пробивного напряжения от произведения из давления на расстояние (pd) для различных газов. (По Орглеру и Риттеру).

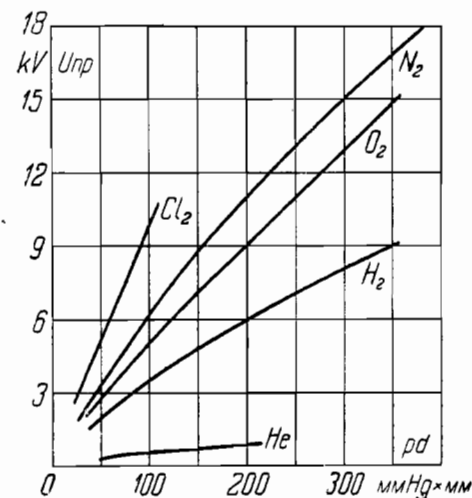


Рис. 162. То же, что рис. 161 но для других газов. (По Шумаину).

При малых давлениях наблюдается явление так называемого минимума пробивного напряжения. Заключается это явление в том, что при постепенном уменьшении давления пробивное напряжение уменьшается только до некоторого определенного значения давления $p = p_k$, при котором пробивное напряжение достигает минимума $U_{мин}$, при дальнейшем уменьшении давления оно начинает опять расти. Значения $U_{мин}$ для разных газов конечно различны. Значения эти колеблются между 280 В (водород) и 420 В (CO_2), причём у благородных газов возможны и более низкие значения.

Это критическое значение давления зависит от расстояния d между электродами, причём p_k тем больше, чем меньше d . Самое же зна-

чение минимального пробивного напряжения $U_{\min}$ не зависит от d . Закон Пашена применим и здесь, именно

$$U_{\min} = f(p_k d), \quad (19)$$

а так как $U_{\min}$ является величиной постоянной, то следовательно и $(pd)_k$ должно оставаться постоянным, не зависящим от d .

Выполнение этого условия иллюстрирует табл. 24, в которой сопоставлены данные для воздуха.

Таблица 24.

P мм Hg	d мм	pd	$U_{\min}$ вольт
0,96	5,90	5,66	326
1,96	2,90	5,63	327
2,98	1,90	5,66	329
4,05	1,40	5,67	328
4,93	1,15	5,67	326
		сред. 5,67	сред. 327

Так как пробивное напряжение газа, как функция pd , имеет минимум, то уменьшение расстояния между электродами при постоянном давлении p должно вызывать уменьшение пробивного напряжения только до некоторого определенного $d = d_k$. При $d < d_k$ пробивное напряжение $U_{\text{пр}}$ должно начать опять расти. Подсчет критического расстояния d_k для $p = 760$ мм Hg может быть произведен следующим образом:

Так как $(pd)_k = 5,7$, то $d_k = \frac{5,7}{760} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ мм} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. На самом

деле приблизительно при этих значениях пробивное напряжение воздуха достигает постоянного значения, не уменьшающегося при дальнейшем уменьшении расстояния вплоть до $d = 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ (Виллиамс [117], Гофман [118]). При $d < 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ пробивное напряжение начинает падать, а не расти, как следовало бы ожидать. Однако, как показали Гофман, Ротер [119], Милликен [120] и др. пробой при таких малых расстояниях имеет совсем другую природу, чем обычная искра. При таких малых расстояниях напряженность поля может достигать 10 В/см . В этих полях электрические силы начинают вырывать свободные электроны из металла.

Закон Пашена при давлениях больше атмосферного был проверен Реером [121]. Данные его измерений, относящиеся к воздуху, приведены на рис. 163. Как видно из рисунка, при давлениях около 20 атм. намечаются некоторое отступление от закона Пашена. Если бы закон этот в точности оправдывался, то все прямые должны были бы совпасть. Однако отступление это незначительно, так что закон Пашена можно считать приближенно правильным до давлений в не-

сколько десятков атмосфер. При давлениях, превосходящих 40 атм. как показал Цейер [121а], отступления от закона Пашена могут стать значительными.

Путем увеличения давления электрическая прочность воздуха может быть таким образом увеличена в 10 и более раз.

Газ является таким образом изолирующим материалом, по своей прочности приближающимся и даже превосходящим масло. Этим сейчас пользуются в технике, применяя сжатый газ в виде высоковольтной изоляции (например конденсатор без потерь к мосту Шеринга). В будущем применение сжатого газа для электрической изоляции еще более увеличится, тем более что он не обладает одним крупным недостатком жидких и твердых изолирующих материалов, именно его электрическая прочность не уменьшается со временем, он не стареет.

Как будет показано в § 5, закон Пашена может быть выведен и теоретически, исходя из формул, описывающих развитие процесса ударной ионизации.

б) Зависимость пробивного напряжения от времени и частоты. При пробое газов постоянное и переменное напряжение технической и звуковой частоты дают одинаковые значения пробивных на-

пряжений. В этих условиях пробой обуславливается всегда амплитудой напряжения. Объясняется это тем, что развитие процесса пробоя происходит весьма быстро. Так приведенная на рис. 164 осциллограмма пробоя воздуха, полученная Кругом [122], показывает, что при напряжении слегка повышенном по сравнению со статическим пробивным напряжением, с момента подачи напряжения

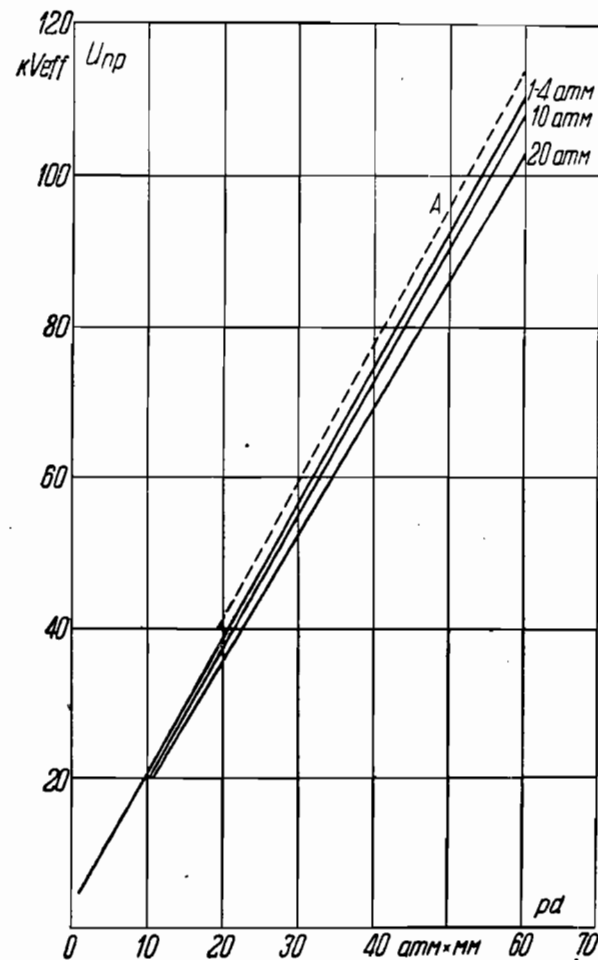


Рис. 163. Проверка закона Пашена для воздуха при давлениях больше атмосферного. (по Рееру).

(подъем кривой) до момента пробоя (крутое падение) протекает меньше 10^{-7} сек. Положение меняется, если перейти к коротким импульсам напряжения или к переменному напряжению высокой частоты; остановимся сначала на пробое газов при импульсах. Опыт показывает, что пробой в этом случае происходит при напряжениях более высоких, чем при постоянном или переменном напряжении технической частоты. Особенно значительным становится это повышение, если пробой газа происходит в неоднородном электрическом поле, между иглами или острыми углами. Таким образом, если в случае длительно приложенного напряжения для пробоя необходимо напряжение U_0 („нормальное пробивное напряжение“), то при импульсе данной формы (ср. рис. 165) пробой происходит при большем значении напряжения U_m . Отношение $\frac{U_m}{U_0} = \beta$ назовем коэф-

фициентом импульса. Очевидно, что коэффициент импульса не будет какой-либо постоянной величиной для данного газа, а в зависимости от формы электродов, расстояния между электродами, а также формы самого импульса может меняться в широких пределах.

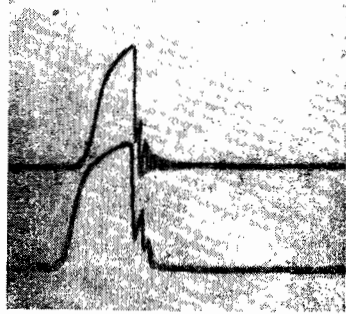


Рис. 164. Осциллограмма пробоя воздуха. Длительность всей осциллограммы $4 \cdot 10^{-7}$ сек. (По Кругу).

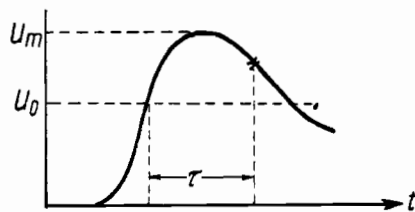


Рис. 165.

Осциллограммы пробоя газа при ударных напряжениях показывают, что окончательный пробой, характеризующийся резким падением напряжения, т. е. коротким замыканием электродов, наступает не в тот момент, когда импульс достигает своего максимального значения, а несколько позже, например в точке, обозначенной на рис. 165 крестиком. Время, прошедшее с момента, когда возрастающее напряжение пересекло „нормальное пробивное напряжение“, до момента пробоя, назовем запаздыванием пробоя τ . Особенно значительным может стать запаздывание при пробое больших промежутков газа в неоднородном электрическом поле, например при поверхностном пробое (перекрытии) гирлянд. Очевидно, что запаздывание τ характеризует то время, которое необходимо для того, чтобы процесс пробоя успел развиться до конца при данных условиях. Чем выше напряжение, тем быстрее должен развиваться ионизационный процесс. Можно поэтому ожидать, что в случае, когда U_m значительно превышает U_0 , т. е. при большом коэффициенте импульса β , запаздывание τ

должно быть малым, наоборот, при малом β τ должно значительно возрасти. Согласно Пику [110] аналитическая зависимость между коэффициентом импульса β и запаздыванием τ может быть выражена следующей формулой:

$$\beta = 1 + \frac{a}{\sqrt{\tau}} \quad (20)$$

и обратно

$$\tau = \left(\frac{a}{\beta - 1} \right)^2 \quad (20')$$

В ф-лах (20) и (20') a — некоторый коэффициент, зависящий от формы электродов и импульса. Ф-ла (20) получена эмпирическим путем. Отметим, что аналогичная формула может быть выведена и аналитически, если предположить, что для пробоя при разных τ нужно одно и то же количество энергии.

Обратимся к численной величине коэффициента импульса. Остановимся сначала на случае пробоя газа в электрических полях, близких к однородному. Обратимся сначала к приведенной на рис. 164 осциллограмме, которая соответствует пробое воздушного промежутка в 0,2 см. При технической частоте пробивное напряжение такого промежутка равно 8,4 kV. В случае осциллограммы оно составляет 10 kV. Коэф-

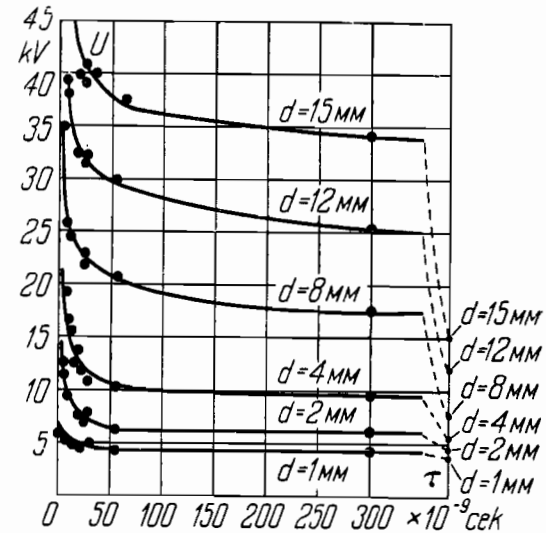


Рис. 166. Зависимость пробивного напряжения воздуха от длительности импульса при игловых электродах, при разных расстояниях между электродами. Справа, значения соответствующие постоянному напряжению. (По Биндеру).

фициент импульса равен таким образом $\frac{10}{8,4} = 1,9$. Запаздывание в этом

случае следует оценить в 2×10^{-8} сек. Систематически вопрос о пробое воздуха при импульсах при малом расстоянии между электродами (1 мм) был изучен Фиманном [123]. Отметим прежде всего, что в опытах по пробое газов рекомендуется освещать искровой промежуток ультрафиолетовым светом, чтобы создать в промежутке достаточное число начальных ионов. Этим способом удастся значительно снизить разбрасывание отдельных значений пробивных напряжений, которое при отсутствии освещения может сделаться очень большим. Фиманн показал, что даже при освещении искрового промежутка, при импульсах длительностью в $10^{-5} - 10^{-6}$ сек., начинается небольшое повышение пробивных напряжений, т. е. коэффициент импульса делается больше

единицы. При средней длительности перенапряжения над нормальным напряжением U_0 в 10^{-8} сек. коэффициент импульса может превосходить 1,2. Таким образом при измерении напряжений искровыми разрядниками при импульсах нельзя пользоваться обычными табличными значениями нормальных пробивных напряжений U_0 , а необходимо вводить поправку. Если пользоваться обычными табличными данными, то получаются преуменьшенные значения напряжений.

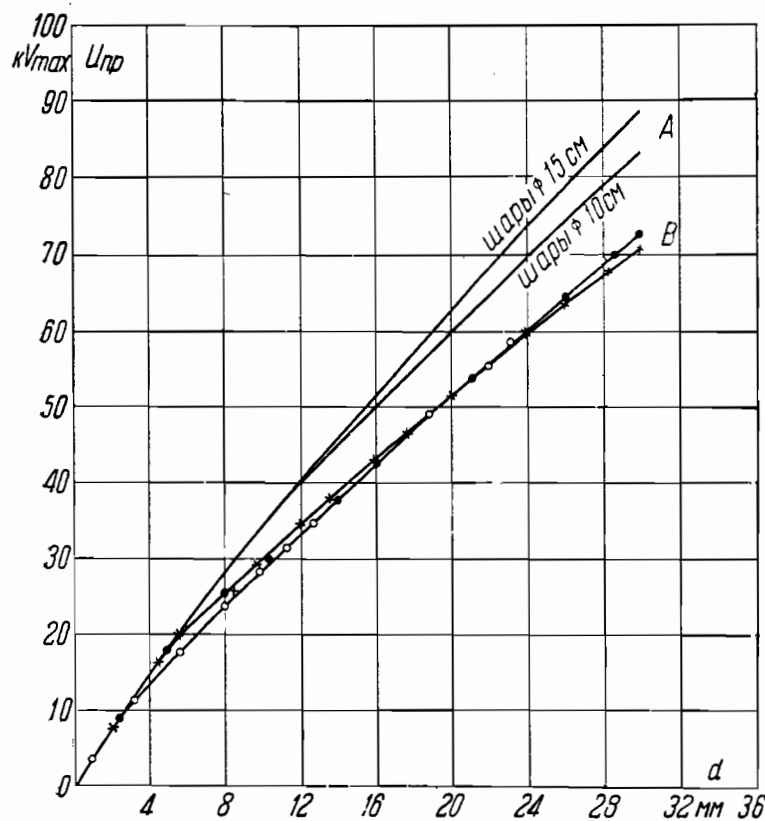


Рис. 167. Зависимость пробивного напряжения воздуха от расстояния при 50 периодах (верхние кривые) и частоте 10^5 (нижние кривые) при сферах большого диаметра. (По Кампшульте).

Согласно данным Пика [110] при импульсах длительностью в несколько микросекунд (микросекунда 10^{-6} сек.), коэффициент импульса для сферических электродов $\varnothing 6,25$ см) при искровом промежутке в 15 см доходит до 1,1.

Значительно большее значение коэффициент импульса приобретает при пробое газов в резко неоднородных электрических полях. Зависимость пробивного напряжения от длительности импульса для игольчатых электродов при небольших расстояниях, измеренная Биндером [108], приведена на рис. 166. Справа в виде точек отложены

те значения, которые получаются в случае длительно приложенного (постоянного или переменного) напряжения. Кривые показывают, что при импульсах длительностью в 10^{-7} сек., коэффициент импульса достигает 2 — 2,2, при длительности в 10^{-8} сек. может доходить до 3.

По данным Пика при расстояниях между иглами в 15 мм коэффициент импульса доходит до 2, при длительности импульса в несколько микросекунд.

Отметим, что коэффициент импульса в случае системы острие-плоскость может зависеть не только от расстояния между электродами, но и от полярности, т. е. от того, является ли острие положительным или отрицательным. Большой коэффициент импульса получается в случае отрицательного острия.

Обратимся к вопросу о пробое газов при высоких частотах. Вопрос этот для частот порядка 10^5 был изучен Кампшульте [124]; Мизере [124a] и др. [124b]. Мы здесь приводим два рисунка (рис. 167 и 168), в которых сопоставлены значения, получающиеся при высокой частоте и при технической частоте в случае электродов различной формы. При высокой частоте получаются значения пробивных напряжений несколько более низкие (до 20%), чем при технических частотах. Следует отметить, что при измерениях напряжений искровыми разрядниками при высоких частотах рекомендуется освещать искровой разрядник ультрафиолетовым светом.

Что касается вопроса о пробое газов при еще более высоких частотах $f > 10^5$, в особенности при коротких волнах, то этот вопрос еще совершенно не изучен.

§ 4. Теория ударной ионизации. В § 1 этой главы мы уже дали общее представление об ударной ионизации. Остановимся несколько подробнее на механизме этого явления. Имеющиеся в газе положительные и отрицательные ионы и электроны, находящиеся нормально в беспорядочном тепловом движении, при наложении поля, получают некоторую добавочную скорость и начинают перемещаться, в зависимости от их знака к положительному или отрицательному электроду. При своем движении в поле заряды приобретают некоторую добавочную энергию W , равную произведению из величины заряда q на ту разность потенциалов U , которую заряд пролетел:

$$W = qU. \quad (21)$$

Если поле не является резко неоднородным, то можно положить $U = Ea$, где E — напряженность поля и a — расстояние, пройденное

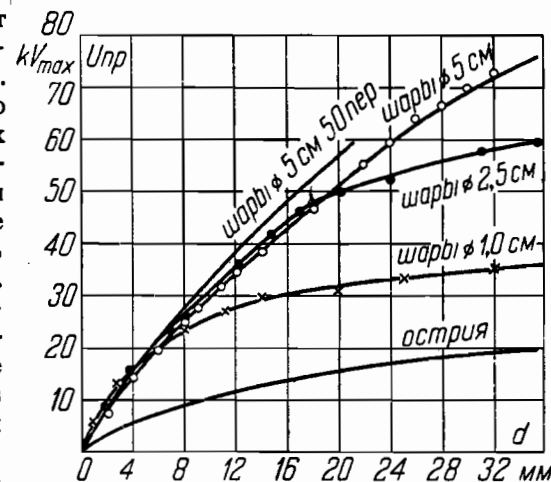


Рис. 168. То же, что рис. 167, но сферы малого диаметра и острия. (По Кампшульте).

ионом. Ф-лу (21) мы можем поэтому переписать следующим образом:

$$W = qEa. \quad (22)$$

Эта добавочная энергия частично передается при столкновениях окружающим молекулам, частично может и накапливаться. Так как длина пути, который пролетает электрон между двумя столкновениями, весьма различна, то сильно различается и та скорость, которую приобретает электрон в конце своего полета. Усредняя скорости полета многих электронов на многих путях, мы можем ввести некоторую среднюю скорость, которая и определит подвижность электрона. Следует однако помнить, что эта средняя скорость может сильно отличаться от мгновенной.

Для того чтобы выбить из молекулы или атома электрон, нужно затратить некоторую определенную энергию W_i , характеризующую обычно ионизационным потенциалом V_i , т. е. той разностью потенциалов, которую нужно пролететь элементарному заряду — электрону ($q = 4,77 \cdot 10^{-10}$ CGSE), чтобы накопить энергию W_i

$$V_i = \frac{W_i}{q}. \quad (23)$$

Допустим, что при одном из полетов мгновенная энергия движения заряда (W) настолько велика, что при ударе заряда о нейтральную молекулу может быть выбит электрон. Условием, определяющим возможность ионизации, очевидно является

$$W \geq W_i$$

или принимая во внимание (22)

$$eEa \geq W_i. \quad (24)$$

В ф-ле (24) под a следует подразумевать тот путь, который нужно пролететь заряду без столкновений, чтобы накопить энергию W .

Поскольку q является постоянным, а расстояние a при данном газе, давлении и температуре является также величиной постоянной, завися только от размеров молекулы и расстояний между ними, момент начала ударной ионизации определяется напряженностью поля E . Ионизация наступает при достижении некоторой начальной напряженности поля E_n . Оговорим однако опять, что наши рассуждения могут оказаться ошибочными в случае резко неоднородных электрических полей. У электронов ионизирующая способность несравненно больше чем у ионов. Является сомнительным, могут ли положительные ионы вообще вызвать сколько-нибудь заметную ионизацию при тех напряженностях поля, при которых начинают ионизовать электроны. При увеличении напряженности поля ионизирующее действие зарядов быстро возрастает.

¹ Строго говоря, под W следует подразумевать сумму энергий теплового движения иона или электрона и той, которую он приобретает в электрическом поле. Может быть однако показано, что обычно энергия теплового движения много меньше, чем энергия, полученная в поле, и ею можно пренебречь.

Различие ионизирующего действия положительных ионов и электронов может быть проверено следующим путем. Если изучать зависимость тока от приложенной разности потенциалов в цилиндрическом конденсаторе при пониженном давлении, кривые получаются разные в зависимости от направления электрического поля. Это явление полярности наблюдается тем отчетливее, чем меньше отношение радиуса внутреннего цилиндра к радиусу внешнего. На рис. 169 приведены кривые зависимости тока от напряженности поля, полученные Тоунсендом при давлении $p = 3,95$ мм Hg; в качестве внутреннего электрода служила проволока, натянутая по оси внешнего цилиндра.

В случае, когда проволока заряжена отрицательно, внешний цилиндр — положительно (кривая 1), ток почти не меняется с повышением напряжения, оставаясь равным току насыщения. При обратной полярности, когда на проволоку дан положительный потенциал по отношению к внешнему цилиндру (кривая 2), ток быстро возрастает с повышением приложенной разности потенциалов, давая зависимость, характерную для ударной ионизации.

Явление это может быть объяснено следующим образом: когда проволока заряжена положительно по отношению к внешнему цилиндру (кривая 2 рис. 169), все имеющиеся в газе электроны при своем движении к положительному электроду — проволоке попадают в поле большой напряженности около самой проволоки и здесь ионизуют, создавая значительный ионизационный ток. В случае отрицательно заряженной проволоки (кривая 1) могут принять участие в ионизации лишь электроны, находящиеся непосредственно у самой проволоки, так как электроны, имеющиеся в конденсаторе ближе к внешнему цилиндру, при своем движении к положительному полюсу — цилиндру уже не попадают в сильное поле. Но в этом случае могли бы ионизовать положительные ионы,двигающиеся из всего объема газа к проволоке. Из того обстоятельства, что ток при отрицательной проволоке очень мал, следует, что заметной ионизации эти положительные ионы не производят и что, следовательно, их ионизирующая способность по сравнению с электроном очень мала.

Ионизирующее действие зарядов мы будем характеризовать коэффициентами ионизации α и β (α для электронов, β для положительных ионов), равными тому числу новых ионов одного знака, которые образует один электрон или, соответственно ион на пути в 1 см. Коэффициенты α и β являются функциями напряженности поля E .

а) Ионизация электронами в однородном поле. Теория ионизации через столкновение электронами в однородном поле, предложенная Тоунсендом, представляется в следующем виде.

Рассмотрим случай предварительной поверхностной ионизации,

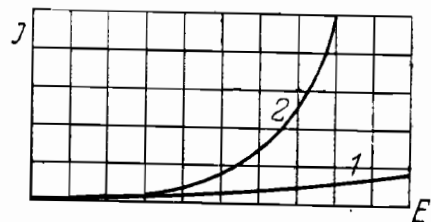


Рис. 169. Зависимость тока от напряженности в цилиндрическом конденсаторе в разряженном газе при разной полярности.

(По Тоунсенду).

когда электроны возникают на поверхности отрицательного электрода, например вследствие освещения катода ультрафиолетовыми лучами. Электроны, двигаясь в поле под действием электрической силы, будут ионизовать газ, находящийся в конденсаторе. Если n есть число электронов, проходящих за единицу времени по направлению к аноду сквозь плоскость, расположенную на расстоянии x от катода, то за единицу времени в слое dx , находящемся между плоскостями x и $x+dx$ (ср. рис. 170) будет создано в результате ионизации через столкновение $\alpha n dx$ новых электронов и столько же положительных ионов (α —коэффициент ионизации). Через плоскость $x+dx$ в единицу времени пройдет уже $n+dn$ электронов и прирост электронов в пространстве dx выразится через

$$dn = \alpha n dx \quad (25)$$

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx. \quad (25')$$

Интегрируя ур-ние (25'), получаем

$$n = A e^{\alpha x}. \quad (26)$$

Рис. 170.

Для определения постоянной интегрирования A примем во внимание, что на поверхности катода ($x=0$) $n=n_0$ (где n_0 —число электронов, вырывааемых фотоэлектрически из катода за единицу времени). Следовательно $A=n_0$ и ф-ла (26) принимает вид:

$$n = n_0 e^{\alpha x}. \quad (27)$$

Число электронов, приходящих за единицу времени к аноду ($x=d$), будет

$$n_d = n_0 e^{\alpha d}. \quad (28)$$

Сила тока, равная заряду электрона q , умноженному на число электронов n_d , будет равна:

$$i = q n_d = q n_0 e^{\alpha d}. \quad (29)$$

Фотоэлектрический ток, который шел бы через газ в случае отсутствия ионизации через столкновение, $i_0 = n_0 q$. Отсюда находим n_0 и, подставляя его значение в ф-лу (29), получаем для тока выражение:

$$i = i_0 e^{\alpha d}. \quad (30)$$

Из ф-лы (30) видно, что при постоянной напряженности поля E и следовательно при постоянном α сила тока быстро растет с увеличением расстояния между электродами.

В случае если предварительная ионизация производится во всем объеме газа, например рентгеновыми лучами, число электронов,

создаваемых внешним ионизатором в единицу времени в слое dx между плоскостями x и $x+dx$, будет $n_0 \cdot dx$, где n_0 —число электронов, создаваемых внешним ионизатором за единицу времени в слое газа, толщиной в 1 см. Взятый нами слой газа dx отстоит от анода на расстояние $d-x$ (ср. рис. 170). Согласно ф-ле (27) возникающие в слое каждую секунду $n_0 dx$ электронов, ионизируя на пути до анода, превратятся в

$$dn_d = n_0 e^{\alpha(d-x)} dx \quad (31)$$

электронов. Чтобы получить общее количество электронов, приходящих к аноду за единицу времени, надо проинтегрировать уравнение (31) по всему объему конденсатора от $x=0$ до $x=d$. Интегрируя, получаем:

$$n_d = n_0 \int_0^d e^{\alpha(d-x)} dx = n_0 e^{\alpha d} \int_0^d e^{-\alpha x} dx = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{\alpha} (1 - e^{-\alpha d}) = \frac{n_0}{\alpha} (e^{\alpha d} - 1). \quad (32)$$

Умножаем обе части равенства (32) на q (заряд электрона) и делим правую часть на d :

$$q n_d = \frac{q n_0 d}{\alpha d} (e^{\alpha d} - 1). \quad (33)$$

Поскольку n_d является числом электронов, попадающих каждую секунду на анод, а q —их заряд, то произведение $q n_d$ равно току i , текущему через газ. В правой части (33) $q n_0 d$ —это ток насыщения i_0 текущий через газ до начала ударной ионизации (ср. ф-лу 50, стр. 110). Таким образом в случае предварительной объемной ионизации

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d} - 1}{\alpha d}. \quad (34)$$

Обе ф-лы (30) и (34) были тщательно проверены Тоунсендом. В табл. 25 приведены значения токов, при разных d , вычисленные по ф-ле (30) для случая поверхностной ионизации, и значения, наблюдаемые на опыте. Значения относятся к воздуху при давлении 1 мм Hg и $E=350$ В/см. Поскольку E постоянно, можно было считать постоянным и α .

Таблица 25.

Ионизационные токи в воздухе как функция расстояния.

Сила тока в произвольных единицах \ Расстояние между электродами см	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
Получено из опыта	—	2,86	8,3	24,2	81,0	373
Вычислено по формуле (30) .	1	2,86	8,2	23,4	66,5	190
Вычислено, учитывая ионизацию положит. ионами .	1	2,87	8,3	24,6	80,0	380

При малых расстояниях d совпадение между величинами, полученными из опыта и вычисленными по ф-ле (30), весьма хорошее. С увеличением d это совпадение ухудшается и при больших d ф-ла (30) становится уже явно неприменимой. При больших значениях напряженности поля E так же замечается расхождение опытных данных со значениями, вычисленными по ф-ле (30).

Это расхождение объясняется ионизирующим действием положительных ионов, которым мы в наших вычислениях пока пренебрегли. Как ни мало их действие, однако создаваемые в результате ионизации положительными ионами электроны, в свою очередь, опять ионизуют и создают дальнейший поток электронов и положительных ионов, которым уже нельзя пренебречь.

Таким образом роль положительных ионов, как уже было указано, сводится к созданию новых электронов. Нижний ряд табл. 1 дает значения, вычисленные по формуле, учитывающей ионизацию положительными ионами, к выводу которой мы и переходим.

б) Совместная ионизация электронами и положительными ионами в однородном электрическом поле. Рассмотрим плоский конденсатор (рис. 171); AA' — катод, BB' — анод. Ионизация производится освещением катода AA' ультрафиолетовыми лучами. В единицу времени катод испускает n_0 электронов. Под

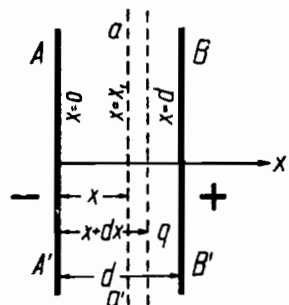


Рис. 171.

действием ионизации через столкновение за единицу времени в пространстве между AA' и ax' (плоскость $x = x_1$) создается p положительных ионов и столько же электронов; в пространстве $aa' - BB'$ q ионов и электронов. Через площадку aa' в единицу времени в направлении к BB' проходят $n_0 + p$ электронов (p положительных ионов, образовавшихся в пространстве $x < x_1$, направятся к AA' и через сечение aa' не будут проходить) и в направлении к AA' q положительных ионов (q электронов из пространства $x > x_1$ пойдут к BB'). В пространстве dx между плоскостями $x = x_1$ и $x_1 = x + dx$ за единицу времени будут возникать благодаря ионизации через столкновения

$$(n_0 + p)\alpha dx + q\beta dx = dp \quad (35)$$

новых пар ионов, где α и β — числа ионов, образуемых соответственно одним электроном и одним положительным ионом на пути в 1 см и αdx и βdx — числа ионов, образуемых каждым из них на пути между x и $x + dx$ вследствие ионизации через столкновение. Полное число n_1 пар ионов в пространстве $AA'BB'$, возникающих за единицу времени вследствие ударной ионизации, равно

$$n_1 = p + q. \quad (36)$$

Общее число ионов, определяющих количество ежесекундно переносимого электричества, мы получим, если добавим к n_1 число ионов n_0 , созданных внешним ионизирующим агентом:

$$n = n_1 + n_0 = p + q + n_0. \quad (37)$$

Ток, текущий через газ, будет соответственно равен

$$i = nq = (p + q + n_0)q. \quad (38)$$

Решаем (37) относительно q и подставляем полученное выражение в (35)

$$(n_0 + p)\alpha dx + (n - p - n_0)\beta dx = dp, \quad (39)$$

откуда

$$\frac{dp}{dx} = (n_0 + p)(\alpha - \beta) + n\beta, \quad (40)$$

и интегрируем

$$n_0 + p = Ae^{(\alpha - \beta)x} - \frac{n\beta}{\alpha - \beta}. \quad (41)$$

Постоянная A определяется из условий, что при $x = 0$ должно быть $p = 0$.

$$A = n_0 + \frac{n\beta}{\alpha - \beta},$$

и ф-ла (41) принимает вид:

$$n_0 + p = \left(n_0 + \frac{n\beta}{\alpha - \beta} \right) e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{n\beta}{\alpha - \beta}. \quad (42)$$

С другой стороны, при $x = d$ (плоскость BB') $n_0 + p = n$, откуда

$$n = \left(n_0 + \frac{n\beta}{\alpha - \beta} \right) e^{(\alpha - \beta)d} - \frac{n\beta}{\alpha - \beta}$$

или

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}, \quad (43)$$

сила же тока

$$i = nq = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (44)$$

В ф-ле (44) вместо n_0q подставлено i_0 , т. е. сила фотоэлектрического тока при отсутствии ионизации через столкновение.

В табл. 25 на стр. 277 нижний ряд данных соответствует значениям тока, вычисленным по ф-ле (44), учитывающей роль положительных ионов в ударной ионизации. Как видно из таблицы, формула дает точное совпадение с опытом, если соответственным образом подобрать коэффициенты α и β .

Мы видим, что при совместном действии электронов и положительных ионов получаются значительно большие токи, чем при чисто электронной ионизации, хотя сами по себе положительные ионы обладают слабым ионизирующим действием. Объясняется это тем, что небольшое количество созданных положительными ионами электронов, присоединяясь к общей электронной лавине, способны, ионизуя в свою очередь, дать значительное количество вторичных электронов.

Новые электроны, усиливающие отрицательную лавину, не обязательно должны образоваться вследствие ионизации молекул газа положительными ионами. Тоунсендом рассмотрен также случай, когда новые электроны образуются вследствие удара положительных ионов о катод. Пусть каждый положительный ион вырывает из катода при ударе γ электронов. В этом случае возрастание числа ионов при ионизации определяется формулой:

$$n = n_0 \frac{e^{ad}}{(1 + \gamma) - \gamma e^{ad}}. \quad (45)$$

Вводя новую постоянную $\beta' = \frac{\gamma\alpha}{(1 + \gamma)}$, можно ф-лу (45) привести к виду ф-лы (43):

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta')e^{ad}}{\alpha - \beta' e^{ad}}. \quad (46)$$

Таким образом наличие поверхностной ионизации формул ионизационной теории не меняет.

Ф-лы (30), (34) и (44) позволяют определять не только зависимость тока от расстояния между электродами d при данной напряженности поля, но и зависимость тока от самой напряженности поля E . Для этого необходимо знать, как зависят от E коэффициенты α и β . К этому вопросу мы и перейдем.

В начале § 4 мы вывели соотношение (24) $qEa \geq W_i$, связывающее напряженность поля, при которой начинается ионизация, с необходимой для ионизации энергией.

Под a мы подразумевали тот путь, который ион должен был бы пройти без столкновений, чтобы накопить энергию, необходимую для ионизации. Допустим, что к этому пути могут быть применены те же рассуждения, как для обычного свободного пути молекулы. Решаем (24) относительно a и заменяем знак неравенства знаком равенства:

$$a = \frac{W_i}{qE}. \quad (47)$$

Отношение $\frac{W_i}{q}$ мы назвали согласно (23) ионизационным потенциалом данного газа V_i . Он равен для обычных газов нескольким вольтам. Напряженность поля, при которой начинается ударная ионизация, равна для воздуха при атмосферном давлении примерно 30 кВ/см. Положим $V_i = 10$ В. Для a мы тогда получаем численное значение

$$a = \frac{10}{3 \cdot 10^4} = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ см},$$

значительно превышающее среднюю длину пути молекулы ($\lambda \sim 10^{-5}$ см).

Приходится таким образом считать, что либо ионизация происходит в том случае, когда путь пролета электрона окажется в несколько десятков раз длиннее среднего пути (это возможно, но вероятность

такого длинного пролета очень мала, меньше 10^{-5}), либо, что возможно накопление энергии на нескольких полетах.

Определим, как должен зависеть коэффициент ионизации α от напряженности поля и от давления. Остановимся, как это делает Тоунсенд, на первом предположении, именно что электрон накапливает свою энергию только между двумя последующими столкновениями, иными словами, что электрон при каждом ударе теряет свою энергию. Число ионизации α на единичном пути определится двумя факторами, во-первых, числом ударов, во-вторых, вероятностью того, что электрон до удара успел накопить достаточный запас энергии.

Ионизация возможна в том случае, если электрон пролетел без столкновения путь a не меньший того, который дает ф-ла (47). Согласно кинетической теории газов вероятность того, что молекула

пролетит путь x , не столкнувшись, равна $e^{-\frac{x}{\lambda}}$, где λ — средняя длина пути движущейся частички, иона или электрона. Вероятность ионизации мы получим, если подставим вместе x величину a из (47).

Она будет равна

$$e^{-\frac{W_i}{qE\lambda}}. \quad (48)$$

Умножая вероятность ионизации на среднее число ударов $\frac{1}{\lambda}$, мы получаем число ионизаций α

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{W_i}{qE\lambda}} \quad (49)$$

W_i и q — константы, по крайней мере для данного газа. Длина пути обратно пропорциональна давлению p . Ф-ла (49) может быть поэтому преобразована следующим образом:

$$\alpha = Ap e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (50)$$

или

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-B\left(\frac{p}{E}\right)}. \quad (51)$$

Ф-ла (51) была нами выведена при вряд ли верном допущении, что электрон не может накапливать энергию на нескольких пробегах, а после каждого удара теряет всю свою энергию. Однако и в том случае, если учесть возможность накопления энергии вдоль нескольких пробегов, получается формула, вполне аналогичная ф-ле (51).

Все рассуждения, приведшие нас к ф-ле (51), могут быть обобщены и на случай ионизации положительными ионами. В этом случае в (51) на место α следует поставить β и, кроме того, конечно, величины A и B будут иметь другое численное значение.

Формула (51) была проверена Тоунсендом, причем оказалось, что она хорошо передает опытные кривые. Существенное следствие, которое может быть выведено из формулы (51), это то, что между величинами $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{E}{p}$ должна существовать однозначная зависимость. Ряд

кривых, измеренных Тоунсендом и его учениками, передающих зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для разных газов, приведен на рис. 172 и 173. Измерения эти соответствуют низким давлениям p в несколько мм или см ртутного столба, т. е. относительно большим значениям $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{E}{p}$.

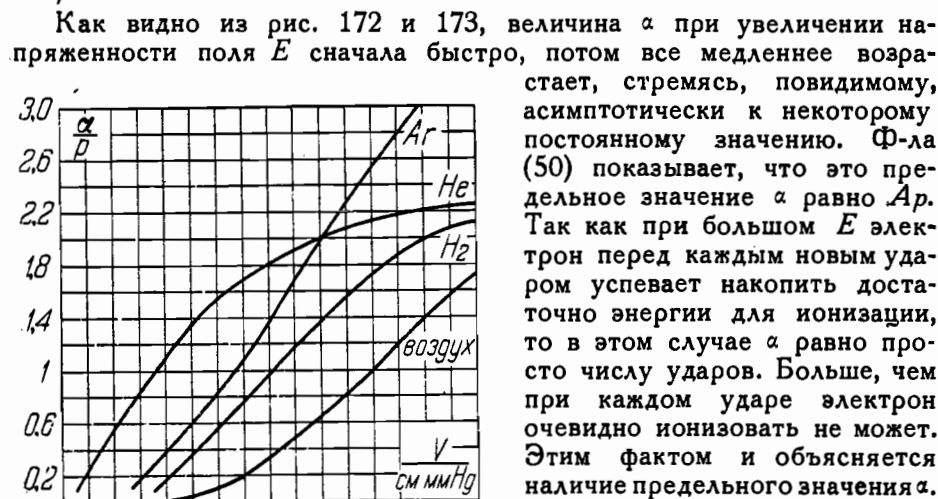


Рис. 172. Зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для различных газов при пониженных давлениях. (По Тоунсенду).

$$A = 14,6 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}} \quad (52)$$

$$B = 365 \frac{V}{\text{см} \cdot \text{мм Hg}},$$

если выражать E в вольтах на см и давление p в мм ртутного столба. Физический смысл величины A — число ударов электрона на пути в 1 см при давлении в 1 мм Hg в сильном электрическом поле.

Аналогичные кривые для положительных ионов, изображающие зависимость $\frac{\beta}{p}$ от $\frac{E}{p}$, приведены на рис. 174. Кривые эти, вычисленные Тоунсендом из токов, наблюдаемых при совместном действии положительных ионов и электронов, соответствуют опять низким давлениям.

Наибольший практический интерес представляет поведение газов при атмосферном давлении. Весьма существенно было бы поэтому обобщить данные Тоунсенда на высокие давления. Такого рода пересчет можно было бы попробовать произвести, воспользовавшись данными, приведенными на рис. 172. Допустим, что напряженность поля равна $3 \cdot 10^4$ В/см, и давление 750 мм Hg. Для $\frac{E}{p}$ получаем зна-

чение 40. При этом значении $\frac{E}{p}$, $\frac{\alpha}{p}$ для воздуха примерно равно 0,02, а сама величина $\alpha = 750 \cdot 0,02 = 15$. Такого рода экстраполяция Тоунсендских данных на высокие давления допустима однако лишь в том случае, если ф-ла (51) оправдывается по всем интервалам давлений до атмосферного.

Для проверки этого допущения Паавола [125] промерил ионизационные токи в воздухе перед пробоем при атмосферном давлении. Его данные, сопоставленные с данными Тоунсенда, приведены на рис. 175, причем давление выражено уже не в мм Hg, а в атмосферах, и напряженность в кВ/см. Как видно, наблюдается плавный переход из области Тоунсенда (большие $\frac{\alpha}{p}$) в область, исследованную Паавола (малые $\frac{\alpha}{p}$). Некоторое расхождение наблюдается лишь при $\frac{E}{p}$ близком к 30 кВ/см. В то время как по Тоунсенду, как показали наши вычисления, $\frac{\alpha}{p}$ должно было бы

при этом $\frac{E}{p}$ равняться примерно 15, по Паавола получается значение 10.

Согласно измерениям Паавола ф-ла (51) при больших давлениях (малые $\frac{E}{p}$) уже плохо удовлетворяется. Более точно зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ передается ур-нием

$$\frac{\alpha}{p} = 0,000156 \left(\frac{E}{p} - 30,1 \right)^2, \quad (53)$$

где давление p выражено в мм Hg, E в В/см. Для атмосферного давления мы получаем

$$\alpha = 0,205 (E - 22,9)^2; \quad (54)$$

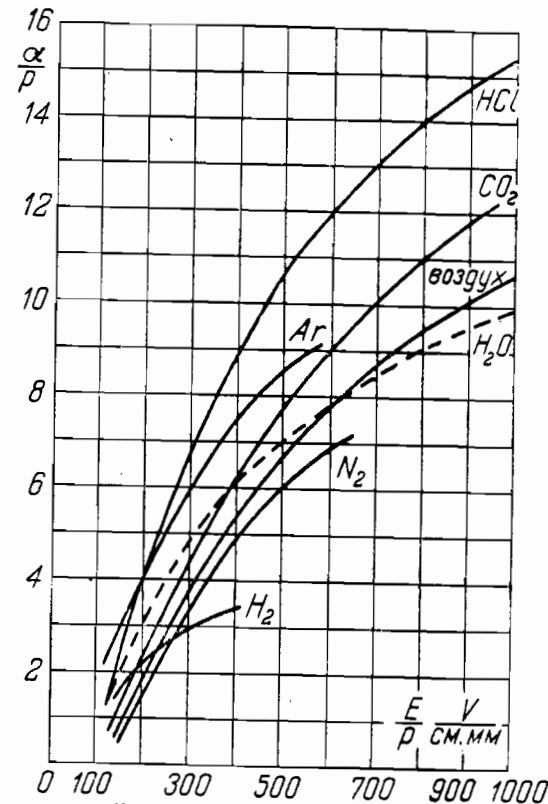


Рис. 173. То же, что рис. 172 — для больших значений $\frac{\alpha}{p}$. (По Тоунсенду).

где E выражено в $\text{kV}/\text{см}^1$. Вычисленная по этой формуле зависимость коэффициента ионизации α от напряженности поля для атмосферного давления приведена на рис. 176. Наиболее вероятный вид зависимости $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для давлений близких к атмосферному и больших значений $\frac{E}{p}$ приведен по данным Роговского [126] на рис. 177. Пользуясь кривыми, приведенными на рис. 175 — 177, можно приступить к вычислению пробивных напряжений воздуха при атмосферном давлении.

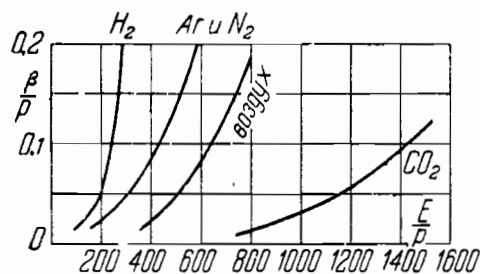


Рис. 174. Зависимость $\frac{\beta}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для различных газов при пониженных давлениях. (По Тоунсенду).

ударов возрастает при увеличении давления, а второй, характеризующий вероятность ионизации, убывает.

Для нахождения условий максимума дифференцируем (50) по p и приравняем нулю

$$\frac{d\alpha}{dp} = A e^{-\frac{Bp}{E}} - \frac{BA}{E} p e^{-\frac{Bp}{E}} = 0,$$

откуда

$$p_m = \frac{E}{B}, \alpha_m = \frac{A}{B} \cdot \frac{E}{e}. \quad (55)$$

Таким образом максимальное значение коэффициента ионизации для данного значения напряженности поля E пропорционально величине этой напряженности. Что касается численных значений p_m и α_m , то они могут быть найдены, поскольку известны A и B . Так например, для напряженности поля в $30 \text{ kV}/\text{см} = 3 \cdot 10^4 \text{ V}/\text{см}$, при которой может произойти пробой воздуха при атмосферном давлении,

$$p_m = \frac{3 \cdot 10^4}{365} = 82 \text{ мм Hg}$$

$$\alpha_m = \frac{14,6 \cdot 3 \cdot 10^4}{365 \cdot 2,72} = 490.$$

¹ Согласно новым измерениям Сандерса [125а] α при малых $\frac{E}{p}$ несколько больше чем их дает Паавола и формула (51) строго оправдывается и при больших давлениях.

§ 5. Условия пробоя газа. а) Теория пробоя газа в однородном поле по Тоунсенду. В виде первого приближения условием пробоя поставим, чтобы текущий через газ ионизационный ток стал бесконечно большим. Сравнивая ф-лы (34) и (44), передающие зависимость ионизационного тока от напряженности поля в случае ионизации одними лишь электронами (34) и совместной ионизации электронами и положительными ионами (44), мы видим, что они имеют принципиальное различие. При ионизации одними лишь электронами ток мог бы стать равным бесконечности лишь при $\alpha = \infty$. Вместе с тем мы знаем, что α вообще не может стать бесконечным, поскольку оно при увеличении напряженности поля стремится к конечному предельному значению (ср. стр. 282). Таким образом с точки зрения чисто электронной ионизации явление пробоя становится непонятным.

При рассмотрении ф-лы (44), соответствующей совместной ионизации электронами и положительными ионами, мы видим, что в этом случае ток может стать бесконечно большим и при конечных значениях α и β именно тогда, когда в (44) знаменатель равен нулю. Условием пробоя является таким образом равенство нулю знаменателя в ф-ле (44):

$$\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d} = 0. \quad (56)$$

Рассмотрим подробнее это условие. Решив (56) относительно d , мы получаем

$$d = \frac{\ln \alpha - \ln \beta}{\alpha - \beta}. \quad (57)$$

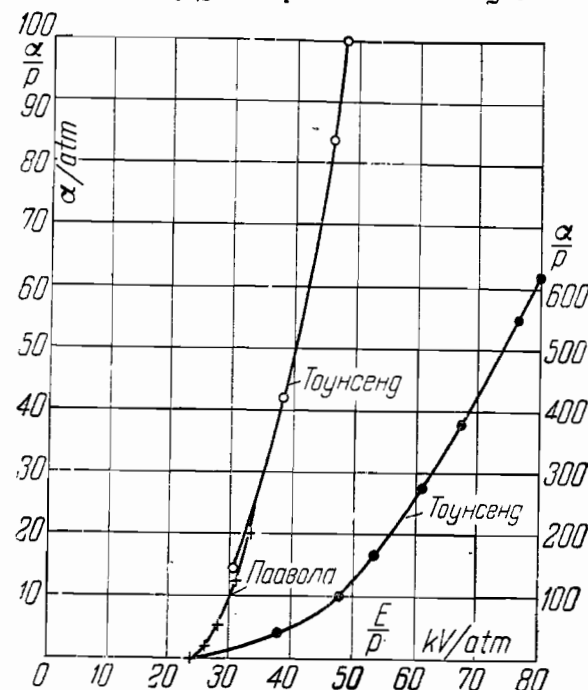


Рис. 175. Зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ для воздуха при малых значениях $\frac{E}{p}$. (По Тоунсенду и Паавола).

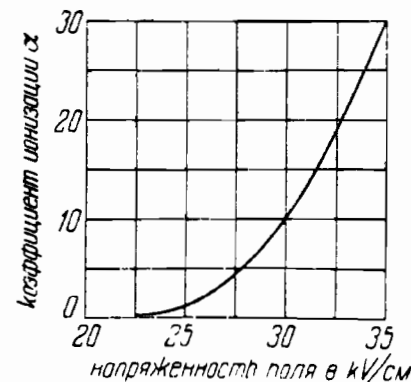


Рис. 176. Зависимость коэффициента ионизации α от напряженности поля для воздуха при атмосферном давлении. (По Паавола).

Как мы видели выше, $\frac{\alpha}{\rho}$ и $\frac{\beta}{\rho}$ связаны однозначной функциональной зависимостью с $\frac{E}{\rho}$. Мы можем положить, обобщая ф-лу (51) и аналогичную формулу для $\frac{\beta}{\rho}$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha}{\rho} &= f_1 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right) \\ \frac{\beta}{\rho} &= f_2 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right) \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Подставляем (58) в (57)

$$pd = \frac{\ln f_1 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right) - \ln f_2 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right)}{f_1 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right) - f_2 \left(\frac{E_{\text{пр}}}{\rho} \right)} \quad (59)$$

Поскольку мы предполагаем поле однородным, напряженность поля может быть положена равной

$$E_{\text{пр}} = \frac{U_{\text{пр}}}{d}, \quad (60)$$

где $U_{\text{пр}}$ — приложенное к электродам напряжение.

Заменяя в (59) E через $\frac{U}{d}$, мы получаем

$$pd = \frac{\ln f_1 \left(\frac{U_{\text{пр}}}{pd} \right) - \ln f_2 \left(\frac{U_{\text{пр}}}{pd} \right)}{f_1 \left(\frac{U_{\text{пр}}}{pd} \right) - f_2 \left(\frac{U_{\text{пр}}}{pd} \right)}. \quad (61)$$

Мы видим, что в ф-лу (61), связывающую пробивное напряжение, давление p и расстояние между электродами d , не входят в отдельности p и d , а только их произведение. Мы можем поэтому считать пробивное напряжение функцией одного только этого произведения:

$$U_{\text{пр}} = F(pd). \quad (62)$$

Ф-ла (62) является не чем иным, как уже раньше нами упомянутым законом Пашена (ср. стр. 267). Таким образом теория Тоунсенда позволяет вывести как следствие условия пробоя закон Пашена.

Экспериментальная проверка ф-лы (61) может быть проведена следующим путем. Из опыта берем $U_{\text{пр}}$, соответствующее некоторым p и d . Затем по кривым, связывающим $\frac{\alpha}{\rho}$, $\frac{\beta}{\rho}$ и $\frac{E}{\rho}$, находим α и β ,

соответствующие этим $U_{\text{пр}}$ и p . Подставляя найденные α и β в ф-лу (57), проверяем, поскольку она оправдывается.

Пусть $p = 1$ мм Hg, $d = 0,832$ см. Пробой воздуха при этих условиях происходит при 365 вольтах. Находим $\frac{E}{\rho} = \frac{U}{\rho d}$, оно равно 439.

Из рис. 173 находим, что для этого значения $\frac{E}{\rho}$, $\frac{\alpha}{\rho}$ равно для

воздуха 6,0. Поскольку $p = 1$ мм Hg, α также равно 6,0. Для β из рис. 174 находим значение $\beta = 0,03$. Подставим полученные значения α и β в правую часть ф-лы (57), мы должны получить численное значение равное d , т. е. расстоянию между электродами. Произведя вычисления, мы получаем 0,87, число очень близкое к выбранному нами d (0,832).

Несмотря на то, что выведенные Тоунсендом условия пробоя хорошо подтверждаются опытными данными, сам вывод следует считать принципиально неправильным. Именно он основан на предположении, что электрическое поле вначале однородное, остается таким же однородным до момента пробоя. Допущение это заведомо неправильно, так как в газовом промежутке не могут течь большие токи, характеризующие приближение пробоя, без того, чтобы поле не искажалось сильно объемными зарядами. То обстоятельство, что вывод Тоунсенда все же дает результаты близкие к истине, обуславливается тем, что значительное искажение поля объемным зарядом наступает лишь непосредственно перед пробоем, при напряжениях, отличающихся от пробивных всего лишь на несколько процентов. Искажение поля не может поэтому заметно снизить пробивных напряжений. Но оно может, как мы увидим дальше, весьма существенно влиять на другие величины, характеризующие процесс пробоя, например на длительность пробоя. Если оставаться на точке зрения чистой теории Тоунсенда, не учитывающей влияния объемных зарядов, то скорость раз-

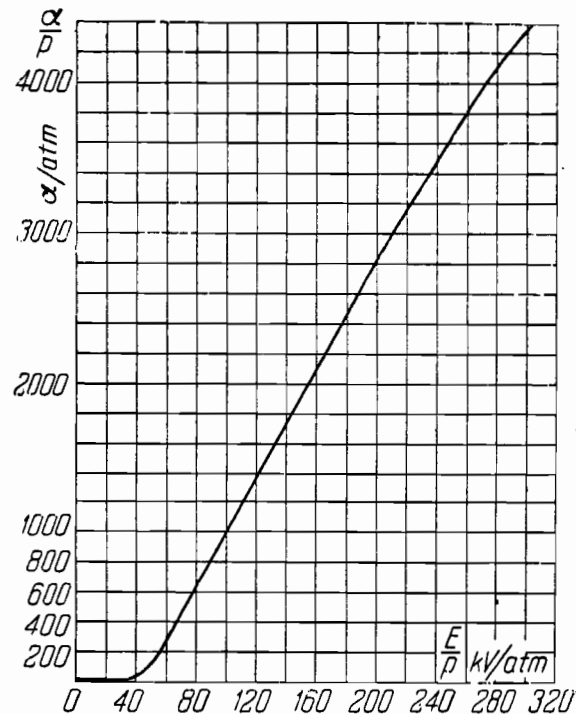


Рис. 177. Зависимость $\frac{\alpha}{\rho}$ от $\frac{E}{\rho}$ для воздуха при больших давлениях. (По Роговскому).

но оно может, как мы увидим дальше, весьма существенно влиять на другие величины, характеризующие процесс пробоя, например на длительность пробоя. Если оставаться на точке зрения чистой теории Тоунсенда, не учитывающей влияния объемных зарядов, то скорость раз-

вития пробоя получается в сотни раз меньшей, чем это следует из опыта.

б) Теория пробоя газов в неоднородном поле по Шуманну. Прежде чем переходить к вопросу о влиянии объемных зарядов при пробое газов, рассмотрим, как должен протекать пробой газа в случае неоднородного электрического поля. Соответствующее обобщение теории Тоунсенда было произведено Шуманном [109].

Предположим, что электродами являются два неравных по диаметру шара (рис. 178). Вырежем силовую трубку и пересечем ее двумя эквипотенциальными поверхностями, отстоящими друг от друга на расстоянии dx .

Расстояние от катода до сечения обозначим через x , причем саму ось направим вдоль силовой линии. Рассмотрим, как будут разви-

ваться ионизационные процессы в этой силовой трубке. Пусть число ионов одного знака, образующихся ежесекундно в результате ударной ионизации левее сечения, равно p , а число ионов, образовавшихся правее сечения, между сечением и анодом, равно q . Допустим далее, что начальная ионизация вызывается электронами, вырывающимися светом из катода, причем на нашу трубку их приходится n_0 .¹ Коэффициенты ионизации электронов и положительных ионов обозначим соответственно

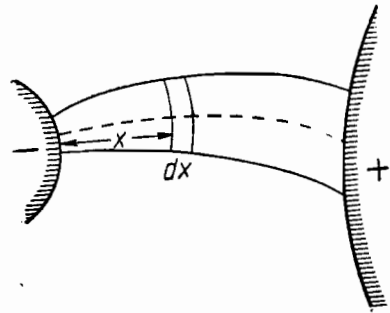


Рис. 178.

через α и β . При таких допущениях к нашей силовой трубке могут быть приложены ровно те же рассуждения, как в рассмотренном нами на стр. 278 плоском случае, и мы приходим к дифференциальному уравнению (ср. Ф-лу 40):

$$\frac{dp}{dx} = (n_0 + p)(\alpha - \beta) + n\beta, \quad (63)$$

где

$$n = n_0 + p + q = \frac{i}{q} \quad (64)$$

(i — сила тока в трубке, q — заряд электрона).

Поскольку электрическое поле у нас не является однородным и коэффициенты α и β зависят от напряженности поля, ур-ние (64) должно быть проинтегрировано в предположении, что α и β являются функциями координаты x .

Общее решение дифференциального уравнения (63) будет:

$$n_0 + p = A e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx} + e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx} \int_0^x n \beta e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx} dx, \quad (65)$$

¹ Предположение о том, что начальные электроны испускаются катодом, не нарушает общности вывода. Ровно те же условия пробоя получаются и в том случае, если допустить, что начальные электроны распределены объемно в газе.

где A — постоянная интегрирования. Введем для упрощения обозначения

$$e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx} = Z(x), \quad Z(0) = 1. \quad (66)$$

ур-ние (65) переписывается тогда

$$n_0 + p = AZ(x) + nZ(x) \int_0^x \beta Z(x)^{-1} dx. \quad (67)$$

Пограничные условия будут следующие:

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad n_0 + p &= n_0 \\ x=\delta, \quad n_0 + p &= n \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

Подставляем эти условия в (67) и получаем:

$$A = n_0 \\ n [1 - Z(\delta) \int_0^\delta \beta Z(x)^{-1} dx] = n_0 Z(\delta). \quad (69)$$

Решаем (69) относительно $n = \frac{i}{q}$

$$\frac{i}{q} = n = \frac{n_0 Z(\delta)}{1 - Z(\delta) \int_0^\delta \beta Z(x)^{-1} dx}. \quad (70)$$

Газ будет пробит, если ток станет бесконечно большим, т. е. если знаменатель ур-ния (70) сделается равным нулю.

Таким образом условием пробоя является равенство:

$$1 = Z(\delta) \int_0^\delta \beta Z(x)^{-1} dx. \quad (71)$$

Упростим это выражение. Именно

$$\frac{dZ(x)^{-1}}{dx} = \frac{d}{dx} e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx} = (\beta - \alpha) Z(x)^{-1}.$$

Далее

$$Z(0) = 1.$$

Следовательно

$$\int_0^x (\beta - \alpha) Z(x)^{-1} dx = \int_0^x \frac{dZ(x)^{-1}}{dx} dx = Z(x)^{-1} - 1$$

и

$$\int_0^\delta (\beta - \alpha) Z(x)^{-1} dx = Z(\delta)^{-1} - 1. \quad (72)$$

Если положить теперь

$$\int_0^{\delta} \alpha Z(x)^{-1} dx = 1, \quad (73)$$

то из равенства (72) следует

$$\int_0^{\delta} \beta Z(x)^{-1} dx = Z(\delta)^{-1} = \frac{1}{Z(\delta)}$$

или

$$Z(\delta) \int_0^{\delta} \beta Z(x)^{-1} dx = 1,$$

т. е. выведенное нами раньше условие пробоя (71). Равенство (71) можно поэтому заменить равенством (73) и условия пробоя, согласно (73), формулировать так:

$$\int_0^{\delta} \alpha Z(x)^{-1} dx = \int_0^{\delta} \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx} = 1. \quad (74)$$

Это условие мы и положим в основу дальнейших рассуждений.

Используем теперь тот экспериментальный факт, что в полях, не являющихся резко неоднородными, пробивные напряжения от полярности электродов не зависят. Так например, если взять в виде электродов два шарика разного диаметра, то пробивное напряжение будет одно и то же независимо от того, является ли меньший шарик положительным или отрицательным.¹ Зависимость от полярности появляется лишь в резко неоднородных электрических полях (игльчатые электроды, электроды, имеющие форму проволок малого диаметра), когда перед пробоем появляется корона, а также в случае малых давлений.

Посмотрим, что будет делаться с интегралом (74) при изменении полярности, т. е. если мы положим на рис. 178 левый электрод положительным, а правый отрицательным. Через наше сечение будут уже теперь идти слева направо положительные ионы, а справа налево электроны. Произведя для этого случая те же вычисления, как раньше (ср. стр. 288), мы убеждаемся, что приходим к тем же формулам, как раньше, с тем лишь изменением, что всюду на месте α стоит β и наоборот, на месте β α . Точно также и в условии пробоя α и β поменяются местами. Получившееся новое условие пробоя, вообще говоря, совсем не тождественно первоначальному, вследствие чего мы в праве ожидать при разной полярности отличных значений пробивных напряжений.

¹ Независимость от полярности получается конечно лишь в том случае, когда при изменении полярности само поле не меняется. Это правило может быть поэтому нарушено, если вблизи электродов имеются другие проводники (например опоры или стенки здания, имеющие погонный потенциал).

Следующая из опыта независимость от полярности может быть получена и аналитически лишь в том случае, если положить коэффициенты α и β пропорциональными друг другу. Пусть

$$\alpha = k\beta, \quad (75)$$

тогда условие пробоя (74) переменится так:

$$1 = \int_0^{\delta} k\beta e^{-(k-1)\int_0^x \beta dx} dx. \quad (76)$$

Положим

$$(k-1) \int_0^x \beta dx = y, \quad \frac{dy}{dx} = (k-1)\beta.$$

Пределом интегрирования является при $x=0$, $y=0$ и при $x=\delta$

$$y = (k-1) \int_0^{\delta} \beta dx.$$

Преобразуем интеграл (76)

$$1 = \frac{k}{k-1} \int_0^{(k-1)\int_0^{\delta} \beta dx} e^{-y} dy = \frac{k}{k-1} \left(1 - e^{-\int_0^{\delta} \beta dx} \right) \quad (77)$$

или

$$\int_0^{\delta} \beta dx = \frac{\ln k}{k-1}. \quad (78)$$

Подставляя вместо β $\frac{\alpha}{k}$, мы получаем аналогичное условие для α

$$\int_0^{\delta} \alpha dx = \frac{\ln k}{1 - \frac{1}{k}} = K. \quad (79)$$

Очевидно, что условия (78) и (79), которыми мы заменили общее условие (74), удовлетворяют нашему требованию и не меняются при перемене полярности. Именно $\int_0^{\delta} \beta dx$ и $\int_0^{\delta} \alpha dx$ равно числу новых ионов, созданных соответственно положительным ионом и электроном на всем пути между электродами, а это число может зависеть только от формы поля, расстояния между электродами и состояния газа, но не от полярности.

Согласно ф-ле (79) условие пробоя газа может быть сформулировано следующим образом. Пробой наступает тогда, когда электрон создает на всем пути между электродами некоторое вполне

определенное число новых электронов K . Число это не зависит совершенно от формы поля и расстояния между электродами, на него могут влиять лишь те факторы (например плотность газа), которые могут изменить отношение между α и β , т. е. между ионизирующим действием электронов и положительных ионов.

Применим ф-лу (79) для случая однородного поля. В однородном поле напряженность имеет всюду одно и то же значение, следовательно и α будет постоянным. Условие (79) переходит тогда в следующее:

$$\alpha \int_0^{\delta} dx = \alpha \delta = K. \quad (80)$$

Ф-ла (80) может быть проверена следующим образом. Возьмем ряд значений δ и определим для них по рис. 151 пробивные напряженности при атмосферном давлении. Найдем дальше из графиков, приведенных на рис. 175, 176 и 177, соответствующие этим напряженностям значения α . Произведение из найденного таким образом α и соответствующего расстояния δ должно быть по Шуманну величиной одинаковой для всех расстояний. Результаты такого ряда подсчета приведены в табл. 26.

Таблица 26.

δ_{cm}	$E_{пр} \text{ kV/cm}$	α	$\alpha\delta$
0,01	69	940	9,4
0,03	63,4	320	9,6
0,1	44,7	90	9,0
0,3	37,6	40	12,0
1	31,7	16,0	16,0
3	29,0	7,5	22,5
10	26,6	3,5	35

Требование Шуманна о постоянстве произведения $\alpha\delta$ оправдывается лишь при расстояниях между электродами меньших 1 см. При расстояниях больше 1 см правило это оказывается совершенно неприменимым.

В известных пределах правило Шуманна оказывается применимым и к неоднородным электрическим полям и дает правильную зависимость пробивного напряжения от конфигурации электрического поля.

Поскольку теория Шуманна является лишь обобщением теории Тоунсенда, против нее могут быть выдвинуты все те возражения, которые мы выдвигали против теории Тоунсенда. Основное возражение это то, что теория не учитывает тех искажений поля, которые вызывают образующиеся в результате ионизации объемные заряды. Поле вплоть до самого пробоя предполагается Шуманном чисто электростатическим, что наверняка неправильно. Все же, как мы видели, теория Шуманна приводит в известных пределах к правильным следствиям. Это обстоятельство должно быть объяснено тем, что

заметное искажение поля объемными зарядами начинается лишь при напряжениях, весьма близких к пробивным. В виду этого все рассуждения остаются правильными до напряжений, лишь незначительно отличающихся от пробивного, и, следовательно, и сама величина пробивного напряжения оценивается довольно точно.

Можно ожидать, что роль объемных зарядов будет незначительной при малых расстояниях между электродами, но сможет стать весьма существенной при больших расстояниях. И действительно, при малых δ те следствия, к которым приводит теория Шуманна (ср. табл. 21) выполняются хорошо, в то время как при больших δ они противоречат опыту. Правило Шуманна о постоянстве числа ионизирующих столкновений $\alpha\delta$ следует отнести не к самому моменту пробоя, а к его начальной стадии, когда поле еще заметно не искажено объемными зарядами.

§ 6. Роль объемного заряда при пробое газа. а) Скорость нарастания тока при пробое согласно теории Тоунсенда. Согласно теории Тоунсенда пробой является предельным случаем некоторого равновесного состояния, при котором через газ идет постоянный ионизационный ток. Ток этот тем больше, чем выше напряжение, и при напряжении, равном пробивному, ток становится бесконечно большим.

Предположим, что мы приложили к электродам напряжение, равное пробивному. Очевидно, что ток не может сразу стать равным бесконечности и даже просто очень большим, а что нарастание тска будет происходить лишь постепенно с некоторой конечной скоростью. В соответствии с этим процесс пробоя для своего завершения будут требовать некоторое время. Теория Тоунсенда в таком виде, как мы ее дали, о скорости, с которой развивается пробой, ничего не говорит.

Можно попытаться подсчитать скорость, с которой нарастает ток при пробое, исходя из строгих дифференциальных уравнений в частных производных, считая переменными координату и время. Этот путь однако очень сложен и уравнения не интегрируются точно до конца. Мы выберем поэтому здесь другой путь, по которому шел Роговский [126], менее строгий, но дающий ясное физическое представление о развитии процесса пробоя. Числа, к которым мы придем, будут во всяком случае правильны по порядку величины.

Разобьем весь процесс пробоя на ряд этапов, именно:

1. Первую электронную лавину, образованную имеющимися в искровом промежутке начальными электронами, идущую от катода к аноду.

2. Лавину положительных ионов, созданных при ионизации, идущую от анода к катоду и образующую на своем пути в результате ионизации некоторое количество новых электронов.

3. Вторую электронную лавину, создающуюся в результате ионизации этими новыми электронами.

4. Вторичную лавину положительных ионов, и т. д.

Хотя на самом деле эти этапы частично друг друга перекрывают, так например ионизация положительными ионами и электронами развивается одновременно, однако мы не совершим сколько-нибудь существенной ошибки, если разделим эти этапы, как мы это сделали.

Вместе с тем при таком разделении значение отдельных факторов, определяющих ход пробоя, особенно резко выступает.

Итак предположим, что мы резко приложили к искровому промежутку напряжение равное пробивному. Имеющиеся в газе между электродами электроны начинают перемещаться от катода к аноду, причем в результате ионизации на каждый начальный электрон в среднем создается число новых электронов, равное (ср. ф-лу 33)

$$\frac{e^{ad}-1}{ad} \sim \frac{e^{ad}}{ad}, \quad (81)$$

поскольку e^{ad} обычно много больше единицы, и такое же количество положительных ионов. Электронная лавина достигает наибольшей интенсивности у анода, в этом же месте преимущественно и происходит ионизация. Положительные ионы, образовавшиеся в результате ионизации, можно поэтому считать сосредоточенными главным образом у анода.

Следующая за электронной лавиной встречная лавина положительных ионов будет поэтому проходить почти все расстояние между электродами, причем каждый положительный ион создает в среднем число новых ионов и электронов, равное:

$$e^{\beta d} - 1 \sim \beta d, \quad (82)$$

поскольку βd может считаться величиной значительно меньшей единицы. Число новых электронов, приходящихся после прохождения отрицательной и положительной лавины на один начальный электрон, мы получим, если помножим (81) на (82). Это число k будет равно

$$k = \frac{e^{ad}}{ad} \beta d = e^{ad} \frac{\beta}{\alpha}. \quad (83)$$

Величину k назовем шагом ионизации. В зависимости от численного значения k мы получим или затухающий разряд или стационарный разряд или, наконец, пробой.

1) Пусть $k < 1$. В таком случае на один начальный электрон после первой пары лавин будет приходиться в среднем меньше одного нового электрона. Вторичная электронная лавина (третий этап) начнется поэтому при меньшем числе электронов в искровом промежутке, чем их было первоначально, и будет вследствие этого менее интенсивна. Разряд будет затухать.

2) Пусть $k = 1$. В этом случае на каждый начальный электрон будет приходиться в среднем после первых двух этапов пробоя по одному вторичному электрону. Вторая лавина начнется при том же числе электронов, как первая, и разряд примет стационарный характер.

3) Пусть $k > 1$. В этом случае вторая электронная лавина начнется при большем числе электронов, чем первая, разряд будет с каждой новой лавиной становиться все более и более интенсивным, пока не наступит пробой. Для того чтобы произошел пробой, необходимо, чтобы шаг ионизации был больше единицы.

При рассмотрении теории пробоя, данной Тоунсендом, мы уже указывали на то, что без допущения об ионизирующем действии положительных ионов пробой невозможен. Приведенные здесь рассуждения показывают, в чем именно заключается роль положительных ионов, именно они должны поставлять при ионизации такое количество новых электронов, чтобы каждая из последующих электронных лавин начиналась при большем количестве электронов, чем предыдущая.

Перейдем к вопросу о длительности пробоя. Допустим, что мы можем считать газ пробитым, когда текущий через него ток вырастает в 10^{10} раз, т. е. с начального значения (до ионизации) в $10^{-14} - 10^{-12}$ А до $10^{-4} - 10^{-2}$ А. Условие это равносильно тому, чтобы на каждый начальный электрон в результате действия ряда повторных лавин образовалось 10^{10} новых электронов.

Расстояние между электродами положим равным 0,01 см. Пробивная напряженность поля в случае такого искрового промежутка равна 96 кВ/см. Этой напряженности соответствует значение $\alpha = 940$, $\beta = 0,60$, согласно (83) шаг ионизации для этого случая равен

$$k = e^{9.4} \cdot \frac{0,6}{940} = 7,7.$$

Первая электронная лавина дает увеличение тока в

$$\frac{e^{ad}}{ad} = 1280 \text{ раз.}$$

Вторая электронная лавина дает увеличение тока в $1280 \times 7,7 = 9800$ раз,

n -ая в

$$1280 \times (7,7)^n \text{ раз.}$$

Полагая $n = 8$, мы получаем необходимое для пробоя увеличение тока в 10^{10} раз. Таким образом для того, чтобы пробой развивался до конца, нужно восемь отрицательных и восемь положительных лавин. Определив длительность развития каждой из лавин и просуммировав их, мы найдем и длительность всего пробоя.

Подвижность электронов можно положить равной 1000 см/сек/V/см. При напряженности поля в $9,6 \times 10^4$ В/см они будут лететь со скоростью равной примерно 10^8 см/сек. и пройдут все расстояние между электродами (0,01 см) в 10^{-10} сек. Таким образом время, необходимое для развития электронной лавины, очень мало.

Подвижность положительных ионов можно положить равной 1—5 см/сек/V/см. Возьмем среднее число 3. При том же поле, скорости передвижения положительных ионов и электронов будут относиться как их подвижности. Скорость положительных ионов получится равной $3,3 \times 10^5$ см/сек и расстояние между электродами они будут пробегать в $3,3 \times 10^{-7}$ сек. Для развития всех восьми лавин, необходимых для завершения пробоя, понадобится время, равное $2,7 \times 10^{-6}$ сек. Опыт дает значение длительности пробоя близким к только-что вычисленным (стр. 270). Таким образом в случае

малых искровых промежутков пренебрежение действием объемных зарядов является еще более или менее допустимым.

Увеличим искровой промежуток до 1 см. Пробивная напряженность при этом расстоянии равна 31,7 кВ/см. Предположим, что шаг ионизации при расстоянии в 1 см тот же, как при 0,01 см, т. е. равен 7,7. Это допущение наверняка неправильно, так как при переходе к большим расстояниям и сопровождающем этот переход уменьшении пробивной напряженности β убывает много быстрее, чем α , и следовательно должен уменьшиться и шаг ионизации k (ср. ф-лу 83). Вследствие того, что мы оцениваем шаг ионизации слишком высоким, длительность пробоя мы получим более короткой, чем она должна быть в действительности. Полагаем $\alpha = 16$, и, следовательно, αd также равно 16. Увеличение тока после первой лавины равно

$$\frac{e^{\alpha d} - 1}{\alpha d} = 6 \times 10^5 \text{ раз.}$$

После n -ой лавины увеличение тока будет равно:

$$6 \times 10^5 \times (7,7)^n.$$

Возрастание тока в 10^{10} раз мы получим, если положим $n = 5$. Временем пробега одной электронной лавины мы пренебрегаем. Для пробега одной лавины положительных ионов нужно время

$$\tau = \frac{1}{3 \times 3,2 \times 10^4} \sim 10^{-5} \text{ сек.,}$$

а для образования всех 5 лавин

$$\tau = 5 \times 10^{-5} \text{ сек.}$$

Эта длительность, как мы указывали, явно преуменьшена. Правильнее будет предположить, что $\tau \gg 10^{-4}$ сек. Это число уже находится в противоречии с опытом, который дает значение τ , близкое к 10^{-5} сек., т. е. в 10 раз меньшее.

Мы указывали на то, что взятый нами шаг ионизации 7,7 вероятно преувеличен. Для его учета необходимо точно знать значения β , а эти значения известны лишь приближенно. Если, как это сделал Роговский, считать шаг ионизации равным 2, то, как легко подсчитать, при искровом промежутке в 1 см число лавин, необходимых для пробоя, вырастет до 12, а время пробоя будет еще в 2,5 раза больше приведенного нами выше. Подсчеты приводят таким образом к следствию, что в случае пробоя газов при расстояниях, превышающих несколько миллиметров классическая теория Тоунсенда, не учитывающая роль объемного заряда, не может объяснить той скорости, с которой развивается процесс пробоя. Перейдем поэтому к рассмотрению вопроса о том, какую роль играет при пробое накапливающийся в искровом промежутке объемный заряд.

б) Искажения, вызываемые объемными зарядами в искровом промежутке, и их влияние на развитие ионизационного процесса. Вопрос о том, какую роль играют

объемные заряды при пробое газа, рассматривался рядом авторов: Роговским [126], Шуманном [127], Франком и Хиппелем [128], Лембом [129], Слепяном [130]. Мы будем здесь придерживаться преимущественно точки зрения, развиваемой первыми двумя авторами, считая ее наиболее проработанной.

Остановимся сначала на вопросе о том, какое искажение поля вызовет образующийся при ионизации объемный заряд. Это искажение будет различно в зависимости от того, будет ли пробой происходить при постепенно повышающемся постоянном напряжении или же при ударном наложении напряжения. В первом случае положительные ионы будут иметь достаточное время, чтобы переместиться в пространстве между электродами. Поскольку положительные ионы обладают много меньшей подвижностью, чем электроны, в искровом промежутке будет сосредоточен преимущественно положительный объемный заряд. На рис. 179 проведено вычисленное Шуманном распределение объемного заряда ρ и напряженности поля E в искровом промежутке перед пробоем. Как видно из рисунка, объемный заряд расположен широким слоем перед катодом. Около анода плотность заряда равна нулю. Что касается напряженности поля, то она имеет наибольшее значение около катода и спадает по направлению к аноду. Пробой, в своей окончательной стадии, начинается там, где напряженность поля имеет свое максимальное значение, т. е. у катода, и перемещается к аноду.

Совершенно иное искажение поля мы получаем в случае ударных напряжений. На этом случае мы остановимся подробнее, так как он представляет наибольший интерес и при нем наблюдается значительное расхождение между теорией Тоунсенда и опытными данными. При тех малых длительностях, которые характеризуют импульс (10^{-6} — 10^{-7} сек.), можно считать, что положительный объемный заряд вообще не успевает переместиться, а остается там, где он возникает вследствие электронной бомбардировки. Электроны за время порядка 10^{-6} — 10^{-7} сек. успевают уже пройти все расстояние между электродами и выйти из поля. В виду этого в поле будет сосредоточен исключительно положительный объемный заряд.

Распределение объемного заряда и напряженности поля в искровом промежутке в момент, когда первая электронная лавина достигла анода, приведена на рис. 180. Около анода еще сосредоточена отрицательная лавина, вследствие чего объемный заряд здесь отрицателен.

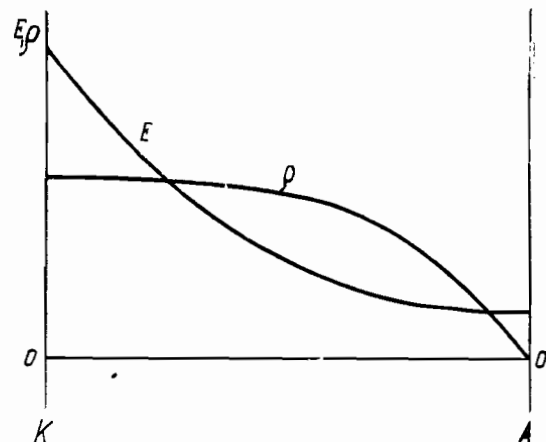
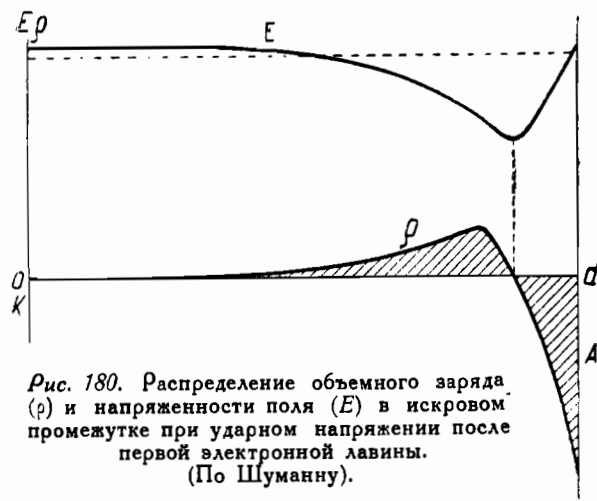


Рис. 179. Распределение объемного заряда (ρ) и напряженности поля (E) в искровом промежутке при постоянном напряжении. (По Шуманну).

Средняя часть поля заполнена сравнительно незначительным положительным объемным зарядом. Напряженность поля несколько повышена у самого анода, затем резко падает, доходит до минимума в области, где соприкасается положительный и отрицательный объемные заряды, и затем постепенно возрастает по направлению к катоду. Около катода она несколько увеличена.

После второй и следующих электронных лавин мы получаем распределение ρ и E , приведенные на рис. 181. Плотность положительного объемного заряда имеет максимальное значение около анода. Наоборот напряженность поля имеет высокое значение в широком слое у катода и падает до малых значений у анода. При каждой следующей лавине напряженность поля у катода все больше и больше



возрастает и может наконец значительно превысить напряженность поля при начале ионизации.

Обратимся теперь к вопросу о том, как будет влиять искажение поля на развитие ионизационного процесса. При рассмотрении этого вопроса мы будем руководствоваться соображениями, данными Роговским.

На первый взгляд может показаться, что всякое искаже-

ние поля, влекущее за собой местное увеличение напряженности, будет обязательно вызывать усиление ионизации. Однако это не так. При всяком искажении поля увеличением напряженности поля в одних частях компенсируется уменьшением напряженности в других частях. Таким образом ионизация в одной части поля будет усилена, в другой ослаблена, и еще вопрос, какое из этих двух явлений окажется преобладающим.

Рассматривая кривую, передающую зависимость коэффициента α от напряженности поля E (ср. рис. 177) мы видим, что при малых напряженностях (т. е. больших искровых промежутках) кривая имеет форму выпуклую к оси абсцисс, т. е. α при увеличении E ускоренно вырастает. Если мы представим себе искажение поля, грубо, таким, что в одной части поля напряженность уменьшена по сравнению с ее средним значением на величину ΔE , а в другой увеличена на ту же величину ΔE , то в части поля с увеличенной напряженностью ионизация увеличивается сильнее, чем она ослабнет в части поля с уменьшенной напряженностью. В результате искажения поля ионизация таким образом усилится. Отметим еще раз, что это следствие будет оправдываться при больших искровых промежутках.

В случае больших напряженностей кривая, передающая зависимость α

от E (рис. 177) будет уже своей выпуклостью направлена к оси ординат, т. е. α при возрастании E будет увеличиваться замедленно ($\frac{d^2\alpha}{dE^2} < 0$). Легко сообразить, что при предположенном нами иска-

жении поля в этом случае ионизация в местах с уменьшенной напряженностью поля будет сильнее ослаблена, чем она усилится в местах с увеличенной напряженностью поля. В результате искажения поля ионизация таким образом уменьшится. Это следствие будет оправдываться при малых расстояниях между электродами (больших E).

Анализ кривой, передающей зависимость коэффициента ионизации α от напряженности поля, приводит нас следовательно к выводу, что искажение поля будет благоприятствовать развитию пробоя лишь при сравнительно больших искровых промежутках δ . При малых δ объемный заряд вообще не будет в заметной степени накапливаться (иначе бы прекратилась ионизация), и сам пробой должен быть объяснен с точки зрения классической теории Тоунсенда. Переход от „малых“ расстояний к „большим“ происходит при той напряженности поля, при которой кривая $\alpha = f(E)$ (рис. 177) имеет касательную, проходящую через начало координат (α возрастает пропорционально E), т. е. около 240 кВ/см. Равную этой величине пробивную напряженность мы

имеем при искровых промежутках порядка нескольких сотых миллиметра. До таких расстояний теория Тоунсенда строго и оправдывается.

Развитие процесса пробоя при расстояниях между электродами больших 0,1 мм может быть описано следующим образом. Электрические лавины, как мы видели (ср. рис. 181), создают положительный объемный заряд около анода. Этот объемный заряд уменьшает напряженность поля у анода и увеличивает поле у катода. Картина получается такая, как если бы анод пододвигался к катоду. Вследствие увеличения поля у катода ионизация будет усиливаться, объемный заряд будет возрастать и все дальше и дальше распространяться к катоду, пока наконец все падение напряжения не будет приходиться на узкий слой около катода. Однако, как показал Роговский, одним лишь таким статическим действием положительных ионов пробоя объяснить нельзя. Положительные ионы должны также ионизовать. Это необходимо, во-первых, для того, чтобы создать достаточное количество новых электронов, которые бы давали следующие электрические лавины. Пользуясь терминологией Роговского, шаг импульса должен оставаться большим единицы. Во-вторых, как только средняя напряженность

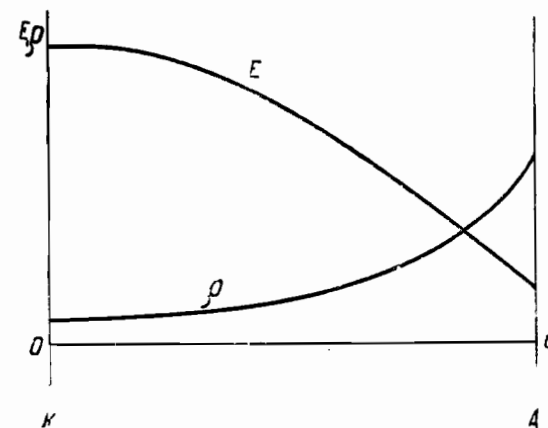


Рис. 181. То же, что рис. 180—только после второй и следующих электронных лавин. (По Шуманну).

поля в слое у катода, где, как мы предположили, сосредоточено все падение напряжения, превзойдет 200—250 кВ/см, дальнейшее искажение поля вызовет уже не увеличение, а уменьшение интенсивности ионизации. Напряженность поля в этом слое поэтому не может превзойти 250 кВ/см. Дальнейшее возрастание тока после этой стадии пробоя возможно лишь, если допустить ионизацию положительными ионами.

Таким образом для объяснения пробоя обязательно приходится вводить предположение об ионизирующем действии положительных ионов и о наличии положительной лавины.

Из приведенного нами на стр. 295 подсчета скорости развития пробоя по классической теории Тоунсенда следовало, что длительность пробоя определяется скоростью образования лавины положительных ионов. Вследствие малой скорости этого процесса для длительности пробоя получались числа много большие, чем их давал опыт. Наличие объемных зарядов значительно ускоряет пробой. В первых, из-за повышенной напряженности поля увеличивается скорость передвижения положительных ионов и уменьшается время их пробега между электродами. Во-вторых, что важнее, из-за увеличения поля возрастает интенсивность ионизации положительными ионами. Вследствие этого положительные ионы уже не должны для создания достаточного количества новых электронов пройти весь путь между электродами, а лишь малую часть его. Оба эти обстоятельства могут в несколько раз ускорить процесс образования положительных лавин. Во столько же раз сократится и время, необходимое для развития всего пробоя.

Численный подсчет показывает, что если принять во внимание действие объемного заряда, то длительность развития процесса пробоя при небольших перенапряжениях (2—5%) сокращается до 10^{-6} сек., т. е. до тех значений, которые дает опыт. Вместо прежних 5—10 лавин для пробоя здесь уже достаточно 2—3 лавин, перемещающихся к тому же в более сильном электрическом поле. При значительных перенапряжениях (20—50%) время пробоя может сократиться до 10^{-7} и даже 10^{-8} сек.

В случае больших расстояний между электродами (порядка десятков сантиметров) взаимное раскачивание электронных и ионных лавин вряд ли происходит. Новое обстоятельство, которое здесь добавляется, это то, что положительный объемный заряд здесь уже нельзя считать равномерно распределенным в плоскостях, параллельных электродам. Он сосредоточивается на сравнительно небольшом участке поверхности катода и оттуда растет в виде иглы к катоду. Вследствие своего расположения объемный заряд вызывает еще значительно большее искажение поля, чем при равномерном его распределении. Ионизационные процессы развиваются главным образом у вершины растущей из анода положительной иглы. Процесс этот мы подробно разберем при рассмотрении явления пробоя газа в неоднородных электрических полях.

§ 7. Пробоив газов в неоднородных электрических полях.

а) Роль объемного заряда при пробое газа в неоднородном электрическом поле. В однородном электрическом поле напряжение, при котором начинается ионизация,

начальное напряжение настолько близко к пробивному, что практически их можно считать совпадающими. Картина меняется, если мы перейдем к резко неоднородным электрическим полям. Здесь, как мы видели, пробивные напряжения могут уже лежать много выше начальных, причем в интервале между этими двумя напряжениями разряд проходит через стадии короны и кистевого разряда. Особенно большое значение приобретает здесь объемный заряд, образующийся в результате ионизации.

В интервалах напряжения между начальным и пробивным идет нарастание ионизационного тока, сопровождающее увеличивающуюся по интенсивности ионизацию. Поскольку этот интервал напряжений в резко неоднородных электрических полях велик и нарастание тока в этих полях идет лишь постепенно, несравненно медленнее, чем в однородном поле. Это видно из рис. 182 и 183, на которых приведена зависимость ионизационного тока от напряжения для электродов игла и плоскость (рис. 182, согласно данным Финкельштейн-Кукье [131]) и для цилиндрического конденсатора с внутренним цилиндром малого радиуса ($r=0,23$ см) (рис. 183 — согласно данным Ульманна [141]). В последнем случае при отрицательном внутреннем электроде токи несколько больше, чем при положительном.

В однородном электрическом поле зависимость тока от коэффициента ионизации α передавалась ф-лой (30)

$$i = i_0 e^{\alpha d}.$$

причем α в свою очередь зависит квадратично от напряженности (ср. 54)

$$\alpha = A (E - E_0)^2.$$

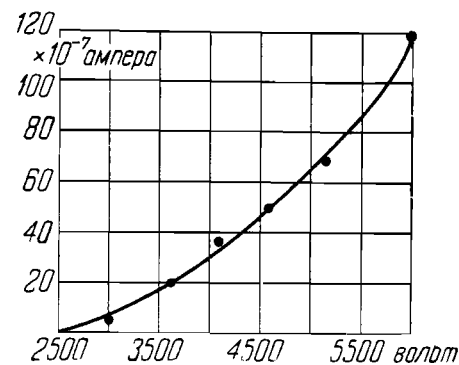


Рис. 182. Зависимость тока от напряжения для случая острого-плоскости. (По Финкельштейн-Кукье).

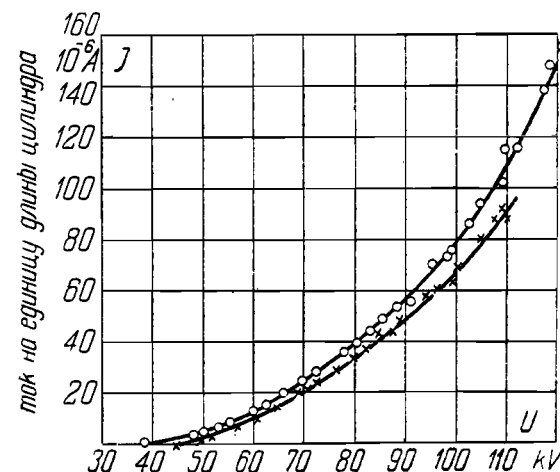


Рис. 183. Зависимость тока от напряжения для случая цилиндрического конденсатора

○ — провод отрицательный
+ — провод положительный
(По Ульманну).

Таким образом нарастание тока выражается ф-лой

$$i = i_0 e^{A(E - E_0)^2 d} \quad (84)$$

Формула эта справедлива до того момента, пока не начинают заметно ионизовать положительные ионы. После того как вступают в действие положительные ионы, увеличение тока при повышении напряжения становится еще более значительным.

В случае игольчатых электродов нарастание тока, как показали многочисленные опыты [131], [132] довольно точно может быть выражено формулой

$$i = AU(U - U_0). \quad (85)$$

К этой формуле приводит и анализ кривых, приведенных на рис. 182. В случае цилиндрических электродов нарастание тока идет примерно по закону

$$i = B(U - U_0)^n, \quad (86)$$

где $n = 1,7$.

U_0 в ф-лах (85) и (86) означает начальное напряжение.

Легко убедиться, что обе ф-лы (85) и (86) дают значительно более медленное увеличение тока с повышением напряжения, чем ф-ла (84). Различие это объясняется тем, что во-первых, в неоднородных полях ионизация происходит не во всем объеме, а преимущественно около электродов, где напряженность поля больше всего. Вследствие этого толщина ионизированного слоя d должна остаться малой. Второй причиной может явиться то, что напряженность поля из-за влияния объемных зарядов вырастает не пропорционально приложенному напряжению, а медленнее.

Наиболее резко влияние объемных зарядов сказывается при пробое газов между игольчатыми электродами. Случай этот был подробно изучен Марксом [133], который указал на то большое влияние, которое имеет полярность при пробое газа между иглами, и дал теоретическое толкование этому явлению.

На рис. 159 и 160 приведена зависимость пробивного напряжения от длины искрового промежутка, которая получается в случае электродов: две иглы и игла и плоскость при ударных напряжениях. Рис. 159 и 160 соответствуют импульсам различной длительности ($\tau = 10^{-6}$ и $\tau = 4 \cdot 10^{-3}$ сек), причем на рис. 159 (меньшая длительность) для сравнения приведены значения, соответствующие однородному электрическому полю. Как видно из рисунков, при несимметричных электродах в случае отрицательного острия пробивные значения лежат значительно выше, чем при положительном острие. Две иглы дают несколько более высокие значения, чем положительная игла и отрицательная пластина. Влияние полярности и формы электродов становится тем больше, чем длиннее искровой промежуток.

Чтобы объяснить влияние полярности, рассмотрим, как будут искажать поле объемные заряды, образующиеся в результате ионизации. Объемный заряд будет сосредоточен главным образом около острий, причем из-за малой подвижности положительных ионов по сравнению с электронами знак объемного заряда будет преимущественно *положительным*.

Предположим, что острие положительно (рис. 184). В этом случае положительный объемный заряд у острия будет *уменьшать* напряженность поля у острия. В пространстве между электродами будут находиться положительные ионы, идущие к катоду (пластине) из области ионизации, вследствие чего напряженность поля у пластинки будет увеличена. Распределение поля, имевшее первоначально вид, изображенный на рис. 184 сплошной чертой (кривая 0), примет вид, изображенный пунктиром (кривая 1 и 2). Легко убедиться в том, что такого рода перераспределение поля должно благоприятствовать распространению разряда, начавшегося у острия.

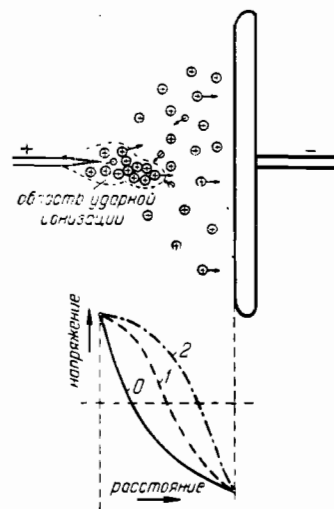


Рис. 184. Объемный заряд в случае ионизации газа при положительном острие. (По Марксу).

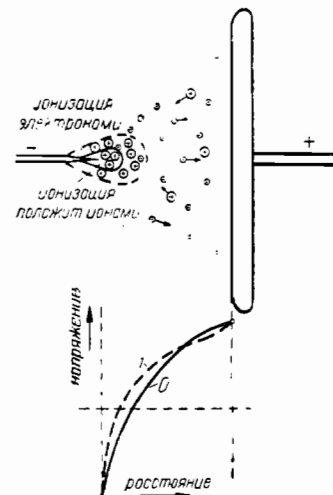


Рис. 185. То же, что рис. 184 — при отрицательном острие. (По Марксу).

Механизм распространения разряда будет следующим: около иглы, как указывалось, будет сосредоточен положительный объемный заряд, образующий как бы продолжение иглы по направлению к пластинке. У вершины объемного заряда, заполняющего область ионизации, поле будет резко усилено. В этом месте начнется ионизация, причем электроны быстро уйдут к острию, а положительные заряды, как мало подвижные, останутся на месте. Вершина положительного объемного заряда вследствие этого продвинется в сторону пластины. У вершины опять возникает ионизация, последует образование нового заряда, новое перемещение области ионизации в сторону пластины и т. д., пока разряд не дорастет до пластины.

Иначе будут протекать явления при отрицательном острие (рис. 185). У острия будет опять расположен положительный объемный заряд, около пластинки объемный заряд будет отрицательным, так как его будут создавать электроны, идущие к аноду (пластинке). Вследствие возникновения объемных зарядов напряженность поля у острия будет увеличена, в средних частях поля, наоборот, уменьшена (ср. рис. 185

внизу, где сплошной кривой изображено распределение поля до ионизации, пунктирной — после начала ионизации).

Перераспределение поля вызовет некоторое усиление ионизации около острия, но рост разряда от острия к пластине будет затруднен из-за уменьшения напряженности поля между электродами.

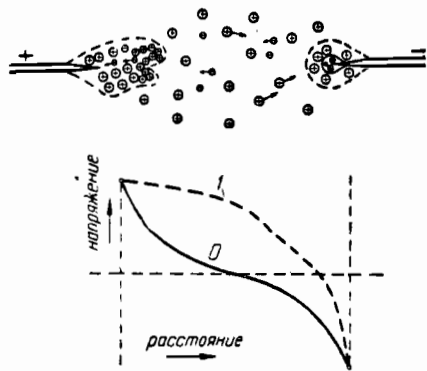


Рис. 186. То же, что рис. 184 и 185 — но при двух остриях. (По Марксу).

В случае двух острий (ср. рис. 186), объемный заряд вызовет резкое усиление поля у катода и ослабление поля у анода. Рассуждениями, подобными тому, которое мы приводили, рассматривая пробой системы игла-плоскость, можно показать, что разряд здесь будет распространяться от анода к катоду. Несколько более высокое значение пробивных напряжений при системе две иглы, чем при электродах положительная игла — плоскость объясняется тем, что начальное поле в первом случае менее неоднородно, чем во втором.

Рассмотренные здесь закономерности могут быть обобщены и на случай других неоднородных полей, например две параллельные проволоки малого диаметра и проволока против плоскости.

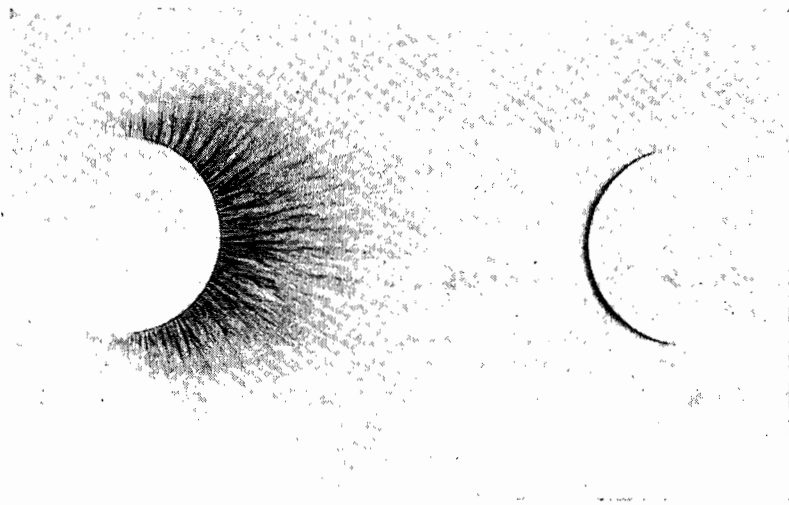


Рис. 187. Фотография развития разряда при импульсах в воздухе. Слева электрод положительный. Напряжение 40 kV.

Рассматривая явления пробоя в резко неоднородных электрических полях, мы пришли таким образом к следующим выводам:

1. При несимметричных электродах ионизация раньше возникает в том случае, когда электрод, обладающий меньшим радиусом кривизны, отрицательный. Следует это из того, что скапливающийся

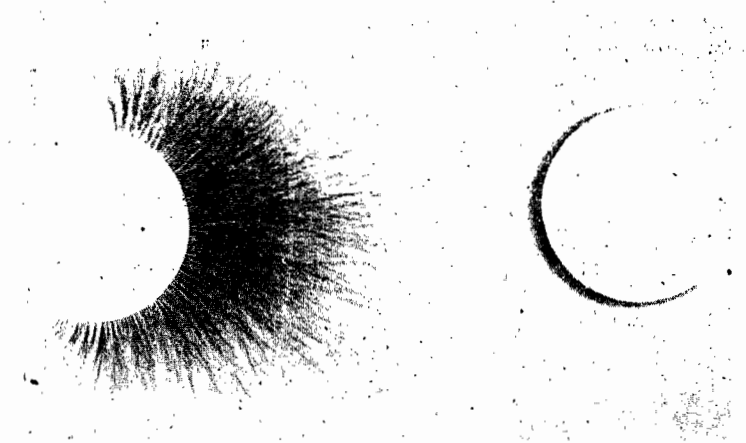


Рис. 188. То же, что рис. 187. Напряжение 47 kV.

объемный заряд увеличивает напряженность поля у отрицательного электрода, а у положительного ослабляет поле. При симметричных электродах по той же причине ионизация (корона) раньше начинается у отрицательного электрода.

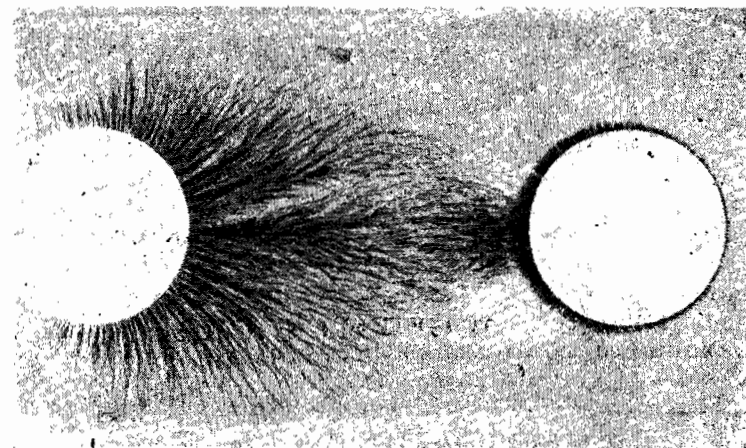


Рис. 189. То же, что рис. 188. Напряжение 52 kV.

2. При несимметричных электродах для распространения разряда создаются более благоприятные условия тогда, когда электрод,

имеющий меньший радиус кривизны, положительный. В этом же случае и пробивное напряжение будет лежать ниже.¹

б) Вид разрядов в неоднородном электрическом поле до пробоя. Помещая электроды на фотографическую пластинку или бумагу так, чтобы они прилегали к эмульсии (рис. 209а), и прилагая к электродам напряжение, можно сфотографировать разряды, распространяющиеся в газе перед пробоем. Ряд такого рода снимков, сделанных Л. Д. Инге и соответствующих постепенно возрастающим напряжениям, приведен на рис. 187—189. Снимки сделаны при ударном напряжении, причем левый электрод положительный. Они ясно

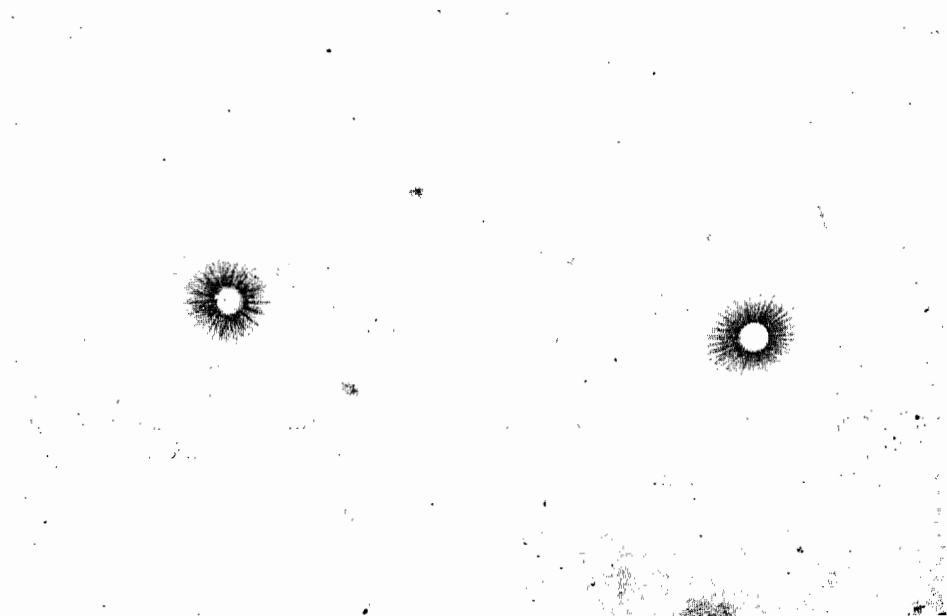


Рис. 190. Развитие скользящего разряда в воздухе при импульсах. Слева электрод отрицательный. Напряжение 17 kV.

показывают, насколько длина разрядов с положительного электрода больше чем с отрицательного. Отношение длины положительного и отрицательного разряда равно, примерно, 10—20. Отметим, что при напряжении, соответствующем рис. 189, пробой еще не произошел, хотя все пространство между электродами заполнено разрядами.

¹ В случае полей, близких к однородным, при несимметричных электродах, изменение полярности, как указывалось (стр. 290), на величине пробивного напряжения не отражается. При увеличении неоднородности поля появляется влияние полярности, причем пробой будет происходить раньше тогда, когда меньший электрод отрицательный. Эффект этого незначителен и объясняется тем, что у отрицательного электрода, как указывалось, ионизация появляется раньше, чем у положительного. При дальнейшем увеличении неоднородности поля появляется описанный выше эффект полярности.

Более внимательное рассмотрение структуры положительного и отрицательного разряда показывает, что они существенно различны. Для отрицательного разряда характерна прямолинейность пути и отсутствие разветвлений. Наоборот положительные разряды сильно ветвятся и неправильны. Еще резче выступает эта разница, если расположить электроды так, чтобы и отрицательный разряд мог бы получить значительное развитие. Для этого удобнее всего взять большой нижний электрод (рис. 209d), положить на него фотографическую пластинку или бумагу эмульсией кверху и поместить сверху маленький электрод. В этом случае фотографируются поверх-

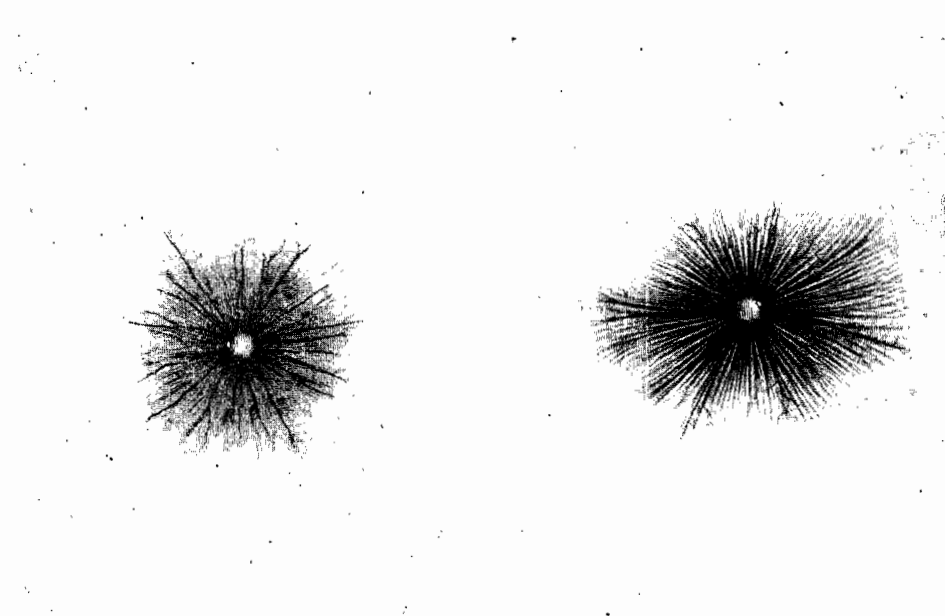


Рис. 191. То же, что рис. 190, но напряжение 27 kV.

ностные разряды, являющиеся разрядами в слое газа, прилегающем к пластинке. Ряд соответствующих снимков, выполненных Л. Д. Инге, приведен на рис. 190, 191 и 192, причем левые снимки соответствуют отрицательному малому электроду, а правые — положительному. На фотографиях хорошо видны характерные для отрицательных разрядов мало искривленные неветвящиеся участки, имеющие форму секторов, и сильно ветвящиеся пути, соответствующие положительному разряду.

Резкие черные линии, хорошо видные на рис. 191 и 192, являются следами „скользящих искр“ (Gleitfunken) второй формы разряда, появляющейся в случае поверхностных разрядов при больших напряжениях.

Различный вид положительного и отрицательного разряда может быть, согласно Марксу [133] и Теплеру [134], объяснен следую-

щим образом: остановимся сначала на случае двух параллельных электродов, стоящих на пластинке с одной стороны (рис. 209а). В этом случае поле направлено параллельно поверхности пластинки и заряд может свободно перемещаться вдоль поверхности. Отдельные нити отрицательного разряда являются теми путями, по которым летят ионизируя отбрасываемые от катода электроны. Отлетев на некоторое расстояние от катода и попав в более слабое электрическое поле, электроны утрачивают возможность ионизовать. Путь, по которому шел разряд, оказывается заполненным положительным зарядом, вслед-

зующих электронов. Область ионизации находится у вершины положительной нити в месте, где напряженность поля резко увеличена, и перемещается к катоду вместе с ростом разряда.

При росте разряда может оказаться, что в области ионизации у его вершины будет не одно, а несколько направлений, в которых возможна ионизация. В этом случае разряд разветвляется, причем новые пути образуют острый угол, направленный своей вершиной к аноду, от которого шел разряд. Таким образом весь положительный разряд явится совокупностью большого числа нитей, ветвящихся под острыми углами.

Принципиально те же соображения могут быть высказаны и по отношению к поверхностным разрядам, фотографии которых приведены на рис. 190—192. Разница заключается лишь в том, что в этом случае поле уже не тангенциально к поверхности, а имеет значительную составляющую, нормальную к поверхности. Ввиду этого к поверхности будут прижиматься заряды, одноименные с тем полюсом, от которого они двигаются, т. е. у анода к пластинке прижимается положительный заряд, и у катода — отрицательный, в то время как при свободном газовом разряде и у катода и у анода был сосредоточен положительный объемный заряд. Вследствие этого, при отрицательном поверхностном разряде, накапливающиеся при ионизации положительные заряды, препятствующие росту разряда, будут частично или полностью нейтрализованы отрицательным поверхностным зарядом, длина отрицательных разрядов R_- будет значительно больше, чем в случае свободного газового разряда, приближаясь к длине положительного разряда R_+ . Для воздуха при поверхностном разряде

$$\frac{R_+}{R_-} \sim 2.$$

Отметим, что в случае электроотрицательных газов, т. е. газов, обладающих большим сродством к электрону, длина положительного и отрицательного разряда сравнивается. В некоторых из газов, например в углекислом газе CO_2 , длина отрицательного разряда становится даже больше, чем положительного. Объясняется это явление тем, что в электроотрицательных газах электрон склонен прилипать к молекуле, образуя с ней отрицательный ион, обладающий малой подвижностью и ионизирующей способностью. Вследствие этого в электроотрицательных газах значительные пробеги электронов невозможны, исчезает разница в подвижностях положительных и отрицательных зарядов и не имеется уже никаких оснований к тому, чтобы положительный и отрицательный заряд существенно отличались.

При повышении напряжения выше начального в некоторый момент на корону начинает налагаться кистевой разряд, соответствующий в случае поверхностных разрядов упомянутым нами скользящим искрам. Превышение напряжения кистевого разряда над начальным напряжением зависит от формы электродов. Она, вообще говоря, тем больше, чем резче неоднородность электрического поля.

Характерным для кистевого разряда является наличие искр, которые могут пробегать значительную часть расстояния между электродами — но не доходят до противоположного электрода. Механизм

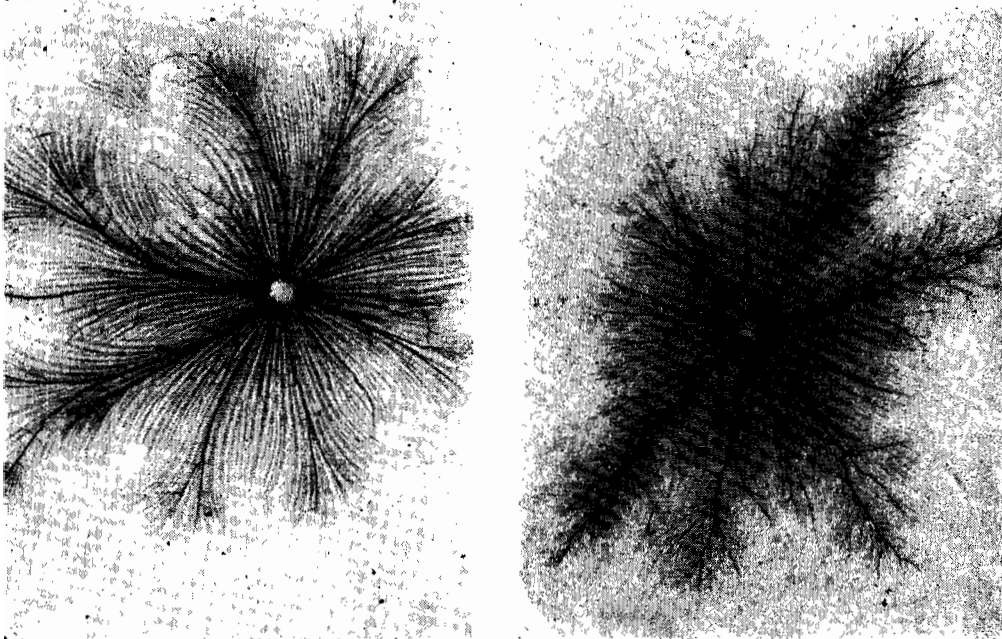


Рис. 192. То же, что рис. 190 и 191, но напряжение 35 kV.

ствие чего поле около самого электрода (катода) будет усилено у конца разряда — ослаблено. Новый разряд не может поэтому возникнуть у конца пути прежнего разряда, а лишь у поверхности электрода, откуда он и распространяется прямолинейно по силовой линии. Поскольку вдоль прежнего пути поле из-за положительного объемного заряда ослаблено, новый разряд пойдет не по тому пути, а ляжет рядом со старым. Весь отрицательный разряд в совокупности будет поэтому иметь вид веера, состоящего из более или менее широких секторов, отделенных светлыми промежутками (места, где разряд отсутствовал).

Совершенно иначе протекает распространение положительного разряда. Как мы видели, рост разряда этого знака определяется продвижением от анода к катоду положительного объемного заряда, положительной иглы, в направлении обратном движению иони-

распространения отдельных искр при кистевом разряде вероятно близок к тому, которым мы объяснили распространение отдельных нитей коронного разряда. Существенной разницей является однако то, что в то время как у короны характеристика положительная, т. е. для увеличения силы тока в короне необходимо повышение напряжения, для кистевого разряда видимому характеристика отрицательная, т. е. увеличению силы тока в канале искры может соответствовать уменьшение падения напряжения вдоль пути искры. По своему характеру кистевой разряд таким образом близок к искре, обладающей, как известно, отрицательной характеристикой, и является незаключенным пробоем газа, прерванным в процессе своего образования.

с) **Защитное действие острых краев.** При больших расстояниях между электродами (порядка десятков м и м) и, соответственно, высоких напряжениях преобладающей формой разряда перед пробоем является кистевой разряд, делающий чрезвычайно неприятной работу при напряжении в 300 — 400 kV и выше. На первый взгляд можно было ожидать, что особенно пагубно будут действовать острия и острые края, и что именно с них и начинается образование кистей. Опыт показывает как раз обратное, именно кистевой разряд начинается обычно не с острия, а с частей электродов, обладающих большим радиусом кривизны. Можно сказать больше, острия обладают определенным защитным действием, именно с электрода, снабженного острием, или, лучше, острым диском, кистевой разряд начинается позднее, чем с гладкого электрода. Пробивное напряжение лежит также в первом случае выше, чем во втором. Эффект этот уже сейчас используется в технике высоких напряжений, именно для повышения пробивных напряжений ставятся так называемые коронирующие электроды, форма которых подбирается так, чтобы они давали корону уже при низких напряжениях. Этим способом удастся уничтожить кистевую форму разряда и корона непосредственно переходит в искру. Пробивное напряжение при применении коронирующих электродов может быть повышено в $1\frac{1}{2}$ — 2 раза (ср. Швец и Архангельский [135]).

Защитное действие острых краев может быть легко объяснено, если принять во внимание то искажение поля, которое вызывают образующиеся при короне объемные заряды. В случае переменного напряжения технической частоты, при котором коронирующие электроды обычно применяются, будет иметься достаточно времени для того, чтобы как отрицательный, так и положительный объемные заряды вышли из области короны и заполнили пространство между электродами. При этом электроны, попав вне области короны в сравнительно слабое электрическое поле, будут быстро прилипать к молекулам, образуя отрицательные ионы. Вследствие этого подвижности положительного и отрицательного объемного заряда вне области короны будут примерно одинаковы.

За пределами короны будет сосредоточен объемный заряд, имеющий тот же знак, как коронирующий электрод, так как ионы знака, обратного коронирующему электроду, двигаясь к коронирующему электроду, вообще за пределы короны выйти не могут. Легко убедиться в том, что расположенный вне короны объемный заряд будет выравнивать поле, стремясь его приблизить к однородному. Вследствие этого перераспределения поля пробивные напряжения будут повышены, в пре-

деле приближаясь к тем, которые получаются в однородном электрическом поле при данном расстоянии между электродами.

Для того чтобы коронирующий электрод хорошо действовал, необходимо, чтобы создающийся из-за короны объемный заряд возможно лучше заполнял поле. Точечный источник ионов, острие иглы, обычно не дает достаточного числа ионов. Лучше, как это делали Швец и Архангельский, снабдить электрод острым диском, или, в случае линейного электрода (цилиндра), натянуть параллельно электроду ряд тонких проволок.

Защитное действие острых краев исчезает при ударных напряжениях. Причину следует искать в том, что при ударных напряжениях объемный заряд не успевает выравнять поля.

d) Молния как частный случай газового разряда. Одним из интересных для техники, часто встречающимся случаем газового разряда является молния — искровой разряд большой длины, происходящий в облаке или между облаком и землей. Теория молнии была развита Симсоном [136] и сводится к следующему. Совершенно ошибочно часто высказываемое предположение, что облако можно считать заряженным проводником. Проводящими являются лишь капельки воды, из которых состоит туман, образующий облако, но сам туман даже лучший изолятор, чем воздух. Заряд облака является таким образом объемным и само облако может быть заряжено в разных частях зарядами различного знака, как это обычно и бывает. Пусть в облаке между областью, заполненной положительным зарядом, и областью заполненной отрицательным зарядом, создалось такое поле, что превзойдена начальная напряженность воздуха. Тогда в этом месте в воздухе начнется ионизационный процесс и образуется разряд, имеющий вид канала (рис. 193а).

Вследствие своей большой подвижности электроны будут быстро уходить из канала и, уходя влево в область положительного объемного заряда, нейтрализуют его. Канал останется положительно заряженным, причем у его правого конца, обращенного к области отрицательного заряда напряженность поля будет резко увеличена (рис. 193б). Это вызовет дальнейшее распространение области ионизации вправо, новое образование положительного объемного заряда в канале, и разряд в виде положительной иглы будет расти все дальше. Теория Симсона, как мы видим, в точности совпадает с теорией роста

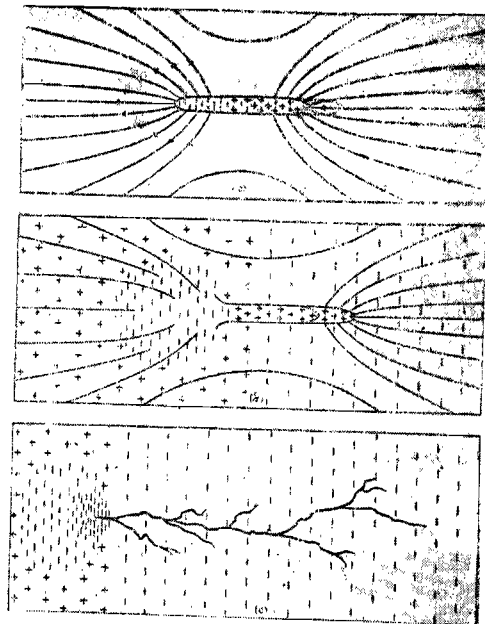


Рис. 193. Развитие разряда в случае молнии. (По Симсону).

разряда, данной Марксом, с той только разницей, что рост разряда начинается не от электрода, а внутри газового объема.

Точно так же будет распространяться молния и между облаком и землей, если облако заряжено положительно, а земля несет соответствующий индуктированный отрицательный заряд. Направление роста разряда будет при этом от облака к земле. В случае если заряд облака будет отрицательным, рост разряда из облака уже невозможен. Молния начнется у положительного полюса, т. е. у земли, откуда она распространится вверх к облаку. На рис. 194 приведена фотография молнии в случае положительного облака. Молния имеет

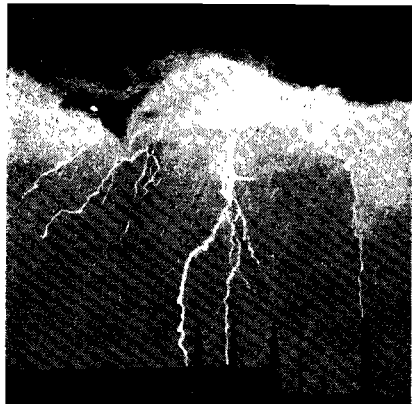


Рис. 194. Фотография молнии в случае положительного облака.
(По Симсону).

типичный вид положительного разряда, ветвящегося в направлении катода, т. е. земли. Вид молнии при отрицательном облаке приведен на рис. 195. Характерен для этого

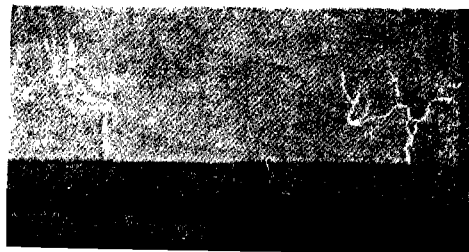


Рис. 195. То же, что рис. 194—облако отрицательно.
(По Симсону).

рода молнии толстый ствол, ветвящийся кверху, к отрицательному облаку, являющемуся катодом.

При грозах чаще всего наблюдаются молнии, происходящие внутри самого облака между частями его, несущими положительный и отрицательный объемный заряд. В случае ударов в землю несравненно более опасной является молния при отрицательном облаке. В этом случае разряд, ветвящийся кверху, сконцентрирован сильнее всего у земли и может здесь причинить наибольшие разрушения. Кроме того, начинаясь от земли с каких-либо возвышений, создающих неоднородность электрического поля, молния в случае отрицательного облака легче всего поражает деревья и строения.

§ 8. Корона на проводах. а) Значение объемных зарядов при короне. Если взять в виде электродов два параллельных провода, поместить их на расстоянии большого по сравнению с их диаметром и постепенно повышать приложенное напряжение, то разряд, как уже указывалось в § 2 этой главы, пройдет через все свои последовательные стадии. Именно при некотором начальном напряжении U_n , зависящем от диаметра провода, расстоянии между проводами и плотности воздуха начнется корона; при дальнейшем повышении напряжения диаметр короны будет расти в первом приближении линейно с напряжением. Затем начнется

кистевой разряд, который в свою очередь при напряжении, значительно превышающем начальное, перейдет в искру. Формулы для вычисления начальных напряжений приведены в § 2 этой главы (ср. ф-лы 11—15); там же даны кривые, передающие зависимость пробивного (искрового) напряжения от расстояния между проводами. Мы этих данных здесь повторять не будем, а попытаемся дать картину тех процессов, которые происходят в короне.

Поскольку корона является разрядом в резко неоднородном электрическом поле, к ней могут быть приложены все те рассуждения, которые были высказаны в прошлом параграфе относительно разряда при иглах. Отметим только, что корона обычно изучается при напряжениях близких к начальному так, что ее следует сравнивать с начальными стадиями разряда при остриях.

В случае постоянного напряжения у отрицательного провода будет скапливаться положительный объемный заряд. Этот заряд будет усиливать напряженность поля у поверхности провода и этим самым усиливать корону. Если поверхность проволоки, как это обычно бывает, шероховатая, то корона растет у выступов. Возникающий положительный объемный заряд будет еще больше усиливать корону в этих местах. Мы в праве поэтому ожидать, что корона разобьется на ряд светящихся точек, соответствующих местам, где на проволоке имеются выступы.

В случае положительного провода около поверхности провода из-за малой подвижности положительных ионов по сравнению с электронами также преимущественно будет сосредоточен положительный объемный заряд. Этот заряд уменьшает напряженность поля у поверхности провода и ослабляет корону. В случае шероховатой проволоки отдельные выступы не будут иметь существенного значения, так как возникающая около них корона будет погашена образующимся положительным разрядом. Мы в праве поэтому ожидать на положительном проводе корону менее интенсивную чем на отрицательном проводе и равномерно покрывающую весь провод.

В случае переменного напряжения технической частоты процесс ионизации за полпериода будет успевать полностью развиваться, и мы в праве ожидать такого же вида короны, как при постоянном напряжении. Чтобы заметить и при переменном напряжении эффект полярности, следует поставить опыт так, чтобы видеть провод лишь при одной какой-либо полувольте, положительной или отрицательной. При обычном наблюдении положительный разряд наложится на отрицательный, и мы получим лишь некоторую среднюю картину. На рис. 196 приведены фотографии короны по Пику [110], которые соответствуют различной полярности проводов, указанной на фотографиях. Те заключения о виде короны, к которым мы пришли на основе теоретических соображений, таким образом вполне подтверждаются опытом.

При напряжениях, значительно превышающих начальное, когда диаметр короны становится большим, влияние полярности может измениться. Напомним, что в резко неоднородных электрических полях условия для распространения положительного разряда более благоприятные, чем для отрицательного. В виду этого при напряжениях

много больших U_n диаметр положительной короны может стать большим, чем диаметр отрицательной короны.

Рассмотрим внимательнее, какое значение будут иметь объемные заряды, образующиеся в результате ионизации при переменном напряжении. Напряженность поля достигает значения, достаточного для ионизации ($\sim 30 \text{ kV/cm}$) лишь около поверхности проволоки. В осталь-

поэтому рассматривать в отдельности процессы, происходящие около каждого из проводов, считая, что процессы, происходящие около другого провода, на них не влияют.

Распределение объемного заряда в момент полного развития ионизации приведено на рис. 197а. У отрицательного провода в области ионизации (область, ограниченная на рис. 197а пунктирной чертой)

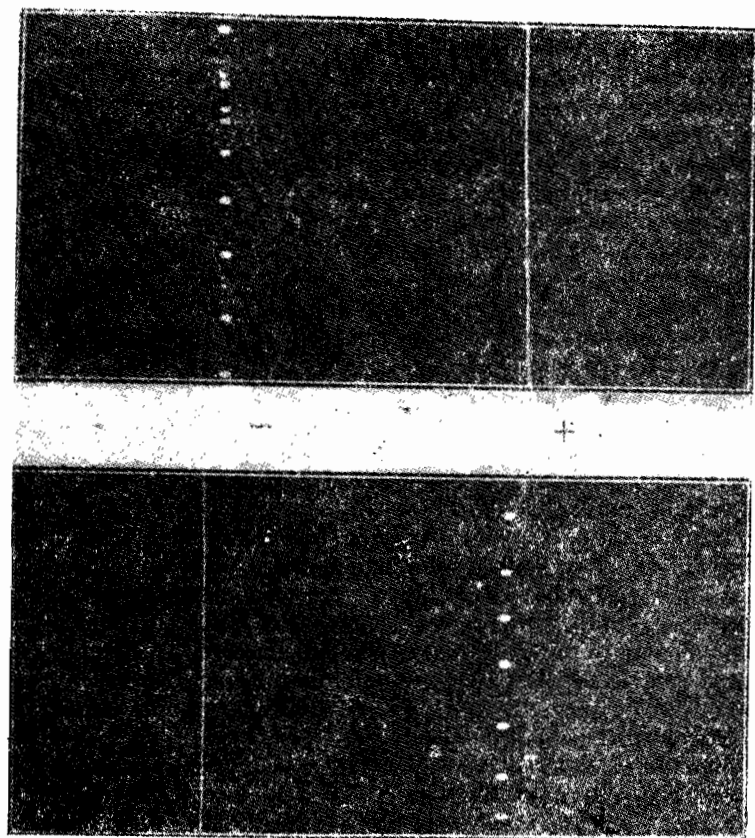


Рис. 196. Фотография короны на параллельных проводах. Наверху правый провод положителен, левый отрицателен. Внизу обратная полярность. (По Пику).

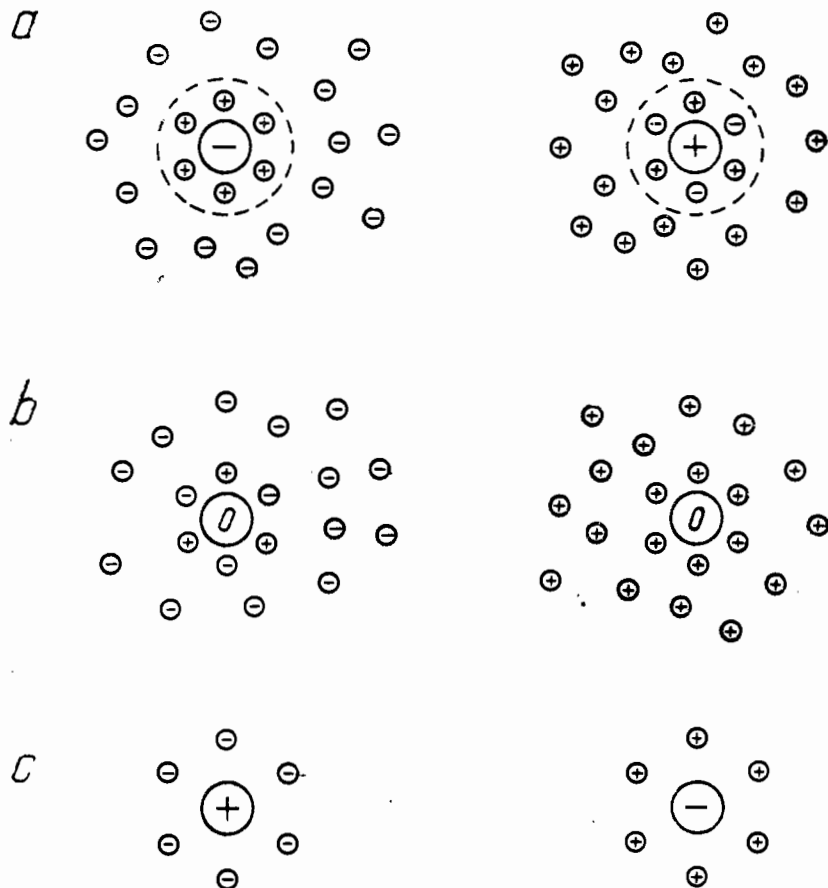


Рис. 197. Распределение объемного заряда в короне переменного тока при разных фазах напряжения.

ном объеме поле в среднем не превосходит нескольких тысяч вольт на см. Подвижность положительных и отрицательных ионов порядка 1 см/сек/V/см . Наличие электронов вне области ионизации мало вероятно, так как электроны будут быстро прилипать к молекулам, образуя отрицательные ионы. Скорость перемещения объемных зарядов должна быть поэтому не большей, чем $5 \times 10^3 - 10^4 \text{ см/сек}$.

За время полупериода (0,01 сек.) заряды пройдут следовательно путь в 10—100 см. Обычно расстояние между проводами порядка нескольких метров. Этот путь ионы не успеют пройти. Мы в праве

сосредоточен положительный объемный заряд, вне области ионизации — отрицательный, ионный, перемещающийся к аноду. Вокруг положительного провода в области ионизации сосредоточен также избыточный положительный объемный заряд. Вне области ионизации около положительного провода объемный заряд также положителен.

В момент перехода напряжения через нуль поле между проводами не исчезает, но, вследствие действия оставшихся объемных зарядов, направлено так же, как при окончившейся полуволне. Заряды перемещаются навстречу друг другу, ток имеет то же направление, как раньше. Около левого провода отрицательные заряды частично ней-

гализуют скопившийся там за истекшую полуволну положительный объемный заряд (рис. 197b).

При дальнейшем повышении напряжения положительным уже будет левый провод, а отрицательным правый. В момент нового начала ионизации около проводов (см. рис. 197c) сосредоточен заряд знака противоположного электроду. Вследствие этого напряжение, при котором возобновляется ионизация, будет несколько понижено по сравнению с нормальным начальным напряжением, соответствующим полю, не искаженному объемными зарядами. Объемные заряды начинают двигаться в обратном направлении, стремясь к той проволоке, которую они окружают. Ионы, вылетающие из области ионизации, одноименные с электродом, т. е. положительные у левого провода и отрицательные у правого, будут нейтрализовать объемный заряд, оставшийся от предыдущей полуволны. Минимальная плотность объемного заряда будет достигнута вскоре после возобновления ионизации.

Таким образом плотность объемного заряда не будет равна нулю в момент перехода напряжения через нуль, а в момент, сдвинутый по

отношению к нему на угол, лежащий между 0 и $\frac{\pi}{2}$. Движение самого объемного заряда и ток короны будут также отставать на некоторый угол от напряжения. Это соображение о движении объемного заряда было качественно подтверждено опытами Кароля и Райана [137].

Наличие ионизации должно найти отражение в кривой тока, текущего между проводами. Несколько осциллограмм тока и напряжения, снятых при различных напряжениях, приведены на рис. 198. До начала короны ток, текущий между проводами, является чисто емкостным и сдвинут по отношению к напряжению на угол $\frac{\pi}{2}$. При неко-

тором начальном напряжении (рис. 198, сверху) в момент, когда отрицательная полуволна напряжения достигает своего амплитудного значения, на кривой тока появляется зубец, соответствующий началу ионизации. При положительной полуволне напряжения еще никакой ионизации не заметно. Таким образом высказанное нами в начале параграфа утверждение, что корона на отрицательном проводе должна начинаться раньше, чем на положительном вполне подтверждается опытом.

При увеличении напряжения бросок тока появляется и при положительной полуволне напряжения (см. рис. 198 по середине), а начало ионизации несколько сдвигается вперед и происходит в момент, когда напряжение еще не достигло своего амплитудного значения. Еще более заметным делается этот сдвиг при относительно высоком напряжении, когда корона уже достигла заметной интенсивности (рис. 198c). Положительный ток здесь уже становится большим отрицательного, эффект полярности меняется на обратный, обстоятельства, на которое мы уже указывали в этом параграфе.

б) Потери при короне. Максимальное значение тока короны, определяемое скоростью изменения плотности объемного заряда со временем $\frac{d\rho}{dt}$ будет иметь максимум близко к тому моменту, когда сама плотность ρ переходит через нуль. Поскольку этот момент сдвинут

относительно напряжения на угол меньший $\frac{\pi}{2}$, ионизационный ток короны может быть разложен на две составляющих: одну I'_a , сдвинутую относительно напряжения на $\frac{\pi}{2}$, увеличивающую емкость системы, и другую, находящуюся в фазе с напряжением I''_a и вызывающую появление потерь $I''_a U$. В том, что ионизационный ток должен иметь

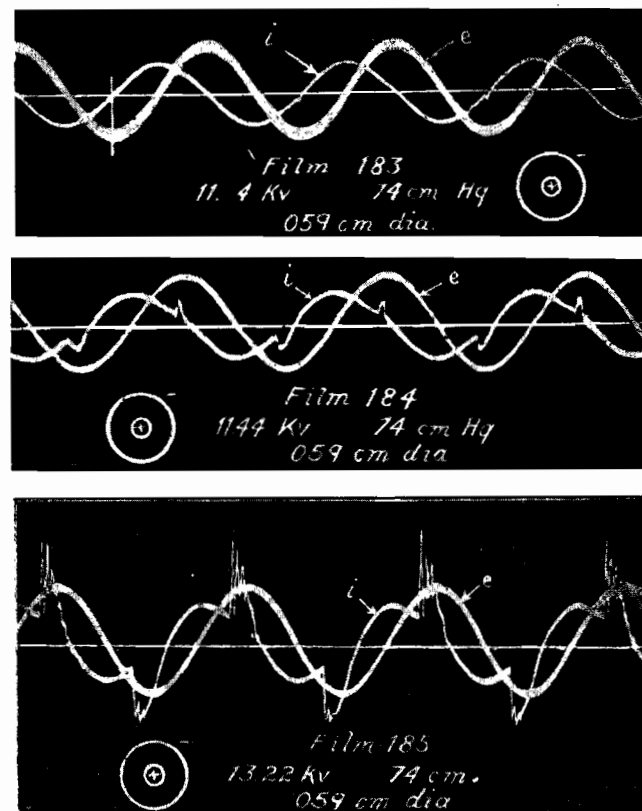


Рис. 198. Осциллограммы короны при разных напряжениях. (По Пику).

активную слагающую, можно убедиться, рассматривая осциллограммы, приведенные на рис. 198.

Теория потерь короны, исходящая из описанного нами перемещения объемных зарядов, была развита Хольмом [138]. Теория эта, основанная на ряде более или менее вероятных допущений, приводит для двух цилиндрических параллельных проводов к следующей формуле, отнесенной к температуре в 20° и давлению в 760 мм Hg.

$$W = \frac{6.56}{9 \cdot 10^5} f U_{eff} (U_{eff} - U_{cr}) \left(\frac{1}{\ln \frac{d}{l}} - \frac{1}{\ln \frac{d}{a}} \right) \text{ kW км,} \quad (87)$$

где U_{eff} — половина приложенного напряжения (фазовое напряжение), U_n — начальное напряжение, равное

$$U_n = m a \ln \frac{d}{a} \cdot 21,1 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{a}} \right) \text{ kV}_{\text{eff}}, \quad (88)$$

d — расстояние между центрами проводов, a — радиус проводов, f — частота, m — коэффициент неоднородности поверхности.

Величина l равна среднему расстоянию ионов от центра провода в момент максимального значения напряжения и может быть вычислена по формуле:

$$l^2 = \frac{3U_{\text{eff}} 10^{-8}}{2\sqrt{2} \ln \frac{d}{a}} \frac{\alpha}{\pi f}. \quad (89)$$

Угол α может быть определен из соотношения

$$\cos \alpha = \frac{U_n}{U_{\text{eff}}}. \quad (90)$$

В случае короны в цилиндрическом конденсаторе с радиусом внутреннего провода равным a и радиусом внешнего цилиндра рав-

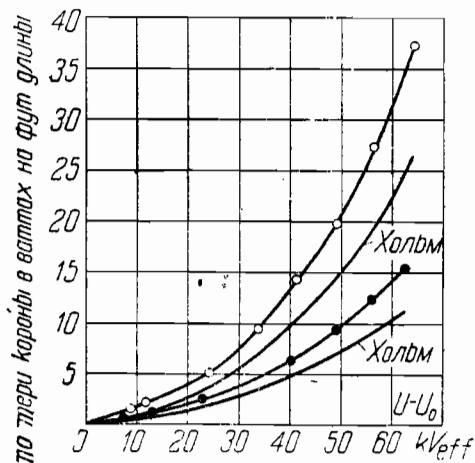


Рис. 199. Потери короны. Точки измеренные значения. Кривые вычислены по формуле Хольма. (По Вальдорфу).

хорошее согласие с опытом. Для случая цилиндрического конденсатора ф-ла Хольма была проверена Вальдорфом [139]. Результаты сравнения приведены на рис. 199. Зависимость потерь от напряжения, вычисленная по ф-ле Хольма, оказывается близкой к действительной, но абсолютное значение вычисленных потерь значительно меньше наблюдаемых.

Ф-ла Хольма интересна тем, что она выведена теоретически, не дает таким образом полного согласия с опытом.

Чисто эмпирическая формула для вычисления потерь для случая параллельных проводов была предложена Пиком [110]. Она имеет следующий вид:

$$W = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{a}{d}} (U_{\text{eff}} - U_n)^2 \times 10^{-5} \text{ kW/км}, \quad (91)$$

где δ — плотность воздуха, отнесенная как к единице к плотности воздуха при 760 мм Hg, f — частота, a — радиус провода, d — расстояние между проводами, U_{eff} — фазовое напряжение при трехфазном напряжении и половина линейного при однофазном; начальное напряжение U_n может быть вычислено по ф-ле (88). Ф-ла (91) дает потери на один провод; общие потери будут в два раза больше при однофазной линии и в три раза больше при трехфазной. Как всякая тщательно подобранная эмпирическая формула, ф-ла Пика дает в известных пределах хорошее совпадение с опытом и может быть применена для вычисления потерь. Экспериментально вопрос о потерях на корону изучался Пиком, Кубахом и др. [139а].

§ 9. Поверхностный пробой (перекрытие) твердых диэлектриков в газах. Поверхностный пробой твердых, а также и жидких диэлектриков в газовой среде является типичным газовым пробоем, со всеми его характерными особенностями, происходящими в электрическом поле, искаженном диэлектриком. Искажение поля может непосредственно происходить из-за разницы диэлектрических коэффициентов диэлектрика и газа, а также из-за осаждения зарядов, образовавшихся в результате ионизации на поверхности диэлектрика. Наконец существенное значение в отдельных случаях могут приобрести и те процессы, которые происходят на поверхности твердых диэлектриков и обуславливаются их поверхностной проводимостью. При поверхностном пробое (перекрытии) объемные и поверхностные заряды приобретают еще большее значение, чем при обычном газовом пробое. Совершенно ошибочно поэтому выводить закономерности поверхностного пробоя, исходя из электростатического поля системы. Это еще более или менее допустимо (да и то, как мы увидим дальше, не во всех случаях) до начала ионизации. Но поскольку начальное напряжение может при поверхностном пробое сильно отличаться от пробивного, поле при пробое может иметь весьма мало общего с начальным электростатическим полем.

а) Поверхностный пробой в однородном электрическом поле. Изучение явлений поверхностного пробоя начнем с наиболее простого случая, когда электростатическое поле может быть строго вычислено. Возьмем конденсатор с тщательно закругленными краями (например электроды Роговского) и поместим между ними цилиндр из твердого диэлектрика так, чтобы образующая поверхности была направлена перпендикулярно к электродам и совпадала с направлением силовых линий (рис. 200). Пусть поверхность цилиндра со стороны торца много меньше поверхности электродов. В этом случае поле остается однородным как в газе, так и внутри диэлектрика. Может быть показано, что напряженность поля у поверх-

ности будет направлена вдоль поверхности. Это утверждение будет оправдываться и тогда, когда поверхность заряжена. Не будет следовательно иметься никаких сил, которые бы прижимали заряды к поверхности.

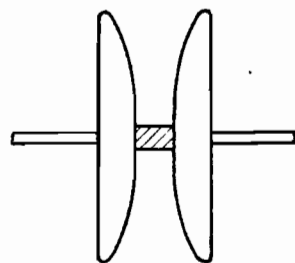


Рис. 200.

Несмотря на то, что как будто нет никаких оснований считать, что поле в воздухе у поверхности искажено, поверхностный пробой в этих условиях происходит обычно все же раньше, чем пробой воздуха без диэлектрика при том же расстоянии между электродами.

На рис. 201 приведена зависимость напряжения поверхностного пробоя „перекрывающего напряжения“, как мы будем его называть дальше, от высоты цилиндра по данным

Кампшульте [124] для 50-периодного переменного напряжения. Для сравнения на этом же рисунке нанесена и зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами для воздуха без диэлектрика. Как видно, перекрывающее напряжение может быть значительно снижено по сравнению с пробивным для воздуха, причем понижение оказывается особенно заметным в случае плохого контакта между электродом и цилиндром (рис. 201, нижняя кривая).

Из приведенных на рис. 201 кривых можно сделать вывод, что снижение перекрывающих напряжений тем больше, чем гигроскопичнее диэлектрик. Так, например, наименьшее значение дает сильно гигроскопическое стекло. Наибольшее значение дает мало гигроскопичный парафин. Может быть показано, что для одного и того же диэлектрика перекрывающие напряжения тем ниже, чем влажнее его поверхность. Это видно например из рис. 202,

¹ Согласно данным Ритца [140], при весьма совершенном контакте между диэлектриком и электродами перекрывающее напряжение для любого диэлектрика равно пробивному напряжению воздуха и мало зависит от влажности. Эти данные нуждаются однако еще в проверке тем более, что опыты авторов их не подтвердили.

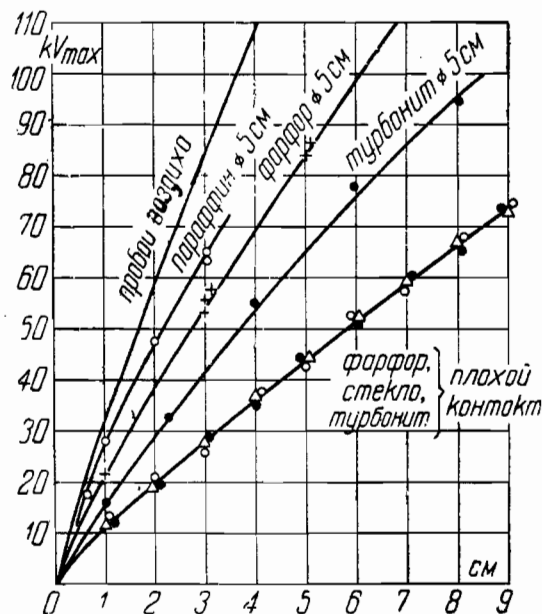


Рис. 201. Зависимость напряжения перекрывания от расстояния в воздухе для различных материалов при переменном напряжении. (По Кампшульте).

на котором приведены данные, полученные авторами [141] при изучении поверхностного пробоя стекла.

Три нижних кривых соответствуют стеклу, сушенному длительное время под откачкой, но без прогрева, и сняты при трех разных видах напряжения. Если то же стекло прогреть в вакууме при 350° , то для цилиндра высотой в 2 см при постоянном напряжении получается значение, обозначенное на рис. 202 кружком. Значение это лишь незначительно отличается от того, которое соответствует одному воздуху без диэлектрика. Если поверхность диэлектрика сама по себе мало гигроскопична, например в случае парафина (ср. рис. 203), достаточно одной сушки под уменьшенным давлением, чтобы получить значения, близкие к воздуху. Можно таким образом утверждать, что совершенно сухой диэлектрик

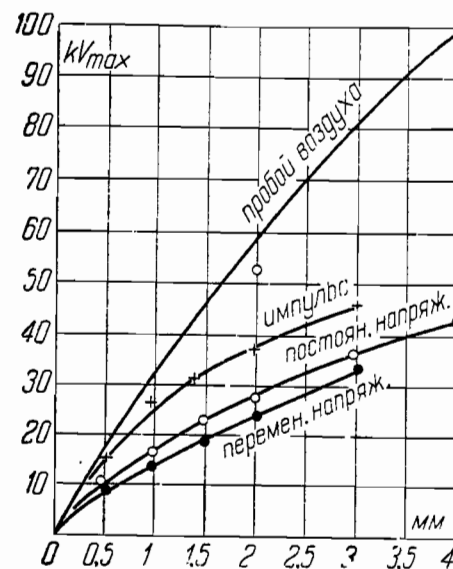


Рис. 202. Зависимость напряжения перекрывания от расстояния для стекла в воздухе при разных видах напряжения. Расстояния в сантиметрах. (По Вальтеру и Инге).

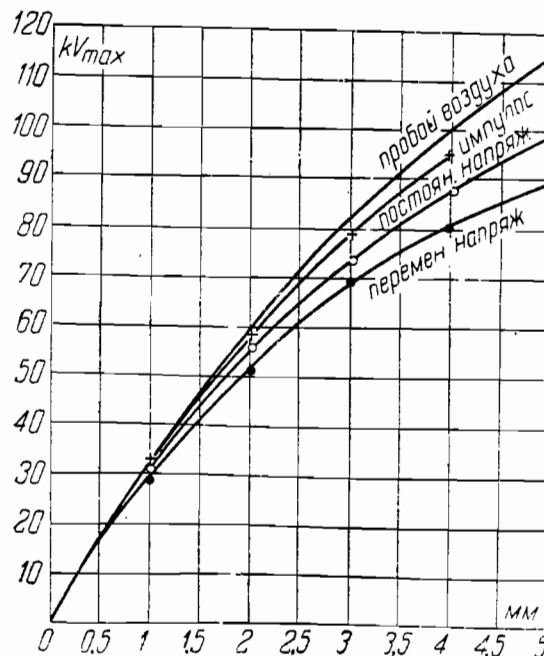


Рис. 203. То же, что рис. 202, но для парафина. Расстояния в сантиметрах. (По Вальтеру и Инге).

в однородном электрическом поле при хорошем контакте будет перекрываться в воздухе притом же напряжении, при котором пробивается и воздух. Наличие абсорбированной водяной пленки сильно снижает перекрывающее напряжение, доводя их до тех низких значений, которые обычно и наблюдаются.

Возникает вопрос, как себе представить влияние водяной пленки. Само по себе наличие однородно проводящего поверхностного слоя, направленного вдоль силовых линий, не может исказить поле. Если оно было первоначально однородным, оно им и остается. Известную ясность в этом вопросе можно получить, если сравнить кривые, соответ-

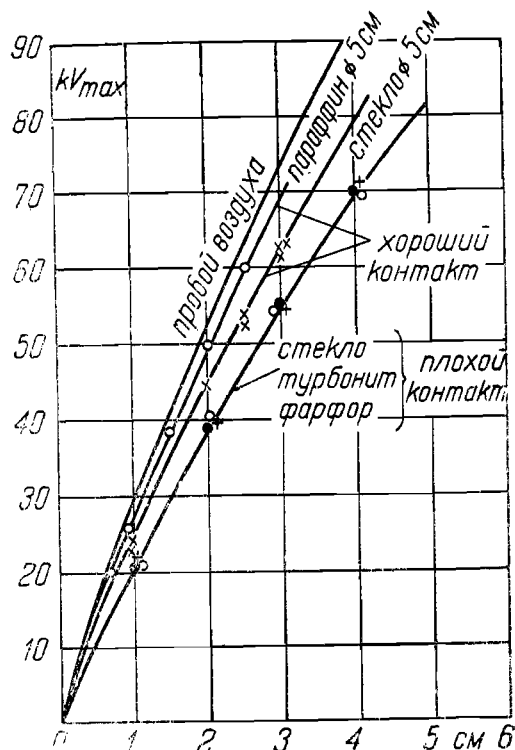


Рис. 204. Зависимость напряжения перекрытия от расстояния для различных диэлектриков в воздухе при частоте 10^5 . (По Кампшульте).

Само явление пробоя влажной поверхности должно протекать следующим образом: в момент приложения напряжения поле может считаться однородным. Тотчас после приложения напряжения начинается однако процесс перезарядки поверхности диэлектрика, в результате которой поле оказывается искаженным, так что напряженность поля у электродов сильно увеличена. Перекрытие диэлектрика в „однородном“ электрическом поле должно быть таким образом отождествлено с пробоем воздуха в неоднородном электрическом поле. Наше предположение, что искажение поля может вызвать значительное снижение перекрывающих напряжений, подтверждается хотя бы тем опытным фактом, что при плохом контакте между электродом и диэлектриком, когда между ними остается воздушный зазор,

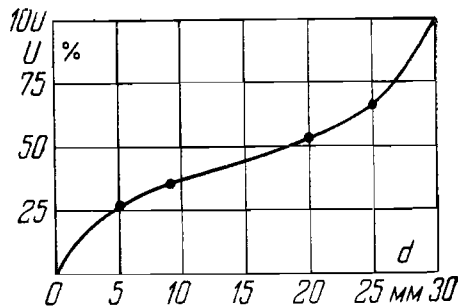


Рис. 205. Распределение напряжения вдоль поверхности стекла, при напряжении близком к перекрытию. (По Вальтеру и Инге).

ствующие одному и тому же диэлектрику, но разным видам напряжения (рис. 202 и 203). Выше всего лежат значения при импульсах, длительно приложенное напряжение дает более низкие значения. Высокие значения наблюдаются согласно Кампшульте и в том случае, когда поверхностный пробой производится при высокой частоте (ср. рис. 204), причем род диэлектрика здесь имеет лишь малое значение. Снижение перекрывающих напряжений обуславливается таким образом какими-то длительными процессами, требующими, для своего завершения, чтобы напряжение достаточно долго сохраняло одну полярность. Такого рода процессом может быть лишь перезарядка поверхности диэлектрика, протекающая довольно медленно из-за малой проводимости адсорбированного слоя влаги.

в котором поле увеличено, перекрывающие напряжения оказываются сильно пониженными. Резкое снижение дает при этом плохой контакт у анода; плохой контакт у катода почти не снижает перекрывающих напряжений. Таким образом, как при пробое в неоднородном электрическом поле, решающее значение имеют процессы, происходящие у анода.

Наличие сильного искажения поля при влажной поверхности подтверждается непосредственными измерениями распределения потенциала. На рис. 205 приведена кривая, передающая, согласно данным авторов, распределение напряжений вдоль поверхности влажного стекла. Напряженность около электродов оказывается резко увеличенной. В случае сухого образца такого сильного искажения поля не наблюдается. Любопытно отметить, что если добиться, путем подбора электродов соответствующей формы, в воздухе того же распределения поля, как на рис. 205, то и пробивные напряжения получатся те же, как при поверхностном пробое влажного стекла. Это обстоятельство еще раз подчеркивает, что перекрытие является обычным пробоем в неоднородном электрическом поле.

К тому же следствию о сильном искажении поля перед пробоем приводит и изучение ионизационных токов, текущих через газ перед пробоем. Зависимость тока от напряжения при разных давлениях для случая стекла приведена на рис. 206, причем черные точки соответствуют сухой поверхности, а кружочки — влажной поверхности. Заметим прежде всего, что при уменьшении давления токи увеличиваются. Это обстоятельство показывает, что токи действительно обуславливаются ионизацией в газе, и не являются токами поверхностной проводимости, не зависящими от давления. В случае сухой поверхности возрастание тока при повышении напряжения изображается в полулогарифмическом масштабе прямой и подчиняется следовательно простому экспоненциальному закону

$$i = i_0 e^{cU}. \quad (92)$$

Формула эта дает более медленное возрастание тока, чем в однородном электрическом поле (ср. ф-ла 84, стр. 302). Так как мед-

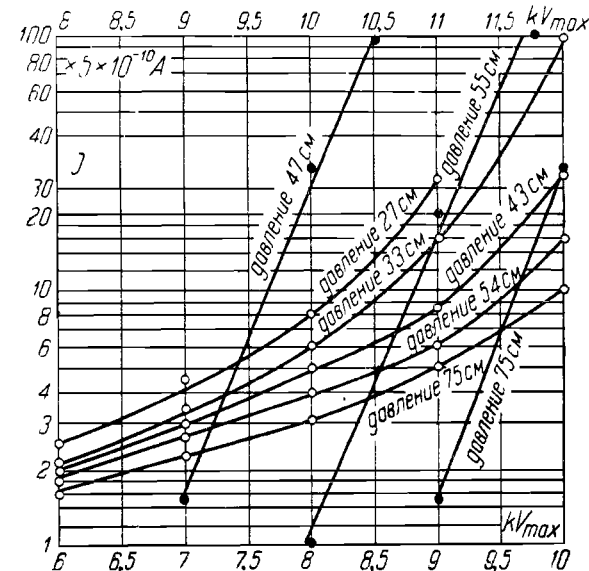


Рис. 206. Ионизационные токи перед перекрытием стекла в воздухе. (По Вальтеру и Инге).

ленное увеличение тока при повышении напряжения характерно для неоднородных электрических полей, то мы приходим к следствию, что даже в случае сухой поверхности распределение напряжений уже не может являться прямолинейным. В случае влажной поверхности нарастание тока идет еще значительно более медленно, и в соответствии с этим поле еще более искажено.

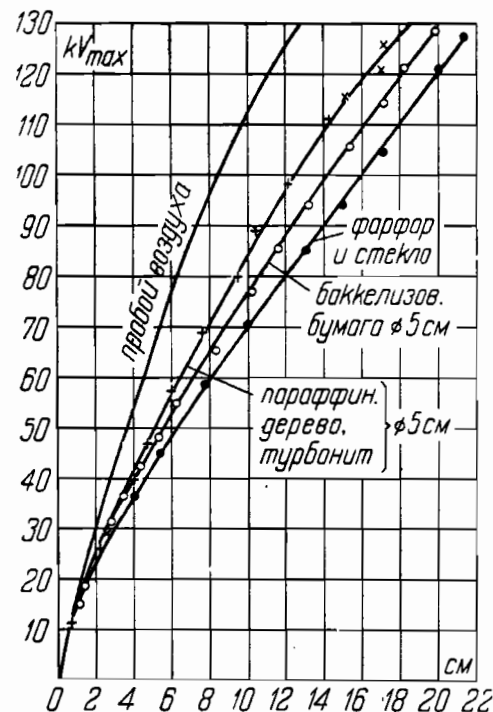


Рис. 207. Зависимость напряжения перекрытия от расстояния в резко неоднородном электрическом поле для различных материалов. (По Кампшульту).

поверхностного пробоя в однородном электрическом поле. Можно только ожидать, что, поскольку электрическое поле из-за формы электродов само по себе уже является неоднородным, всякие другие процессы, вызывающие увеличение неоднородности, не будут уже так резко сказываться на перекрывающих напряжениях, как в предыдущем рассмотренном нами случае. Опыт подтверждает это предположение. На рис. 207 приведена измеренная Кампшульт [124] зависимость перекрывающего напряжения от расстояния между электродами для разных диэлектриков и для случая одного воздуха без диэлектрика. Electroдами служили две металлические обоймы, которые накладывались на образец, имеющий форму цилиндра. Сравнение рис. 201 и 207, соответствующих одним и тем

же материалам, показывает, что в неоднородном поле снижение перекрывающих напряжений по сравнению с пробивными напряжениями воздуха значительно меньше, чем в однородном поле. В случае высокой частоты (ср. рис. 208) перекрывающие напряжения лежат даже выше чем пробивные. Объясняется это по видимому тем, что присутствие диэлектрика уже не облегчает образование разряда, вызывая дополнительное искажение поля, а затрудняет распространение разряда.

Таким образом в неоднородных электрических полях наличие диэлектрика лишь незначительно снижает пробивные напряжения. Отметим, что в рассмотренном нами случае напряженность поля направлена вдоль поверхности диэлектрика.

Картина существенно меняется, если перейти к полям, у которых напряженность поля имеет составляющую, направленную перпендикулярно к поверхности. В § 7 при рассмотрении явления поверхностных разрядов мы уже разбирали подобный случай и указывали на то, что около электродов на поверхности диэлектрика будет осаждаться заряд, одноименный с электродами. Этот заряд, являясь как бы продолжением электродов, облегчает распространение разряда и тем самым понижает напряжение перекрытия.

Поясним на нескольких примерах, какое влияние будет оказывать поверхностный заряд при перекрытии. В случае если поставить два электрода на пластинку из диэлектрика (рис. 209а), то составляющая напряженности поля, направленная вдоль поверхности пластинки, будет значительно больше, чем составляющая, направленная

перпендикулярно к пластинке. Заряды смогут поэтому распространяться свободно вдоль поверхности и весь газовый разряд примет вид, близкий к тому как если бы пластинки не было (ср. рис. 187—189). Картина существенно изменяется, если под пластинку из диэлектрика повести снизу большой металлический электрод (рис. 201б). Допустим

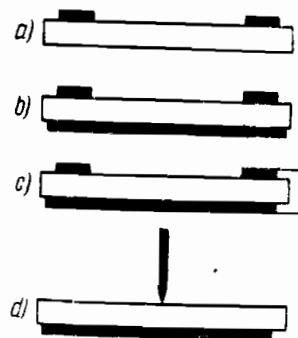


Рис. 209.

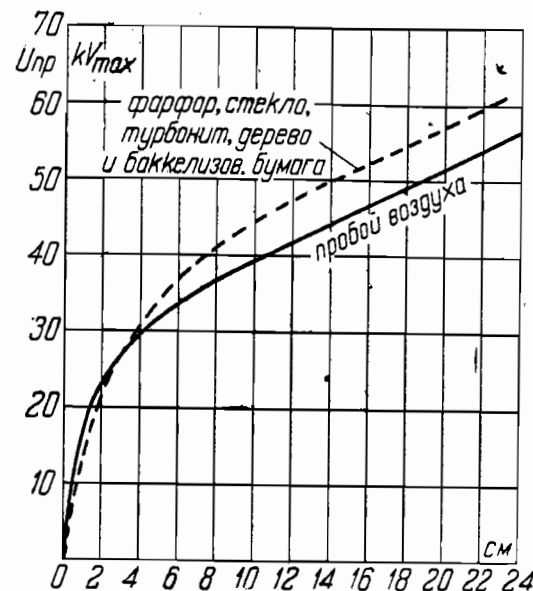


Рис. 208. Зависимость напряжения перекрытия от расстояния для воздуха в резко неоднородном электрическом поле при частоте 10^6 . (По Кампшульту).

¹ Данные эти пока еще не опубликованы.

сначала, что этот нижний электрод имеет потенциал, средний между двумя верхними электродами. Напряженность поля у верхних электродов будет здесь уже направлена почти перпендикулярно к поверхности диэлектрика, и отталкиваемые от электродов заряды, одноименные с электродом, будут заряжать поверхность. Эти заряженные части поверхности будут действовать как дополнительные электроды, находящиеся уже на более близком расстоянии, чем первоначально. Интенсивность разряда будет вследствие этого увеличена, а перекрывающее напряжение понижено. Еще более отчетливо выступит это явление, если соединить один из верхних электродов с нижним электродом (рис. 209с). Интенсивность разрядов около второго электрода при этом резко увеличится. Интенсивные поверхностные разряды должны получиться и при электродах, изображенных на рис. 209d. Этот случай был нами подробно разобран при рассмотрении механизма распространения поверхностного разряда (стр. 308).

Точно так же как разряд в свободном газовом пространстве, поверхностный разряд в неоднородном электрическом поле может иметь две формы, при более низких напряжениях поверхностной короны и при более высоких поверхностного кистевого разряда. При электродах острие против плоскости (рис. 209d) при малых напряжениях в области короны разряд имеет почти правильную форму круга (рис. 190). При ударных напряжениях, с крутизной фронта $\frac{dU}{dt} \geq 2 \cdot 10^8$ кВ/сек. радиус разряда R от крутизны фронта не зависит и возрастает пропорционально напряжению. Численное значение радиуса разряда может быть согласно Теплеру [134] вычислено по эмпирической формуле

$$R_- = 0,087 U_m$$

$$R_+ = 0,17 U_m,$$

R —выражено в см; U —в кВ, причем R_- соответствует радиусу отрицательного разряда, R_+ —положительного разряда. Формулы эти справедливы для пластинок из диэлектрика, толщина которых лежит между 0,1 см и 1,7 см. Число отдельных нитей, из которых состоит разряд, зависит от крутизны фронта. Чем круче фронт, тем больше нитей. При крутизне фронта $\frac{dU}{dt} \leq 10^7$ кВ/сек. вид разряда меняется.

При импульсах с такой крутизной фронта он состоит из небольшого числа секторов, отделенных глубокими выемками. Числа секторов тем меньше, чем меньше крутизна фронта.

При напряжении P_0 , определяемом по Теплеру равенствами:

$$\text{для отрицательного разряда } P_0 = 48,5 \sqrt{a}$$

$$\text{для положительного разряда } P_0 = 45 \sqrt{a}$$

(P_0 в кВ, толщина пластинки a в см) на корону налагается кистевой разряд. Характерный для этой области вид разряда приведен на рис. 191 и 192. При этой форме разряда максимальная длина

отдельных разрядов может быть вычислена по эмпирической формуле, данной Теплером:

$$l_m = \gamma U^5 C^2 \sqrt{\frac{dU}{dt}}, \quad (93)$$

l_m — в см, U — в кВ, C — в см, t — в секундах, где C — ёмкость единицы поверхности пластинки и γ — коэффициент, равный для положительного разряда $1,6 \times 10^{-9}$, для отрицательного $1,9 \times 10^{-9}$.

Сопrotивления канала, образующегося при кистевом разряде, зависит от количества протекающего по нему электричества. Чем больше прошедший по каналу разряд, тем сильнее он разогрет и ионизован и тем меньше его сопротивление. Зависимость эта выражается формулой Теплера [134]:

$$R = \frac{kl}{Q}, \quad (94)$$

где l — длина канала, R — его сопротивление и Q — протекшее по каналу количество диэлектричества. Если выражать R в омах, l в см, Q — в кулонах, то коэффициент k имеет численное значение равное $0,5 \times 10^{-3}$. Формула Теплера может быть применена и для вычисления сопротивления обычной не поверхностной искры. В этом случае коэффициент k следует считать равным $0,45 \times 10^{-3}$.

Поскольку размеры и вид поверхностных разрядов определенным образом зависят от амплитуды и крутизны импульса, можно, сфотографировав поверхностный разряд, судить о форме того импульса, который его вызвал. Этот метод качественной оценки применяется в технике высоких напряжений, причем фотографии поверхностных разрядов получили специальное наименование клидонограмм, а прибор, служащий для фотографирования этих разрядов, состоящий в основе из ящика, не пропускающего света, в котором помещена фотографическая пластинка, зажата между несимметричными электродами (ср. рис. 209d), был назван клидонографом. В виду того, что клидонограмма не может полностью охарактеризовать форму импульса, от этого метода сейчас отошли, заменив его записью кривой напряжения при помощи катодного осциллографа. В отдельных случаях, когда применение катодного осциллографа является затруднительным, например при работе на линии, клидонограф может оказать хорошие услуги и сейчас.

Глава II.

ПРОБОЙ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

§ 10. Общие соображения о пробое жидких диэлектриков. Влияние загрязнений. В главе о проводимости жидких диэлектриков уже указывалось на то, что электрические свойства жидких диэлектриков в сильнейшей степени зависят от загрязнений. Так электропроводность таких жидких диэлектриков, как трансформаторное масло или простейшие углеводороды, повидимому целиком определяется примесями, и совершенно чистая жидкость является непроводником. Еще боль-

шее значение чем в явлении проводимости всевозможные примеси должны иметь в явлении пробоя, тем более что, как будет дальше показано, при этом получают значение не только твердые, но и жидкие примеси и растворенный в жидкости газ. Так как предел очистки жидкости — величина довольно неопределенная, то неудивительно, что данные разных авторов часто находятся в полном противоречии друг с другом и что, несмотря на громадное количество исследований, мы еще сравнительно мало продвинулись вперед в изучении пробоя жидких диэлектриков, и лишь работы последних лет, в которых было уделено должное внимание тщательной очистки жидкости и строгому учету загрязнений, дали тот опытный материал, на основе которого можно, хотя лишь в общих чертах, построить более или менее правдоподобные теории пробоя жидкостей.

В виду того, что как уже указывалось, понятие „чистая жидкость“ является довольно неопределенным, и столь же неопределенными являются и данные, полученные различными авторами со своими „чистыми жидкостями“, ряд исследователей вообще отказался от работ с тщательно очищенными жидкостями, сосредоточив все свое внимание на изучении жидкостей технически чистых, т. е. таких, которые применяются в технике, например для заливки трансформаторов. Так как разбрасывание отдельных значений при такого рода опытах получается довольно большим, то сколько-нибудь надежные закономерности можно получить лишь усредняя данные большего числа отдельных измерений (до нескольких тысяч). Можно даже показать, как это сделали Гайдн и Эдди [142], что при столь большом количестве измерений, как несколько тысяч, становятся уже применимыми законы больших чисел, так что например разбрасывание точек вокруг среднего значения в точности следует правилам теории вероятности. Без сомнения, эти опыты приводят к практически важным результатам, и на основании полученных значений пробивных напряжений можно производить расчет технических конструкций. Однако к разъяснению механизма пробоя нас эти опыты не приближают. В виду этого мы о них только упоминаем, отсылая интересующихся к специальным статьям по этим вопросам (Циммерман [143]).

Основываясь на данных Гайдн и Эдди, некоторые авторы, например Циммерман, считают, что вообще не представляется возможным для жидких диэлектриков, в частности для трансформаторного масла, получить повторяющиеся результаты, так как масло по природе своей неоднородно. Сколько-нибудь надежны поэтому лишь средние числа из большого количества отдельных измерений. С этой точкой зрения нельзя однако согласиться. Жидкость может быть неоднородной лишь потому, что она содержит примеси. Можно показать, что по мере очистки жидкости разбрасывание точек уменьшается. Наоборот, сколько-нибудь ясных закономерностей можно ожидать только у чистой жидкости. Выяснив эти закономерности, уже дальше будет легко изучить и влияние, которое оказывают разные примеси, нормально заключающиеся в технически очищенных жидких диэлектриках и тем самым не только показать, почему такая или иная примесь снижает электрические свойства, но и какое улучшение изоляции можно достигнуть, освободившись от этой примеси. Из загрязнений, которые могут содержаться в жидких диэлектриках, особенно вредно сказыва-

ются жидкие примеси, в частности воды. Насколько пагубно отражается содержание влаги на электрической прочности трансформаторного масла, видно из рис. 210, на котором приведены данные Фризе [144]. Достаточно весового содержания влаги в 0,03%, чтобы понизить пробивное напряжение масла в 10 раз. Эти результаты были подтверждены качественно и другими исследователями, хотя наблюдаемое ими понижение пробивного напряжения в присутствии влаги несколько меньше — так согласно Шпату [145] электрическая прочность трансформаторного масла, содержащего 0,04% влаги, оказывается на 100% ниже чем у сухого (см. рис. 211). Расхождение в результатах Фризе и Шпата должно быть вероятно объяснено тем, что то „сухое“ масло, от которого исходили оба исследо-

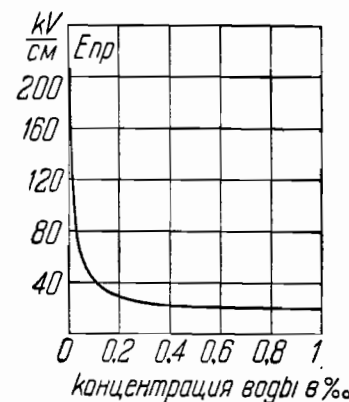


Рис. 210. Зависимость пробивной напряженности трансформаторного масла от содержания влаги (По Фризе).

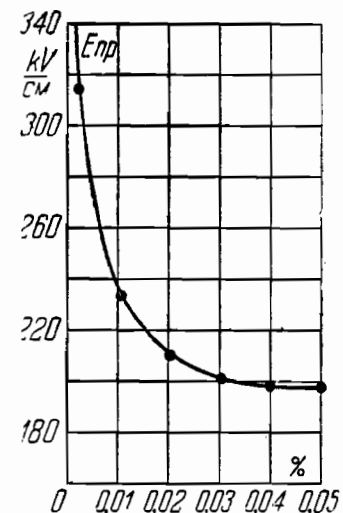


Рис. 211. Зависимость пробивной напряженности трансформаторного масла от содержания влаги (По Шпату).

вателя, могло быть неодинаково „сухим“. Примесь к трансформаторному маслу других жидких диэлектриков оказывает сравнительно малое влияние на электрическую прочность.

Присутствие твердых примесей обычно значительно понижает электрическую прочность жидкого диэлектрика. Объясняется это по-видимому тем, что твердые примеси, например волокна или частички пыли, сильно гигроскопичны и, следовательно, вводя их, мы вводим в диэлектрик воду.

Заметное влияние на электрическую прочность оказывает растворенный в жидкости газ. На этом вопросе, имеющем большое принципиальное значение, мы остановимся, когда будем говорить о зависимости пробивного напряжения от давления, а также о механизме пробоя жидких диэлектриков.

В случае загрязненных жидкостей или электродов обычно окончательный пробой, т. е. короткое замыкание искрового промежутка, происходит, если повышать напряжение не сразу, перед этим наблю-

даются предварительные разряды, при которых напряжение хотя и падает, но затем опять восстанавливается. Наличие такого рода предварительных разрядов является верным признаком того, что жидкость загрязнена. В чистых жидкостях такого рода разрядов не наблюдается и сразу происходит пробой.

Для очистки жидкости приходится удалять из нее как твердые, так жидкие и газообразные примеси. Для удаления твердых, а частично и жидких примесей (воды) служит фильтрование через бумажный фильтр (фильтрпресс) и для более совершенной очистки через фильтр, состоящий из пористой стеклянной или фарфоровой массы. Хороший результат дает также центрифугирование. Более полное удаление влаги достигается прогревом жидкости при температуре около 100° , лучше всего при пониженном давлении.

Широкое распространение получил в последнее время метод очистки при помощи специальных глин. Глина эта в мелко размолотом виде добавляется к маслу, взбалтывается вместе с ним и отфильтровывается. Значительная часть твердых и жидких примесей оказывается при этом в осадке, задержанном фильтром. Комбинированное применение этих методов позволяет, как видно из табл. 27, взятой из работ Шретера [146], дойти до пробивных напряженностей порядка $300-330 \text{ kV/см}$. Для дальнейшего увеличения электрической прочности приходится прибегать к специальным лабораторным методам очистки: именно

Таблица 27.

Метод обработки масла	Пробивная напряженность в $\text{kV}_m/\text{см}$
Неочищенное масло	50
Центрифуга	130
Бумажный фильтр	160
Мембранный фильтр	180
Уплотненный фильтр (однократное фильтрование)	230
Уплотненный фильтр (двукратное фильтрование)	330

- 1) повторными пробоями при пониженном давлении (несколько мм Hg)
- 2) длительным пропусканием постоянного тока, т. е. удалением примесей электролизом или катафорезом и 3) вакуумной перегонки жидкости. Последний метод является наиболее совершенным, но в то же время и наиболее сложным.

Не меньше внимания чем на очистку жидкости должно быть обращено и на очистку электрода от водяной и газовой пленки, которыми покрыта любая металлическая поверхность. Наиболее совершенная очистка электродов достигается при перегреве их в вакууме. Не плохие результаты дает также пробой под уменьшенным давлением, так как при этом чистится одновременно и жидкость и электроды.

При применении всех мер предосторожности в таких „предельно“ чистых жидкостях удается получить очень высокие значения пробивных напряжений, например для масла превышающие 50 kV при постоянном напряжении при расстоянии между электродами в $0,5 \text{ мм}$ (Эдлер [147]). Столь значительная электрическая прочность возможна однако лишь при малых расстояниях между электродами, не превышающих 1 мм ; при больших расстояниях, как мы увидим дальше, электрическая прочность масла значительно падает.

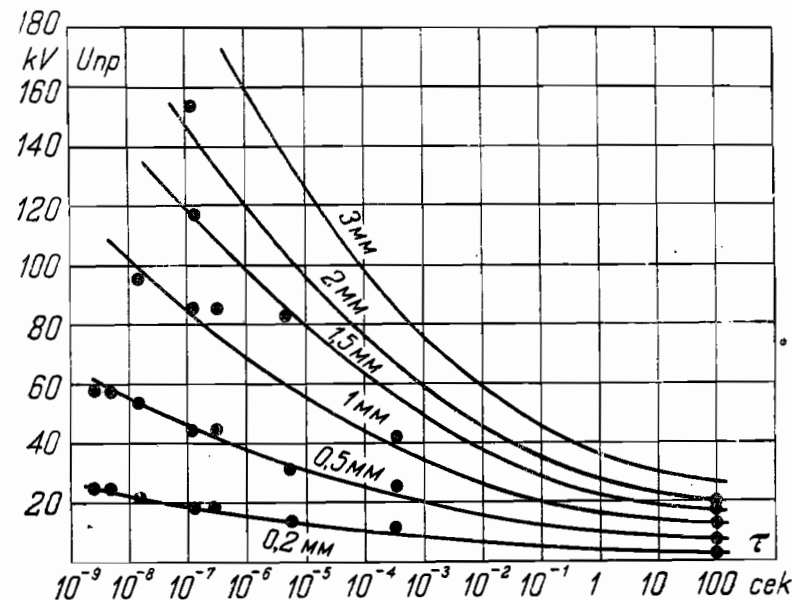


Рис. 212. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для различных расстояний между электродами для технически чистого трансформаторного масла при импульсах. (По Нееру).

§ 11. Опытные закономерности в явлении пробоя жидких диэлектриков. а) Зависимость пробивного напряжения от времени. У газов пробивное напряжение мало зависит от времени, в течение которого действует напряжение (выдержка). Постоянное и переменное напряжение дают одинаковые значения пробивных напряжений, если их амплитуды одинаковы. Лишь при очень коротких выдержках порядка $10^{-6}-10^{-7}$ сек. начинается заметное повышение пробивных напряжений, объясняемое тем, что процесс не успевает развиться за столь короткий промежуток времени. Введем представление о коэффициенте импульса, который мы определим как отношение пробивного напряжения при данном импульсе и данной форме электродов к пробивному напряжению при длительно приложенном напряжении (техническая частота). Для газов коэффициент импульса обычно не превосходит 1,2 и лишь при больших искровых промежутках (порядка метров) в резко неоднородных полях доходит до 1,5. Как показывает рис. 212, взятый у Неера [148], у жидкости, в частности у масла, явление про-

текает значительно сложнее, чем в газах. При переходе от коротких импульсов к большим выдержкам пробивные напряжения сначала быстро, потом более медленно спадают, но не стремятся при этом к определенному предельному значению.

Коэффициент импульса для масла является таким образом величиной довольно неопределенной, так как неизвестно, к какой выдержке его относить. Если относить пробивные напряжения к тем, которые получаются при выдержке в 100 сек., то при импульсах длительностью 10^{-7} сек. при расстоянии между электродами в 2 мм мы получаем коэффициент импульса равный 7,5, при больших расстояниях он может стать еще большим, доходя до 10.

Дополнительные данные, взятые у Уайтхеда [149], передающие зависимость пробивной напряженности от времени при значительных выдержках, приведены в табл. 28.

В случае резко неоднородных электрических полей (электроды—

Таблица 28.

Зависимость пробивной напряженности масла от выдержки.

Чистое масло при 14°C		Чистое масло при 40°C	
Выдержка в сек.	Пробивная напряженность в kV/см	Выдержка в сек.	Пробивная напряженность в kV/см
30	160	20	150
50	135	350	130
100	120	2800	120
250	105	7000	110
350	90	—	—
1400	80	—	—

острие и плоскость) получается несколько более сложная картина. В табл. 29 приведены относящиеся к этому случаю данные Маркса [116].

Таблица 29.

Зависимость пробивной напряженности масла от выдержки.

d в см	Пробивные напряжения в kV _m							
	Постоянное напряжение		$\tau = 1,4 \times 10^{-3}$		$\tau = 1,4 \times 10^{-5}$		$\tau = 1,4 \times 10^{-6}$	
	—	+	—	+	—	+	—	+
1	62,0	50,0	46	32	73	44	150	100
2	97	73	67	49	132	82	—	—

Коэффициент импульса оказывается для случая неоднородного поля по видимому несколько меньшим. Следует кроме того отметить, что

при переходе от постоянного напряжения к длительному импульсу пробивные напряжения не возрастают, а убывают. Происходит это вероятно потому, что на постоянном напряжении, вследствие проводимости среды, поле успевает несколько сгладиться. Согласно данным Гудлета, Эдуардса и Пэрри [113] коэффициент импульса для среднего качества трансформаторного масла при сферических электродах и расстоянии между электродами $d=2,5$ см равен 5,4; в неоднородном поле (острие и плоскость) при $d=7,5$ см для положительного острия он равен 1,72, для отрицательного — 2,5. При этом коэффициент импульса отнесен к значению, получающемуся при переменном напряжении; длительность импульса равнялась $=3,5 \cdot 10^{-5}$ сек. Бросается в глаза тот факт, на который мы указывали, именно, что в не-

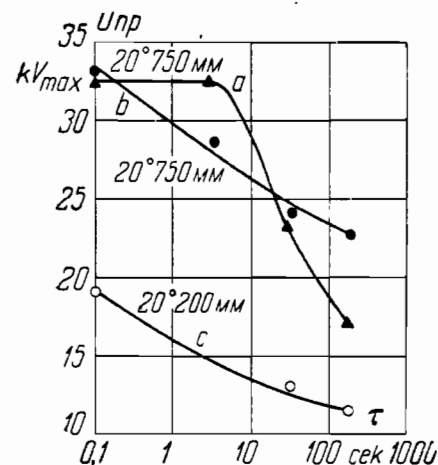


Рис. 213. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для гексана. Расстояние между электродами 0,75 мм.

● и ○ — постоянное напряжение
▲ и △ — переменное напряжение
(По Вальтеру и Инге).

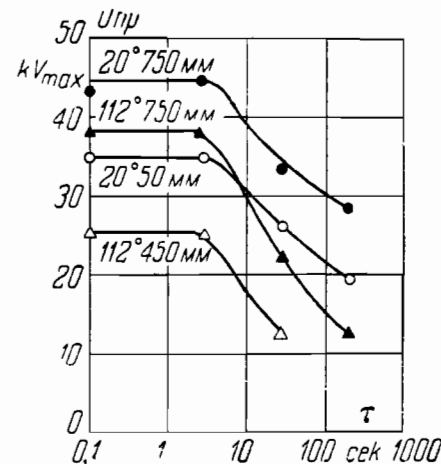


Рис. 214. То же, что рис. 213, но для ксилола при разных давлениях и температурах при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

однородных электрических полях коэффициент импульса меньше, чем в однородных.

Приведенные нами данные относятся к технически чистому маслу. Значительная зависимость пробивного напряжения от времени, правда несколько меньшая, чем при технически чистых маслах, наблюдается также у более тщательно очищенных масел.

Так, согласно данным авторов [150] чистому трансформаторному маслу при переменном напряжении и выдержке в 0,1 сек. соответствует пробивное напряжение 37 kV_m ($d=0,75$ мм), при выдержке в 180 сек. — 25 kV_m. То же масло при постоянном напряжении и выдержке в 180 сек. имело пробивную напряженность равной 270 kV/см, при импульсах 900 kV/см. Коэффициент импульса для тщательно очищенной жидкости таким образом меньше, чем для технически чистых, и равен в данном случае 3,3. Можно таким обра-

б) Зависимость пробивного напряжения от частоты. При переходе от постоянного к переменному напряжению и при дальнейшем увеличении частоты пробивные напряжения жидкости как правило возрастают. Соответственные данные Дрегера [152] для трансформаторного масла приведены в табл. 30.

Зависимость пробивной напряженности масла от частоты.

Частота	Пробивная напряженность	
	Масло 1	Масло 2
0	250	—
25	340	—
50	380	480
150	430	540
225	470	570
800	—	610

334

Верхняя кривая — коэффициент формы — 1,3
Нижняя " — " " — 2,0
(По Коппельману).

При высокой частоте, порядка 10^6 пер./сек., пробивные напряжения тщательно очищенных масел снижены по сравнению с переменным напряжением согласно данным авторов этой главы [157], примерно на 30%. Так, тщательно очищенное трансформаторное масло пробивается при расстоянии между электродами 0,5 мм в случае переменного напряжения, при 27 кВ_м, при длине волны 300—800 м

335

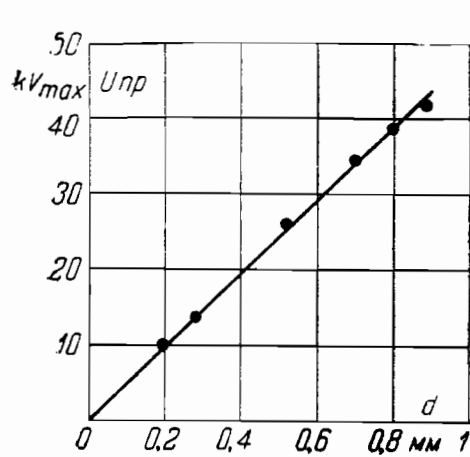


Рис. 216. Зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами. Трансформаторное масло. Переменное напряжение. (По Ториама).

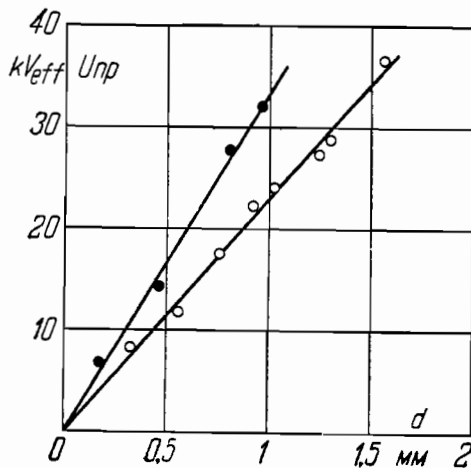


Рис. 217. То же, что рис. 216, но для масел разной степени очистки. (По Шретеру).

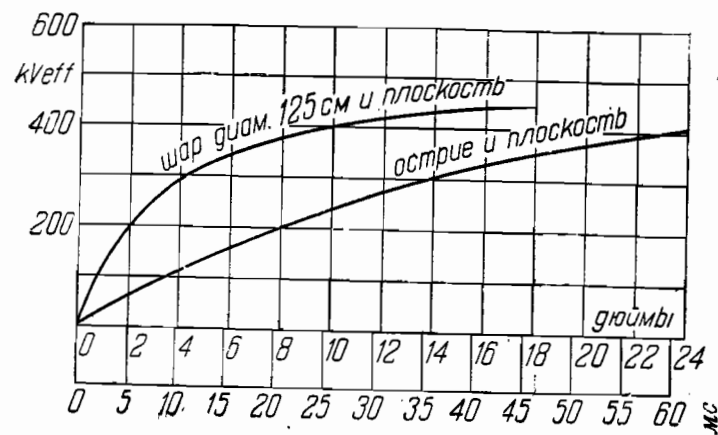


Рис. 219. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для масла при переменном напряжении. (По Эдуардсу, Гудлету и Пэрри).

при 19.5 kV. К подобным результатам пришли и другие авторы (158).

с) Зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами. При малых расстояниях между электродами ($d \leq 1$ мм) повидимому наблюдается, при всех видах напряжения в однородном электрическом поле, пропорциональность между пробивным напряжением и расстоянием. Соответственные данные приведены на рис. 216 и 217, из которых рис. 216 взят у Ториама и соответствует тщательно очищенному маслу, рис. 217 у Шретера и соответствует более загрязненному маслу. Аналогичные данные были получены и авторами [150] (рис. 218) при разных внешних давлениях. В резком противоречии с этими данными находятся результаты Зорге [151], согласно которому в той же области малых расстояний пробивная напряженность, при увеличении расстояния между электродами, заметно уменьшается. Данные Зорге

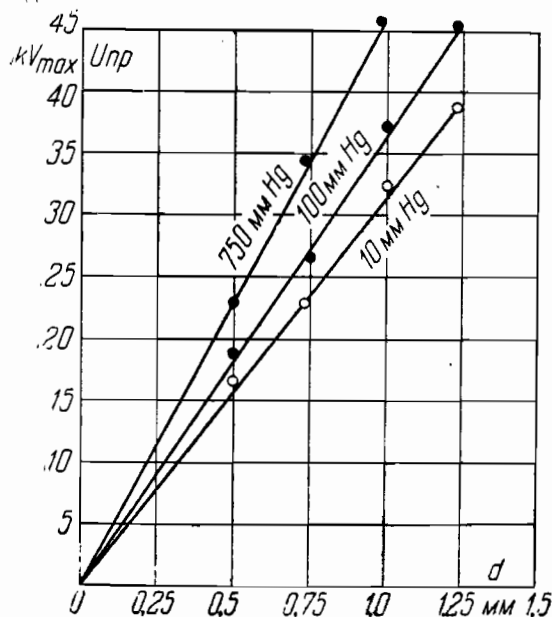


Рис. 218. Зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами для трансформаторного масла при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

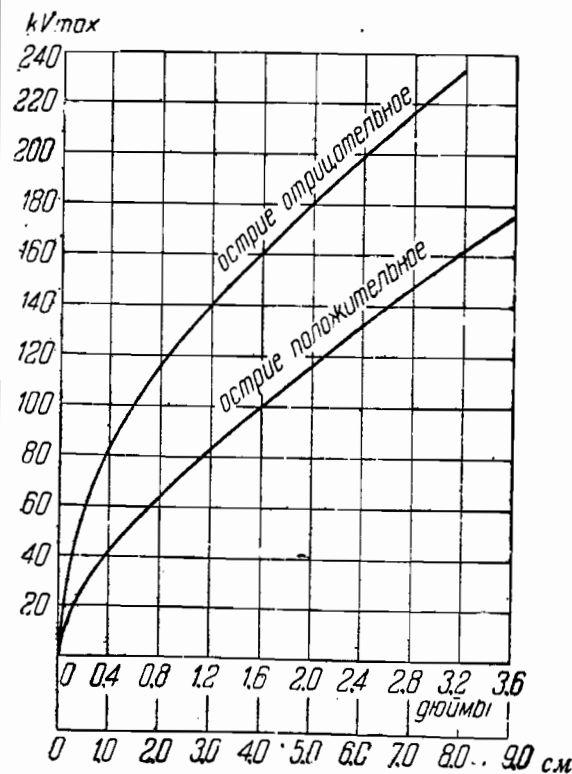


Рис. 220. Зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла от расстояния при постоянном напряжении. (По Эдуардсу, Гудлету и Пэрри).

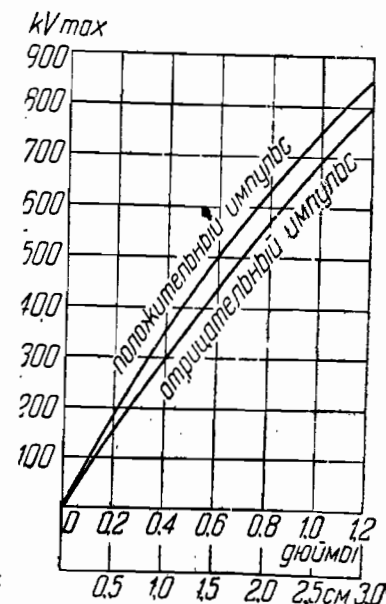


Рис. 221. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для трансформаторного масла при импульсах в случае электродов: шар и плоскость. (По Эдуардсу, Гудлету и Пэрри).

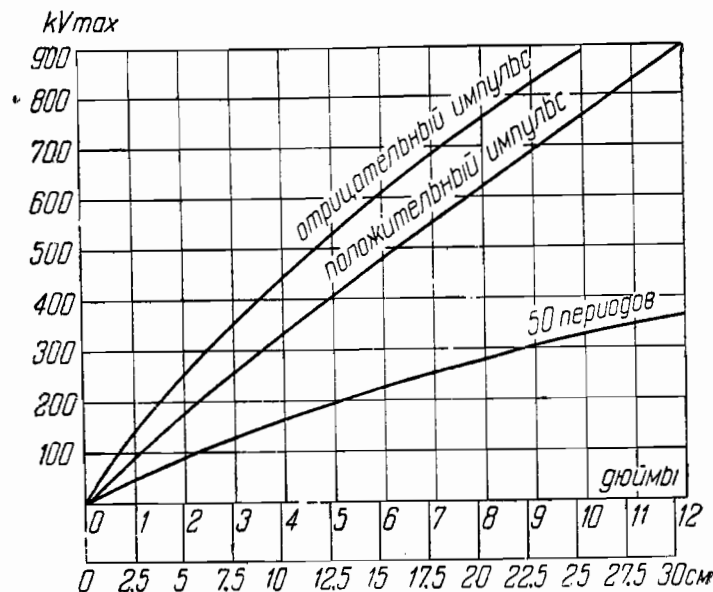


Рис. 222. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для масла при импульсах и переменном напряжении. Электроды: иглы и плоскость. (По Эдуардсу, Гудлету и Пэрри).

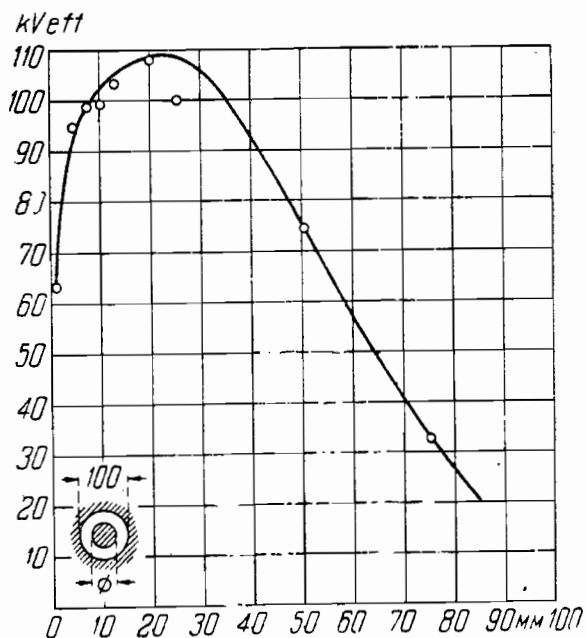


Рис. 223. Зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла от диаметра внутреннего электрода в цилиндрическом конденсаторе при переменном напряжении. (По Роту).

нам кажутся менее надежными, видимо вкралась какая-то систематическая ошибка. При расстояниях больших 1 мм эта простая закономерность повидимому нарушается, в особенности для технически чистых масел. Мы приведем здесь лишь данные, взятые у Гудлетта, Эдуардса и Пэрри [113], соответствующие весьма большим искровым промежуткам для среднего качества масла (см. рис. 219—222). Отступление от пропорциональности тем больше, чем больше расстояние между электродами и чем больше время, в течение которого приложено напряжение. В случае резко неоднородного поля отступление от пропорциональности особенно сильно заметно. Следует впрочем указать, что при больших расстояниях между электродами, даже в случае сфер большого диаметра, поле не может считаться однородным. Вопросом о пробое масла при больших расстояниях занимался также Мейнер [159].

Для таких изолирующих жидкостей, как ксилол и гексан, зависимость пробивного напряжения от расстояния определялась лишь при малых расстояниях между электродами. Согласно данным авторов пробивные напряжения возрастают (для тщательно очищенной жидкости) пропорционально расстоянию между электродами.

Имеется сравнительно мало данных о пробое жидких диэлектриков при очень малых расстояниях между электродами ($d < 0,01$ мм). Повидимому при этих опытах наиболее трудно избавиться от влияния примесей. Данные Шоу [160] показывают, что при малой поверхности электродов в слоях толщиной около 0,001 мм можно получить для масел пробивные напряженности до 1000 кВ/см.

Остановимся еще на вопросе о зависимости пробивного напряжения от расстояния для случая неоднородных полей, представляющих практический интерес. К таким полям следует отнести поля цилиндрического конденсатора, двух параллельных цилиндров и поля конструкций, обладающих острыми углами. На рис. 223 приведены кривые, взятые из книги Рота [115] и передающие зависимость про-

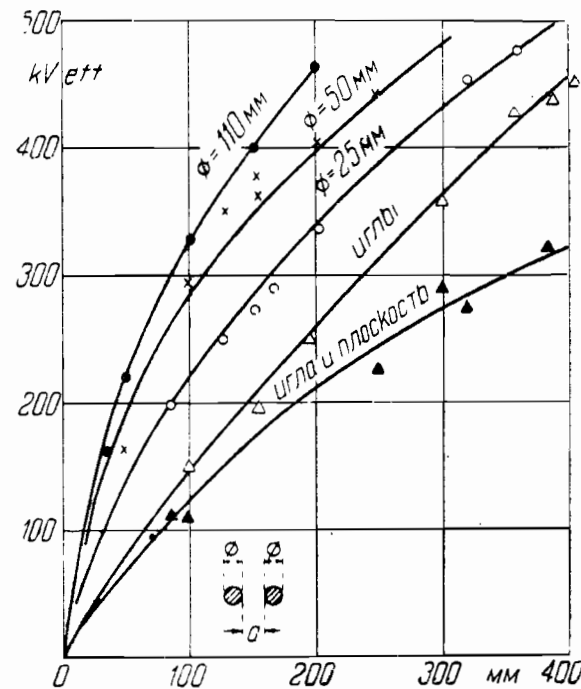


Рис. 224. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для трансформаторного масла в случае параллельных цилиндров равного диаметра. (По Роту).

бивного напряжения от расстояния между электродами для случая трансформаторного масла в цилиндрическом конденсаторе. При этих измерениях радиус внешнего цилиндра поддерживался постоянным, а радиус внутреннего постепенно увеличивался. Данные соответствуют технически чистому трансформаторному маслу при переменном напряжении. Приведенная на рис. 223 кривая ясно показывает, что при малых радиусах внутреннего цилиндра большое значение

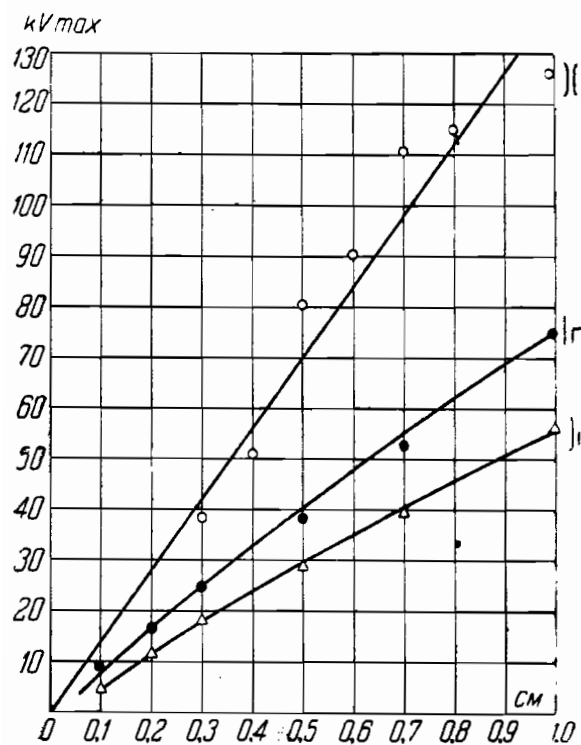


Рис. 225. Зависимость пробивного напряжения от расстояния для чистого трансформаторного масла при разной форме электродов. (По Вэру).

игольчатым электродам. Следует отметить, что наиболее низкие значения получаются в случае игл, или, точнее говоря, иглы и плоскости (ср. рис. 224, нижняя кривая). При всех остальных формах электродов получаются более высокие значения. Эти наиболее низкие значения пробивных напряжений представляют существенный практический интерес, так как по ним приходится рассчитывать толщину слоя изолирующей жидкости, если имеется опасность, что на металлических частях конструкции могут появиться места, действующие как острия.

Вопрос о пробое трансформаторных масел при электродах, имеющих острые углы, был подробно изучен Вэром [161]. Некоторые наиболее любопытные данные его измерений приведены на рис. 225 и 226. Рис. 225 соответствует хорошо очищенному маслу (пробивная напряженность в нормальном искровом промежутке 2,5 мм равна

имеет неоднородность поля, так что при увеличении радиуса, когда неоднородность уменьшается, пробивные напряжения возрастают, хотя при этом уменьшается расстояние между электродами. При больших радиусах, когда поле приближается к однородному, преобладающее значение при изменении радиуса приобретает изменение расстояния между электродами. Вследствие этого при возрастании внутреннего радиуса пробивные напряжения уменьшаются.

Зависимость пробивного напряжения от расстояния для технически чистого масла в случае двух параллельных цилиндров приведена на рис. 224. Для сравнения на этом же рисунке нанесены данные, соответствующие

230 $kV_{м/см}$), рис. 226 — маслу среднего качества, несколько влажному (пробивная напряженность в тех же условиях — 55 $kV_{м/см}$). Верхняя прямая соответствует однородному полю, кривые — электродам с острыми углами, форма которых приведена на рисунках. Со- поставление рис. 225 и 226 показывает, что неоднородности поля (острые углы) имеют несравненно большее значение в сухом масле, чем во влажном. Оказывается, что во влажном масле при наличии острых краев пробивные напряжения могут лежать даже выше, чем в однородном поле. К объяснению этого явления мы вернемся на стр. 342, когда будем подробнее говорить о влиянии формы электродов.

Данные Вэра приводят к тому практически важному следствию, что нормальные испытания на пробой, производимые обычно в более или менее однородных электрических полях, не дают полного представления о том, как будет себя вести это масло в резко неоднородном поле. Так, испытывая масла, соответствующие рис. 225 и 226, в однородном поле, мы определили бы, что первое масло лучше второго, а на самом деле в неоднородном поле оба масла ведут себя почти одинаково.

д) Зависимость пробивного напряжения от формы и материала электродов. Когда мы разбирали вопрос о зависимости пробивного напряжения от расстояния между электродами, мы уже коснулись вопроса о влиянии формы электродов и указывали на то, что в неоднородном поле (например в случае игольчатых электродов) пробой происходит при данном расстоянии между электродами при более низком напряжении, чем в однородном поле.

Самое простое предположение было бы то, что пробой происходит тогда, когда максимальная напряженность поля и в неоднородных полях достигает некоторого критического значения. Исследования ряда авторов показывают однако, что это предположение

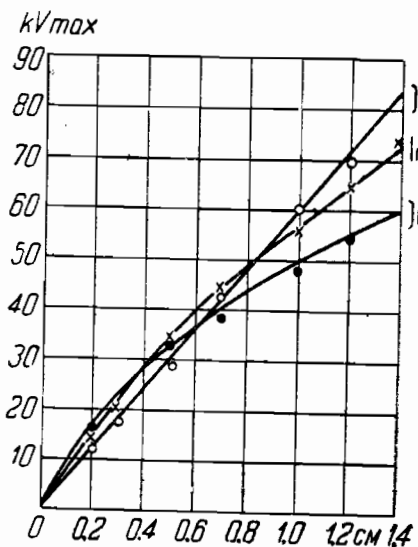


Рис. 226. То же, что рис. 225 для влажного масла. (По Вэру).

Таблица 31
Зависимость пробивной напряженности жидких диэлектриков от кривизны электродов.

Радиус кривизны электродов, мм	Гексан $kV/см$	Бензин $kV/см$	Трансформ. масло $kV/см$
50	390	330	250
3,5	450	380	260
0,5	470	390	310

не соответствует действительности. Так например, Зорге нашел, что при разных радиусах кривизны электродов пробой соответствуют максимальные напряженности поля, приведенные в табл. 31.

Согласно Пику [110] для трансформаторного масла в случае цилиндрических электродов при разных радиусах кривизны внутреннего электрода при пробое получают следующие максимальные напряженности поля (табл. 32).

Таблица 32.
Зависимость пробивной напряженности трансформаторного масла от кривизны электродов.

Радиус внутреннего цилиндра, см	Пробивная напряженность, kV/см
2,5	60
1,2	80
0,6	90
0,3	100

Данные Зорге и Пика показывают, что напряженность поля, необходимая для пробоя, при уменьшении радиуса кривизны систематически повышается. Никакой критической напряженности, характерной для данной жидкости, таким образом не существует. Следует впрочем отметить, что все приведенные выше пробивные напряженности недостаточно надежны, так как они вычислены в предположении, что распределение поля может быть вычислено по обычным формулам электростатики.

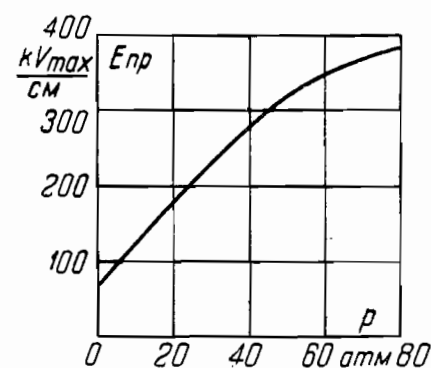


Рис. 227. Зависимость пробивного напряжения от давления для парафинового масла при переменном напряжении. (По Кокку).

Возможные искажения поля в жидкости из-за объемных зарядов или перемещения более проводящих примесей, таким образом, не принималось во внимание. Вместе с тем известно, что проводящие примеси, например вода, могут, втягиваясь в места наибольшей напряженности поля, сглаживать неоднородности поля. Этим отчасти и объясняются те относительно высокие значения пробивных напряжений, которые наблюдал Вэр во влажном масле в случае электродов с острыми краями (см. стр. 341).

Пробивное напряжение зависит не только от формы электродов, но и от величины их поверхности, а именно, чем больше поверхность, тем ниже лежат пробивные напряжения. Зависимость эта наиболее резко выражена при малых расстояниях между электродами (около 1 мм). Так, согласно Фармеру [162], пробивные напряжения масла, при увеличении диаметра дисков, служащих электродами, с 2,5 до 75 мм уменьшаются в 2,5 раза. Следует отметить, что явление это, резко выраженное в случае постоянного и переменного напряжения, при ударных напряжениях, согласно наблюдениям авто-

ров, отсутствует. Объяснение этому явлению мы дадим дальше, когда будем разбирать вопрос о механизме пробоя жидких диэлектриков.

Пока укажем лишь на то, что это явление может объяснить наблюдающуюся зависимость критической напряженности от радиуса кривизны электродов. Именно, чем меньше радиус кривизны, тем меньше поверхность электродов и тем выше следовательно должны лежать пробивные напряжения. С другой стороны, при уменьшении радиуса кривизны увеличивается неоднородность поля и повышается его максимальная напряженность. Совместное действие этих двух факторов (уменьшение поверхности, увеличение неоднородности поля) и может вызвать тот ход зависимости от кривизны электродов, который приведен в табл. 31 и 32.

Это же явление объясняет те сравнительно высокие значения пробивных напряжений, которые получаются при электродах, имеющих острые края.

Как указывалось в главе I, и в газах напряженность поля, необходимая для возникновения ударной ионизации, зависит от кривизны электродов. Наличие такого же рода зависимости для жидких диэлектриков не может однако, как это предполагает ряд авторов, служить доказательством того, что и в жидкостях пробой обуславливается ударной ионизацией. Этот вопрос мы подробнее разберем, когда будем говорить о теориях пробоя жидких диэлектриков. Кроме формы электродов и их поверхности оказывает влияние на пробивные напряжения и материал электродов. Соответствующие данные, полученные Зорге, приведены в табл. 33.

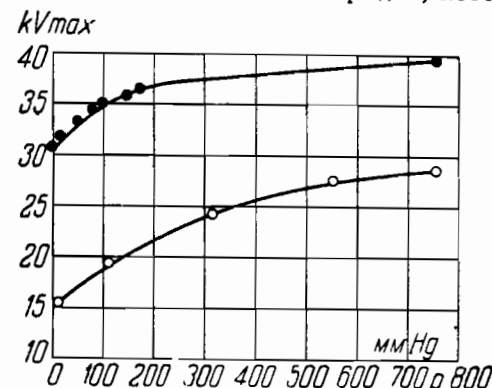


Рис. 228. Зависимость пробивного напряжения от давления для трансформаторного масла. Расстояние между электродами 0,75 мм. ● — переменное напряжение, ○ — постоянное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

Таблица 33.
Зависимость пробивной напряженности в kV_m/см от материала электродов для жидких диэлектриков.

Жидкость \ Материал электродов	Железо	Латунь	Свинец	Медь	Алюминий	Золото	Цинк
Бензин	400	420	435	455	450	—	490
Гексан	355	370	380	435	440	—	475
Ксилол	430	410	465	470	480	430 485	515

Материалы расположены приблизительно в порядке их теплопроводности, причем наибольшие значения дают наиболее теплопроводные металлы.

е) Зависимость пробивного напряжения от давления. Наблюдается значительная зависимость пробивного напряжения жидкости от давления, под которым эта жидкость находится. Как правило, при увеличении давления пробивные напряжения повышаются. Насколько значительной может быть эта зависимость, видно

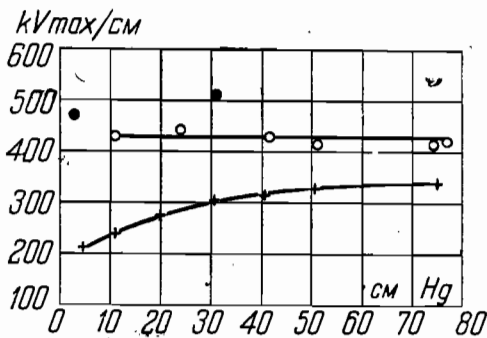


Рис. 229. Зависимость пробивного напряжения от давления для ксилола.

○ — обезгаженный ксилол
● — первые значения
+ — необезгаженный ксилол.
(По Вальтеру и Инге).

из рис. 227, на котором приведены данные, полученные Кокком [163] для случая парафинового масла при 50-периодном переменном напряжении. До давлений порядка 40 атмосфер пробивные напряжения возрастают линейно с увеличением давления. При давлениях, превышающих 40 атмосфер, возрастание замедляется и около 80 атмосфер пробивные напряжения приближаются по видимому к некоторому предельному значению. Следует отметить, что данные Кокка относятся к сравнительно грязному маслу (пробивная напряженность при атмосферном давлении около 100 kV/cm).

Можно думать, что в случае более чистых жидкостей, зависимость пробивного напряжения от давления будет меньшей, хотя непосредственный опытный материал по этому вопросу отсутствует. Наиболее подробно изучен вопрос о зависимости пробивного напряжения

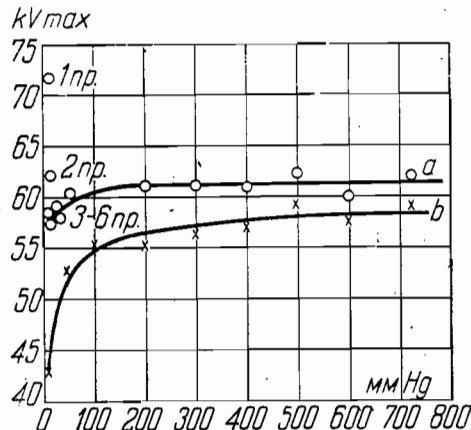


Рис. 230. Зависимость пробивного напряжения от давления для трансформаторного масла.

○ — обезгаженное масло
+ — необезгаженное масло
(По Эдлеру и Кнорру).

от давления при давлениях меньше атмосферного. Мы рассмотрим этот вопрос подробно при разборе теории пробоя жидкостей, и приведем здесь лишь следующие данные.

При уменьшении давления пробивное напряжение трансформаторного масла как при постоянном, так и при переменном напряжении сначала медленно, затем все быстрее убывает (рис. 228). При низких давлениях в несколько см Hg пробивные напряжения, в зависимости от степени чистоты жидкости и от вида напряжения, на 25–50% ниже, чем при атмосферном давлении. Аналогичные данные получаются и у других жидкостей, например ксилола и гексана (ср. рис. 244, 245). Как видно из этих рисунков, зависимость пробивного напряжения от давления тем резче выражена, чем ближе мы подходим к температуре кипения жидкостей.

В случае обезгаженных жидкостей, как было показано авторами и независимо от них Эдлером и Кнорром [147], зависимость пробивного напряжения от давления не наблюдается. Данные, соответствующие ксилолу, приведены на рис. 229; соответствующие трансформаторному маслу — на рис. 230. Не имеется также зависимости пробивного напряжения от давления и в случае ударных напряжений. Для давлений ниже атмосферного этот факт был обнаружен авторами [154] (рис. 231). Эта закономерность была распространена Диттертом [164] на давления больше атмосферного (рис. 232).

Мы видим таким образом, что зависимость пробивного напряжения

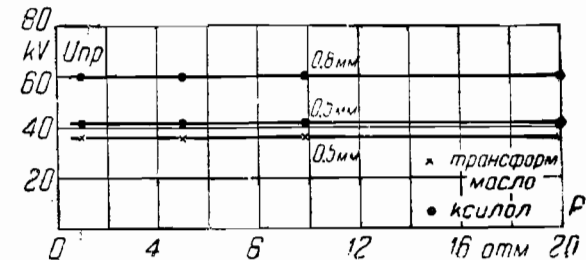


Рис. 232. Зависимость пробивного напряжения от давления для ксилола и трансформаторного масла при ударных напряжениях.
(По Диттерту).

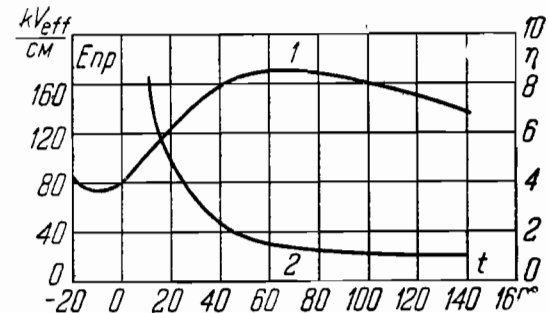


Рис. 233. Зависимость пробивной напряженности (кривая 1) и вязкости (кривая 2) от температуры для трансформаторного масла.
(По Фризе).

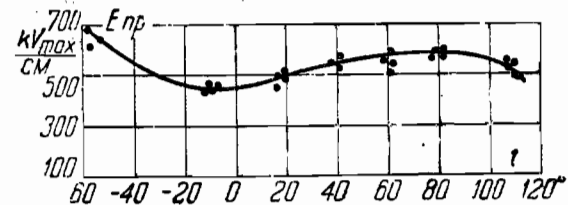


Рис. 234. Зависимость пробивной напряженности от температуры для чистого трансформаторного масла. Переменное напряжение.
(По Ториаме).

от давления отсутствует в тех случаях, когда: 1) выдержка очень мала (ударные напряжения), 2) жидкость обезгажена. Становится

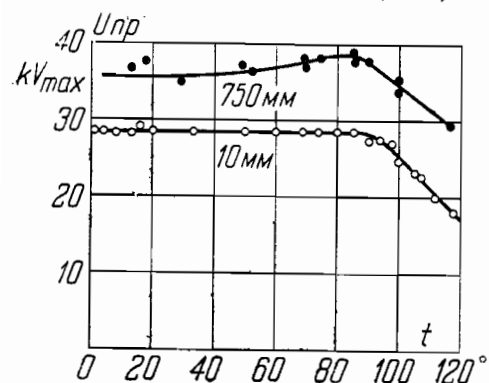


Рис. 235. Зависимость пробивного напряжения от температуры для трансформаторного масла. Переменное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

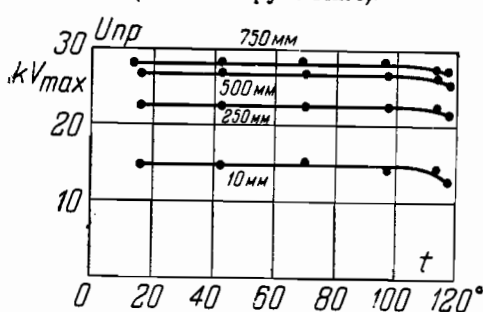


Рис. 236. Зависимость пробивного напряжения от температуры для трансформаторного масла при постоянном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

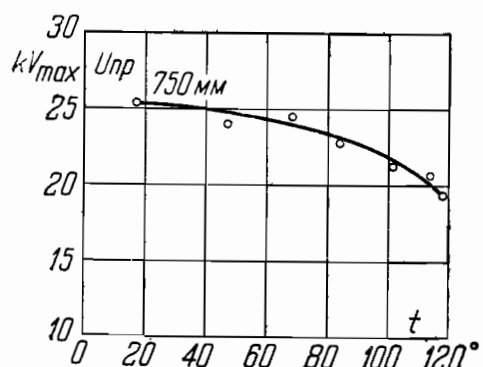


Рис. 237. Зависимость пробивного напряжения от температуры при ударных напряжениях для трансформаторного масла. (По Вальтеру и Инге).

весьма вероятным, что зависимость пробивного напряжения от давления обуславливается более или менее длительными вторичными явлениями, связанными с наличием в жидкости растворенного газа. Следует также отметить, что в резко неоднородных электрических полях, например в случае игольчатых электродов, зависимость пробивного напряжения от давления значительно меньше, чем в однородном электрическом поле.

и) Зависимость пробивного напряжения от температуры. Зависимость пробивного напряжения жидкости от температуры складывается различно, в зависимости от степени чистоты жидкости и вида напряжения. Для технически чистого трансформаторного масла характерно увеличение пробивного напряжения при повышении температуры, причем максимальные значения согласно данным Фризе [144] получаются около 60—80°С, после которых пробивное напряжение начинает опять спадать (ср. рис. 233). Отношение максимальной (60°) и минимальной (0°) пробивной напряженности равно 2. При переходе к более чистым маслам максимум этот становится менее резко выраженным, как это видно из данных Ториама [153] (рис. 234) и авторов (рис. 235). В некоторых случаях, при особенно чистых маслах этот максимум по наблюдению авторов совершенно отсутствует. Он объясняется по видимому примесями. Не наблюдается этого максимума, как видно из рис. 236, при постоянном напряжении, при ко-

тором пробивное напряжение масла между 15° и 100° от температуры вообще не зависит. В случае ударных напряжений пробивные напряжения масел при повышении температуры систематически понижаются, как это видно из рис. 237, построенного на основании данных авторов.

Наибольший теоретический интерес представляет зависимость пробивного напряжения от температуры для химически простых жидкостей, не разлагающихся до температуры кипения, как например для ксилола и гексана. На этих данных мы остановимся подробнее при рассмотрении теории пробоя жидкостей, сославшись здесь на соответствующие рисунки (стр. 352) и указав, что пробивные напряжения систематически, сначала медленно, потом все быстрее падают до приближения к температуре кипения. В случае ударных напряжений зависимости пробивного напряжения химически простых жидкостей от температуры не наблюдается.

§ 12. Электропроводность жидкостей в сильных электрических полях. Для того, чтобы разобраться в механизме пробоя диэлектриков, будь то твердых или газообразных, недостаточно подробно изучить одни закономерности пробоя. Необходимо выяснить, не происходит ли в диэлектрике при напряжениях меньше пробивного каких-нибудь явлений, которые, возрастая по своей интенсивности по мере приближения к пробивным напряжениям, готовят пробой. Так более или менее стройную теорию пробоя газа удалось построить лишь после того, как были промерены ионизационные токи, текущие через газ при напряжениях меньше пробивного. Можно было ожидать, что и в жидкости изучение зависимости тока от напряжения при напряжениях близких к пробивным — даст некоторые указания на механизм пробоя.

Наиболее полно зависимость токов от напряжения в сильных электрических полях изучена для трансформаторного масла. Мы остановимся здесь лишь на результатах исследований, приведенных в последнее время Ториама [153] и Никурадзе [45, 165], так как эти исследования могут считаться наиболее надежными. Ториама производил свои измерения с трансформаторным маслом, очищенным путем

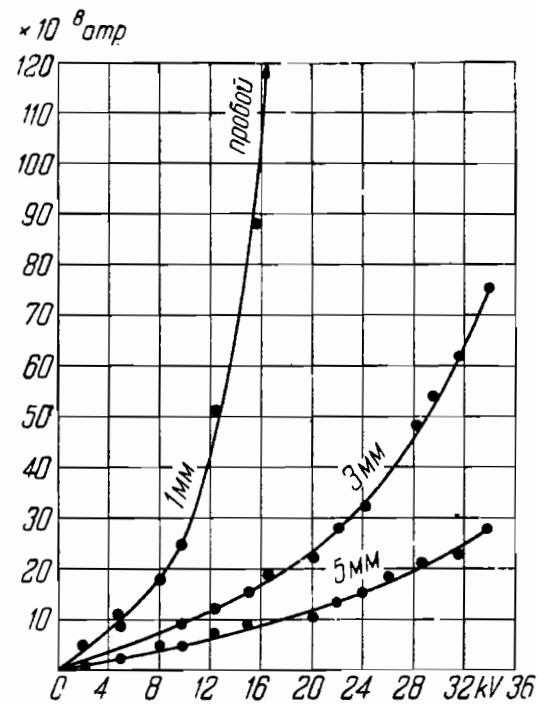


Рис. 238. Зависимость тока от напряжения для чистого трансформаторного масла. (По Ториама).

многократного фильтрования и прогрева. Полученная им зависимость токов от напряжения при нескольких расстояниях между электродами приведена на рис. 238.

Как видно, наблюдается сильное отступление от закона Ома, тем более значительное, чем меньше расстояние между электродами и чем больше соответственно напряженность поля. При повышении напряжения проводимость резко увеличивается. Сравнение токов в маслах различной степени очистки (рис. 239) указывает на то, что в более чистых маслах токи меньше; но возрастание тока при возрастании напряжения идет быстрее, чем в менее чистых маслах. В случае медленного подъема напряжения токи у Ториамы получались несколько меньшими, чем при быстром подъеме напряжения. Этот факт можно объяснить тем, что при медленном подъеме напряжения масло вследствие

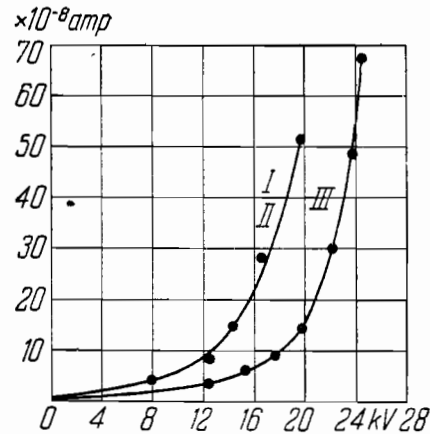


Рис. 239. Зависимость тока от напряжения в трансформаторном масле различной степени очистки. Кривая III — более тщательно очищенное масло. (По Ториаме).

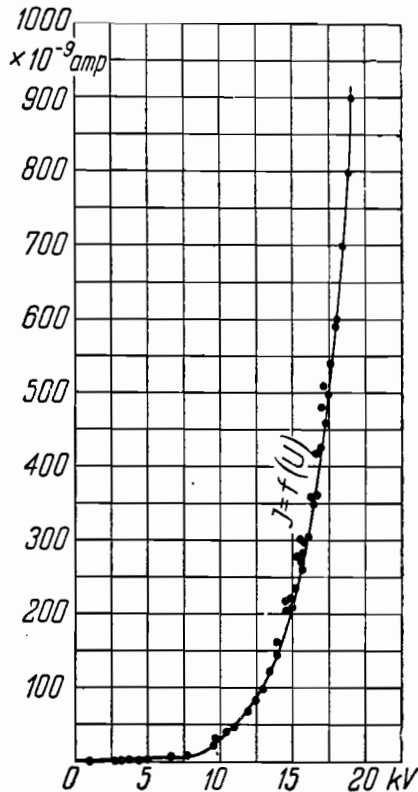


Рис. 240. Зависимость тока от напряжения в предельно чистом трансформаторном масле. (По Никурадзе).

прохождения тока дополнительно очищалось. Данные Ториамы являются, таким образом, неустойчивыми во времени, что значительно снижает их ценность.

Никурадзе добился полной устойчивости значений тока во времени. Основной, применяемый им метод очистки жидкости заключается в том, что к электродам на долгое время (несколько часов) прилагалось постоянное напряжение, близкое к пробивному. При этом происходил электролиз жидкости, а так как в переносе тока в жидких диэлектриках участвуют преимущественно примеси, то эти примеси

при электролизе уводились из поля и осаждались на электродах. Этим способом Никурадзе удалось добиться полной воспроизводимости токов.

Как уже указывалось в главе II в параграфе о проводимости жидких диэлектриков (стр. 122), зависимость токов от напряжения для чистых жидкостей имеет тот же характер, как для газов (рис. 240), именно при малых напряжениях более или менее оправдывается закон Ома, дальше имеется область тока насыщения, в которой ток от приложенного напряжения не зависит, после которой следует область вторичного подъема тока. Возникает вопрос, может ли этот вторичный подъем быть объяснен ударной ионизацией подобно тому,

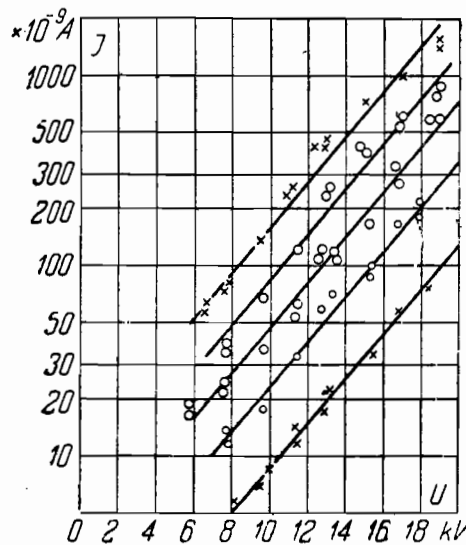


Рис. 241. Зависимость тока от напряжения в области вторичного подъема для чистого масла при разных температурах. (По Никурадзе и Руссишвили).

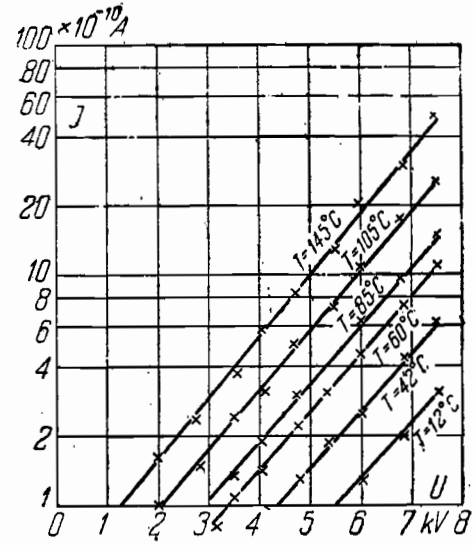


Рис. 242. Зависимость тока от напряжения в ксилоле при разных температурах. (По Вальтеру и Инге).

как в газах. Нарастание ионизационного тока в газах (стр. 276) происходит по формуле:

$$i = i_0 e^{\alpha U}, \quad (95)$$

причем сам коэффициент α квадратично зависит от напряжения (для атмосферного давления $\alpha = 1,205 (E - 22,9)^2$). Зависимость логарифма тока от напряжения должна таким образом иметь параболический характер.

Для жидкостей, как показал Никурадзе, в области вторичного подъема тока строго выполняется, как видно из рис. 241, линейная зависимость между логарифмами тока и напряжением. Иными словами, зависимость тока от напряжения передается формулой:

$$i = i_0 e^{cU} \quad (96)$$

и отличается от той, которая получается для газов в однородном электрическом поле. Аналогичные данные были получены авторами для ксилола (рис. 242). Легко убедиться в том, что нарастание тока

в жидкости происходит медленнее чем в газах. Это разногласие не говорит, однако, против предположения о наличии ударной ионизации в жидкости, а лишь указывает на то, что закономерности газового пробоя не могут быть чисто механически перенесены на случай жидких диэлектриков.

Для того чтобы выполнялась ф-ла (96) и одновременно оправдывалась ф-лой (95), необходимо предположить, что α возрастает при увеличении напряженности поля E по закону $\alpha = c \cdot E$ медленнее, чем в газах.

Допустим, что в жидких диэлектриках будет оправдываться линейная зависимость между α и E , и следовательно ф-ла (95). Коэффициент ионизации положим для жидкостей равным k . Ток в жидкости будет расти тогда по закону:

$$i = i_0 e^{kd}. \quad (97)$$

Будем менять расстояние между электродами, сохраняя напряженность поля постоянным. Поскольку коэффициент k зависит только от поля и сохраняется таким образом постоянным, ток, при увеличении расстояния между электродами, должен расти как показательная функция расстояния между электродами. Наклон прямой — логарифм i как функция d дает при этом численное значение коэффициента ионизации k . Для очень тщательно очищенной жидкости Никурадзе [165] нашел, что такого рода зависимость для трансформаторного масла действительно

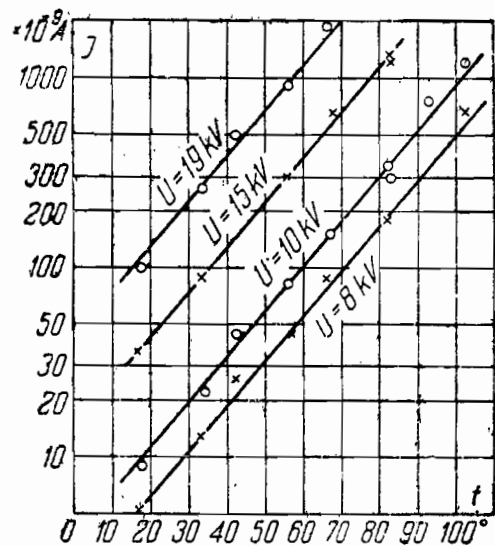


Рис. 243. Зависимость тока от температуры в трансформаторном масле при разных напряжениях.

(По Никурадзе и Руссшвилли).

выполняется. Коэффициент k для жидкостей оказывается значительно меньше чем для газов, именно напряженности поля в 30 кВ/см соответствует $k=1-2$. Таким образом при таких полях на путь в 1 см приходится всего 1—2 ионизирующих столкновения. Малым значением коэффициента k объясняется также и медленный подъем ионизационной кривой, значительно менее крутой, чем в газах; обстоятельство, на которое мы уже указывали.

Коэффициент c , а следовательно и коэффициент ионизации k (напомним, что мы положили $cE=k$, где E — напряженность поля), не зависит от температуры. При повышении температуры, как видно из рис. 241, мы получаем параллельный сдвиг прямой без изменения ее наклона. Начальная напряженность жидкостей очень низка и составляет, согласно Никурадзе, 15—20 кВ/см.

Следует отметить, что ф-ла (97) выполняется лишь в случае предельно чистых жидкостей. При наличии хотя бы малых загряз-

нений они перестают выполняться. Причина заключается вероятно в том, что появляются добавочные центры ионизации, которые нельзя считать объемно равномерно распределенными.

Второе явление, которое могло бы объяснить возрастание тока в сильных электрических полях, это так называемый эффект Вина, обуславливаемый увеличением подвижности ионов в сильных электрических полях. Если бы это объяснение было справедливо, то проводимость жидкостей должна была бы однозначно определяться напряженностью электрического поля и не зависит от расстояния между электродами. Мы видим, что на самом деле проводимость жидкостей определяется как тем, так и другим. Более вероятно поэтому, что увеличение проводимости жидкостей в сильных электрических полях обусловлено явлением ударной ионизации.

Зависимость электропроводности от температуры носит в этой области ионизации, как показал Никурадзе, тот же характер, как при низких напряжениях, и подчиняется довольно точно простому экспоненциальному закону (рис. 243).

Токи в жидкостях, в частности ионизационные токи, не зависят от внешнего давления. Величины их, однако, возрастают, если в жидкости растворен газ, и убывают при обезгаживании жидкости. Наблюдается зависимость токов от материала электродов (ср. Никурадзе [165]).

§ 13. Механизм пробоя жидких диэлектриков. Изучение электропроводности жидких диэлектриков в сильных электрических полях приводит, как мы видим, к заключению, что в жидкости может иметь место ударная ионизация. Естественно возникает предположение, что пробой жидких диэлектриков может быть таким ионизационным процессом, как пробой газов. Фотография поверхностных разрядов в жидкостях, которые приведены на стр. 359—362, очень похожи на фигуры разрядов в электроотрицательных газах. Это обстоятельство также говорит в пользу того, что пробой жидкости обусловлен ударной ионизацией. И действительно, при ударных напряжениях получаются зависимости, которые укладываются в рамки ионизационной теории. Допустим, что при ударной ионизации ионизует сама жидкость, а не какие-либо включения, например газообразные. В таком случае нет никакого основания, чтобы у химически простых жидкостей, не разлагающихся при нагреве, при изменении давления или температуры условия для ионизации, а следовательно и пробивные напряжения, заметно изменялись. Это теоретическое предположение и оправдывается при ударных напряжениях, при которых пробивное напряжение от давления и температуры не зависит. Некоторая температурная зависимость наблюдается, как указывалось, лишь у масел. Однако это обстоятельство не противоречит нашей точке зрения, так как при изменении температуры структура масла вероятно меняется.¹ Вид поверхностных разрядов в жидкостях (стр. 359—362, рис. 247—250) позволяет сделать также некоторые предположения об ионизирующих агентах. Мы уже указывали на то, что разряды в жидкостях имеют такой же вид, как в сильно электро-

¹ Предположение об изменении структуры масла при нагреве подтверждается тем обстоятельством, что вязкость масла при нагреве резко изменяется.

отрицательных газах, т. е. в тех средах, где электрон легко прилипает к молекуле. Весьма вероятно поэтому, что и в жидкостях ионизируют электроны, а сходство с электроотрицательными газами получается потому, что в жидкостях электроны, как и следовало предполагать, обладают лишь малыми пробегами.

То, что механизмы пробоя жидкостей и газов близки друг к другу, следует еще и из того обстоятельства, что если перевести повышением давления газ в жидкость вблизи критической температуры, то никакого скачка пробивного напряжения при переходе от газообразной к жидкой фазе не наблюдается (ср. Цайер [121a]).

Независимость пробивного напряжения от давления и от температуры наблюдается у хорошо обезгаженных жидкостей и в случае

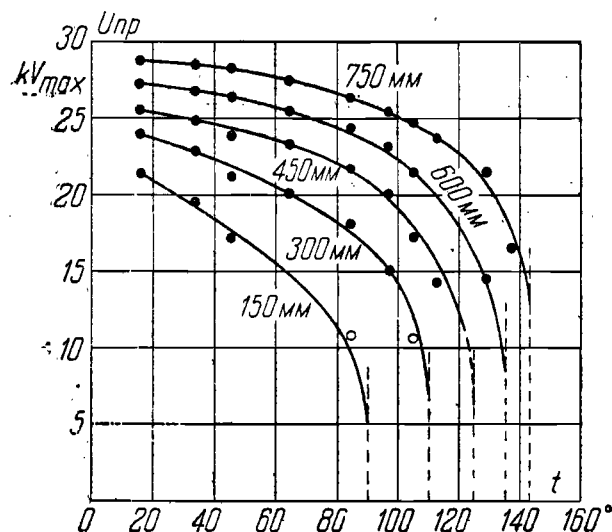


Рис. 244. Зависимость пробивного напряжения от температуры для ксилола. Постоянное напряжение (По Вальтеру и Инге).

постоянного напряжения. Является однако спорным, заключается ли здесь пробой также в одной лишь ударной ионизации. Развитие ударной ионизации — процесс весьма быстрый и требующий, если судить по аналогии с газами, лишь $10^{-4} - 10^{-6}$ сек. времени. Вместе с тем, при пробое обезгаженной жидкости на постоянном напряжении наблюдается и при больших выдержках значительная зависимость пробивного напряжения от времени. Это обстоятельство указывает на то, что и в обезгаженных жидкостях имеют место длительные вторичные процессы, снижающие пробивные напряжения. О характере этих процессов мы пока еще ничего не знаем, имеются лишь указания на то, что они тем слабее выражены, чем чище жидкость.

Еще более туманным становятся на первый взгляд закономерности, если перейти к жидкостям не обезгаженным, так как здесь к зависимости пробивного напряжения от времени добавляется еще зависимость от давления и температуры.

Рассмотрим более подробно кривые, передающие эту зависимость, причем начнем с жидкостей, обладающих простой химической структурой и резко выраженной температурой кипения.

Соответствующие данные приведены на рис. 244 для ксилола, на рис. 245 для гексана. На этих рисунках пунктирными вертикальными прямыми обозначены те температуры, при которых, при соответствующих надписанных над кривыми давлениях, кипит жидкость:

кривые ясно показывают, что высота пробивного напряжения определяется тем, как далеко жидкость, при данных условиях, находится от точки кипения. Повышая температуру или уменьшая давление, мы приближаемся к точке кипения, вследствие чего пробивные напряжения понижаются. Эти закономерности можно объяснить, если допустить, что первой стадией пробоя является вскипание жидкости, вызванное выделяющимися в жидкости тепловыми потерями. К этому выводу пришли одновременно авторы этой главы, а также Эдлер и Кнорр [147] в Германии.

Элементарный подсчет показывает, что выделяющегося в жидкости тепла не может хватить на то, чтобы сколько-нибудь заметно разогреть весь объем жидкости между электродами. Действительно: пусть удельная проводимость жидкости равна 10^{-12} см³/Ω

(очень большое значение, редко встречающееся среди сколько-нибудь чистых жидкостей), напряженность поля 4×10^3 кВ/см. Количество выделяющейся энергии будет 0,16 W, или приблизительно 0,04 кал/сек на единицу объема. Количество выделяющегося тепла столь мало, что оно легко отводится электродами и уносится конвекционными токами и заметного нагрева жидкости не наступает.

Известно, кроме того, что если вводить в жидкость твердые или жидкие примеси, растворяющиеся в этой жидкости и увеличивающие ее проводимость, то пробивные напряжения почти не понижаются.¹ Это обстоятельство так же говорит против того, чтобы пробой мог вызываться равномерно распределенными объемными потерями.

Чтобы сохранить „тепловую“ точку зрения, придется допустить, что выделение тепла происходит не во всем объеме жидкости, а концентрируется в отдельных малых частях.

Наиболее полно эта точка зрения была развита Эдлером [166], который предположил, что у электродов имеются тонкие слои, обладающие большим сопротивлением. В этих слоях и происходит основное выделение тепла. Легко, однако, показать, что наличие таких слоев должно было бы повлечь за собой заметное искажение поля, именно — напряженность поля у электродов должна была бы быть значительно

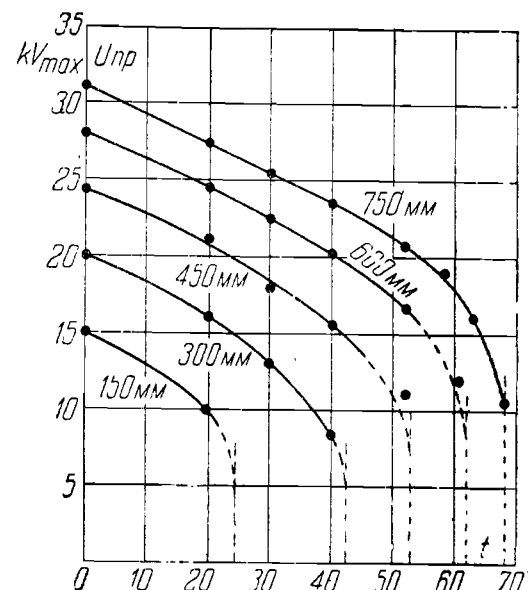


Рис. 245. То же, что рис. 244, но для гексана. (По Вальтеру и Инге).

¹ Ср. Гемант [98].

увеличенной, а в средних частях поля значительно меньшей, чем $\frac{U}{d}$ (U —приложенное напряжение, d —расстояние между электродами). Вместе с тем, весьма тщательные измерения, произведенные Данчером [46] при помощи Керр-эффекта показали, что распределение поля в мало проводящих жидкостях, как толуол, остается равномерным, вплоть до пробивных напряжений. Допущение Эдлера нам кажется поэтому мало вероятным.

Другое предположение, высказанное в свое время авторами, заключается в том, что центрами, вокруг которых выделяется тепло и происходит испарение жидкости, являются пузырьки газа, поглощенные жидкостью или адсорбированные электродами.

Что поглощенный в жидкости газ заметно увеличивает тепловые потери, видно из кривых того же Эдлера. Электродами у Эдлера служили острие и пластинка. Жидкость—трансформаторное масло обезгаживалось перегонкой в вакууме. Результаты измерений приведены на рис. 246. В случае обезгаженного масла (кривые a и b), токи при положительном острие значительно меньше, чем при отрицательном. Если дать маслу постоять несколько суток в соприкосновении с тщательно осушенным воздухом, то зависимость тока от напряжения меняется (кривые a' и b'). Токи значительно возрастают, причем в масле, содержащем газ, большие токи дает уже не отрицательное острие, а положительное. Можно считать, таким образом, доказанным, что наличие поглощенного газа увеличивает проводимость, а следовательно и тепловые потери в жидкости.

Если тепловая точка зрения на пробой справедлива, то можно сказать, что в случае масла, с которым работал Эдлер, наибольшие значения пробивных напряжений получатся там, где проводимость наименьшая, наоборот наименьшие значения там, где проводимость наибольшая. Полученные Эдлером значения пробивных напряжений сопоставлены в следующей таблице:

Таблица 34.

		Пробивное напряжение в kV
Масло обезгаженное	острие + ...	32
	острие —	30,3
Масло, содержащее газ	острие + ...	27,5
	острие —	29,5

Сравнение данных, приводимых в табл. 34, и кривой на рис. 246 показывает, что имеется полное соответствие между величиной проводимости и пробивного напряжения. Следствия, выведенные из предположения о тепловой природе пробоя, таким образом вполне подтверждаются.

Невыясненным остается только вопрос, как распространяется в жидкости поглощенный газ, и соответственно, являются ли добавочные

потери, возникающие в жидкости из-за присутствия газа, равномерно распределенными по всему объему жидкости или нет. Нам кажется более вероятным, что газ содержится в жидкости в виде мелких пузырей или в коллоидальном состоянии, исходя из следующих соображений:

1) Трудно понять, почему газ, находящийся в жидкости в виде молекулярного раствора, может увеличить ее проводимость: если же газ содержится в виде мелких пузырьков, то в этих пузырьках в сильном электрическом поле возникает ударная ионизация, что может повлечь за собой увеличение проводимости всей системы.

2) В случае необезгаженной жидкости удается иногда наблюдать, что при напряжениях, несколько более низких чем пробивное, около поверхности электродов начинается обильное выделение газа.¹ Газ этот не является паром данной жидкости: вряд ли также это явление вызвано разложением жидкости, так как оно наблюдается и в случае довольно стойких жидкостей, как гексан. Вернее всего, что мы здесь имеем дело с выделением растворенного газа, вызванным хотя бы разогревом данного объема жидкости. Известно, что при нагреве растворимость газа уменьшается, так что растворенный первоначально газ может при нагреве собраться в виде пузырей.

Таким образом, если газ даже и находится при низких напряжениях в молекулярно раздробленном состоянии, то в сильном электрическом поле он может начать собираться в пузырьки.

В настоящее время еще не представляется возможным построить сколько-нибудь точную теорию теплового пробоя жидкостей. В основу теории может быть положено следующее предположение: пробой жидкости происходит тогда, когда жидкость около газового пузырька закипает, а для этого необходимо, чтобы количество тепла, выделяющееся в жидкости около пузырька при температуре кипения, превосходило количество отводимого тепла. Если мы положим количество выделенного тепла равным:

$$Q_1 = kiU, \quad (98)$$

где k — коэффициент, i — ток, текущий через неоднородность и U — приложенное напряжение, а количество отведенного тепла приравняем:

$$Q_2 = \beta (T_k - T_0), \quad (99)$$

¹ Ср. Коппельман [156].

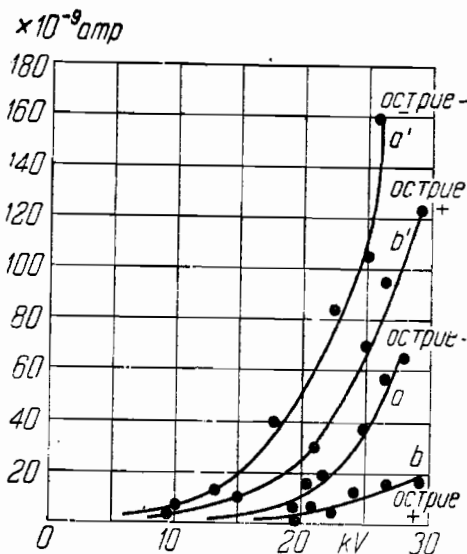


Рис. 246. Зависимость тока от напряжения в обезгаженном (a и b) и необезгаженном (a' и b') масле. (По Эдлеру).

где T_k — температура кипения жидкости при данном давлении,¹ T_0 — температура не нагреваемых объемов жидкости, то математически условие пробоя может быть сформулировано:

$$kiU \geq \beta (T_k - T_0). \quad (100)$$

Если известна зависимость тока i от напряжения U и от температуры, то ф-ла (100) позволяет определить зависимость пробивного напряжения от температуры и, поскольку известно, как с изменением давления p меняется T_k , и от давления.²

Экспериментальная проверка ф-лы (100) осложняется тем, что мы не знаем, как зависит ток в неоднородности от напряжения и температуры. Можно показать, что если предположить, что проводимость неоднородности меняется по тем же законам, как проводимость жидкости (см. рис. 243), то получается правильная зависимость пробивного напряжения от температуры, но неправильная зависимость от давления. Точная разработка тепловой теории пробоя жидкостей невозможна, пока не будет получено достаточно сведений о центрах испарения, содержащихся в жидкости, и о тех добавочных потерях, которые обуславливаются наличием в жидкости пузырьков газа.

То обстоятельство, что первичном актом пробоя жидких диэлектриков может являться испарение, подтверждается также опытами Ферранта [167]. Пробивая необезгаженный бензол при очень низких положительных и отрицательных давлениях (растянутая жидкость), Феррант нашел, что в области отрицательных давлений не наблюдается искры, а пробой заключается в том, что образуется пузырек и затем моментально вскипает вся жидкость.

С точки зрения тепловой теории пробоя становится также понятной зависимость пробивного напряжения от материала электродов и от их поверхности. Вероятнее всего, что кипение жидкости начинается около поверхности электродов, где всегда имеются адсорбированные пузырьки воздуха или других газов. В таком случае пробивное напряжение должно зависеть, во-первых, от способности металла электродов адсорбировать газ, а во-вторых, от коэффициента теплопроводности электродов, что как будто подтверждается данными Зорге [151].

Что касается зависимости пробивного напряжения от поверхности электродов, то она может быть объяснена тем, что при больших поверхностях затруднены конвекционные токи в жидкостях, которые ее главным образом и охлаждают. Таким образом при больших поверхностях жидкость может сильнее разогреваться и пробой произойдет раньше, чем при малых поверхностях.

Мы указывали уже на то, что согласно опытам Коппельмана [155] при искаженных формах кривых переменного тока пробой происходит при равных амплитудных, а не эффективных значениях

напряжения. Это обстоятельство как будто говорит против тепловой теории пробоя, при которой пробой должен был бы определяться эффективными значениями. Однако, как это заметил Эдлер [168], противоречие это лишь кажущееся и может быть объяснено тем, что проводимость жидкости является быстро возрастающей функцией напряжений. Именно только в том случае, когда проводимость γ постоянна, выделение тепла определяется эффективными значениями напряжений. Если же γ возрастает с напряжением, то верхним частям синусоиды будет соответствовать выделение тепла, увеличенное по сравнению с низким напряжением не в отношении квадратов амплитуд, а значительно больше, вследствие чего „эффективные“ в смысле выделения тепла значения напряжения могут приближаться к максимальным.

В то время как у простых жидкостей, как ксилол, гексан, бензол, пробой вероятно обуславливается испарением жидкости, обстоятельства несколько меняются, если перейти к технически наиболее важному жидкому диэлектрику — именно к трансформаторному маслу. Опытные закономерности, получающиеся в случае масел, значительно более сложны, чем у простых жидкостей; так, например, у масел, при комнатной температуре наблюдается зависимость пробивного напряжения от давления (ср. рис. 228), но отсутствует спадание пробивного напряжения при повышении температуры, столь характерное для других жидкостей.

Причина этого более сложного поведения заключается, вероятно, в том, что для трансформаторного масла, являющегося смесью углеводородов, не существует резко выраженной температуры кипения. Кроме того, задолго до области кипения, около $110-120^\circ$, масло начинает разлагаться с выделением твердых частиц (угля) и вероятно газа. Вряд ли поэтому тепловой пробой масла может заключаться в том, что вскипает самое масло или, вернее, наиболее легко кипящие его примеси.

Вернее, что рост пузырей вызывается не испарением жидкости, а ее термическим разрушением или, как думают Эдлер и Кнорр, выделением из жидкости под влиянием разогрева поглощенного в ней газа. Весьма любопытно также предположение, высказанное П. А. Флоренским [169], именно, что рост пузырей газа может происходить вследствие разложения масла непосредственной ионной бомбардировкой.

Известно, что под действием электрических разрядов минеральные масла разлагаются с образованием твердого осадка и с выделением газа, главным образом водорода. Можно предположить, что аналогичное явление может происходить в пузырьках газа, содержащихся в маслах. При достаточно высоком напряжении в этих пузырьках начнутся разряды, которые, разлагая масло, окружающее пузырь, будут вызывать рост пузыря.

Мы не будем останавливаться на специальных теориях пробоя, например тех, которые дал Гемант [170]. Он считает, что пробой жидкости может быть обусловлен тем, что содержащиеся в жидкости пузырьки газа или капельки воды под влиянием электрического поля будут вытягиваться в направлении поля и смогут образовать нечто вроде мостиков, по которым и пойдет пробой. Нам эта точка

¹ Строго говоря, под T_k следует подразумевать температуру, при которой закипает жидкость около пузыря. Из-за того что газ в пузыре находится под увеличенным давлением, эта температура на несколько градусов ($2-5^\circ$) превосходит нормальное T_k .

² К такой же формуле приходит в своих вычислениях Эдлер [166].

зрения кажется мало правдоподобной, так как она не может, например, объяснить резкого спадения пробивных напряжений жидкости при приближении к температуре кипения. Вода и поглощенный газ влияют на электрическую прочность вероятно не потому, что пузырьки или капельки образуют цепочки, вернее, что примеси являются центрами разогрева, около которых легче всего может вскипеть или разложиться жидкий диэлектрик.

По вопросу о пробое жидких диэлектриков в резко неоднородных электрических полях Дрейфусом [171] были высказаны некоторые соображения, на которых стоит остановиться. Как мы видели (стр. 341), совершенно неприемлемо предположение, что пробой жидкости в неоднородном поле происходит тогда, когда максимальная напряженность поля достигает некоторого предельного, характерного для жидкости значения. Предельная напряженность зависит не только от жидкости, но и от формы электродов.

Условием пробоя по Дрейфусу является следующее: в месте наибольшей напряженности поля падение напряжения вдоль силовой линии на некотором пути λ должно быть не менее некоторой критической величины V_k , т. е.

$$\int_0^{\lambda} E ds \geq V_k. \quad (101)$$

Пользуясь этим соотношением и подбирая λ и V_k , Дрейфусу удалось построить для резко неоднородных полей зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами, близко подходящую к наблюдаемым.

Следует отметить, что выполнение условия (101) не является доказательством ионизационной природы пробоя жидкостей, как думают некоторые авторы, отождествляя λ с длиной пробега электрона между двумя ионизациями и V_k с ионизационным потенциалом. Условие (101) является лишь общим энергетическим условием, требующим, чтобы в данном объеме поля, в области максимальной напряженности, выделялось достаточное количество энергии, и не противоречит, таким образом, тепловой точке зрения пробоя диэлектриков.

§ 14. Поверхностные разряды и поверхностный пробой (перекрытие) в жидких диэлектриках. Влияние барьеров. Обратимся к рассмотрению явлений, происходящих в сильных электрических полях на поверхности раздела жидкость — твердый диэлектрик. Если положить пластинку из какого-либо твердого диэлектрика, например стекла, на плоский электрод, сверху на пластинку поставить иглу и погрузить всю систему в жидкий диэлектрик, например трансформаторное масло, то уже при сравнительно низких напряжениях около острия появляется светящийся разряд, скользящий по поверхности твердого диэлектрика. Особенно хорошо это явление наблюдается при ударных напряжениях. Если поверхность пластинки покрыть светочувствительным слоем, то эти разряды можно фотографировать, причем оказывается, что они имеют вид, очень похожий на вид поверхностных разрядов (клидонограмм) в газах (см. рис. 190—192). Несколько фотографий таких разрядов в трансформаторном масле приведены на рис. 247—249. Сходство этих разрядов с разрядами в воздухе настолько большое, что напрашивается предположение,

что разряды в жидкостях обусловлены такими же ионизационными процессами, как в газах. Зависимость длины разрядов от формы и длительности импульсов подробно изучил Штаак [172], причем он пришел к следующим выводам: длина разрядов очень мало зависит от крутизны фронта. Лишь при самых высоких напряжениях ($40 \text{ kV}_{\text{max}}$) и импульса большой длины (τ порядка $10^{-3} — 10^{-2}$ сек.) наблюдается незначительное возрастание длины разрядов при увеличении крутизны. Длина разрядов возрастает линейно при повышении напряжения, т. е.

$$l = a(U - U_0), \quad (102)$$

U_0 для положительного разряда порядка 10 kV , для отрицательного разряда около 15 kV . При увеличении длительности импульса в интервале между 10^{-5} и 10^{-3} сек. длина разрядов возрастает. При дли-

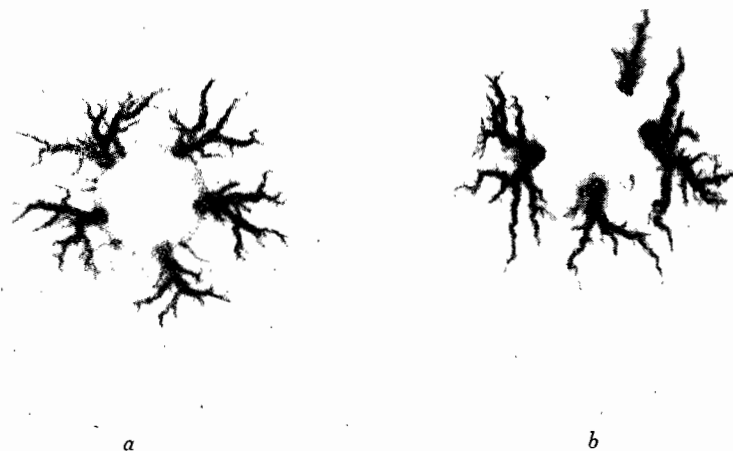


Рис. 247. Скользящие разряды в трансформаторном масле.

a — электрод положительный
b — электрод отрицательный.
(По Инге).

тельностью, превышающих 10^{-3} сек., длина разрядов при увеличении длительности импульса несколько убывает. Таким образом наибольшую длину разрядов дают импульсы длительностью 10^{-3} сек.

Сравнение разрядов в газах и жидкостях показывает, что, несмотря на большое сходство всех явлений, имеется и существенная разница. Именно в жидкостях значительно слабее выражено влияние полярности. Разряды при положительном и отрицательном острие имеют приблизительно одинаковый вид и лишь мало отличную длину, в противоположность газам, у которых эта разница резко выражена. Лишь в сильно электроотрицательных газах мы получаем разряды, подобные тем, которые наблюдаются в жидкостях.

Введение между электродами перегородок из твердого диэлектрика оказывает влияние на пробивное напряжение жидких диэлектриков. Существенное значение приобретают перегородки в неоднородных

электрических полях. При этом, если перегородки находятся в области максимальной напряженности поля, например в случае системы игла — плоскость около иглы, то пробивное напряжение системы оказывается повышенным, если перегородки помещены в той части поля, где напряженность мала (в случае системы игла

плоскость — около плоскости), то она не оказывает влияния на пробивное напряжение.

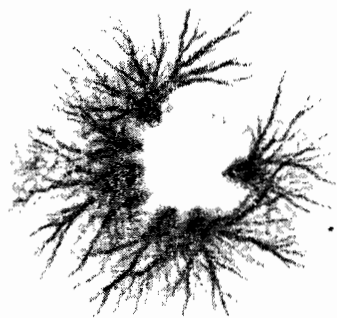
Причина этого явления заключается в том, что перегородка задерживает разряды, образующиеся в месте максимальной напряженности поля. Это барьерное действие перегородок может быть легко обнаружено, если фотографировать поверхностные разряды. На рис. 250 приведены две из полученных Штааком [172] фотографий. Все разряды задерживаются кольцом, окружающим иглу.

Точно так же как перекрытие твердого диэлектрика в газообразной среде, перекрытие в жидкой среде может быть повидимому сведено к пробоем жидкости в соответствующем однородном или неоднородном электрическом поле. Явление перекрытия в жидком диэлектрике осложняется однако тем, что напряжение, при котором происходят перекрытия, велики, и поэтому может наступить пробой самого перекрываемого твердого диэлектрика.

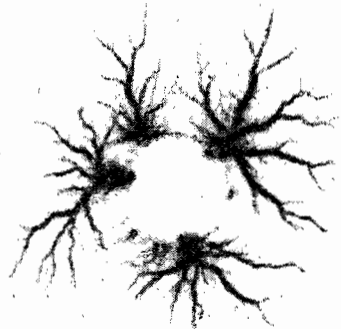
В однородном электрическом поле, согласно данным авторов [173], при перекрытии твердого диэлек-

наличия стекла, при тех же электродах. Как видно из рис. 251, при низких давлениях до 35—40 см Hg пробивные напряжения (масло) и перекрывающего напряжения (стекло в масле) совпадают. В этой области давлений перекрытие заключается таким образом в обычном пробое масла. При давлениях больше 40 см Hg перекрывающие напряжения уже не зависят от давления, причем перекрытия сопровождаются разрушением образца, чего не происходит при низких давлениях.

В случае если заложить стеклянную пластинку между электродами, имеющими поверхность меньшую чем пластинка стекла, и пробивать пластинку в масле, то, как будет показано дальше (глава IV), пробой обуславливается краевыми разрядами, появляющимися в масле у краев электродов. Абсолютное значение пробивного напряжения, получающееся в таких условиях для стеклянной пластинки толщиной в 2 мм при переменном напряжении, равно 38 kV; в случае перекрытия стекла толщиной тоже в 2 мм максимальные значения перекрывающих напряжений, согласно рис. 251, получаются равными 39—40 kV. Совпадение это вряд ли случайно и указывает на то, что и в этой области давлений перекрытие должно быть отождествлено с пробоем твердых диэлектриков. Пробой наступает там, где могут возникнуть „краевые“ разряды, т. е. вдоль поверхности диэлектрика.



a

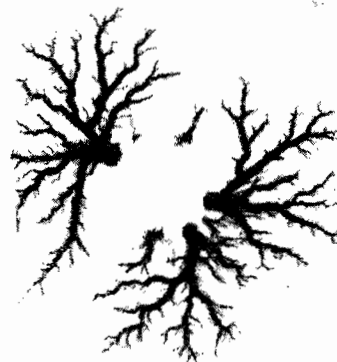


b

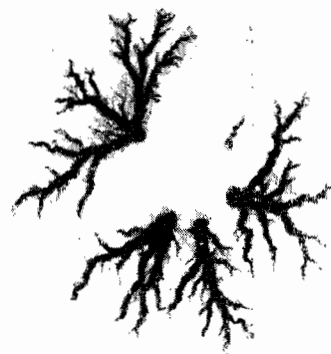
Рис. 248. Скользящие разряды в анилине.

a — положительный электрод
b — отрицательный электрод.
(По Инге).

трика в жидкости наблюдаются следующие закономерности: если измерять зависимость перекрывающего напряжения от давления для случая стекла в чистом трансформаторном масле, то получается кривая, приведенная на рис. 251, причем сплошной кривой передана зависимость $U_{пр}$ от p для одного масла без стекла, точками изображены значения перекрывающего напряжения, полученные при



a

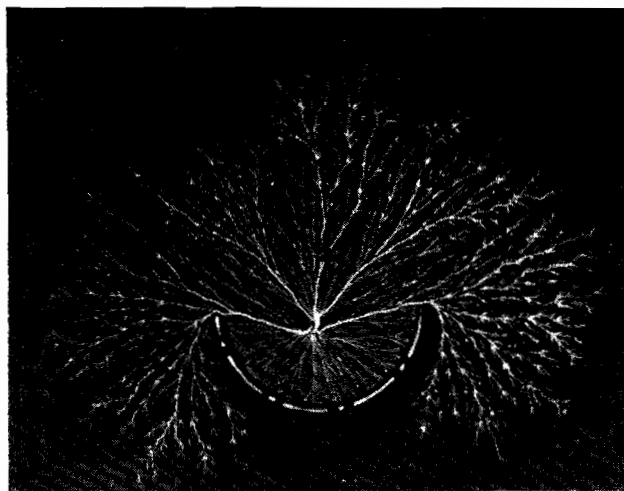


b

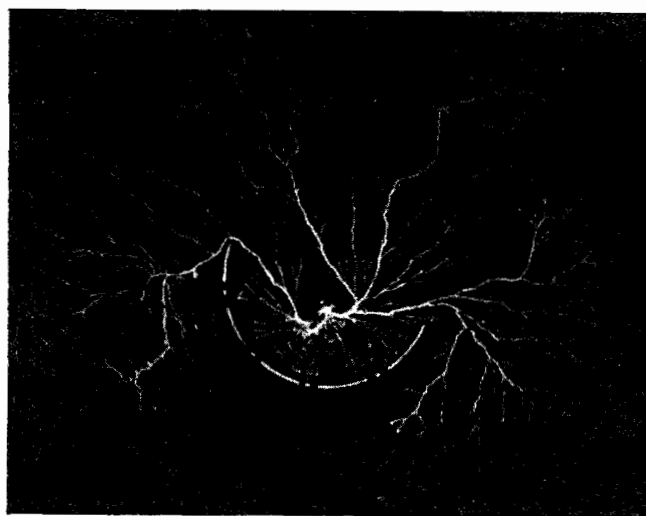
Рис. 249. Скользящие разряды в ксилоле.

a — положительный электрод
b — отрицательный электрод.
(По Инге).

Аналогичные закономерности получаются и для других толщин стекла, а также для других диэлектриков, например фарфор, эбонит.



a



b

Рис. 250. Барьерное действие перегородок на скользящий разряд в масле.

a — положительный разряд
b — отрицательный разряд

(По Штаак).

Если масло несколько загрязнено и его пробивные напряжения несколько понижены, то напряжение, равное пробивному напряжению

образца (при стекле в 2 мм — 40 кВ) не достигается даже при атмосферном давлении, и перекрывающие напряжения, как это видно из рис. 251 (нижняя кривая), равны пробивному напряжению масла.

Таким образом никакого специального перекрывающего напряжения не существует, а в зависимости от того, чье пробивное напряжение ниже, пробивается либо жидкость, либо диэлектрик, при нормальном, соответствующем ему напряжении. Для твердых диэлектриков при этом нужно брать те значения, которые соответствуют резко неоднородному полю и наличию краевых разрядов. К выводам, подобным тем, которые здесь приведены, пришел в своем исследовании и Риц [174], изучая перекрытие различных твердых диэлектриков в масле разной степени чистоты при толщинах образцов до 10 — 15 мм.

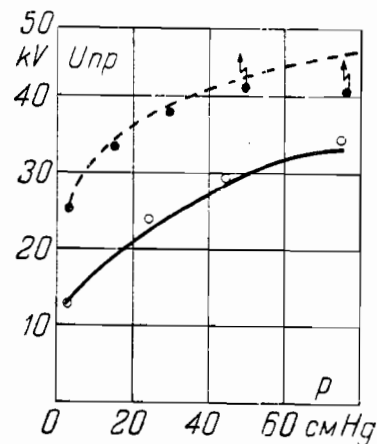


Рис. 251. Зависимость напряжения перекрытия от давления для стекла в трансформаторном масле.

● — перекрытие в чистом масле, кривая — пробой одного масла.
— перекрытие в загрязненном масле, кривая — пробой одного масла.

(По Вальтеру и Инге).

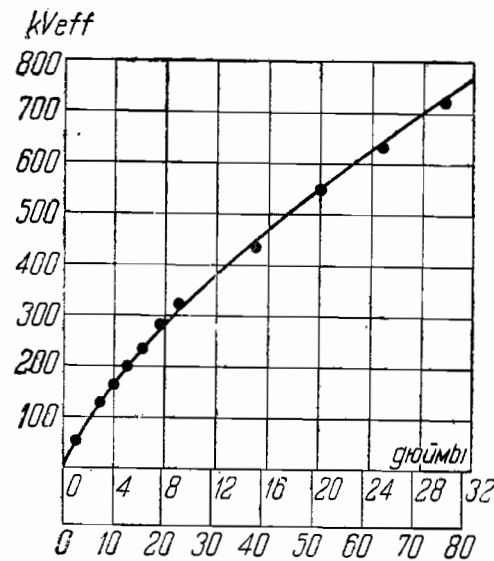


Рис. 252. Зависимость напряжения перекрытия от расстояния для прешпана в масле при переменном напряжении.

(По Эдуардсу, Гудлету и Пэрри).

В случае электродов, создающих неоднородное электрическое поле, перекрытие должно быть вероятно отождествлено с пробоем одного масла при той же форме поля. В подтверждение этого можно привести кривую, полученную Эдуардсом, Гудлетом и Пэрри [113] (рис. 252), передающую зависимость перекрывающего напряжения от расстояния между электродами в случае прешпана в трансформаторном масле среднего качества. Электроды, примыкающие к диэлектрику, своими острыми краями были обращены друг к другу. Сравнивая приведенные здесь значения перекрывающего напряжения с теми, которые получаются в случае игольчатых электродов в одном масле (рис. 119), мы видим, что значения эти почти совпадают, т. е. что пробой масла и перекрытие твердого диэлектрика в масле в неод-

народном электрическом поле могут быть отождествлены. Перекрытие, заключающееся в пробое самого твердого диэлектрика, здесь маловероятно, так как пробивное напряжение масла в неоднородном электрическом поле сильно понижено и не может достигнуть тех значений, которые необходимы для пробоя твердого диэлектрика.

Глава III.

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

Изменения, наступающие в диэлектрике в процессе пробоя, вызываются сообщаемой диэлектрику энергией за счет электрического поля: диэлектрик, поглощая энергию, превращает ее из электрической в иные формы энергии (движения).

„Если какое-нибудь движение переносится с одного тела на другое, то, поскольку это движение переносится активно, его можно считать причиной движения, поскольку же оно перенесено пассивно, — результатом, в таком случае эта причина, это активное движение выступает как сила, а пассивное движение — как проявление силы“.¹

При пробое в роли активного движения выступает энергия электрического поля, в роли пассивного — те формы движения, в которые переходит электрическая энергия в диэлектрике.

По основной форме пассивного движения определяется форма процесса пробоя.

Соотношение между активной и пассивной формами движения, между силой и проявлением силы дает основу для разбора многообразия форм пробоя и их классификации. На основании имеющихся опытных данных мы можем в настоящее время говорить о следующих формах пробоя.

§ 15. Тепловая форма пробоя. Ток, проходящий через диэлектрик после наложения напряжения, его несколько разогревает. Так как диэлектрики, как правило, обладают отрицательным температурным коэффициентом ($\frac{dR}{dT} < 0$), то при этом разогреве сопротивление диэлектрика уменьшается. Это вызывает увеличение тока, текущего через диэлектрик, дальнейший разогрев, новое нарастание тока и т. д.

Одновременно с выделением тепла происходит отвод тепла от нагретых частей диэлектрика к холодным. Если в некоторой стадии разогрева установится относительное равновесие между отводимым и выделяющимся теплом, то дальнейший нагрев диэлектрика прекратится. Образец останется нагретым до некоторой постоянной температуры.

Если же условия таковы, что установление равновесия между выделением и отводом тепла невозможно, то температура диэлектрика повышается и достигает того значения, при котором диэлектрик переходит либо в другое агрегатное состояние, либо по другой при-

чине теряет электрическую прочность. В том и другом случае за этим следует пробой диэлектрика.

В соответствии с формой пассивного движения, закономерности этой формы разрушения определяются термическими условиями.

Самой существенной и характерной особенностью теплового пробоя является его температурная зависимость. Количество тепла, выделяющегося в диэлектрике, может быть положено равным:

$$Q = C \frac{U^2}{R}, \quad (103)$$

где U — приложенное напряжение, R — сопротивление диэлектрика и C — некоторый коэффициент, зависящий от геометрических размеров образца. Если сделать предположение, довольно близкое к действительности, то для того, чтобы пробить данный образец, нужно при разных температурах одно и то же количество выделяющегося тепла

$$Q = C \frac{U_{пр}^2}{R} = \text{const},$$

то между пробивным напряжением и сопротивлением получается следующая связь:

$$U_{пр} = C_1 \sqrt{R}. \quad (104)$$

Так как сопротивление большинства диэлектриков чрезвычайно быстро падает при повышении температуры, то и пробивное напряжение должно значительно понижаться при нагреве диэлектрика. Наличие температурной зависимости является важнейшим критерием теплового пробоя. Если ее не имеется, пробой не тепловой.

В зависимости от условий испытаний существует определенная, резко выраженная, минимальная температура внешней среды, выше которой разрушение становится тепловым и пробивные напряжения зависимыми от температуры. Ниже этой температуры зависимости нет. Немецкие исследователи обозначают эту точку температуры как „Kreuzpunkt“, понимая под этим точку пересечения двух закономерностей. В действительности, это точка не пересечения, а перехода закономерности одной формы пробоя в закономерность другой — узловая точка, где количественные изменения переходят в качественные, где повышение температуры диэлектрика на определенной ступени вызывает скачкообразное изменение закономерности этого пробоя.

На рис. 253 — 255 приведен наблюдаемый температурный ход пробивного напряжения стекла, фарфора и каменной соли; несмотря на то, что как по своим физическим, так и по своим химическим свойствам эти три диэлектрика сильно отличаются друг от друга, температурная зависимость пробивного напряжения у всех их оказывается одна и та же. При низких температурах никакой зависимости пробивного напряжения от температуры не наблюдается. Затем, с некоторой температуры, лежащей тем выше, чем больше удельное сопротивление диэлектрика, начинается более или менее резкое падение пробивных напряжений. При дальнейшем увеличении нагрева

¹Энгельс, Диалектика природы, стр. 19.

пробивное напряжение все больше и больше убывает. Уменьшение это столь значительно, что при высоких температурах пробой происходит при напряжении, составляющем сотые доли тех, которые соответствуют комнатной температуре.

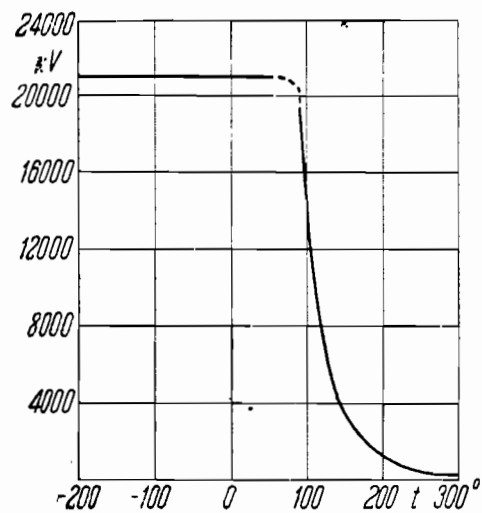


Рис. 253. Зависимость пробивного напряжения стекла от температуры. Напряжение в вольтах. (По Вальтеру и Инге).

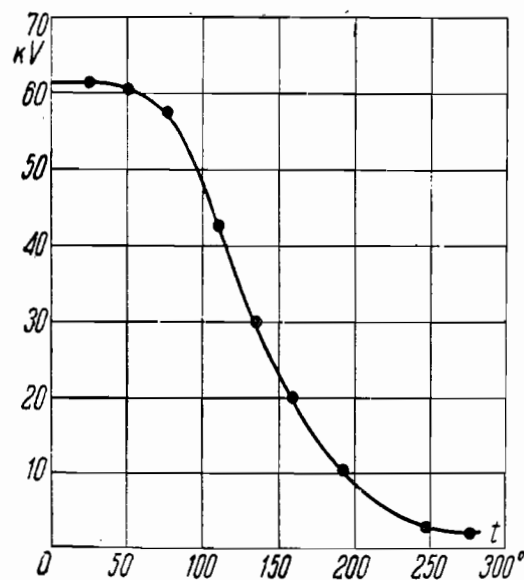


Рис. 254. То же, что рис. 253 для фарфора. (По Вейкеру).

В некоторых случаях, при особо мощных пробоях, в образце оказывается выплавленной целая дыра с неровными краями. На рис. 256 приведена фотография пластинки каменной соли, дважды проби-

тая при высокой температуре. Одно из пробитых мест (левое) имеет вид воронки, второе (правое) выродилось в широкую дыру. Как на другую характерную особенность теплового пробоя укажем на то, что должна быть значительная зависимость пробивного напряжения от длительности воздействия напряжения. Процесс разогрева и проплавления диэлектрика протекает столь медленно, что для его завершения требуется несколько или даже много минут. При коротких импульсах мы можем поэтому ожидать значительно большие пробивные напряжения, чем при длительном воздействии напряжения. Местные неоднородности, усиления электрического поля будут иметь при тепловом пробое сравнительно малое значение, именно они могут вызвать лишь местный нагрев у одного из электродов, а для того чтобы произошел пробой, необходим разогрев диэлектрика если не во всем объеме, то в некотором канале, захватывающем весь путь между электродами.

Рис. 255. То же, что рис. 253 и 254 для каменной соли. Напряжение в вольтах. (По Вальтеру и Инге).

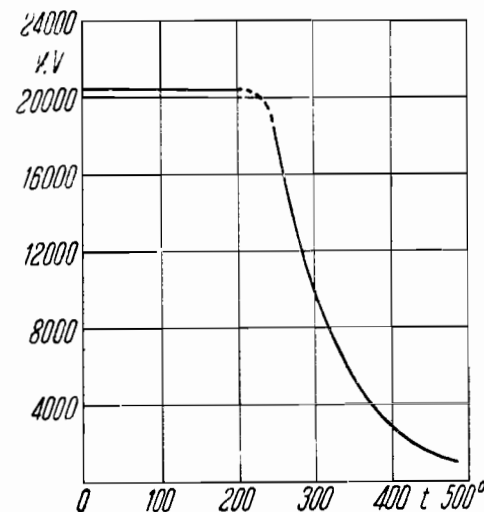


Рис. 255. То же, что рис. 253 и 254 для каменной соли. Напряжение в вольтах. (По Вальтеру и Инге).



Рис. 256. Фотография пробитого кристалла каменной соли при высокой температуре. (По Вальтеру и Инге).

§ 16. Электрическая форма пробоя. Под электрической принято называть ту форму процесса пробоя, при которой энергия электрического поля, сообщаемая диэлектрику, превращается им, путем непосредственного действия поля на диэлектрик, в работу образования свободных носителей электрических зарядов. Наличие в диэлектрике свободных зарядов на определенной ступени их количественного накопления и скорости перемещения переводит диэлектрик в новое состояние, когда он теряет электрическую прочность, перестает быть диэлектриком. Как на один из возможных процессов образования в диэлектрике свободных носителей разрядов, укажем на ионизацию.

В каждом диэлектрике, кроме связанных зарядов, ионов, из которых он построен, существует небольшое количество слабо связанных „свободных“ зарядов, которые обуславливают проводимость вещества. По наложении напряжения эти заряды — ионы или электроны

начинают двигаться. При своем движении они сталкиваются с окружающими их связанными зарядами и раскачивают их. Если поле достаточно велико, то движущийся заряд на пути между столкновениями сможет накопить такую энергию, что он при столкновении выбьет связанный заряд со своего места, переведет его в свободное состояние, ионизует его. Этот новый свободный заряд в свою очередь будет ионизовать соседние и т. д. Число свободных зарядов будет очень быстро возрастать и в скором времени ток, пропорциональный числу этих зарядов, делается столь большим, что диэлектрик окажется пробитым. Этот механизм пробоя весьма близок к тому, который мы имеем в случае газов.

При очень интенсивных полях возможно непосредственное образование свободных зарядов, вследствие нарушения связей, существовавших между зарядами, из которых построен диэлектрик.

При электрической форме главным фактором, обуславливающим пробой, является напряженность электрического поля. Поскольку напряженность поля достаточна для того, чтобы сообщить заряду на некотором пути энергию, достаточную для ионизации, пробой должен

начаться. Таким образом, для разрушения диэлектрика нужна некоторая определенная „предельная“ напряженность. В однородном электрическом поле, в котором напряженность поля обратно-пропорциональна расстоянию между электродами $E = \frac{U}{d}$, пробивное напряжение должно возрастать пропорционально толщине образца:

$$U_{пр} = E_{пр} d. \quad (105)$$

В неоднородных полях, в которых могут быть места с сильно увеличенной напряженностью поля, пробой может наступить тогда, когда в этих местах напряженность поля делается равной пробивной. Можно утверждать, что пробивное напряжение будет сильно зависеть от неоднородностей электрического поля.

Как будет подробно разобрано дальше, наиболее опасные неоднородности электрического поля создаются у краев электродов, если не приняты специальные меры предосторожности. Поэтому в области электрического пробоя место пробоя будет обычно находиться у края электрода. На рис. 257 приведена фотография шести пробитых стекол, из которых верхние три пробиты в электрической области,

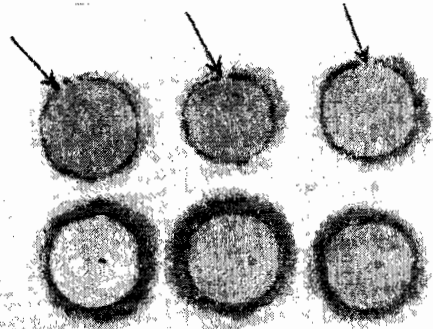


Рис. 257. Фотография стекол, пробитых в области теплового пробоя (нижние образцы) и электрического пробоя (верхние образцы). (По Вальтеру и Инге).

нижние три—в области теплового пробоя. Место пробоя обозначено стрелкой. Разный характер пробоя в этих двух областях совершенно очевиден.

Та энергия, которой должен обладать заряд, чтобы вызвать ионизацию в диэлектрике, сравнительно мало зависит от температуры. Работа, которую нужно произвести, чтобы нарушить связь между зарядами, также мало меняется при изменении температуры. Поэтому при электрической форме пробоя не должно быть большой температурной зависимости пробивного напряжения.

Едва ли можно ожидать большой зависимости и от длительности приложения напряжения. Разрыв кристаллической решетки или молекул — процесс мгновенный. Развитие лавины зарядов при ионизации — также чрезвычайно быстро текущий процесс. Как при коротких импульсах, так и при длительно продолженных напряжениях должны поэтому получаться более или менее одинаковые пробивные напряжения.

§ 17. Химическая форма пробоя. За счет воспринимаемой диэлектриком энергии в нем могут совершаться химические изменения. В диэлектрике образуются новые вещества, отличные по своим качествам от основного диэлектрика. Так например, выделяющиеся вследствие электролиза новые вещества, образуя при высоких температурах так называемые дендриты, древовидные нити, могущие проникать от одного электрода до другого, соединяют их как бы проводящим мостом (ср. Синельников [215]).

К химической форме пробоя может быть отнесен и тот, при котором возникающие у поверхности диэлектрика или внутри диэлектрика электрические разряды вызывают образование веществ, действующих разрушающим образом на основной диэлектрик. Так, при разрядах в воздухе (короне) образуются озон и окислы азота, постепенно разъедающие почти всякую органическую изоляцию. Процессы эти получили в технике наименование старения — необратимой порчи диэлектрика в электрическом поле с течением времени.

Естественно, что химические процессы будут идти тем интенсивнее, чем выше температура и больше длительность воздействия напряжения. Существенное значение будут так же иметь местные усиления электрического поля, так как именно в этих местах легче всего образуются разряды, разрушающие диэлектрик.

Все три механизма, описанные здесь, могут вызвать пробой диэлектрика. Отметим, что отнюдь не является необходимым, чтобы одному и тому же диэлектрику при разных внешних условиях соответствовала только одна форма пробоя. Они могут быть и разными. Важно лишь — которая из них наступит при наименьшем напряжении. Она, очевидно, и будет лежать в основе пробоя, наблюдаемого на опыте:

Не является необходимым также, чтобы все процессы пробоя диэлектрика протекали в одной форме. Начавшись в одной форме, процесс может переходить в другую, в зависимости от изменений, происходящих в диэлектрике в самом процессе пробоя.

Общие закономерности трех форм пробоя сопоставлены в следующей таблице:

Характерные признаки разных видов пробоя.

Зависимости	Форма пробоя		
	Тепловая	Электрическая	Химическая
От температуры	Большая	Малая	Большая
От длительности воздействия напряжения	Большая	Малая	Большая
От местных неоднородностей электрического поля	Малая	Большая	Большая

Глава IV.

ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

§ 18. Элементарная теория Вагнера. При рассмотрении различных возможных видов пробоя мы начнем с теплового типа, так как теория этого вида пробоя наиболее полно разработана и область применения тепловой теории точно выяснена многочисленными исследователями. Напоминаем, что идея теплового пробоя (стр. 361), высказанная почти одновременно Штейнметцом [175], Вагнером [176] и Гюнтершульце [177], заключается в том, что находящийся под напряжением диэлектрик, разогреваемый выделяющимися в нем диэлектрическими потерями, может при достаточном приложенном напряжении перейти из равновесного теплового состояния, когда количество отводимого тепла компенсирует количество выделенного тепла, в состояние неравновесное. В последнем случае тепла будет выделяться больше, чем будет отводиться, нагрев будет расти все больше и больше и диэлектрик окажется прожженным, пробитым.

Первая попытка математически оформить тепловую теорию пробоя была произведена Вагнером [176]. Хотя расчет Вагнера и страдает многими недостатками, являясь слишком упрощенным, он тем не менее настолько нагляден, что на нем стоит остановиться.

Пусть диэлектрик, имеющий вид пластинки, зажат между двумя электродами $a-b$ (рис. 258). Предположим, что в этом диэлектрике находятся слабые места, обладающие меньшим сопротивлением, чем все окружающее вещество. По наложению напряжения ток сосредотачивается главным образом в каналах, перпендикулярных к электродам и проходящих через эти неоднородности. Количество тепла, выделяющееся ежесекундно в канале, мы можем положить равным:

$$Q_1 = 0,24 U^2 \gamma \frac{S}{d}, \quad (106)$$

где U — приложенное (постоянное) напряжение, γ — средняя проводимость канала, S — площадь его поперечного сечения и d — его длина, равная толщине пластинки. Количество тепла, отдаваемое ежесекундно каналом в бок, будет пропорционально его длине d и разности между его средней температурой t и температурой окру-

жающей среды t_0 (температуру можно считать выраженной в градусах Цельсия):

$$Q_2 = \beta (t - t_0) d. \quad (107)$$

Как Q_1 , так и Q_2 будут некоторыми функциями температуры t . Нанесем эти функции графически (рис. 259). Q_2 возрастает линейно с увеличением t и изобразится поэтому графически в виде прямой 4. Температурную зависимость Q_1 определяет множитель γ , возрастающий по экспоненциальному закону при повышении температуры. Зависимость Q_1 от t для различных U будет поэтому выражаться семейством экспоненциальных кривых 1, 2 и 3.

Если взять напряжение малым (кривая 1), то в точке A , Q_1 делается равным Q_2 , т. е. теплоотток делается равным теплосприходу. Дальнейший нагрев невозможен, так как иначе Q_2 должен был бы стать большим, чем Q_1 , что явно бессмысленно. Диэлектрик останется в стационарном тепловом состоянии нагретым до температуры t'_m . Если взять большое напряжение (кривая 3), то Q_1 будет все время превосходить Q_2 ; тепловое равновесие не будет достигнуто ни при какой температуре, нагрев может возрастать сколь угодно далеко и диэлектрик будет пробит. Пробой делается как раз возможным при напряжении, соответствующем кривой 2, касающейся прямой 4 в одной точке при температуре t_m и разделяющей области равновесного (ниже) и неравновесного (выше) теплового состояния. Это напряжение мы можем назвать пробивным напряжением $U_{пр}$ диэлектрика.

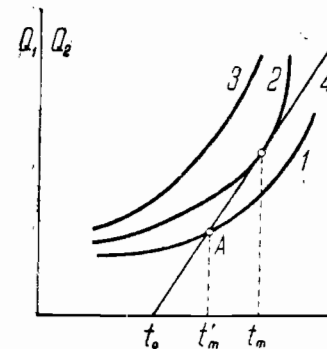


Рис. 259.

Чтобы найти аналитическое выражение для пробивного напряжения, отметим прежде всего, что в точке касания кривой 2 и прямой 4 количества отданного и полученного тепла должны быть равны друг другу, т. е.

$$0,24 U_{пр}^2 \gamma \frac{S}{d} = \beta (t_m - t_0) d. \quad (108)$$

Кроме того наклоны кривой 2 и прямой 4 в этой точке должны совпадать:

$$0,24 U_{пр}^2 \gamma \frac{S}{d} \left(\frac{d\gamma}{dt} \right)_m = \beta d. \quad (109)$$

Чтобы продолжить вычисления, необходимо аналитически выразить зависимость проводимости γ или сопротивления ρ от температуры и подставить в ф-лы (108) и (109). Мы выберем для этого выражение хотя и не очень строгое, но удобное в вычислительном отношении:

$$\gamma = \gamma_0 e^{at}, \quad (110)$$

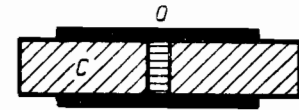


Рис. 258.

или соответственно

$$\rho = \rho_0 e^{-a'z}. \quad (110a)$$

Подставляя его в ф-лы (108) и (109) и исключая из них t_m , мы приходим к следующему выражению, связывающему пробивное напряжение пластины с ее толщиной и с начальной температурой:

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0,24 S a e}} de^{-\frac{a}{2} t_0}. \quad (111)$$

Пробивное напряжение оказывается пропорциональным толщине пластинки, а температурная зависимость его такой же, как у удельного сопротивления, только с половинным показателем в степени.

Уже в такой упрощенной трактовке тепловая теория позволяет правильно оценить температурную зависимость пробивного напряжения. Что же касается до пропорциональности между пробивным напряжением и толщиной пластинки, то эта закономерность может считаться лишь грубо приближенной. Она может оправдываться лишь тогда, когда канал очень тонок, строго говоря, бесконечно тонок по сравнению со своей длиной. Во всех остальных случаях, кроме радикального теплооттока, перпендикулярного к каналу и параллельного электродам, должен быть принят в расчет и аксиальный теплоотток, перпендикулярный к электродам, тем более что в конце концов большинство линий теплового потока кончается у электродов. При больших толщинах линии теплового потока будут длиннее, чем при малых, охлаждение будет худшим, нагрев большим и диэлектрик пробьется при меньшем напряжении, чем то, которое следует из теории Вагнера.

Кроме того совершенно непонятно, какую степень неоднородности нужно приписать каналу. Если проводимость этой неоднородности немногим больше, чем проводимость окружающей среды, то нагреваться будет не только канал, но и весь диэлектрик вокруг, и теория Вагнера в том виде, как она изложена выше, окажется неприменимой.

Если же проводимость неоднородности намного превосходит проводимость окружающей среды, то такие величины, как сопротивление и пробивное напряжение, вообще перестают быть характерными для данного вещества и будут зависеть только от случайных неоднородностей, вкрапленных в диэлектрик. Имеется, правда, значительное количество диэлектриков, как например резина и различного рода бумажные изоляции, в которых наличие неоднородностей может считаться доказанным. Но наряду с ними мы имеем и диэлектрики, обладающие большей степенью однородности, как стекло и кварц. К ним теория Вагнера заведомо не может быть применена.

Значительным недостатком теории Вагнера является и то, что она не позволяет вычислить абсолютных значений пробивных напряжений, так как в ф-лу (111) входит ряд величин, характеризующих неоднородность, которые нам совершенно неизвестны.

§ 19. Теория теплового пробоя для одномерного случая при переменном напряжении. Приближенная теория теплового пробоя, данная Вагнером, неудовлетворительна в целом ряде отношений.

Основной ее недостаток заключается в том, что она объясняет пробой присутствием слабых мест в диэлектрике. Поскольку природа этих слабых мест, их размеры, их проводимость нам неизвестны и не могут быть сколько-нибудь просто определены, представляется невозможным подвергнуть эту теорию точной экспериментальной проверке. К тому же мы имеем ряд материалов, у которых резких неоднородностей (а Вагнер предполагает именно наличие резких неоднородностей) не существует.

Принципиально наличие вагнеровских неоднородностей в среде совершенно не является необходимым для теплового пробоя. Представим себе однородную пластинку (рис. 260). Приложим к ней некоторую разность потенциалов так, чтобы поле было направлено вдоль оси OZ . Под влиянием джаулевых потерь или в случае переменного напряжения — диэлектрических потерь, — пластинка будет нагреваться. Возникает отток тепла в направлении поля — оси OZ . Как и в вагнеровском случае здесь возможно такое состояние, когда

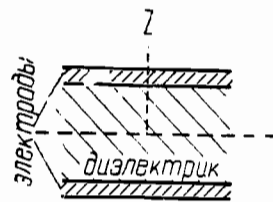


Рис. 260.

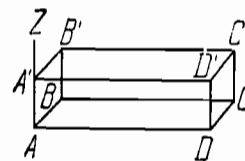


Рис. 261.

количество выделяющегося тепла будет при любом разогреве превосходить количество отводимого тепла, тепловое равновесие станет невозможным и наступит пробой.

В виду этого рядом авторов (Фок [178], Роговский [179], Карман [180], Дрейфус [181]) были разработаны более точные теории теплового пробоя. Наиболее строгое изложение, принадлежащее Фоку, мы дадим в добавлении к книге. Здесь мы дадим более простое приближенное решение задачи.

Составим дифференциальное уравнение, соответствующее равновесному тепловому состоянию такой пластинки. Вырежем из пластинки объем поверхность в 1 см^2 и высотой dz (рис. 261). Поток тепла будет проходить через эту пластинку снизу вверх в направлении поля (оси OZ). Количество тепла, входящее через нижнюю поверхность $ABCD$ в 1 секунду, определится выражением:

$$Q_1 = -k \left(\frac{dT}{dz} \right)_1, \quad (112)$$

где k — коэффициент теплопроводности материала и $\left(\frac{dT}{dz} \right)_1$ — значение градиента температуры у нижней поверхности. Знак минус указывает на то, что тепло течет в направлении убывания температуры. Коли-

чество тепла, выходящее через верхнюю поверхность $A'B'C'D'$, положим равным

$$Q_2 = -k \left(\frac{dT}{dz} \right)_2. \quad (113)$$

Количество тепла Q_1 и Q_2 не равны друг другу, именно выходит больше тепла, чем входит, и разница между выходящим и входящим теплом равна тому количеству тепла ΔQ , которое выделяется в данном объеме из-за джоулевых или диэлектрических потерь. Следовательно

$$Q_2 = Q_1 + \Delta Q. \quad (114)$$

Удельные потери (потери единицы объема) в диэлектрике можно положить равными

$$\gamma E^2, \quad (115)$$

где E — эффективное значение напряженности поля и под γ , в случае постоянного напряжения, следует подразумевать электропроводность диэлектрика, в случае же переменного напряжения — активную составляющую удельной электропроводности γ_a

$$\gamma_a = \frac{\varepsilon f \operatorname{tg} \delta}{1,8 \times 10^{12}}, \quad (116)$$

где ε — диэлектрический коэффициент, δ — угол диэлектрических потерь и f — частота переменного тока. Численная величина объема есть dz и следовательно тепла в нем будет выделяться

$$\Delta Q = \gamma E^2 dz. \quad (117)$$

Подставляя (112), (113) и (117) в ф-лу (114)

$$-k \left(\frac{dT}{dz} \right)_2 = -k \left(\frac{dT}{dz} \right)_1 + \gamma E^2 dz$$

или

$$\frac{1}{dz} \left[\left(\frac{dT}{dz} \right)_2 - \left(\frac{dT}{dz} \right)_1 \right] + \gamma E^2 = 0. \quad (118)$$

Стоящее в квадратных скобках выражение, деленное на dz , является по определению второй производной T по z . Ур-ние (118) может быть поэтому переписано в следующем окончательном виде:

$$k \frac{d^2 T}{dz^2} + \gamma E^2 = 0. \quad (119)$$

Это уравнение и должно быть проинтегрировано при заданных пограничных условиях. Обратимся к пограничным условиям. Возьмем наиболее общий случай. Пусть к диэлектрику, имеющему вид пластинки, толщиной $2h$ (рис. 262), прилегают два электрода, толщиной δ и теплопроводности k_1 . Сопротивление электродов считаем столь малым, что в них не происходит сколько-нибудь заметного выделения

тепла. Наружная поверхность электродов пусть охлаждается теплоотдачей в окружающее пространство по закону Ньютона — пропорционально разности температур поверхности электрода T_2 и окружающей среды T_0 . Вся система симметрична относительно средней плоскости ($z=0$). Расположим начало координат в среднем сечении. Из-за симметрии системы можно ограничиться рассмотрением того, что происходит в одной половине пластин, где $z > 0$.

Должно выполняться следующее переходное условие

$$k \left(\frac{dT}{dz} \right)_h = k_1 \left(\frac{dT}{dz} \right)_h \quad (120)$$

непрерывности потока тепла через поверхности раздела диэлектрик — электрод. Слева в ф-ле (120) должен стоять градиент температуры у поверхности $z=h$, если подходить к ней со стороны диэлектрика, справа — градиент температуры, если подходить к этой поверхности со стороны электрода.

У внешней поверхности электрода

$$k_1 \left(\frac{dT}{dz} \right)_{h+\delta} + \lambda (T_2 - T_0) = 0, \quad (121)$$

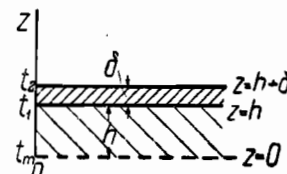


Рис. 262.

где λ — коэффициент внешней теплопроводности и T_2 — температура наружной поверхности электрода.

Кроме того в центре пластины ($z=0$) температура имеет максимальное значение $T=T_m$ и, следовательно,

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{z=0} = 0. \quad (122)$$

Поскольку в электроде не происходит выделения тепла, температура в нем должна линейно зависеть от z и температурный градиент в ней должен быть постоянным. Легко убедиться, что распределение температуры в электроде будет удовлетворять линейному уравнению относительно z :

$$T = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{\delta} (z - h). \quad (123)$$

Действительно при $z=h$ мы получаем $T=T_1$, при $z=h+\delta$ (наружная поверхность) $T=T_2$, как и должно быть по условию. Воспользовавшись ф-лой (121), можно исключить T_2 . Именно дифференцируем (123) по z , подставляем в (121), решаем (121) относительно T_2 и подставляем полученное значение в (123). Ур-ние (123) переходит тогда в следующее:

$$T = T_1 - \frac{\lambda}{k_1 + \lambda \delta} (z - h) (T_1 - T_0)$$

или

$$T = T_1 - \frac{b(z-h)}{h} (T_1 - T_0), \quad (124)$$

если ввести параметр

$$b = \frac{\lambda h}{k_1 - \lambda \delta} \quad (125)$$

Одну из трех неизвестных температур T_m , T_1 и T_2 удастся таким образом исключить.

Перейдем к интегрированию дифференциального уравнения (119).

Пусть температурная зависимость γ дается выражением:

$$\gamma = \gamma_0 e^{a(T-T_0)}, \quad (126)$$

где a — коэффициент, и T_0 — начальная температура опыта. $T - T_0$ — передает таким образом нагрев диэлектрика. Допустим дальше, что напряженность поля в диэлектрике E постоянна и равна $\frac{U}{2h}$, где U —

приложенное напряжение и $2h$ — полная толщина пластинки. Допущение это, строго говоря, неправильно. Если мы в начале имели однородное поле, то в результате разогрева, когда появляется область, обладающая большей (средняя часть) и меньшей (края) проводимостью распределение поля изменится и перестает быть однородным. Точный подсчет, приведенный в добавлении к книге, показывает, однако, что ошибка, которую мы вносим при этом допущении, невелика, особенно в случае переменного напряжения, которое представляет особый практический интерес. Вместе с тем, все интегрирование при этом допущении складывается несравненно проще.

Принимая во внимание (126), мы можем (119) переписать так:

$$\frac{d^2 T}{dz^2} = -\frac{\gamma_0}{k} E^2 e^{a(T-T_0)}. \quad (127)$$

Множим левую и правую часть на $\frac{dT}{dz}$

$$\frac{dT}{dz} \frac{d^2 T}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{dT}{dz} \right)^2 = -\frac{\gamma_0}{k} E^2 e^{a(T-T_0)} \frac{dT}{dz},$$

интегрируем

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dT}{dz} \right)^2 = -\frac{\gamma_0}{ak} E^2 e^{a(T-T_0)} + C \quad (128)$$

при

$$z = 0, \quad \frac{dT}{dz} = 0 \text{ и } T = T_m,$$

поэтому

$$C = \frac{\gamma_0}{ak} E^2 e^{a(T_m-T_0)}$$

и ур-ние (128) преобразуется так:

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)^2 = \frac{2\gamma_0}{ak} E^2 (e^{a(T_m-T_0)} - e^{a(T-T_0)}) \quad (129)$$

Разделяем переменные

$$\frac{dT}{\sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}}} = \sqrt{\frac{2\gamma_0}{ak}} E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_0)} dz$$

и интегрируем:

$$-\operatorname{arctgh} \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}} = \sqrt{\frac{a\gamma_0}{2k}} E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_0)} z + C'. \quad (130)$$

Постоянная интегрирования $C' = 0$, так как при $z = 0$, $T = T_m$ и левая часть ур-ния (130) и первый член правой части равен нулю. Введем параметр

$$x = \sqrt{\frac{a\gamma_0}{2k}} E e^{\frac{a}{2}(T_m-T_0)} z \quad (131)$$

Ур-ние (130) переписывается тогда следующим образом:

$$\operatorname{arctgh} \sqrt{1 - e^{a(T-T_m)}} = -xz$$

или после нескольких преобразований

$$T = T_m - \frac{2}{a} \ln \cosh xz. \quad (132)$$

При $z = h$, $T = T_1$ и, следовательно,

$$T_1 = T_m - \frac{2}{a} \ln \cosh xh. \quad (133)$$

Ф-ла (132) дает распределение температуры в диэлектрике через неизвестную величину T_m . Задача дальнейших вычислений заключается в том, чтобы исключить неизвестные T_m и T_1 , воспользовавшись пограничными условиями.

Зная распределение температуры в диэлектрике (132) и в электроде (124), найдем температурные градиенты и подставим в ф-лу (120)

$$k \frac{dT}{dz} \left(T_m - \frac{2}{a} \ln \cosh xz \right)_h = k_1 \frac{dT}{dz} \left[T_1 - \frac{b(z-h)}{h} (T_1 - T_0) \right]_h$$

Произведем дифференцирование и подставляем $z = h$

$$-\frac{2kx}{a} \operatorname{tgh} xh = -\frac{k_1 b}{h} (T_1 - T_0)$$

или

$$2xhk \operatorname{tgh} xh = k_1 ab (T_1 - T_0). \quad (134)$$

Решаем (131) относительно $T_m - T_0$

$$T_m - T_0 = \frac{1}{a} \ln \frac{2kx^2}{a\gamma_0 E^2}. \quad (135)$$

Исключаем из ур-ния (133), (134) и (135) T_m , T_1 и T_0 , получаем

$$\frac{1}{a} \ln \frac{2 k \alpha^2}{a \gamma_0 E^2} - \frac{2}{a} \ln \cosh(\alpha h) = \frac{2 \alpha h k \operatorname{tgh} \alpha h}{k_1 a b},$$

сократим на a и вводим параметр $\beta = \alpha h$

$$\frac{1}{2} \ln \frac{2 k \beta^2}{a \gamma_0 E^2 h^2} - \ln \cosh \beta = \frac{k \beta \operatorname{tgh} \beta}{k_1 b}. \quad (136)$$

Параметр β (ф-ла 131) зависит от T_m и от напряженности поля E . Таким образом (136) является некоторой функцией, связывающей E и $T_m = F(E, T_m)$.

Условие пробоя формулируем следующим образом. Мы видели, что согласно тепловой теории пробивное напряжение диэлектрика это

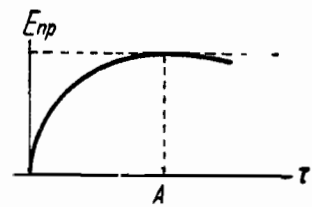


Рис. 263.

то напряжение, при котором происходит переход из равновесного теплового состояния в неравновесное. Это неравновесное тепловое состояние характеризуется тем, что нагрев диэлектрика неограниченно возрастает со временем, хотя приложенное к диэлектрику напряжение поддерживается постоянным или даже падает, в то время как в равновесном состоянии для увеличения разогрева требуется повышение напряжения. Разогрев диэлектрика мы можем характеризовать его максимальной температурой.

Если графически откладывать связь между напряжением или, в нашем случае, напряженностью поля и нагревом диэлектрика T , то получатся кривые, подобные приведенным на рис. 263, имеющие максимум. Максимальная напряженность поля и будет пробивной $E_{пр}$.

В равновесном тепловом состоянии $\frac{dE}{dT_m} > 0$, в то время как в неравновесном $\frac{dE}{dT_m} \leq 0$. Условием пробоя мы можем считать $\frac{dE}{dT_m} = 0$. Производную $\frac{dE}{dT_m}$ можно найти, дифференцируя (136) как неявную функцию. Приравнявая $\frac{dE}{dT_m}$ нулю, мы находим, что это равносильно условию $\frac{\partial F}{\partial \beta} = 0$, где F — функция (136).

Дифференцируем (136) и приравняем нулю:

$$\frac{1}{\beta_0} - \operatorname{tgh} \beta_0 - \frac{k}{k_1 b} \frac{\beta_0 + \sinh \beta_0 \cosh \beta_0}{\cosh^2 \beta_0} = 0. \quad (137)$$

Через β_0 здесь обозначено значение β , соответствующее максимуму, т. е. пробую.

Введем обозначение

$$c = \frac{k_1 b}{k} = \frac{k_1}{k} \frac{\lambda h}{1 - \lambda \delta} \quad (138)$$

и решаем (137) относительно c :

$$c = \frac{\beta_0^2 + \beta_0 \sinh \beta_0 \cosh \beta_0}{(1 - \beta_0 \operatorname{tgh} \beta_0) \cosh \beta_0}. \quad (139)$$

Пробивная напряженность может быть найдена из ф-лы (136), если подставить в нее значение β_0 , соответствующее пробую:

$$E_{пр} = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{2 k}{a \gamma_0} \frac{\beta_0}{\cosh \beta_0}} e^{\frac{\beta_0 \operatorname{tgh} \beta_0}{c}}. \quad (140)$$

Пробивное напряжение $U_{пр} = 2 E_{пр} h$ равно

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{8 k}{a \gamma_0} \frac{\beta_0}{\cosh \beta_0}} e^{\frac{\beta_0 \operatorname{tgh} \beta_0}{c}} \quad (141)$$

или, если, перейдя к удобным единицам, выразив k не в джоулях, а в тепловых единицах $\frac{\text{м. кал.}}{\text{град. см. сек.}}$, мы получим

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{33,6 k}{a \gamma_0} \frac{\beta_0}{\cosh \beta_0}} e^{\frac{\beta_0 \operatorname{tgh} \beta_0}{c}} = \sqrt{\frac{33,6 k}{a \gamma_0}} \varphi(\beta_0, c). \quad (142)$$

В частности для постоянного напряжения $\gamma_0 = \frac{1}{\rho_0}$ эта формула переходит в

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{33,6 k \rho_0}{a}} \varphi(\beta_0, c) \quad (143)$$

для переменного (ср. ф-лу 116)

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{60,5 k}{a \varepsilon \operatorname{tg} \delta_0}} \cdot 10^3 \varphi(\beta_0, c).^1 \quad (144)$$

Выражение (142) для пробивного напряжения распадается на два множителя. Первый, корень $\sqrt{\frac{33,6 k}{a \gamma_0}}$ зависит лишь от материальных констант диэлектрика и определяет через γ_0 зависимость пробивного напряжения от температуры. Если, как мы предположили, активная проводимость изменяется по закону

$$\gamma = \gamma_1 e^{aT}, \quad (145)$$

¹ Напоминаем, что под γ_0 и $\operatorname{tg} \delta_0$ следует подразумевать значение активной проводимости и $\operatorname{tg} \delta$ при $T = T_0$, т. е. в начальный момент до начала разогрева.

где γ_1 — значение проводимости при некоторой исходной температуре, например 0°C , то температурная зависимость пробивного напряжения определится выражением

$$U_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{33,6 k}{a \gamma_1}} e^{-\frac{aT}{2}} \cdot \varphi(\beta_0, c). \quad (146)$$

Зависимость пробивного напряжения от температуры оказывается таким образом такой же, как в элементарной теории Вагнера.

Следует отметить, что ф-ла (145) довольно точно передает зависимость активной электропроводности от температуры в случае переменного напряжения. В случае постоянного напряжения, строго говоря, должна быть применена формула

$$\gamma = \gamma_1 e^{-\frac{b}{T}}, \quad (147)$$

где b — коэффициент порядка 10^4 и T — абсолютная температура. Для случая, когда оправдывается эта зависимость, вычисления складываются несравненно сложнее. Соответствующий расчет полностью приведен в добавлении к книге. Этот точный расчет показывает, что и в случае зависимости (147) оправдывается, хотя и приближенно, правило, что пробивное напряжение убывает обратно пропорционально корню квадратному из проводимости, т. е. имеются линейная зависимость между $\ln U_{\text{пр}}$ и $\frac{1}{T}$. Наклон прямой, передающей эту зависимость, несколько меньше чем $\frac{b}{2}$.

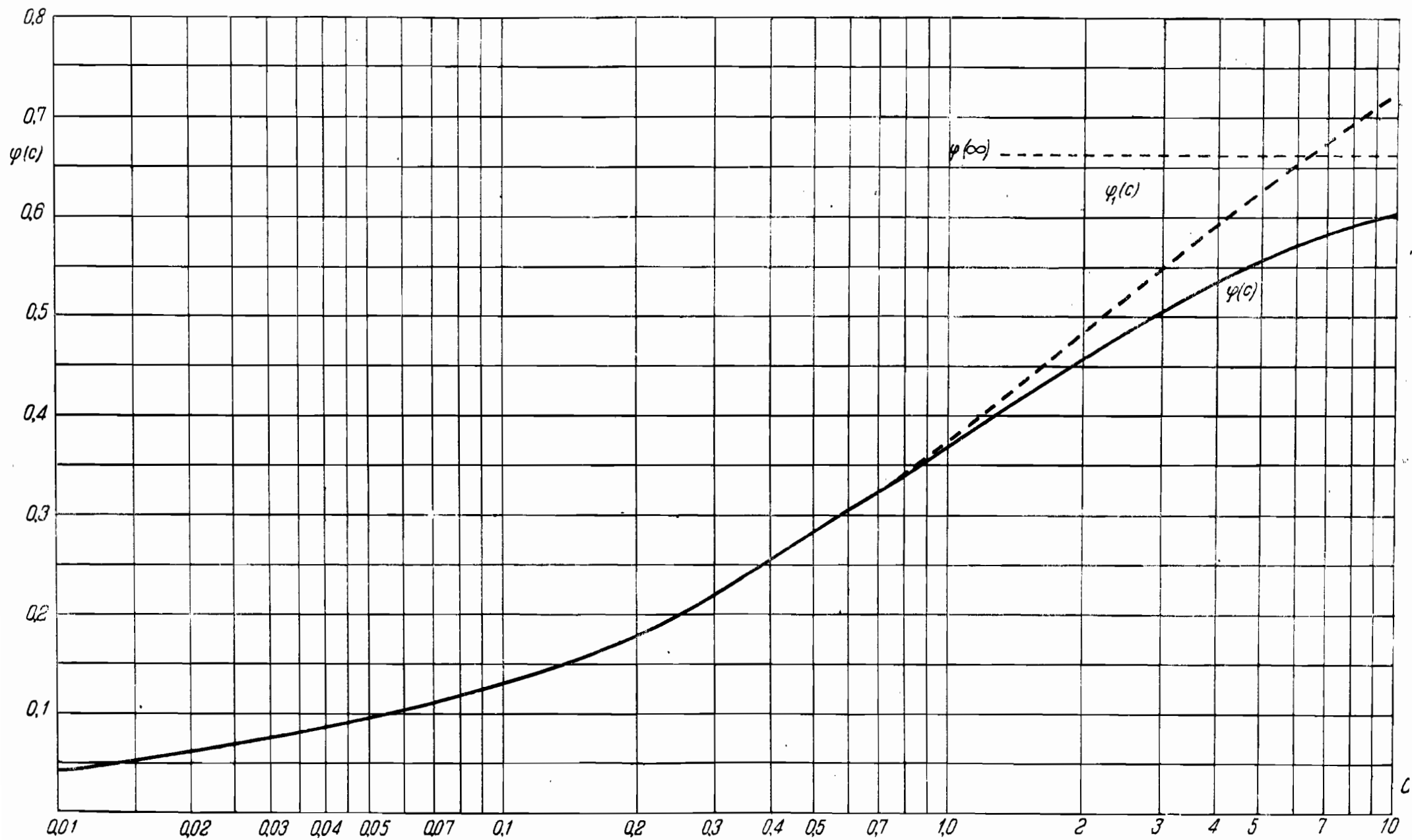
Исходя из ф-лы (146), можно показать, что если электропроводность материала при повышении температуры не увеличивается, то тепловой пробой, как его излагает теория, невозможен. Именно, если электропроводность не увеличивается, то $a \leq 0$ и, следовательно, пробивное напряжение равно бесконечности или мнимо.

Второй множитель в ур-нии (142)

$$\varphi(\beta_0, c) = \frac{\beta_0}{\cosh \beta_0} e^{-\frac{\beta_0 \tanh \beta_0}{c}} \quad (148)$$

определяет зависимость пробивного напряжения от геометрических размеров образца и от условий охлаждения. Численное значение этого множителя может быть найдено следующим образом. По заданным условиям находим параметр c . Определяем из ф-лы (139), какое β_0 соответствует этому c и, подставляя β_0 и c в $\varphi(\beta_0, c)$, находим таким образом численные значения функции. Удобнее всего пользоваться для определения $\varphi(\beta_0, c)$ готовыми таблицами или графиками, в которых сопоставлены β_0 , c и $\varphi(\beta_0, c)$.

Мы уже указывали на то, что сделанное нами допущение о постоянстве напряженности поля в образце при пробое, строго говоря, не справедливо. Точный подсчет, приведенный в добавлении к книге, показывает, что допущение о постоянстве напряжен-



ности поля не отражается на первых двух множителях ф-лы (146), но сказывается на величине функции $\varphi(c)$.¹ Точные значения $\varphi(c)$, соответствующие постоянному напряжению, приведены в добавлении к книге, в таблице III и на рис. 264 рядом с приближенными значениями, вычисленными на основании выведенной нами в этом параграфе формулы. Как видно из таблиц и из рис. 264 при значениях параметра c меньших 1,0 приближенная и точная формулы дают одинаковые значения. При больших c начинаются отступления, причем при неограниченном возрастании c $\varphi(c)$ стремится не к 0,662, как это дает выведенная в этом параграфе формула, а к 1,0. В случае переменного напряжения, при $\operatorname{tg} \delta \leq 0,3$ наша приближенная формула совершенно точна и перераспределением поля при разогреве диэлектрика можно пренебречь.

Ф-ла (144) дает также и зависимость пробивного напряжения от частоты f . Если, как это часто бывает, мы можем считать, что в некотором интервале частот ε и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты не зависят, то пробивное напряжение меняется обратно пропорционально корню квадратному из частоты или при высоких частотах прямо пропорционально корню квадратному из длины волны.

Частные случаи.

1. Пластика бесконечной толщины. Пробивное напряжение при бесконечно возрастающей толщине ($h \rightarrow \infty$) совсем не стремится к бесконечности. Именно, при $h = \infty$ согласно (138) $c = \infty$, и следовательно $\varphi(c)$, передающая зависимость от толщины, при переменном напряжении при $\operatorname{tg} \delta \leq 0,3$ стремится к значению (стр. табл. III) 0,662, при постоянном напряжении — к 1,0. Существует следовательно для данной температуры некоторое максимальное значение пробивного напряжения, равное для постоянного напряжения

$$U_{\text{пр}}' = \sqrt{\frac{33,6 k}{a \gamma_0}} = 5,86 \sqrt{\frac{k}{a \gamma_0}}, \quad (149)$$

Для переменного напряжения

$$U_{\text{пр}}'' = 7,78 \times 10^6 \times \sqrt{\frac{k}{a \varepsilon f \operatorname{tg} \delta}}. \quad (150)$$

2. Идеальное охлаждение поверхности диэлектрика. Эти условия мы получим, положив в формуле (138) $k_1 = \infty$ и $\lambda = \infty$.

В этом случае и $c = \infty$, и мы приходим к предыдущему случаю. Таким образом, идеальное охлаждение (равносильное требованию, чтобы температура внешней поверхности диэлектрика все время была равна T_0) эквивалентно бесконечной толщине диэлектрика. Дальнейшее следствие это то, что при идеальном охлаждении $c = \infty$ при любых h , и следовательно пробивное напряжение от толщины пластики не зависит.

3. Пластика, охлажденная с одной стороны. К этому случаю мы приходим, если мысленно разделим пластинку пополам (плоскостью $z = 0$) и будем рассматривать пробой одной лишь половинки. Все выведенные формулы останутся справедливыми, только:

¹ Поскольку ε_0 и c связаны дополнительным условием (139), мы можем считать φ функцией одного только c и обозначить $\varphi(c)$.

а) под h следует подразумевать уже не половину толщины пластинки, а полную толщину,

б) пробивное напряжение следует уменьшить вдвое, так как очевидно, что нужно напряжение в два раза меньшее, чтобы пробить половину пластинки, чем всю пластинку.

В случае бесконечно толстой пластинки или же идеального охлаждения пробивное напряжение односторонне охлаждаемой пластинки будет лежать ровно в два раза ниже, чем охлаждаемой с двух сторон.

4. Цилиндр, охлажденный с одной стороны. Специальный интерес представляет пробой односторонне охлажденного цилиндра, так как к этому случаю могут быть сведены пробой выводов, кабелей, машинных и трансформаторных обмоток и т. д. Можно показать, что и для цилиндрического случая все наши выводы оправдываются за тем лишь исправлением, что параметр c приходится положить равным (рис. 265):



Рис. 265.

$$c = \frac{k_1}{k} \frac{\lambda r_1 \ln \frac{r_1}{r_0}}{k_1 + \lambda r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (151)$$

где r_0 — радиус внутреннего электрода, r_1 — наружный радиус диэлектрика, r_2 — наружный радиус внешнего электрода.

Естественно, что здесь пробивное напряжение, как и вообще в случае одностороннего охлаждения, равно половине вычисленного раньше, так что под знаком корня в (143) и (144) приходится брать уже не коэффициент 33,6 и 60,5 а соответственно 8,4 и 15,2.

В частности для переменного напряжения, наиболее важного случая, пробивное напряжение вычисляется по формуле:

$$U_{пр} = 3,89 \sqrt{\frac{k}{a \varepsilon f \operatorname{tg} \delta}} 10^6 \varphi(c). \quad (152)$$

5. Максимальный разогрев диэлектрика. Тепловой пробой второго рода. Возникает вопрос, как высока температура T_m , до которой может нагреться в своей средней части диэлектрик в равновесном состоянии до пробоя. Если этот перегрев значителен, то мыслимо, что диэлектрик начнет разрушаться, хотя никакого нарушения теплового равновесия, характеризующего тепловой пробой, не имеется.

Согласно (135) перегрев диэлектрика $\tau = T_m - T_0$ определяется формулой

$$\tau = \frac{1}{a} \ln \frac{2k\alpha^2}{a\gamma_0 E^2} \quad (153)$$

или, полагая, как раньше, $\beta = \alpha h$

$$\tau = \frac{1}{a} \ln \frac{2k\beta^2}{a\gamma_0 E^2 h^2}. \quad (154)$$

При пробое $\beta = \beta_0$, и $E^2 h^2 = \frac{U_{пр}^2}{4}$;

согласно (140)

$$E^2 h^2 = \frac{2k}{a\gamma_0} \frac{\beta_0^2}{\cosh^2 \beta_0} e^{\frac{2\beta_0 \operatorname{tg} h \beta_0}{c}}. \quad (155)$$

Подставляем (155) в (154)

$$\tau = \frac{1}{a} \ln \cosh^2 \beta_0 - \frac{2\beta_0 \operatorname{tg} h \beta_0}{ac} \quad (156)$$

Зная c и определив β_0 , мы можем по этой формуле найти и τ . Возьмем случай, когда можно ожидать наибольшего нагрева, а именно $c = \infty$. В этом случае

$$\tau = \frac{1}{a} \ln \cosh^2 \beta_0 = \frac{0,516}{a}.$$

Обычно $a \sim 0,01$, тогда $\tau \leq 50^\circ$. Мы видим, что с такого рода тепловым пробоем можно считаться лишь в том случае, когда материал мало устойчив в тепловом отношении, или же a очень мало. Отметим, что такой тепловой пробой второго рода, не связанный с нарушением равновесного теплового состояния, может иметь место у диэлектриков, у которых электропроводность или диэлектрические потери от температуры не зависят ($a = 0$) или даже убывают при повышении температуры ($a < 0$). Вероятность теплового пробоя второго рода становится также значительной при высоких частотах, когда потери мало зависят от температуры и следовательно коэффициент a может иметь малое значение.

§ 20. Зависимость пробивного напряжения от времени. При выводе формул тепловой теории мы предполагали, что у нас имеется в распоряжении неограниченный запас времени, так что, как бы медленно ни развивался пробой, он успеет завершиться. Время в наши формулы не было поэтому введено. Вместе с тем, для ряда практических применений весьма существенно знать „длительность“ пробоя. Изолирующие материалы или готовые изолированные изделия обычно испытывают, прикладывая более или менее кратковременно напряжение, значительно превышающее их рабочее, исходя при этом из предположения, что кратковременно приложенное высокое напряжение действует так же, как длительно приложенное более низкое напряжение. Каково должно быть превышение испытательного напряжения над рабочим решается обычно чисто опытным путем. Если бы нам удалось, введя соответствующие изменения в формулах теплового пробоя, решить вопрос о зависимости пробивного напряжения от времени действия напряжения и „выдержки“, то этим самым были бы теоретически обоснованы условия испытания изолирующих материалов и изделий, для которых пробой является тепловым.

Для решения этого вопроса необходимо к ур-нию (119), из которой мы раньше исходили, добавить еще член, определяющий количество тепла, идущее на нагрев самого диэлектрика. Кроме того, так как T и E будут зависеть не только от координаты, но и от времени,

полные производные должны быть заменены частными. Ур-ние (119) тогда примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + c \rho \frac{\partial T}{\partial z} = \gamma E^2 \quad (157)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\gamma E) = 0,$$

где c — удельная теплоемкость диэлектрика и ρ — его плотность. К этим уравнениям добавляются прежние пограничные условия.

Точное интегрирование системы (157) едва ли представляется возможным. Для решения вопроса должны быть сделаны те или иные упрощающие условия.

Исходя из предположения о существовании канала, в котором концентрируется ток, Вагнер [176] заменяет (157) следующим уравнением:

$$\beta \theta + k \frac{d\theta}{dt} = 0,24 \frac{U^2}{R}, \quad (158)$$

где θ — превышение температуры канала над окружающей средой, а β и k — коэффициенты, характеризующие количество тепла, отводимого от канала и идущего на его нагревание. Разделяя переменные в (158) и интегрируя в предположении, что сопротивление R при повышении температуры убывает по закону $R = R_0 e^{-a\theta}$, мы получаем:

$$\tau = k \int_0^\infty \frac{d\theta}{0,24 \frac{U^2}{R_0} e^{\frac{-a\theta}{\beta}} - \beta \theta}. \quad (159)$$

Верхний предел интеграла — температуру в момент пробоя мы считаем равной бесконечности. Напряжение U при этом будет равно пробивному $U_{пр}$ и время t — выдержке τ . Подинтегральная функция может быть разложена в ряд и почленно проинтегрирована. При этом произведение $\frac{\tau\beta}{k}$, пропорциональное выдержке, оказывается выра-

женным как функция отношения $\frac{U_\tau}{U_\infty}$, где U_∞ — значение пробивного

напряжения при бесконечной выдержке. Отношение $\frac{U_\tau}{U_\infty}$ определяет таким образом превышение пробивного напряжения при данной выдержке над его значением, вычисленным по обычным формулам тепловой теории пробоя. Ниже приведена табл. 36, вычисленная Вагнером и дающая связь между $\frac{U_\tau}{U_\infty}$ и $\frac{\tau\beta}{k}$ (стр. 385).

Поскольку β и k от времени не зависят, мы можем считать величину $\frac{\tau\beta}{k}$ мерой выдержки. Как видно из табл. 36, по мере уменьшения выдержки превышение быстро возрастает. Из-за неопределен-

Таблица 36.

$\frac{U_\tau}{U_\infty}$	$\frac{\tau\beta}{k}$	$\frac{U_\tau}{U_\infty}$	$\frac{\tau\beta}{k}$
1	∞	2,00	0,83
1,11	5,805	2,50	0,490
1,25	3,133	3,33	0,261
1,43	2,055	5,00	0,1115
1,67	1,310	10,00	0,0274

ности β и k формула Вагнера позволяет вычислить лишь характер зависимости превышения $\frac{U_\tau}{U_\infty}$ от выдержки τ , но не абсолютные значения

превышений, соответствующих определенной выдержке. Определив однако опытным путем превышение, соответствующее какой-либо определенной выдержке, можно установить масштаб времени и найти вычислительным путем превышение для других выдержек.

Опыт показывает, например, что для выводов из баккелизированной бумаги, для которых пробой является обычно тепловым, при выдержке в 2—3 часа, превышение не превосходит 10%. Согласно табл. 36 при выдержке в 1 минуту, в 150 раз меньшей, можно ожидать превышение примерно в 9 раз, при выдержке в 10 минут в 3 раза. Таким образом в случае минутного испытания к этому выводу следует прилагать по меньшей мере 9-кратное рабочее напряжение, при десятиминутном испытании — 2-кратное рабочее напряжение. Приведенные здесь числа являются лишь ориентировочными, так как теория Вагнера, из которой они были выведены, не может претендовать на большую точность.

§ 21. Опытная проверка тепловой теории пробоя. При опытной проверке тепловой теории пробоя естественно возникает предположение, что в наиболее чистом виде тепловой пробой должен наблюдаться при высоких температурах, там, где проводимость диэлектрика велика и, следовательно, выделяющиеся в диэлектрике тепловые потери могут стать значительными. Кроме того, при высоких температурах почти не будут сказываться неоднородности, так что можно ожидать, что будет оправдываться теория пробоя в том виде, как мы ее дали в § 19.

Одним из основных признаков теплового пробоя является большая зависимость пробивного напряжения от температуры. То обстоятельство, что при высоких температурах такого рода зависимость имеется, было для некоторых материалов, например фарфора, уже давно известно. Далее, Пирани и Шенборн [182] показали, что у стекол и других керамических масс существует при высоких температурах однозначная зависимость между проводимостью и пробивным напряжением. Строгая экспериментальная проверка тепловой теории была, однако, впервые произведена авторами этой книги. В качестве материалов были выбраны каменная соль, стекло, фарфор, кварц и бумажная изоляция.

Существенно подобрать условия опыта так, чтобы они по возможности подходили к теоретическим. Главное затруднение представляет точная оценка теплоотдачи. Почти всегда между диэлектриком и электродами возникает, вследствие недостаточно совершенного теплового контакта, слой со значительным перепадом температуры, влияние которых в теоретических формулах не может быть учтено. Наименьшее значение эти контактные тепловые сопротивления будут иметь место тогда, когда теплоотдача сама по себе мала, например если электроды состоят из плохо теплопроводящего материала. В опытах с диэлектриком в виде пластин применялись поэтому электроды из того же материала, как сам диэлектрик (диэлектрики, как правило, во много раз менее теплопроводны, чем металл). Для того чтобы сделать электрод электрически проводящим, он обертывался тонкой металлической фольгой (рис. 266). В этих условиях влияние контактных тепловых сопротивлений, трудно поддающихся учету, было значительно ослаблено.

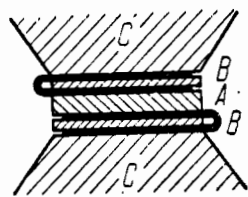


Рис. 266.

Второе обстоятельство, которое следует всегда помнить при сравнении наблюдаемых и вычисленных значений пробивных напряжений в тепловой области, это то, что вычисленные значения соответствуют бесконечно медленному повышению напряжения, т. е. выдержке, равной бесконечности. Чтобы получить поэтому значения пробивных напряжений, сравнимые с теоретическими, необходимо определять для каждого условия опыта (температуры, толщины) зависимость пробивного напряжения от выдержки и экстраполировать полученные значения на время, равное бесконечности. Что такого рода экстраполяция может быть более или менее надежно проведена, видно из кривой, приведенной на рис. 267, которая передает зависимость пробивного напряжения от выдержки согласно Гешелю [183] для баккелизованной бумаги при толщине пластины в 3 мм и комнатной температуре. Соответствующее $\tau = \infty$ значение пробивного напряжения достигает здесь примерно лишь через час. При еще больших толщинах может оказаться необходимым 2—3-х часов для получения этого значения.

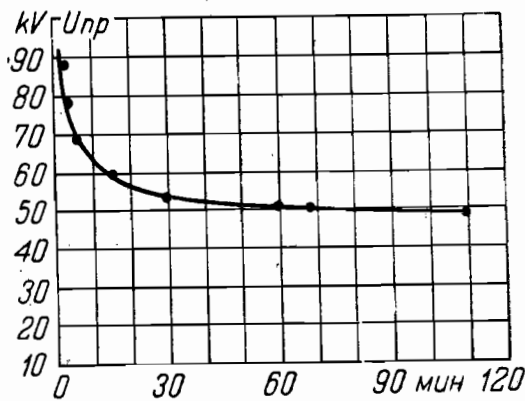


Рис. 267. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для баккелизованной бумаги. (По Гешелю).

а) Зависимость пробивного напряжения от температуры. 1. Каменная соль. Температурная зависимость пробивного напряжения, соответствующая каменной соли, по данным авторов (184), приведена на рис. 268 (кружки). Вдоль оси абсцисс отложены температуры, вдоль оси ординат — логарифмы пробивных напряжений в их эффективных значениях (левая шкала). Для сравнения на том же рисунке приведен и температурный ход логарифма удельного сопротивления (крестики — правая шкала), измеренный при той же частоте, причем для него взят масштаб вдвое меньший, чем для логарифмов пробивных напряжений. Для каменной соли, для которой, как видно из рисунка, с достаточной степенью точности оправдывается формула

$$\rho = \rho_0 e^{-at} \quad (160)$$

или

$$\lg \rho = -at \lg e + A, \quad (161)$$

можно ожидать, согласно тепловой теории, пропорциональности между логарифмом пробивного напряжения и температурой (ср. ф-лу 146).

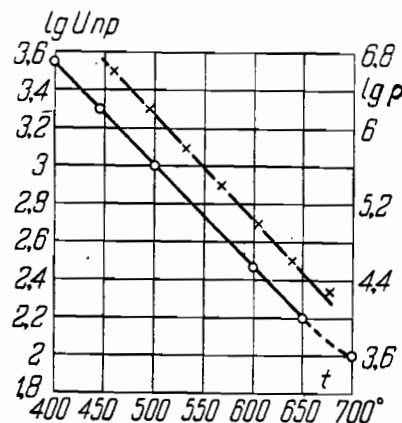


Рис. 268. Зависимость пробивного напряжения (кружки) и удельного сопротивления (крестики) от температуры для каменной соли при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

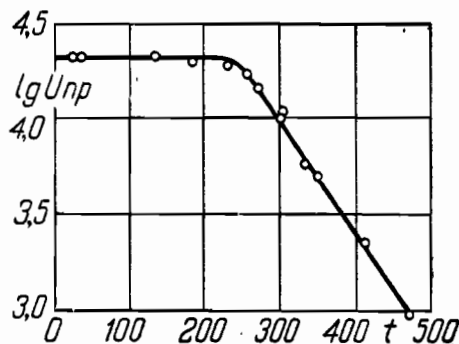


Рис. 269. Зависимость пробивного напряжения от температуры для каменной соли при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

Как видно из чертежа, это требование хорошо выполняется; аналитически зависимости пробивного напряжения $U_{пр}$ и удельного сопротивления ρ от температуры могут быть выражены следующими формулами:

$$\lg \rho = -0,0109 t + 11,64 \quad (162)$$

$$\lg U_{пр} = -0,0053 t + 5,64 \quad (162')$$

Сравнивая эти формулы, мы видим, что выполняется и второе требование тепловой теории, именно, чтобы пробивное напряжение менялось пропорционально корню квадратному из сопротивления ди-

¹ Напоминаем, что в случае переменного напряжения в формулы тепловой теории должно быть подставлено активное сопротивление, измеренное при той же частоте, при которой производился пробой.

электрика. Это подтверждается тем обстоятельством, что коэффициент, стоящий при t в ф-ле (162), вдвое меньше, чем в ф-ле (162). Наличие зависимости $U_{пр} = \text{const.} \sqrt{\rho}$ следует, наконец, и из того, что наклон прямых на рис. 268 одинаков.

Изложенные выше опыты производились с пластинками из каменной соли в воздухе. При температурах более низких, чем 400° , такая форма образцов оказалась уже неприменимой, так как пробивные напряжения достигали значений, при которых развивалось интенсивное коронирование. Поэтому был произведен ряд дополнительных опытов с образцами, имеющими форму стаканчиков, выточенных из каменной соли. Результаты этих измерений приведены на рис. 269. Опыты эти менее точны, так как условия теплоотвода в стаканчиках довольно неопределенные, но все же они ясно показывают, что пробой сохраняет свой тепловой характер вплоть до $230-250^\circ \text{C}$, после чего происходит резкий переход к электрическому пробую.¹

2. Стекло. Результаты измерений, произведенных авторами [185], для стекла при высоких температурах приведены на рис. 270. Вдоль оси ординат отложены логарифмы пробивных напряжений (левая шкала) и сопротивлений (правая шкала) соответствующих частоте 50, вдоль оси абсцисс — обратные величины абсолютных температур. Шкале сопротивлений соответствует вдвое меньший масштаб, чем шкале пробивных напряжений. Так как температурная зависимость сопротивления стекла ближе всего выражается ф-лой

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{b}{T}} \quad (163)$$

или

$$\lg \rho = -\frac{b \lg e}{T} + B,$$

Рис. 270. Зависимость пробивного напряжения (о, ●) и удельного сопротивления (Δ, ▲) от температуры для двух сортов стекол. (По Вальтеру и Инге).

то при этом выборе осей получается наиболее простая графическая зависимость. Треугольники соответствуют сопротивлениям, кружки — пробивным напряжениям. Две верхних прямых и две нижних прямых относятся к различным сортам стекол. Аналитически эта зависимость выражается следующей формулой:

Сорт стекла I.

$$\lg \rho = \frac{4140}{T} - 1,44$$

$$\lg U_{пр} = \frac{1950}{T} - 1,10$$

¹ Следует отметить, что в этих опытах никаких специальных мер для защиты от краевого эффекта не применялось. Значение пробивных напряжений в электрической области соответствует неоднородному электрическому полю.

Сорт стекла II.

$$\lg \rho = \frac{3825}{T} - 1,45$$

$$\lg U_{пр} = \frac{1770}{T} - 1,02$$

Как этого и требует теория (ср. стр. 380), логарифм пробивного напряжения меняется пропорционально обратной величине абсолютной температуры. Наклон прямых, дающих связь между $U_{пр}$ и $\frac{1}{T}$, несколько меньше, чем половина наклона тех прямых, которые выражают зависимость между ρ и $\frac{1}{T}$. Дальнейший ход кривых пробивного напряжения, измеренного, чтобы предотвратить коронирование в трансформаторном масле, приведен на рис. 271. Тепловой пробой простирается вплоть до температур в $60-80^\circ \text{C}$, в зависимости от сорта стекла, после чего резко переходит в электрический.

Следует отметить, что зависимость пробивного напряжения от температуры, приведенная на рис. 271, соответствует случаю, когда не принималось никаких мер к устранению краевых разрядов. Вследствие этого при низких температурах в области электрического пробоя электрическое поле резко неоднородно, а пробивные напряжения очень низки.

В случае, если соответствующим подбором условий опыта исключить вредное влияние краевых разрядов и сделать электрическое поле однородным, то пробивные напряжения в электрической области сильно повышаются. Значения пробивных напряжений в тепловой области от изменений условий опыта не меняются. Поэтому точка пересечения прямой теплового пробоя с прямой электрического пробоя перемещается в сторону низких температур и тепловой пробой может быть прослежен до комнатной температуры.

Переход от теплового пробоя к электрическому пробую происходит в однородном электрическом поле столь же резко, как в случае неоднородного поля. Зависимость пробивного напряжения от температуры, измеренная авторами [186], для постоянного и переменного напряжения при температурах близких к комнатным приведена на рис. 272. Различными образом обозначенные точки соответствуют

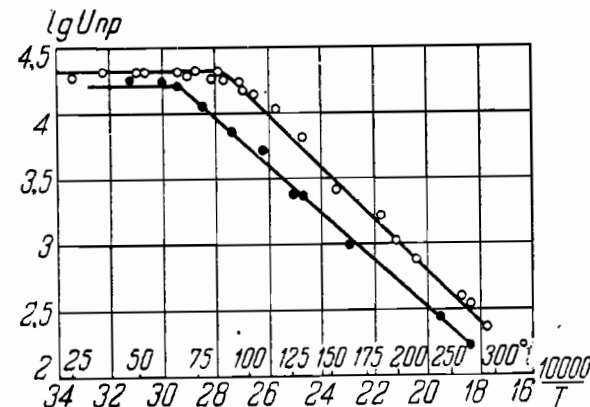


Рис. 271. Зависимость пробивного напряжения от температуры для двух сортов стекол. Переменное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

разным выдержкам и условиям охлаждения. Справа мы имеем тепловую область, характеризованную зависимостью пробивного напряжения от температуры и от выдержки. Слева область электрического пробоя, где обе эти зависимости отсутствуют. Никакой промежуточной области пробоя между тепловой и электрической не наблюдается. Утверждение некоторых американских авторов (ср. Мун и Норкресс [186a]) о наличии такой промежуточной области пробоя является таким образом неправильным, основанным на недостаточно чисто проведенном эксперименте. Именно при недостаточно совершенном контакте между образцом и электродами наступают вторичные явления, создающие видимость промежуточного вида пробоя. В то время как в случае переменного напряжения для стекла в области теплового пробоя в точности оправдываются требования тепловой теории пробоя, чтобы пробивные напряжения менялись пропорционально корню квадратному из активного сопротивления (кривая, передающая зависимость $\text{ctg} \delta$, пропорционального активному сопротивлению от температуры, приведена на рис. 272 наверху), для случая постоянного напряжения это требование не выполняется. Так при переходе от 20° к 100° С сопротивление стекла уменьшается приблизительно в 500 раз. Пробивное напряжение, пропорциональное, согласно тепловой теории, корню квадратному из сопротивления, должно было бы измениться в 22 раза, в то время как опыт дает уменьшение всего только в 5 раз.

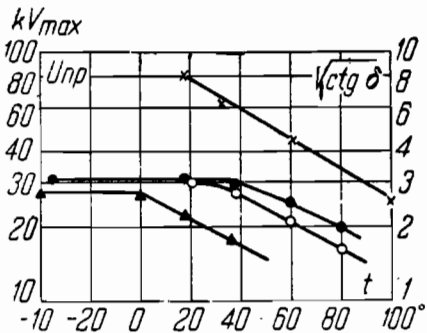


Рис. 272. Зависимость пробивного напряжения и $\sqrt{\text{ctg} \delta}$ для стекла от критической температуры в однородном электрическом поле. (По Вальтеру и Инге).

пробоя здесь неприменима. Следует помнить, что распределение поля в образце при постоянном напряжении не является прямолинейным, но сильно искажено, так что главная часть падения напряжения приходится на части образца, прилегающие к электродам. При наложении достаточно высокого напряжения в первую очередь будут разогреваться именно эти пограничные слои, сопротивление их уменьшится и все сопротивление образца будет приближаться к сопротивлению неполяризованного диэлектрика. Мы знаем, что зависимость сопротивления неполяризованного диэлектрика от температуры значительно меньше, чем поляризованного. Вследствие этого и температурная зависимость пробивного напряжения должна быть на постоянном напряжении значительно меньше той, которая может быть вычислена из температурного хода обычно определяемого сопротивления поляризованного диэлектрика. Расхождение между температурным ходом $U_{пр}$ и $\sqrt{r}$ может быть таким образом удовлетворительно объяснено, не выходя из рамок обычной тепловой теории пробоя.

3. Кварц. Типичный тепловой пробой может быть наблюден в случае плавленого непрозрачного кварца по данным Гольдман [187]

при температурах, превышающих 200° С. Результаты измерений приведены на рис. 273 и 274. Как видно из рис. 273, зависимость удельного сопротивления от температуры с большой точностью удовлетво-

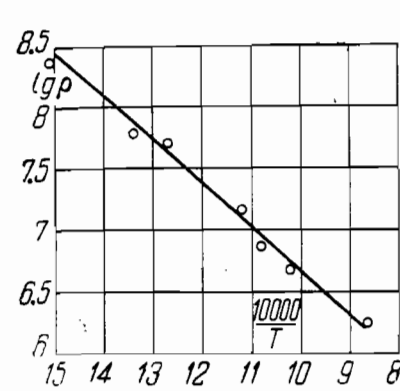


Рис. 273. Зависимость удельного сопротивления кварца от температуры. Переменное напряжение. (По Гольдман).

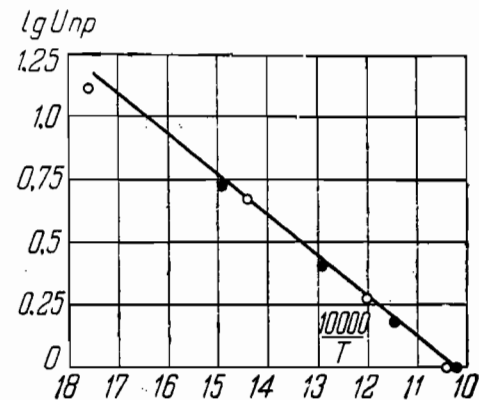


Рис. 274. Зависимость пробивного напряжения кварца от температуры. Переменное напряжение. (По Гольдман).

ряет закону (163), причем коэффициент b оказывается равным 7800. Зависимость пробивного напряжения от температуры приведена на рис. 274. Вследствие неопределенности некоторых материальных констант кварца (коэффициент теплопроводности), а также вследствие того, что теплоотдача в условиях опыта с трудом поддавалась учету, не представлялось возможным вычислить абсолютные значения пробивных напряжений. Исходя из температурного хода удельного сопротивления, можно было однако вычислить относительные значения пробивных напряжений при разных температурах и, совместив для какой-либо одной температуры опытные и вычисленные значения, проверить, лягут ли остальные вычисленные значения на ту же кривую, как наблюденные. На рис. 274 вычисленные значения обозначены черными точками. Как видно, теория вполне подтверждает наблюденную температурную зависимость пробивного напряжения.

Переход от теплового пробоя к электрическому для плавленого кварца происходит по видимому около 200—220° С.

4. Фарфор. Так же как у стекла и кварца, температурная зависимость сопротивления фарфора выражается ф-лой (163). Поэтому можно ожидать, что наиболее простыми окажутся зависимости между логарифмами сопротивления и пробивного напряжения и обратной

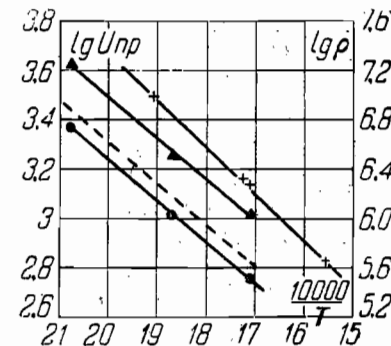


Рис. 275. Зависимость пробивного напряжения (▲ и ●) и удельного сопротивления (×) от температуры для фарфора. Переменное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

величиной абсолютной температуры. Результаты измерений, произведенных авторами [188], приведены на рис. 275. Верхняя кривая (кресты) соответствует температурному ходу сопротивлений (правая шкала), средняя и нижняя кривые — температурной зависимости пробивного напряжения при двух разных толщинах образцов (d) и электродов (δ). Коэффициент b для фарфора равен 8750.

Требования тепловой теории и здесь хорошо выполняются. Для того, чтобы точно сравнить теоретическую и наблюдаемую зависимость пробивного напряжения от температуры, нами были вычислены для нескольких температур пробивные напряжения для случая фарфоровой пластинки толщиной в 1,71 мм при толщине электродов в 3,1 мм. В основу этих вычислений был положен наблюдаемый температурный ход сопротивления. Вычисленная таким образом зависимость приведена на рис. 275 пунктиром. Она находится в полном согласии с наблюдаемой зависимостью пробивного напряжения от температуры.

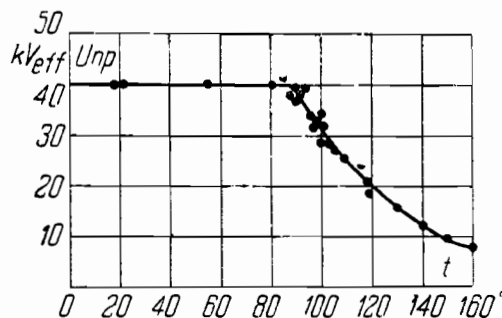


Рис. 276. Зависимость пробивного напряжения фарфора от температуры при переменном напряжении. (По Хальбаху).

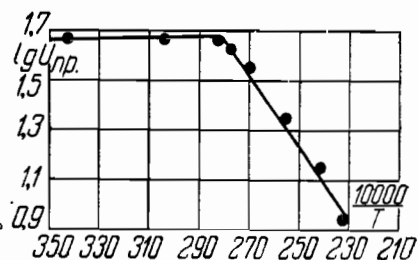


Рис. 277. То же, что рис. 276 — в шкале $\lg U_{пр}$ и $\frac{1}{T}$. (По Хальбаху).

Температурная зависимость пробивного напряжения была для фарфора при низких температурах детально изучена Хальбахом [86]. Пробой в этих опытах производился в однородном электрическом поле. Результаты измерений Хальбаха приведены на рис. 276 (в шкале $U_{пр}$, t) и 277 (в шкале $\lg U_{пр}$, $\frac{1}{T}$). Как видно из рисунка, и в случае фарфора мы наблюдаем резкий переход от теплового к электрическому пробую, причем точка перехода для данного материала при данных условиях охлаждения лежит при 90°C .

5. Баккелизованная бумага. Одним из важных, широко применяемых электроизолирующих материалов является бумага, склеенная баккелизовым лаком. Этот материал интересен еще и тем, что для него область теплового пробоя может быть прослежена до комнатной температуры. Таким образом баккелизированная бумага — один из немногих изолирующих материалов, для которых тепловая теория пробоя может быть применена для технических подсчетов. В виду этого мы остановимся несколько подробнее на вопросе о тепловом пробое баккелизированной бумаги.

В виду того что крупные изделия из баккелизированной бумаги,

например высоковольтные выводы, представляют значительную ценность и является весьма дорогим каждый новый опыт по пробую производить с новым образцом, возникает вопрос, нельзя ли определить пробивное напряжение, не доводя образец до окончательного пробоя. Такого рода метод определения пробивных напряжений „без пробоя“ был указан Хальбахом [86] и детально разработан Гешелем [183]. Идея их сводится к следующему: тепловой пробой наступает тогда, когда в диэлектрике нарушается тепловое равновесие, т. е. температура внутри диэлектрика начинает неограниченно возрастать во времени. Если бы мы стали мерить для диэлектрика, находящегося под напряжением, зависимость температуры от времени, то мы получили бы следующую картину. При низком напряжении температура в первое время после наложения напряжения несколько возрастает, но затем, когда достигнуто равновесное состояние, устанавливается и остается дальше во времени постоянной. Наоборот, при высоком напряжении, равном или превышающем пробивное напряжение, температура уже не устанавливается, но систематически ускоренно возрастает. Мерить температуру внутри диэлектрика практически неудобно, гораздо удобнее мерить вместо нее диэлектрические потери, которые в большинстве случаев однозначно связаны с температурой. Для диэлектрических потерь должна получиться качественно та же зависимость от времени, как и для температуры.

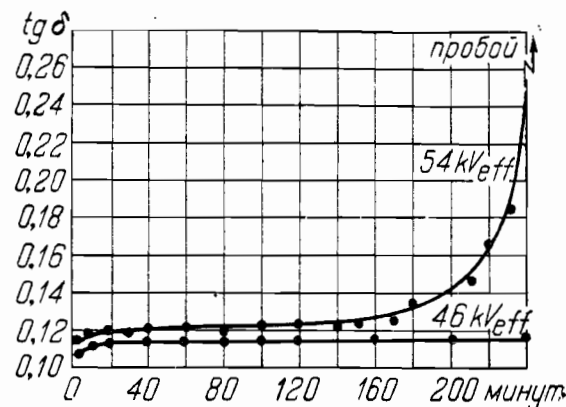


Рис. 278. Зависимость $\text{tg } \delta$ от времени при тепловом пробое. (По Гешелю).

напряжением, зависимость температуры от времени, то мы получили бы следующую картину. При низком напряжении температура в первое время после наложения напряжения несколько возрастает, но затем, когда достигнуто равновесное состояние, устанавливается и остается дальше во времени постоянной. Наоборот, при высоком напряжении, равном или превышающем пробивное напряжение, температура уже не устанавливается, но систематически ускоренно возрастает. Мерить температуру внутри диэлектрика практически неудобно, гораздо удобнее мерить вместо нее диэлектрические потери, которые в большинстве случаев однозначно связаны с температурой. Для диэлектрических потерь должна получиться качественно та же зависимость от времени, как и для температуры.

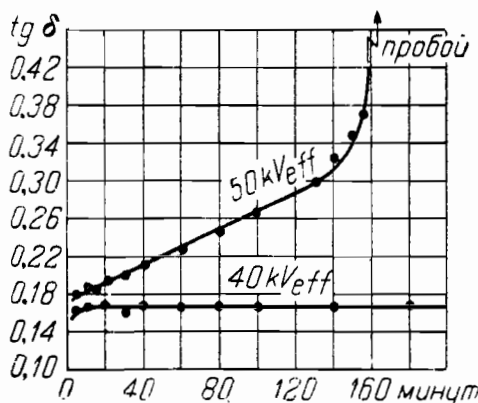


Рис. 279. Зависимость $\text{tg } \delta$ от времени при тепловом пробое. (По Гешелю).

Ряд кривых, измеренных Гешелем, для случая баккелитовых досок, передающих зависимость тангенса угла потерь от времени, приведен на рис. 278 и 279. Нижние кривые на этих рисунках соответствуют напряжению ниже пробивного, когда после небольшого начального нагрева температура устанавливается. Напряжение, соответствующее верхним кривым, приводит к пробую, так как потери, а следовательно

и разогрев, неограниченно возрастают. Для сравнения на рис. 280 приведена зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от времени для случая фарфора, для которого при комнатной температуре пробой не является тепловым. Как видно, в случае электрического пробоя никакого возрастания потерь перед пробоем не наблюдается. Зависимости, подобные приведенным на рис. 278 и 279, таким образом могут служить критерием теплового пробоя.

На рис. 281 приведены кривые, измеренные Чибириным и Ивановым [189], передающие зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от времени при разных напряжениях для случая намоточного изделия из баккелизованной бумаги — высоковольтного вывода (6 kV) союзного производства. Как

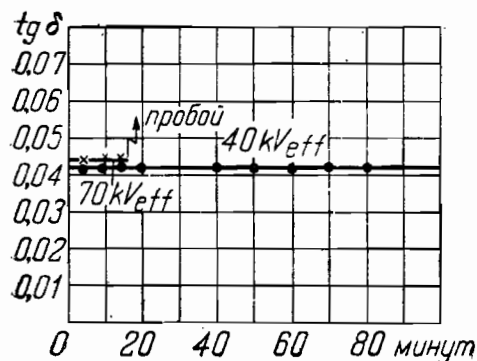


Рис. 280. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от времени для фарфора. Пробой не тепловой. (По Хальбаху).

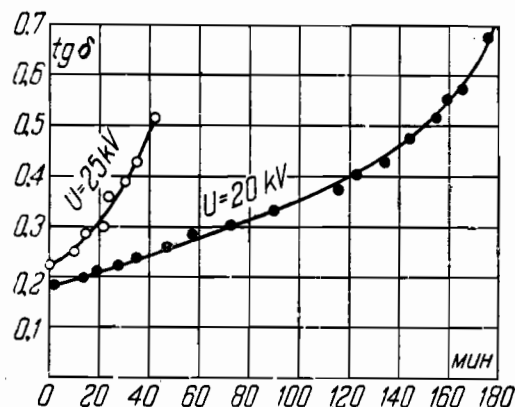


Рис. 281. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от времени для баккелитового 6 kV вывода при температуре 60°. (По Чибириным и Иванову).

видно, и здесь мы встречаемся с типичными признаками теплового пробоя.

Рассматривая кривую зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от времени, мы видим, что она может быть разделена на три части, характеризующиеся различным характером возрастания $\operatorname{tg} \delta$, т. е. различным

$$\frac{d^2 \operatorname{tg} \delta}{dt^2}$$

1) Область начального подъема, где кривая направлена выпуклостью вверх и $\frac{d^2 \operatorname{tg} \delta}{dt^2} < 0$

2) Область линейного изменения, где $\frac{d^2 \operatorname{tg} \delta}{dt^2} \approx 0$

$$\text{или } \frac{d \operatorname{tg} \delta}{dt} = \text{const} \approx 0$$

3) Область ускоренного возрастания, где $\frac{d \operatorname{tg} \delta}{dt} > 0$

$$\text{и } \frac{d^2 \operatorname{tg} \delta}{dt^2} > 0.$$

Графически зависимость $\frac{d \operatorname{tg} \delta}{dt}$ от времени для разных напряжений изображена на рис. 282. Три части, на которые могут быть разделены кривые, здесь выступают очень отчетливо. В случае нижней кривой после начального небольшого нагрева температура устанавливается и $\frac{d \operatorname{tg} \delta}{dt} = 0$. В случае верхних, после небольшого участка, где $\frac{d \operatorname{tg} \delta}{dt} = \text{const}$

чему соответствует линейное возрастание $\operatorname{tg} \delta$, следует ускорение возрастания и пробой.

Для того чтобы определить, на какой из трех частей кривой мы находимся и следовательно, насколько близко мы подошли к пробое, достаточно, согласно Гешелю [183], считать три последовательных во времени значения $\operatorname{tg} \delta$ и по ним определить $\frac{d^2 \operatorname{tg} \delta}{dt^2}$. Следует впрочем отметить, что метод, предложенный

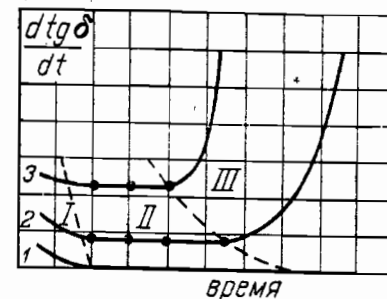


Рис. 282.

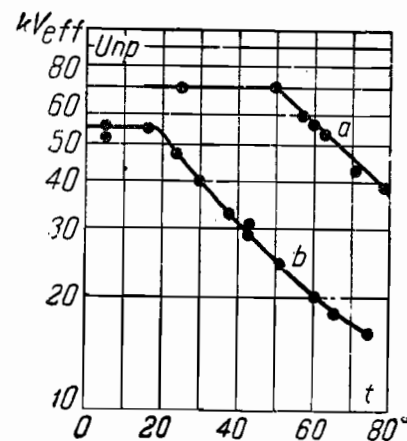


Рис. 283. Зависимость пробивного напряжения от температуры для двух сортов досок из баккелизованной бумаги. (По Хальбаху).

Гешелем, позволяет лишь определить, насколько близко мы находимся к пробое в определенный момент времени после приложения напряжения, когда производится отсчет $\operatorname{tg} \delta$ и, кроме того, при данных условиях охлаждения. При сравнении разных образцов он способен давать лишь относительные значения пробивных напряжений, но мало говорит о том, когда пробьется образец при длительном нахождении под напряжением в условиях эксплуатации.

Зависимость пробивного напряжения от температуры для баккелитовых досок, измеренная Хальбахом, приведена на рис. 283. Переход из области теплового пробоя в область электрического пробоя происходит опять очень резко. Температура перехода для одного сорта досок равна 18° для другого 50° C,

Для намоточных изделий (выводов) точка перехода, как указывалось, может лежать ниже комнатной температуры, иными словами, в случае этого изолирующего материала мы можем находиться

d в мм	Относительное $U_{пр}$ наблюдаемое	Относительное $U_{пр}$ вычисленное
1,85	0,547	0,525
4,60	0,748	0,750
9,00	1,00	1,00

Теоретический ход зависимости от толщины в случае фарфора таким образом вполне подтверждается на опыте. Аналогичные результаты были получены и в случае каменной соли для толщин, не превышающих 5—6 мм.

с) Тепловой пробой твердых диэлектриков при высоких частотах. В главе о диэлектрических потерях мы указывали на то, что по мере увеличения частоты потери в твердых диэлектриках возрастают, увеличивается следовательно, при одном и том же приложенном напряжении, и разогрев диэлектрика. В виду этого при высоких частотах из двух видов пробоя особенно вероятным становится тепловой пробой.

Опыт показывает, что при высоких частотах (длина волны порядка нескольких сот метров) у таких изолирующих материалов, как стекло, фарфор, эбонит и баккелизированная бумага, пробой всегда предшествует разогрев материала, настолько сильный, что горючий материал может загореться. Частично этот разогрев вызывается короной, которая при высоких частотах появляется очень рано (при напряжениях в несколько сот вольт) и обладает необычайно интенсивным тепловым действием. Однако и в том случае, если ослабить каким-либо способом корону или же взять напряжение ниже коронного, все же обнаруживается вполне заметный нагрев, вызванный объемными диэлектрическими потерями.

Пробивные напряжения твердых диэлектриков при высокой частоте лежат значительно ниже, чем при технических частотах. Так например стекло толщиной в 0,1 мм в случае высокой частоты при хороших условиях охлаждения пробивается при 2,0—2,5 $kV_{эфф}$ в то время как при технической частоте, чтобы пробить то же стекло, нужно приложить около 20 $kV_{эфф}$. При переходе к высокой частоте получается таким образом почти 10-кратное понижение пробивных напряжений.

Систематическое изучение пробоя твердых диэлектриков при высоких частотах было произведено авторами этой главы [190]. Для того чтобы устранить корону, пробой производился в вакууме, причем образец и электроды обезгаживались прогревом. Исследованию подверглись стекло, фарфор и слюда, причем определялась температурная зависимость пробивного напряжения, так как по этой зависимости легче всего было определить, является ли пробой тепловым или нет.

Температурная зависимость пробивного напряжения для стекла приведена на рис. 285. Верхняя кривая соответствует длине волны 690 м, нижняя 250 м, прямая (крестики)—технической частоте в 50 периодов в секунду.

при нормальных условиях работы изоляции в области теплового пробоя.

Мы видим таким образом, что для большинства изолирующих материалов может быть обнаружена область теплового пробоя, в которой строго оправдываются требования тепловой теории пробоя. Для большинства изолирующих материалов эта область лежит однако выше нормальной рабочей температуры, и лишь для отдельных материалов (баккелизированная бумага, стекло в однородном поле) мы можем встретиться с тепловым пробоем и при комнатной температуре. Следует впрочем еще раз подчеркнуть, что температура, при которой происходит переход от теплового пробоя к электрическому, не является никоим образом материальной константой, но в зависимости от толщины образца, условий охлаждения и вида напряжения может меняться в широких пределах.

б) Зависимость пробивного напряжения от толщины образца. Зависимость пробивного напряжения от толщины образца была исследована авторами [188] в случае фарфора, причем условия опыта совпадали с теми, которые были описаны на стр. 386 (рис. 266). При аналитическом рассмотрении этого вопроса мы ввели вспомогательную величину:

$$c = \frac{k_1 \cdot \lambda d}{2k(k_1 + \lambda \delta)}.$$

В нашем случае λ — коэффициент внешней теплопроводности можно положить равным ∞ , так как наружная поверхность электродов находится при постоянной температуре T_0 . Кроме того в этих опытах образец и электроды состояли из одного и того же вещества, именно фарфора. При-

чем, чтобы сделать электроды проводящими, они были обернуты металлической фольгой. Таким образом $k_1 = k$, и для c мы получаем выражение

$$c = \frac{d}{2\delta}. \quad (164)$$

На рис. 284 приведены две кривые, изображающие измеренную при 313°С зависимость между $U_{пр}$ и d при двух различных толщинах электродов δ , т. е. при разных условиях охлаждения. Для проверки эта же зависимость была вычислена по формулам тепловой теории. Если положить пробивное напряжение при $d = 9$ мм равным единице, то для других толщин получаются следующие дробные значения.

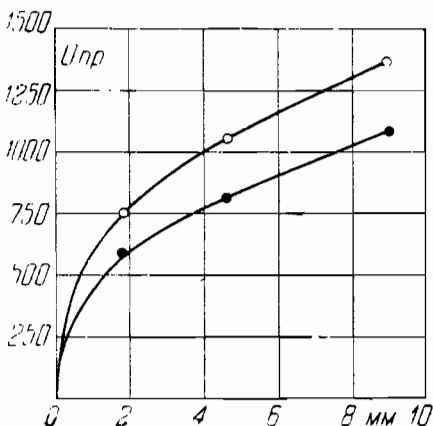


Рис. 284. Зависимость пробивного напряжения от толщины для фарфора при разных условиях теплоотвода. (По Вальтеру и Инге).

При температурах в 300—350°C, когда проводимость стекла даже при высокой частоте является чисто омической, пробивные напряжения от частоты не зависят. Пробой здесь вне всякого сомнения является тепловым. При понижении температуры появляется зависимость от частоты, которая становится все более и более резкой. Не наблюдается однако никакого излома кривой, который мог бы показать, что мы переходим от теплового пробоя к новому виду пробоя, скажем электрическому.

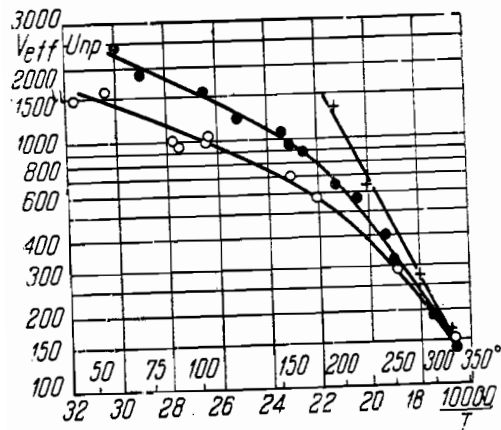


Рис. 285. Зависимость пробивного напряжения стекла от температуры при разных частотах.
(По Вальтеру и Инге).

натной температуре пробой также является тепловым. Что это так, удалось непосредственно проверить на более тонких стеклах. Да вряд ли и может быть разговор о каком-либо другом виде пробоя, кроме теплового, когда стекло, толщиной в 0,1 мм, пробивается при 200—300 В.

На рис. 286 приведена фотография стекла, пробитых при высокой частоте. Места пробоя лежат близко к центру пластинки, хотя никаких мер защиты краев не применялось. Это обстоятельство решительно говорит против электрического пробоя. Вокруг места пробоя могут быть обнаружены следы сильного разогрева пластинки, подтверждающие тепловую природу пробоя.

В пользу того, что пробой является тепловым, говорит наконец и следующее обстоятельство: если ухудшить несколько вакуум в приборе, в котором производится пробой, напустив туда

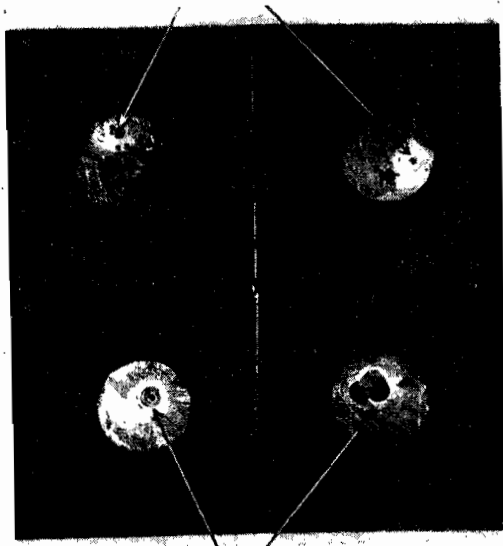


Рис. 286. Фотография стекла, пробитых при высокой частоте.

некоторое количество воздуха, то условия охлаждения образца улучшаются, что должно было бы повлечь за собой повышение пробивных напряжений. И действительно, в несовершенном вакууме пробивные напряжения лежат выше чем в совершенном.

Согласно тепловой теории пробивное напряжение должно меняться обратно пропорционально корню квадратному из активной проводимости (ф-ла 144). Так как сама активная проводимость пропорциональна диэлектрическому коэффициенту ϵ , частоте f и тангенсу угла потерь, то должно оправдываться соотношение

$$U_{np} = \frac{\text{const}}{\sqrt{\epsilon f \cdot \text{tg } \delta}} = \text{const} \cdot \frac{\sqrt{\text{ctg } \delta}}{\sqrt{\epsilon f}} = A \frac{\sqrt{\lambda \text{ctg } \delta}}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (165)$$

где λ — длина волны. При изменении частоты в области высоких частот $\text{tg } \delta$ и ϵ мало меняются, так что пробивное напряжение должно

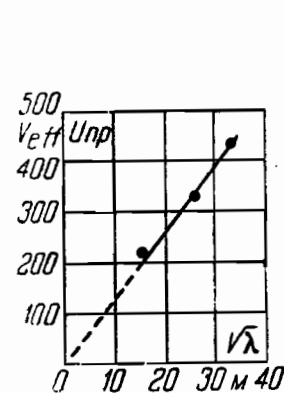


Рис. 287. Зависимость пробивного напряжения от корня квадратного из длины волны.
(По Вальтеру и Инге).

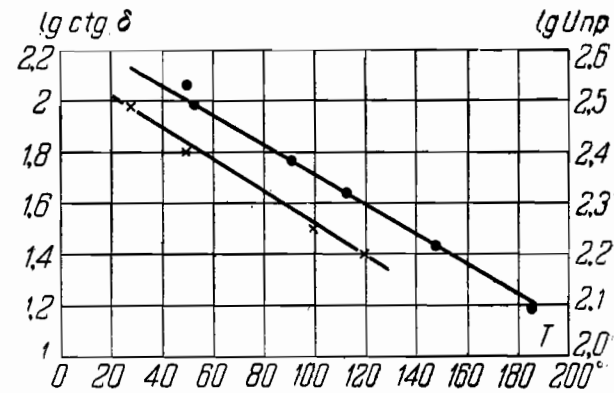


Рис. 288. Зависимость пробивного напряжения и $\text{ctg } \delta$ от температуры для стекла при высокой частоте.
(По Вальтеру и Протопопову).

изменяться пропорционально $\sqrt{\lambda}$. На рис. 287 зависимость U_{np} от $\sqrt{\lambda}$ нанесена графически. Предсказанная тепловой теорией зависимость от частоты оправдывается с хорошим приближением.

Диэлектрический коэффициент ϵ от температуры почти не зависит. При изменении температуры пробивное напряжение согласно ф-ле [165] должно поэтому меняться пропорционально $\sqrt{\text{ctg } \delta}$.

На рис. 288 нанесена зависимость пробивного напряжения от температуры для стекол толщиной в 0,1 мм, а также зависимость $\sqrt{\text{ctg } \delta}$ от температуры для тех же стекол, измеренная А. Н. Протопоповым [191]. Как видно, и это требование тепловой теории пробоя выполняется.

На рис. 289 приведена зависимость пробивного напряжения от температуры для фарфора и слюды при высокой частоте при длине волн 690

и 250 м). В то время как у фарфора наблюдается тот же ход, что и у стекла, и пробой несомненно является тепловым, у слюды зависимость получается резко отличная, именно пробивные напряжения не зависят от частоты и лишь незначительно понижаются при повышении температуры. Слюда является повидимому одним из тех немногочисленных материалов, для которых пробой и при высоких частотах является электрическим, таким же как и при переменном напряжении.

Приведенные опыты относятся к чистым условиям, когда корона устранена. В обычных условиях работы изоляции является однако весьма затруднительным устранить при высоких частотах корону, в особенности если напряжение достигает нескольких тысяч вольт. При наличии же высокочастотной короны каждый из существующих

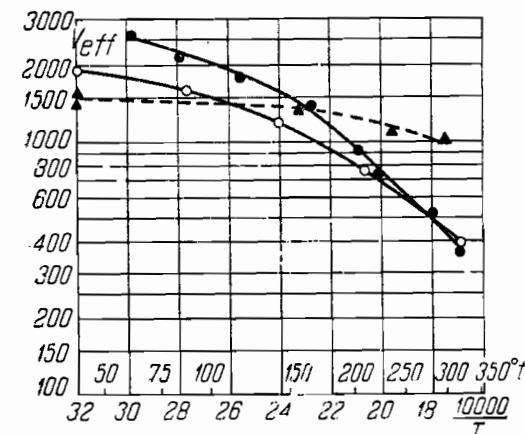


Рис. 289. Зависимость пробивного напряжения от температуры для слюды (▲) и фарфора (точки) при высокой частоте. (По Вальтеру и Инге).

меняемой для изоляции высоковольтных кабелей. Подробно о пробое этого вида изоляции будет говориться в главе шестой этой части. Укажем однако уже здесь на то, что наши утверждения справедливы лишь в том случае, когда изоляция не содержит воду или какие-либо другие жидкие проводящие примеси (например растворители лаков, как спирт, ацетон и т. д.). Если же изоляция содержит такого рода примеси, то потери в изоляции могут сделаться столь значительными, что наступит тепловой пробой.

На рис. 290 приведена зависимость пробивного напряжения пропитанной кабельной массой бумаги от содержания влаги, определенная Дмитриевым [192]. Небольшое содержание воды повидимому мало влияет на пробивные напряжения. При более значительном содержании воды пробивные напряжения начинают однако быстро падать, причем появляются все характерные признаки теплового пробоя. Приведенные на рис. 290 кривые вполне эквивалентны тем, которые получаются при определении зависимости пробивного напряжения от температуры для таких материалов, как стекло или фарфор (ср. рис. 271 и 277). И тут и там снижение пробивных напряжений про-

исходит из-за увеличения потерь. Только там увеличение потерь вызывалось повышением температуры, а здесь — увеличением влажности.

Следует отметить, что при тепловом пробое влажной волокнистой изоляции наблюдается иногда своеобразное явление заживления. Именно под влиянием тепла, появляющегося при развитии теплового пробоя, изоляция высыхает и процесс пробоя приостанавливается. Условием, благоприятствующим этому явлению, является то, чтобы содержащаяся в изоляции вода или растворитель могли при разогреве легко испаряться.

Вопрос о тепловом пробое влажной изоляции является таким образом довольно сложным. Несмотря на свою важность, он до настоящего времени еще мало изучен.

§ 22. Приложение теории пробоя к техническим расчетам. Как указывалось в § 19, теория теплового пробоя позволяет вычислять, исходя из материальных констант диэлектрика и условий опыта, также и абсолютные значения пробивных напряжений. Это обстоятельство делает тепловую теорию применимой и для технических расчетов в тех по крайней мере случаях, когда пробой является тепловым. Следует отметить, что при такого рода расчетах необходимо точно оценивать все условия работы изоляции, в особенности условия охлаждения, которое оказывает существенное влияние на величину пробивного напряжения. Это обстоятельство часто недооценивалось, вследствие чего можно найти даже в хороших руководствах, например в „Технике высоких напряжений“ Рота, неправильно вычисленные значения пробивных напряжений. Мы покажем здесь на ряде примеров, как следует производить такого рода подсчеты.

а) Пробой нагретой фарфоровой пластинки. В качестве первого примера мы вычислим пробивное напряжение фарфоровой пластинки при повышенной температуре, в условиях, когда пробой фарфора является тепловым. Случай этот не имеет особенно большого технического значения, но представляет интерес потому, что имеются опытные данные по пробое фарфоровых пластинок. Вычисленные значения могут быть таким образом проверены на опыте.

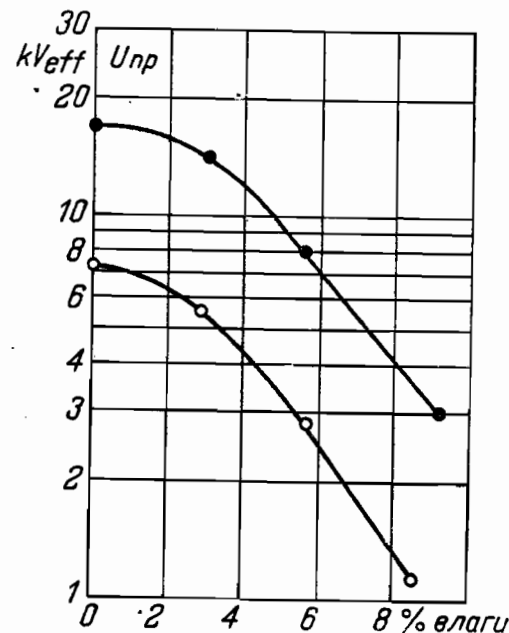


Рис. 290. Зависимость пробивного напряжения пропитанной кабельной бумаги от влажности.

● — 3 слоя
○ — 1 слой

(По Вальтеру и Дмитриеву).

Условия опыта возьмем такие же, как при опытным определении температурой зависимости пробивного напряжения. Пусть фарфоровая пластинка *A* (ср. рис. 226) зажата между фарфоровыми же электродами *B*, которые с наружной стороны охлаждаются массивными металлическими болванками *C*. Для того чтобы сделать электроды *B* проводящими, они обертывались металлической фольгой.

Пробивное напряжение двусторонне охлаждаемой пластинки может быть вычислено по ф-ле (143)

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{33,6 k \rho}{a}} \varphi(c).$$

В нашем случае, когда коэффициент теплопроводности образца и электрода равны, и наружная поверхность электродов интенсивно охлаждается, параметр *c* согласно ф-ле (138) равен

$$c = \frac{d}{2\delta}, \tag{166}$$

где *d* — толщина образца и *δ* — толщина электродов. Ф-ла (143) выведена в предположении, что сопротивление диэлектрика меняется по закону

$$\rho = \rho_0 e^{-at} \tag{167}.$$

Хотя формула эта, строго говоря, к фарфору и неприменима (ср. стр. 391), мы все же будем ею пользоваться, так как она представляет большие вычислительные преимущества. Заметной ошибки это не внесет, особенно если брать для коэффициента *a* при разных температурах несколько различных значений. Вычислим пробивное напряжение для пластинки, толщиной в 3 мм при толщине электродов в 9 мм для температуры в 250° и 300°С. Из приведенных на рис. 275 данных мы находим, что удельное сопротивление фарфора при 250° $\rho_{250} = 1,0 \times 10^7 \Omega/\text{см}^3$, при 300° $\rho_{300} = 2,3 \times 10^6 \Omega/\text{см}^3$. Отложив логарифм сопротивления как функцию температуры, мы находим, что коэффициент *a* в ф-ле (167) при 250° равен 0,029, при 300° — 0,025. Коэффициент теплопроводности фарфора *k* положим равным 0,0023.

Согласно ф-ле (166) $c = 0,167$. Из графика, приведенного на рис. 264, находим соответствующее значение $\varphi(c) = 0,175$. Подставляя численные значения в формулу (143), находим соответствующее значение пробивных напряжений. Значения эти приведены в табл. 38

Таблица 38.
Сравнение вычисленных и наблюдаемых значений пробивных напряжений для фарфора.

<i>t</i>	<i>U_{пр}</i> в вольтах	
	вычислен.	наблюден.
250°	900	900
300°	470	500

во втором столбце. В третьем столбце для сравнения приведены наблюдаемые при тех же температурах значения пробивных напряжений.

Согласие между наблюдаемыми и вычисленными значениями оказывается вполне удовлетворительным.

б) Пробой цилиндрических проходных изоляторов. Мы уже указывали на то, что пробой высоковольтных выводов из баккелизованной бумаги является и при комнатной температуре процессом тепловым (ср. стр. 394). Имеется поэтому полное основание применять формулы тепловой теории к расчету проходных изоляторов этого рода.

В случае проходного изолятора мы будем иметь дело с пробоем односторонне (снаружи) охлаждаемого цилиндра. В соответствии с этим пробивные напряжения должны вычисляться по ф-ле (152)

$$U_{пр} = 3,89 \times 10^6 \times \sqrt{\frac{k}{a \operatorname{tg} \delta_0}} \varphi(c), \tag{168}$$

причем (ср. 151)

$$c = \frac{k_1}{k} \frac{\lambda r_1 \ln \frac{r_1}{r_0}}{k_1 + \lambda r_2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \tag{169}$$

(обозначение см. стр. 382).

При выводе ф-лы (168) предполагалось, что активная проводимость

$$\gamma_a = \frac{\varepsilon f \operatorname{tg} \delta}{1,8 \times 10^{12}}$$

меняется по закону

$$\gamma_a = (\gamma_a)_0 e^{at}. \tag{170}$$

В случае баккелитового вывода внутренним электродом является массивная медная труба, наружным электродом — тонкий слой металлической фольги. Толщиной фольги можно пренебречь и положить внутренний (*r*₁) и внешний (*r*₂) радиусы внешнего электрода равными друг другу. Будем считать, что охлаждение вывода происходит из-за теплоотдачи с его поверхности в окружающее пространство. Параметр *c* тогда примет значение:

$$c = \frac{\lambda}{k} r_1 \ln \frac{r_1}{r_0}.$$

Возьмем вывод на 6,6 kV. Для него

$$r_0 = 2,15 \text{ см}, \quad r_1 = r_2 = 3,14 \text{ см}.$$

Коэффициент теплопроводности баккелизованной бумаги положим равным

$$k = 0,007 \frac{\text{кал.}}{\text{град} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}}.$$

Коэффициент внешней теплопроводности

$$\lambda = 0,004 \frac{\text{кал.}}{\text{град} \cdot \text{сек}}.$$

Температурная зависимость активной проводимости подчиняется закону (170), причем $\alpha = 0,05$.

Вычислим пробивное напряжение вывода для технической частоты ($f = 50$) при 62°C , температуре, при которой пробивное напряжение подобного вывода было также измерено. Для этой температуры:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta_{62} &= 0,22 \\ \varepsilon &= 4,4. \end{aligned}$$

Находим параметр s , который оказывается равным $s = 0,855$. Соответствующее значение $\varphi(c)$ (ср. рис. 264) равно

$$\varphi(c) = 0,35.$$

Подставляя остальные величины в ф-лу (168), мы получаем для пробивного напряжения при 62°C значение

$$U_{\text{пр}} = 23 \text{ kV}.$$

Опытным путем для той же температуры было найдено значение 20 kV. Совпадение следует считать удовлетворительным, если принять во внимание, что некоторые из входящих в ф-лы (168) и (169) величин, например k и λ , нам известны с точностью не большей

10%. Кроме того следует отметить, что измерения были произведены над конденсаторным выводом, для которого электрическое поле существенно отличается от того логарифмического, которое предполагалось при выводе ф-л (168) и (169).

На рис. 291 приведены вычисленные для того же вывода зависимости пробивного напряжения от температуры. На том же чертеже нанесены и наблюдаемые значения пробивных напряжений (лежащие вне кривой точки). При комнатной температуре вывод не пробило при 60 kV. Вывод обладает таким образом при комнатной температуре примерно 10-кратным запасом прочности, несмотря на то что он имеет потери, превышающие норму, и при приемке был забракован.

Остановимся еще на вопросе, насколько можно повысить пробивные напряжения путем улучшения охлаждения. Если погрузить вывод в масло, то охлаждение наружной поверхности значительно улучшится.

Наибольший эффект мы получим, если будем перемешивать масло столь интенсивно, что поверхность изолятора примет постоянную температуру окружающей среды (масла). В этом случае (идеальное охлаждение) $\varphi(c) = 0,665$, вместо прежних 0,35 и пробивное напряжение повышается на 90%. Значительное повышение можно также получить, если ввести охлаждение изнутри и перейти таким образом к диэлектрику с двухсторонним охлаждением. Пробивное напряжение при этом повысится по сравнению с прежним примерно в два раза.

с) Пробой автомобильных свечей. В двигателях внутреннего сгорания взрыв смеси в цилиндре осуществляется искрой, причем напряжение вводится при помощи миниатюрного проходного изолятора, так называемой автомобильной свечи. Изолятор свечи сделан обычно из керамической массы и работает при довольно высокой температуре около $300^\circ - 400^\circ\text{C}$. Рабочее напряжение свечи достигает 10—15 kV.

Любой керамический состав пробился бы при столь высокой температуре тепловым образом, если бы это напряжение было приложено непрерывно. На самом деле напряжение, даваемое магнето, прилагается периодически лишь на весьма короткий интервал времени τ , а остальное время к свече напряжение не приложено.

Возникает вопрос: какие условия должны быть соблюдены для того, чтобы не наступал тепловой пробой свечи?

Пусть прикладываемый к свече импульс имеет прямоугольную форму (ср.

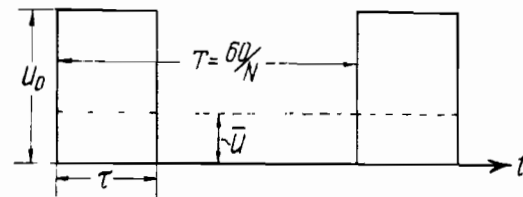


Рис. 292.

рис. 292), причем амплитуда его равна U_0 и длительность τ . Если импульс повторяется N раз в минуту, то интервал времени в секундах между отдельными импульсами T равен $60/N$.

Очевидно, что для теплового пробоя существенно лишь общее количество выделяющегося ежесекундно тепла, и неважно, происходит ли выделение тепла в результате отдельных быстро следующих друг за другом импульсов или же в результате постоянного приложенного напряжения. Вычислим высоту того постоянного напряжения, которое дает то же количество тепла, как наши импульсы. За интервал времени T количество тепла, выделенного импульсами, пропорционально $U_0^2 \tau$. Если бы напряжение было постоянным и равным $\bar{U}$, то количество тепла было бы пропорционально $\bar{U}^2 T$. Приравняв оба количества тепла, находим

$$\bar{U} = U_0 \sqrt{\frac{\tau}{T}} = U_0 \sqrt{\frac{\tau N}{60}}. \quad (171)$$

Для дальнейших вычислений мы можем воспользоваться обычными формулами тепловой теории, считая, что к свече приложено постоянное напряжение, равное $\bar{U}$. Изолятор свечи будем считать цилиндром, охлаждаемым только снаружи.

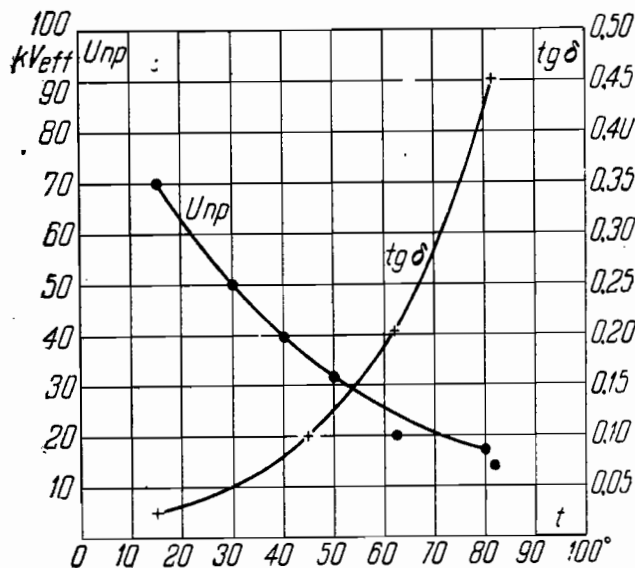


Рис. 291. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ и вычисленных по нему пробивных напряжений от температуры для 6 kV бакелитового вывода.
(По Чибиреву и Иванову).

Найдем минимальное значение удельного сопротивления материала, из которого сделан изолятор свечи. Из формулы

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{8,4 k \rho}{a}} \varphi(c),$$

передающей пробивное напряжение односторонне охлаждаемого цилиндра, находим

$$\rho = 0,12 \frac{a U_{пр}^2}{k \varphi^2(c)}. \quad (172)$$

В нашем случае $U_{пр} = \bar{U}$. Что касается функции $\varphi(c)$, то допустим, что охлаждение наружной поверхности идеальное, так как в опасном месте, где может произойти пробой изолятора, прилегает металл. При этом допущении $\varphi(c) = 1,0$.

Подставляя в формулу (172) вместо $\bar{U} = U_{пр}$ его выражение через U_0 (171), мы получаем

$$\rho = 2 \times 10^{-3} \frac{a \tau N}{k} U_0^2 \Omega/\text{см}^3. \quad (173)$$

Для керамических масс $k = 0,002$, a при $300-400^\circ$ равно $0,02-0,025$. Подставляя эти значения в (173), мы получаем:

$$\rho = 0,025 \tau N U_0^2 \Omega/\text{см}^3. \quad (174)$$

Ф-ла (174) определяет сопротивление, при котором при данном виде напряжения, характеризуемого величинами U_0 , τ и N , произойдет пробой. При установлении каких-либо норм следует выбрать не менее чем 10-кратный запас прочности и следовательно положить

$$\rho \geq 0,25 \tau N U_0^2. \quad (175)$$

Рассчитаем конкретный случай. Пусть $\tau = 10^{-3}$ сек., $N = 1500$, $U = 12$ kV. Тогда

$$\rho \geq 5,4 \times 10^7 \Omega/\text{см}^3,$$

т. е. удельное сопротивление материала, из которого сделана свеча при рабочей температуре должно быть не ниже 54 мегом.

Если нормировать сопротивление свечи не при рабочей температуре, а при какой-либо другой, более удобной для измерений, то, зная температурную зависимость сопротивления, легко установить норму и для этой измененной температуры. Тепловая теория пробоя позволяет таким образом рационально подойти к вопросу об установлении технических условий на изолятор свечи.

д) Расчет теплового пробоя кабеля, с учетом тепла, выделяющегося в жиле. Если не учитывать дополнительного нагрева, вызываемого теплом, выделяющимся в жиле, то пробивное напряжение кабеля может быть вычислено ровно по тем же формулам, как пробой вывода (ср. пункт б). Вместе с тем ясно, что выделяющееся в жиле тепло будет дополнительно прогреть изоляцию и вы-

зовет поэтому некоторое снижение пробивного напряжения. Представляется интересным оценить размер этого снижения.

Мы не будем здесь приводить всего вывода, произведенного Фрадиным и Ращектаевым под руководством проф. Гринберга [193]. Укажем лишь на постановку задачи и на конечные результаты.

Выведем следующие обозначения:

r_1 — радиус жилы, r_2 — внешний радиус изоляции, r_R — внешний радиус свинцовой оболочки, r_4 — внешний радиус джутовой оболочки, k_1 — теплопроводность металла жилы, k_2 — теплопроводность изоляции, k_3 — теплопроводность свинцовой оболочки, k_4 — теплопроводность джута, λ — коэффициент внешней теплопроводности (воздуха), I — ток, протекающий по жиле, ρ — удельное сопротивление металла жилы, $\gamma_a = \frac{3 \text{ ftg } \delta}{1,8 \times 10^{12}}$ — удельная активная электропроводность изоляции при температуре T_0 , U — приложенное напряжение, T — температура (Цельсия).

Предположим, что активная электропроводность меняется по закону

$$\gamma_a = (\gamma_a)_0 e^{aT},$$

где $(\gamma_a)_0$ — активная электропроводность при 0°C .

Для решения задачи удобнее всего привести основное уравнение тепловой теории к цилиндрическим координатам. Оно примет тогда вид

$$k \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + q_1 = 0, \quad (176)$$

где q_1 — тепло, выделяющееся в единице объема вследствие потерь. Ур-ние (176), должно быть применено как к жиле, так и к изоляции кабеля, так как и тут и там выделяется тепло. Решая ур-ние (176) для жилы, мы получаем для распределения температуры в жиле следующую формулу

$$T = T_m - \frac{Ar^2}{4}, \quad (177)$$

где T — температура на расстоянии r от центра жилы, T_m — температура (максимальная) в центре жилы, и параметр A равен

$$A = \frac{I^2 \rho}{\pi^2 r_1^4 k_1}. \quad (178)$$

Очевидно, что при $r = r_1$, $T = T_1$ — температуре на поверхности жилы. Таким образом

$$T_1 = T_m - \frac{Ar_1^2}{4}. \quad (179)$$

Решая ур-ние (176) для изоляции и принимая во внимание граничные условия, мы приходим к следующей приближенной формуле, позволяющей определить связь между T , температурой окружающей среды T_0 и приложенным напряжением U :

$$3D - \frac{1}{a} \ln b + \frac{1}{a} \ln 4\alpha - T_0 = 0. \quad (180)$$

Значение введенных в формулу (180) параметров следующее:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{e^{aT}}{b}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{e^{aT}}{b}}} \\ b &= e^{aT} + \frac{a}{2B} \left(\frac{Ar_1^2 \cdot k_1}{2k_2} \right) \\ B &= - \frac{U^2 \gamma_n}{k_2 2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \\ D &= - \sqrt{\frac{2Bb}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (181)$$

Что касается параметра β , то он при условии, что наружная поверхность изоляции охлаждается непосредственно через воздух, равен

$$\beta = \left(\frac{k_2}{\lambda r_2} + \ln \frac{r_2}{r_1} \right). \quad (182)$$

Если считать, что теплоотвод идет через свинец и через джут, причем температура наружной поверхности джута постоянна, то

$$\beta = \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{k_2}{k_3} \left(\ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{k_3}{k_4} \ln \frac{r_4}{r_3} \right) \approx \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{k_2}{k_4} \ln \frac{r_4}{r_2} \quad (183)$$

так как $\frac{k_3}{k_4}$ — теплопроводность свинца — величина большая по сравнению с единицей.

Приведенные формулы позволяют вычислить распределение температуры в кабеле в стационарном состоянии, в частности решить важный вопрос о максимальном нагреве кабеля при его работе.

Условие пробоя формулируем так

$$\frac{dU}{dT_1} = 0. \quad (184)$$

Производя соответствующее дифференцирование, мы получаем для пробивного напряжения $U_{пр}$ следующее параметрическое выражение

$$U_{пр} = \frac{\delta}{e} e^{-\frac{a}{2} T_0} \quad (185)$$

$$T_1 = T_0 + \frac{2 - \ln \delta_1}{a}. \quad (186)$$

Параметры δ и δ_1 зависят только от геометрических размеров кабеля и от условий теплоотдачи и соответственно равны

$$\delta = 2 \sqrt{\frac{2 \alpha k_2}{a \gamma_n m} \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (187)$$

$$\delta_1 = \frac{4 - a^2 \beta^2 q}{16 \alpha} \quad (188)$$

Значение параметра β приведено выше. Параметр α может быть переписан следующим образом:

$$\alpha = \frac{1 - \frac{a \beta}{2} \sqrt{\frac{q}{\alpha}}}{1 + \frac{a \beta}{2} \sqrt{\frac{q}{\alpha}}}. \quad (189)$$

Что касается величины q и m , то они следующим образом выражаются через заданные величины

$$\left. \begin{aligned} q &= \left(\frac{Ar_1^2 k_1}{2k_2} \right)^2 \\ m &= \left[\alpha \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-\frac{2}{\beta}} + 1 \right]^2 \end{aligned} \right\} \quad (190)$$

Сделанные нами допущения, вследствие которых формулы верны лишь приближенно, заключается в том, что мы предположили

$$\alpha \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{aD} \ll 1$$

и соответственно

$$\left[\alpha \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{aD} + 1 \right]^2 \approx 1.$$

Численная проверка показывает, что ошибка, которую мы делаем при этом допущении, обычно очень мала.

Представляет интерес сравнить пробивные напряжения, получающиеся при наличии нагрева жилы, с теми, которые получаются при отсутствии нагрева жилы. Подсчет показывает, что

$$\frac{U_{пр}}{U_{пр}'} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} = \sqrt{\frac{1 + \frac{a \beta}{2} \sqrt{q}}{1 - \frac{a \beta}{2} \sqrt{q}}}, \quad (191)$$

¹ Коэффициенты k_1 , k_2 , k_3 , k_4 и λ выражены в дальнейших формулах не в калориях, как раньше, а в ваттах.

где $U_{\text{пр}}$ соответствует холодной жиле, $U'_{\text{пр}}$ — жиле, прогреваемой током.

Произведем численный подсчет для масло-наполненного 100 kV кабеля, для которого

$$\begin{aligned} k_1 &= 4,2 \frac{\text{ватт}}{\text{см град}} & r_1 &= 1,7 \text{ см} & a &= 0,014 \\ k_2 &= 0,0025 \text{ „} & r_2 &= 3,3 & (\text{tg } \delta)_{20} &= 0,0045 \\ k_3 &= 0,5 \text{ „} & r_3 &= 3,75 & \rho &= 1,8 \times 10^{-6} \Omega/\text{см}^3 \\ k_4 &= 0,0035 \text{ „} & r_4 &= 4,2 & \gamma_a &= 4 \times 10^{-13} \\ & & & & I &= 430 \text{ А} \end{aligned}$$

Результаты вычислений приведены в табл. 39.

Таблица 39.

T_0	Без нагрева жилы		С нагревом жилы	
	$U_{\text{пр}}$	T_1	$U_{\text{пр}}$	T_1
15°	431	60°	386	75°
25°	414	70°	370	85°
60°	209	105°	187	120°

При испытании кабеля к нему прилагается напряжение в 150 kV. Это напряжение значительно ниже тех, при которых может наступить тепловой пробой.

Глава V.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

§ 23. Электрический пробой в однородном поле. В наиболее простой форме закономерности электрического пробоя обнаруживаются в однородном поле, на однородном диэлектрике. В этом случае взаимодействия между диэлектриком и электрическим полем будет, очевидно, одинаково в любой части диэлектрика.

При данной разности потенциалов, приложенной к диэлектрику, напряженность поля в нем определится, как отношение приложенного напряжения к толщине диэлектрика:

$$E = \frac{U}{d}, \quad (192)$$

где E — напряженность поля в диэлектрике, U — приложенное напряжение, d — толщина диэлектрика.

Назовем наименьшую напряженность поля, при которой наступает пробой диэлектрика, предельной. Предельная напряженность опреде-

лится из отношения $\frac{U_{\text{пр}}}{d}$, если U придать значение минимальной разности потенциалов, достаточной, чтобы при данной толщине вызвать пробой диэлектрика.

а) Осуществление однородного поля в месте пробоя. Для исследования электрической прочности диэлектриков в однородном поле необходимо, чтобы электрическое поле сохраняло свою однородность при высоких напряжениях вплоть до пробоя диэлектрика. Рассмотрим, при каких условиях это требование будет выполняться.

Известно, что поле близко к однородному между двумя плоскими параллельными электродами, если размеры их велики по сравнению с расстоянием между ними. Поле однородно в частях, расположенных более или менее далеко от краев электродов; ближе к краям, а в особенности у самых краев электродов, поле резко искажено. Закругление краев электродов, обработка их по форме эквипотенциальной поверхности (электроды Роговского, ср. часть I) не обеспечивает однородности поля у края, так как и при закругленных электродах у краев между электродом и диэлектриком, имеющим обычно вид пластины, появляется промежуток, заполненный окружающей средой, обладающей обычно значительно меньшей электрической прочностью чем сам диэлектрик (ср. рис. 294 с и d). При повышении напряжения среда эта пробивается, и образующиеся в ней разряды опять вызывают резкое искажение поля у краев электродов.

Довольно простой способ обеспечения однородности поля в месте пробоя заключается в том, что в исследуемых образцах производятся с одной или с обеих сторон углубления с плоским дном или сферической формы (рис. 293).

При небольших толщинах d утонченной части и достаточном радиусе углубления можно поле в месте наименьшей толщины считать с некоторым приближением однородным. Если соотношение между общей толщиной пластинки s и минимальной толщиной d в выемке выбрано достаточно большим, то при повышении напряжения пробой наступит в месте с минимальной толщиной в условиях местного однородного поля. При пробое фарфора Хандрек получал положительный результат, когда брал отношение $\frac{s}{d} = 5$. В случае других

диэлектриков, например стекла, это отношение приходится доводить до 10 и больше.

При изготовлении образцов особое внимание должно быть обращено на плотное прилегание электродов к диэлектрику, так как проникновение промежуточной среды может служить источником появления разрядов и следовательно искажения поля. Сопоставление правильной (справа) и неправильной (слева) формы электродов по Хандреку [194] приведено на рис. 294.

Приведенный способ при своей простоте имеет тот недостаток, что требует предварительной обработки образцов и может быть поэтому применен только к материалам, позволяющим такую обработку.



Рис. 293.

Аналогичный, но несколько измененный способ применяли Мосцицкий [195], а затем Вальтер и Инге [196] при исследовании стекла. Последние применяли в качестве образцов пробирки, раздутые у конца в достаточно тонкостенный шарик (ср. рис. 295). Electroдами сперва служила ртуть, наливаемая в пробирку и в сосуд, в котором помещалась пробирка. Для ослабления разрядов у поверхности ртути сосуд

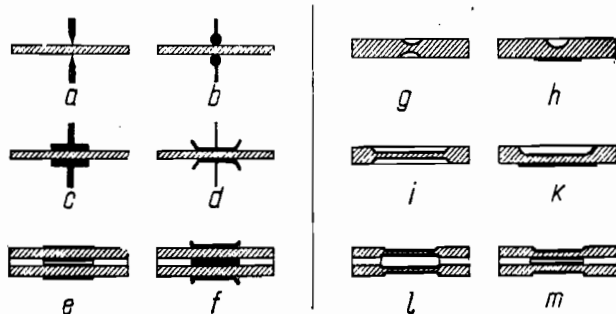


Рис. 294. Правильные (справа) и неправильные (слева) формы электродов при пробе твердых диэлектриков. (По Хандреку).

заливался сверху ксилолом. Ртутные электроды не всегда дают удовлетворительные результаты, так как ртуть плохо смачивает стекло, и между ртутью и стеклом могут оставаться воздушные включения, которые искажали поле. Хорошие результаты были получены при замене ртути раствором поваренной соли в воде, смачивающим стекло. Такие же результаты были получены на отдельных контрольных образцах, на которых электроды были нанесены химическим путем в виде слоев серебра на внутреннюю и наружную поверхность.

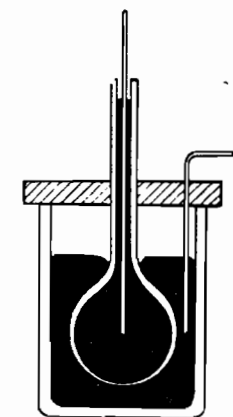


Рис. 295.

б) Зависимость пробивных напряжений от толщины диэлектрика. Значение предельной напряженности, соответствующей однородному полю, можно получить, определив зависимость пробивных напряжений от толщины. Эта зависимость в однородном поле на переменном напряжении в 50 пер./сек. представлена по данным авторов [197, 198] для фарфора, толщиной до 2 мм, на рис. 317 (стр. 424, сплошная прямая), для стекла на рис. 296, для слюды на рис. 297 и для каменной соли по данным Гюльнера [199] на рис. 298. На последнем чертеже нижняя кривая относится к переменному напряжению, а верхняя кривая к постоянному напряжению¹. Зависи-

мость пробивных напряжений от толщины для слюды при постоянном напряжении, измеренная Муном и Норкроссом [186а], приведена на рис. 299.

Зависимость пробивного напряжения от толщины при импульсах приведена для баккелизированной бумаги и эбонита по данным Диттерта [164] на рис. 300 и 301. Та же зависимость для стекла и слюды по данным авторов [198] на рис. 302 и 303 и для каменной соли по Гюльнеру [199] на рис. 304. В последнем случае поле вероятно не вполне однородно.

Как видно из всех приведенных экспериментальных данных, пробивное напряжение в однородном поле прямо пропорционально тол-

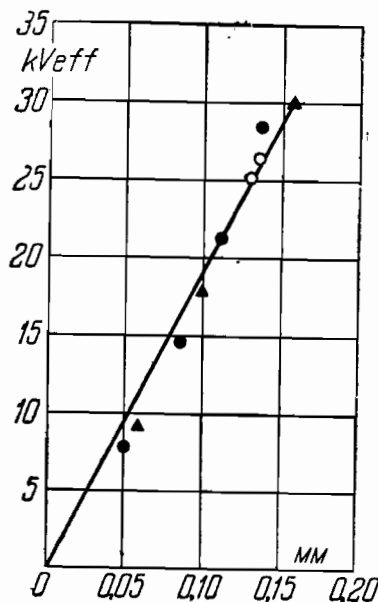


Рис. 296. Зависимость пробивного напряжения стекла от толщины в однородном поле при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

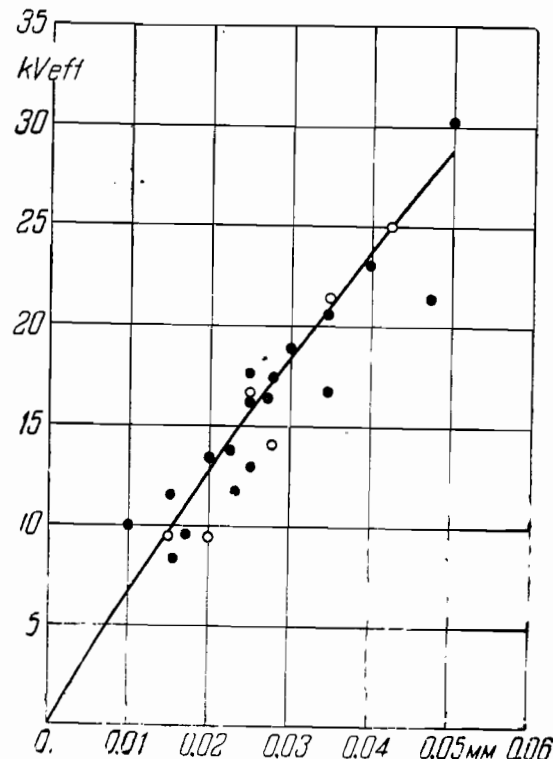


Рис. 297. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды в однородном электрическом поле при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

щине диэлектрика. Заметные отступления наблюдаются лишь при ударных напряжениях, при которых поле труднее всего сделать однородным. И для постоянного и для переменного напряжения и вероятно и для импульсов пробивное напряжение можно выразить уравнением:

$$U_{пр} = E_{пр} d.$$

Величиной константы $E_{пр}$ определяется предельная напряженность поля, при которой наступает диэлектрическое разрушение материала, его пробой. Предельная напряженность, как видно, не зависит при

¹ В опытах Гюльнера условия не были вполне чистыми и значения пробивных напряжений несколько понижены по сравнению с однородным полем. Большее приближение к однородному полю мы имеем при постоянном напряжении, при котором пробивные напряжения лежат выше.

электрическом пробое от толщины диэлектрика. Данные рис. 296 и рис. 302, приведенные для одного и того же сорта стекла, показывают, что предельная напряженность остается, примерно, одинаковой, как при импульсах, так и при переменном напряжении. В этом же мы убеждаемся, сравнивая рис. 297 и 303 для слюды.

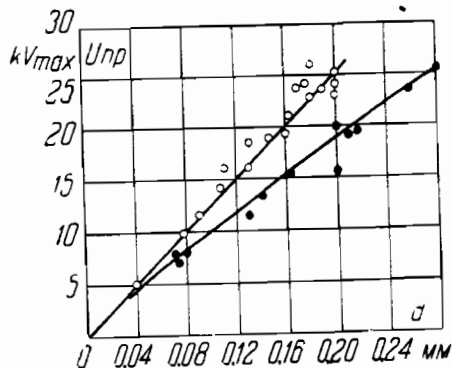


Рис. 298. Зависимость пробивного напряжения от толщины для каменной соли, в однородном поле.
○ — постоянное напряжение
● — переменное напряжение.
(По Гюльнеру).

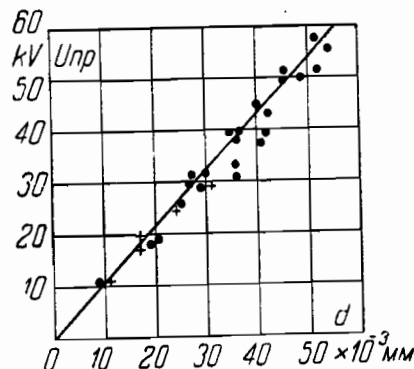


Рис. 299. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды в однородном поле при постоянном напряжении.
(По Мун и Норкрессу).

Прямая пропорциональность между пробивными напряжениями и толщиной диэлектрика наблюдается только в некотором интервале толщин. Верхний предел этого интервала составляют толщины, для

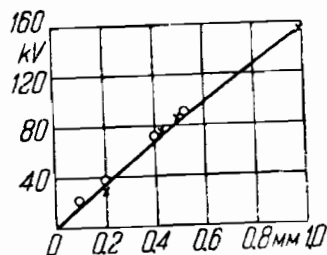


Рис. 300. Зависимость пробивного напряжения от толщины для баккелизованной бумаги при ударных напряжениях, в однородном поле.
(По Диттерту).

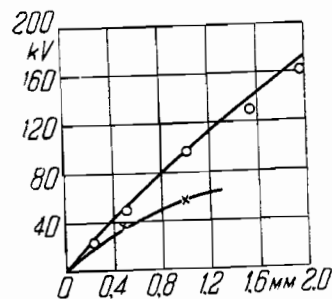


Рис. 301. Зависимость пробивного напряжения от толщины для эбонита при ударных напряжениях. Поле близкое к однородному.
(По Диттерту).

которых при данных условиях теплоотвода наступает тепловой пробой диэлектрика; при больших толщинах начинают также сильно сказываться неизбежные неоднородности структуры; при этом происходит отклонение от пропорциональности в сторону значительного снижения отношения пробивного напряжения к толщине.

с) Значение длительности воздействия напряжения. Осциллограммы напряжения, снятые при пробое твердых диэлектриков импульсами, в однородном поле (ср. например, Диттерт [164]) показывают, что электрический пробой диэлектрика, отмечае-

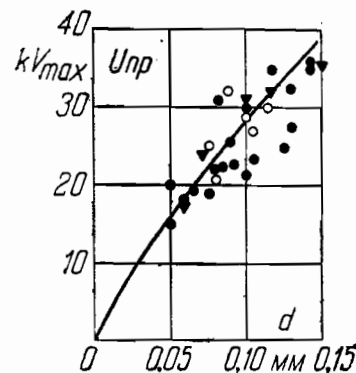


Рис. 302. Зависимость пробивного напряжения от толщины для стекла при импульсах. Однородное поле.
(По Вальтеру и Инге).

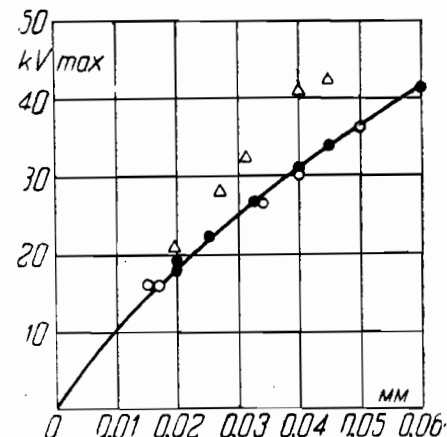


Рис. 303. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды при импульсах в электрических полях, близких к однородным. Разные обозначения соответствуют разным условиям опыта.
(По Вальтеру и Инге).

мый на осциллограмме, как излом кривой напряжения, происходит в случае однородного поля всегда на возрастающей части кривой.

Если пробой диэлектрика не наступил до достижения максимума напряжения, то он, вообще, уже не происходит. Как видно из осциллограмм, диэлектрическое разрушение начинается уже через 2×10^{-8} сек. после приложения напряжения и длится около 10^{-8} сек. Несмотря на то, что длительность импульсов была значительно больше, время около $3 \cdot 10^{-8}$ сек. оказывалось совершенно достаточным, чтобы успел развиться пробой. Таким образом при уменьшен и длительности приложе-

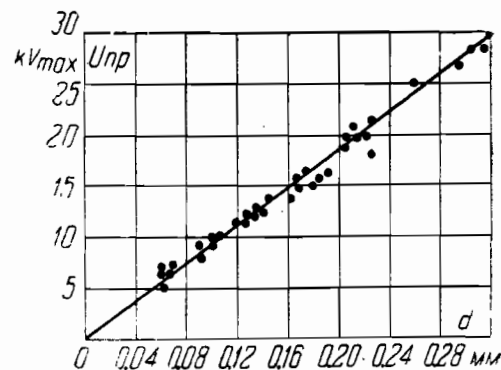


Рис. 304. Зависимость пробивного напряжения от толщины для каменной соли.
(По Гюльнеру).

ния напряжения вплоть до времен порядка $3 \cdot 10^{-8}$ сек. пробой в однородном поле может развиваться в полной форме, когда будет достигнута предельная напряженность поля для данного диэлектрика.

Следует отметить, что в неоднородном электрическом поле, в особенности при значительных толщинах диэлектрика (несколько мм) время, необходимое для развития процесса пробоя, может достигать 10^{-5} сек.

Исследования пробивных напряжений стекла
 щинах 0,05 — 0,20 мм, при длительности от

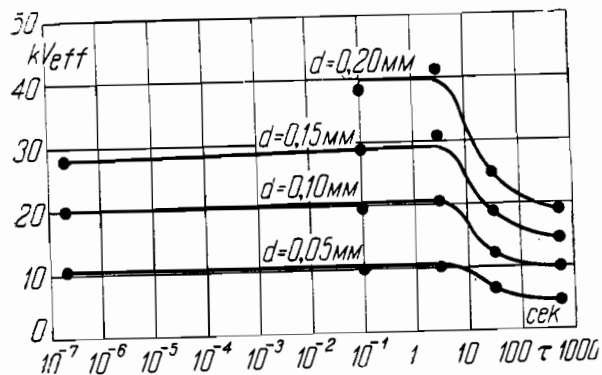


Рис. 305. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для стекла разных толщин в однородном поле.
 (По Вальтеру и Инге).

заванной бумаги (рис. 306). Из черт. рис. 306 видно, что чем больше толщина диэлектрика, тем меньше длительность, при которой начинается тепловой пробой.

Предельная напряженность в однородном поле при длительностях воздействия напряжения от времен порядка 10^{-8} сек. вплоть до перехода к тепловому пробую остается величиной постоянной.

Понятно, что в пределах этих времен, предельная напряженность сохраняет свое постоянное значение вне зависимости от скорости повышения напряжения, что подтверждается приведенным выше экспериментальным материалом.

Из приведенных данных непосредственно вытекает, что так называемый коэффициент импульса, т. е. отношение пробивных напряжений диэлектрика на импульсах к пробивным напряжениям на техни-

показали, что при тол-
 $2 \cdot 10^{-7}$ сек. вплоть до
 нескольких секунд, пробивное напряжение для стекла данной толщины остается постоянным (рис. 305). Зависимость пробивных напряжений от времени, выступающая при длительностях в 10 сек. и более, объясняется, как показали добавочные исследования, тем, что при этих длительностях пробой перестает быть электрическим и переходит в тепловой [198]. Аналогичная зависимость наблюдается у баккели-

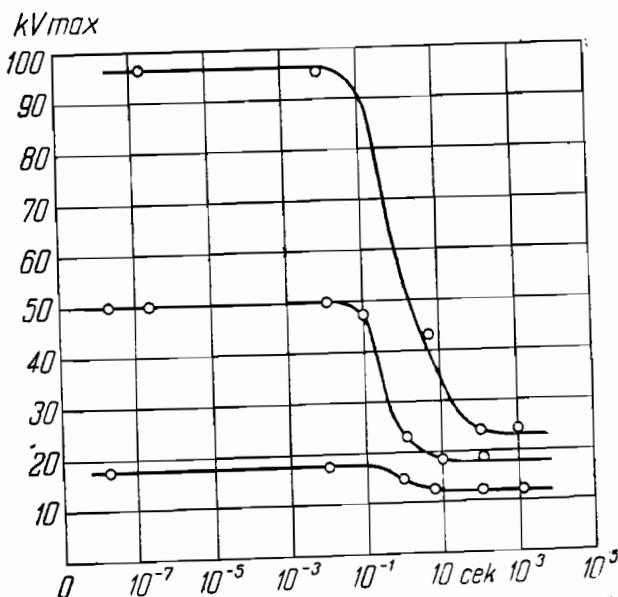


Рис. 306. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для баккелизированной бумаги при разных толщинах в однородном электрическом поле.
 (По Диттерту).

ческой частоте в пределах электрического пробоя в однородном поле равен 1. Широко распространено мнение, что коэффициент импульса больше единицы и обычно приводят его значения для разных материалов, приписывая таким образом коэффициенту импульса характер материальной константы. Происходит это потому, что обычно сравнивают пробивные напряжения на импульсах с пробивными напряжениями на технической частоте в неоднородном поле, искаженном приводящими условиями эксперимента, разн, как увидим ниже, влияющих на структуру поля при импульсах и технической частоте; или же сравнивают пробивные напряжения на импульсах при электрическом пробое с пробивными напряжениями на технической частоте при тепловом пробое.

Коэффициент импульса в однородном поле больше единицы, если материал неоднороден, в особенности имеет жидкие или полужидкие включения. Объясняется это тем, что пробивные напряжения жидкостей в большой степени зависят от длительности воздействия напряжения.

д) Роль среды. Определение пробивных напряжений в однородном поле для данного диэлектрика в разных средах показало для ряда материалов, что пробивное напряжение не зависит от того, в какой среде находится испытуемый образец с прилегающими к нему электродами. При этом, конечно, речь идет о тех средах, которые индифферентны к диэлектрику и не вызывают в нем каких-либо изменений. Независимость пробивных напряжений от среды выступает при всех видах напряжений, поскольку пробой происходит в однородном поле. В табл. 40 приведены значения пробивных напряжений для разных толщин баккелизированной бумаги при импульсах длительностью $2 \cdot 10^{-7}$ сек. Пробой производится в однородном поле, обеспечиваемом соответствующим выбором форм образцов и электродов, в двух средах: трансформаторном масле и дистиллированной воде, резко отличных друг от друга по своим диэлектрическим свойствам (по Диттерту [164]).

Таблица 40.

Пробивные напряжения баккелизированной бумаги в однородном поле в разных средах.

Толщина в мм	Пробивное напряжение в кВ	
	В трансф. масле	В дистил. воде
0,4	66,3	65,3
0,5	83,6	83,5
1,10	151,4	145,3

Как видно из таблицы, пробивные напряжения для баккелизированной бумаги в разных средах довольно близко совпадают. Аналогичные наблюдения сделаны также для фарфора, эбонита и других диэлектриков. Для фарфора зависимость пробивных напряжений от толщины в разных средах изображена графически на рис. 307. И здесь видно совпадение величин пробивных напряжений в разных средах.

В табл. 41 сведены пробивные напряжения, полученные Хандреком [194] для фарфора (другого сорта) в однородном поле при переменном напряжении 50 пер./сек. в трансформаторном масле, анилине и третьей среде, называемой Хандреком „специальное масло“ (каменноугольное масло). Однородность поля была обеспечена выбором формы образца и электродов.

Таблица 41.

Пробивные напряжения фарфора в разных средах в однородном электрическом поле.

Толщина образца в мм	Пробивное напряжение kV_{eff}	Среда
1,6	52	Трансформаторное масло
1,6	58	
1,6	46	
1,6	53	
1,6	42	
1,5	53	Анилин
1,7	49	
1,6	59	
1,6	58	
1,6	45	
1,7	56	Специальное масло
1,8	55	
1,6	59	
1,6	40	
1,7	50	

Таблица 42.

Среда	Диэлектр. коэффициент	Удельная провод. в $\Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$	Пробивная напряженность среды $kV/\text{см}$
Трансформат. масло	2,2	$4,81 \cdot 10^{-14}$	161
Анилин	6,8	$3,38 \cdot 10^{-7}$	98
Спец. масло	2,7	$5,06 \cdot 10^{-10}$	147

Во всех приведенных средах независимо от их диэлектрических характеристик, приведенных в табл. 42, пробивные напряжения для фарфора, в обычных пределах разбрасываемости, дают довольно близкие между собой величины. Приблизительно одинаковые значения пробивных напряжений в разных средах получают и для других диэлектриков.

е) Предельная напряженность как материальная константа. Прямая пропорциональность между пробивными напряжениями и толщиной диэлектрика, независимость пробивных напряжений в широких пределах от длительности воздействия напряжения, позволяют сделать вывод, что предельная напряженность представляет физическую константу, характеризующую диэлектрическую прочность материала.

Как всякая физическая константа, предельная напряженность представляет не что иное, как название узловой точки, где количественное прибавление движения (энергия за счет электрического поля) вызывает качественное изменение в состоянии материала, его диэлектрическое разрушение, где, следовательно, „количество переходит в качество“.

Предельная напряженность различна для разных материалов: так для исследованных сортов стекла она составляла, как видно из рис. 296 и 302, $2,8 \times 10^8 \text{ kV}/\text{см}$, для слюды $10^4 \text{ kV}/\text{см}$, для различных сортов фарфора от 300 до $400 \text{ kV}/\text{см}$ и т. д.

Как материальная константа, предельная напряженность определяется внутренней структурой материала и изменяется в зависимости от степени тех изменений, которым под влиянием каких-либо факторов (температуры, давления, рентгенизации и т. п.) подвергается внутренняя структура диэлектрика.

Если рентгенизовать каменную соль или получить в ней нейтральные атомы натрия, то, как показал И. В. Курчатов, предельная напряженность ее, на постоянном напряжении, понижается почти в два раза в сравнении с нерентгенизованной солью. Однако эффект влияния рентгенизации на пробивные напряжения сказывается только тогда, если во время пробоя осветить каменную соль, т. е. вызвать в ней образование свободных электронов. Повидимому невыполнение этого условия привело к тому, что некоторым исследователям [199] не удалось вообще обнаружить влияния рентгенизации каменной соли на величину пробивных напряжений. Изменение давления в довольно широких пределах, до нескольких десятков атмосфер, обычно не сказывается на величине предельной на-

¹ Энгельс. Диалектика природы.

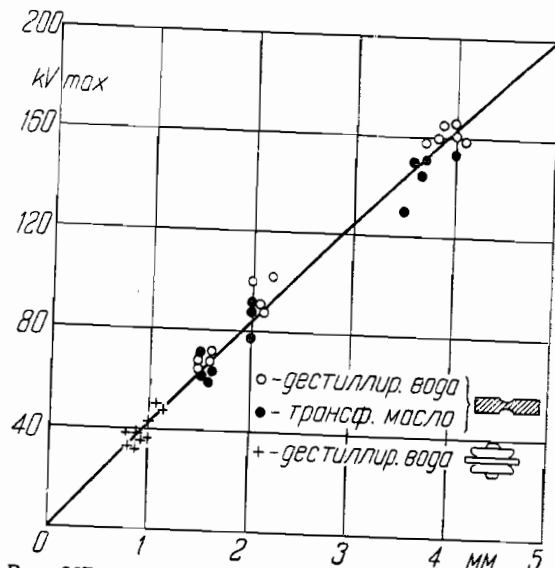


Рис. 307. Зависимость пробивного напряжения от толщины для фарфора при ударных напряжениях в однородном поле. (По Диттерту).

пряженности твердых диэлектриков. До определенного предела температура окружающей среды не влияет на величину пробивных напряжений диэлектрика. Это подтверждено рядом экспериментальных исследований для стекла [186], пертиакса (ср. рис. 283), фарфора (рис. 277) и других диэлектриков; выше этого предела изменяется сама закономерность пробоя. Пробой из электрической формы переходит в тепловую и пробивные напряжения диэлектриков обнаруживают значительную зависимость от температуры окружающей среды.

§ 24. Электрический пробой в неоднородном поле. Степень взаимодействия электрического поля и диэлектрика определяется как структурой диэлектрика, так и структурой электрического поля. Исследование диэлектрика в однородном поле представляет осуществленное экспериментальное абстрагирование, во-первых, от всех факторов, влияющих на структуру поля, во-вторых, от тех вторичных явлений, которые сами по себе могли бы вносить неоднородность поля. При этом основные закономерности электрического пробоя диэлектрика выступают в наиболее доступной к раскрытию форме.

Раскрытие этих закономерностей привело нас к определению предельной напряженности как материальной константы диэлектрика. В случае неоднородного поля мы можем поле в диэлектрике разделить на достаточно малые участки и в каждом из них с достаточным приближением считать поле однородным.

Понятно, что как бы малы ни были участки, размеры их должны быть больше тех, при которых вообще материал становится диэлектриком и к нему приложимы такие макроскопические качества, как электрическая прочность. Если же исходить при рассмотрении процессов в неоднородном поле из величины предельной напряженности, то, как следует из предыдущего, минимальные размеры участков должны быть порядка микрона и более, чтобы можно было оперировать с предельной напряженностью, как материальной константой.

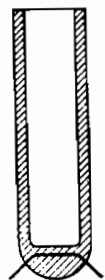


Рис. 308.

В тех участках, где напряженность поля равна или выше предельной, наступит повидимому диэлектрическое разрушение материала. Локализуется ли процесс диэлектрического разрушения или пойдет дальше через всю толщу диэлектрика, зависит от структуры электрического поля, изменяющегося с разрушением отдельных участков диэлектрика.

а) Пробой при заданной определенной неоднородности поля. Из экспериментальных работ по пробое диэлектриков имеется до настоящего времени одна лишь серия работ, посвященная пробое в количественно определенном неоднородном поле [197, 200], причем изучались стекло, фарфор и сера. При изучении стекла брались образцы, изображенные на рис. 308. Платиновая проволока, впаянная в дно параллельно верхней плоскости доннышка, пробирки, служила одним электродом, вторым электродом — ртуть, наливаемая в пробирку. Электрическое поле можно было аналитически определить, исходя из распределения поля между плоскостью и цилиндром (стр. 25). Изменяя толщину проволоки и расстояние ее от плоскости доннышка, можно было задать определенную

неоднородность поля. Величины пробивных напряжений при разных диаметрах проволоки и разных расстояниях от плоскости дна (разной толщине стекла) — на переменном напряжении 50 Н приведены на рис. 309. На чертеже верхняя сплошная прямая соответствует пробивным значениям при однородном поле, черные точки — при диаметре проволоки в 1,0 мм, кружки — в 0,3 мм, белые треугольники — в 0,1 мм и черные треугольники — в 0,03 мм. Чем тоньше проволока, тем больше неоднородность поля, тем ниже пробивные напряжения для одинаковых толщин стекла.

Нанесенные на рис. 309 пунктирные кривые, около которых группируются значения пробивных напряжений, представляют для каждой толщины проволоки вычисленные напряжения, при которых напряженность поля у поверхности проволоки достигает величины предельной напряженности. Близкое совпадение экспериментально определенных величин с ходом теоретически вычисленных кривых позволяет сделать предположение, что для пробоя в неоднородном поле стекла достаточно, чтобы электрическое поле достигло предельной напряженности только в некотором объеме у одного из электродов.

Что этот объем невелик, следует из того, что при выбранной форме электродов напряженность поля при удалении от электрода быстро убывает. Так на рис. 310 приведено вычисленное распределение поля при диаметре проволоки в 0,1 мм и расстоянии проволоки от плоскости в 0,3 мм. Как видно из чертежа, на расстоянии

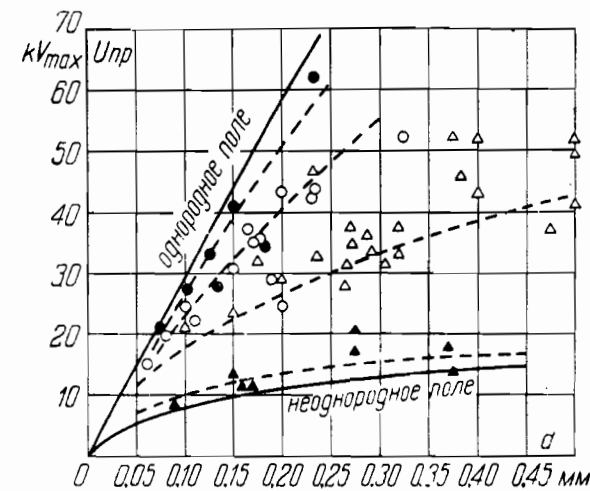


Рис. 309. Зависимость пробивного напряжения от толщины для стекла в неоднородном поле при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

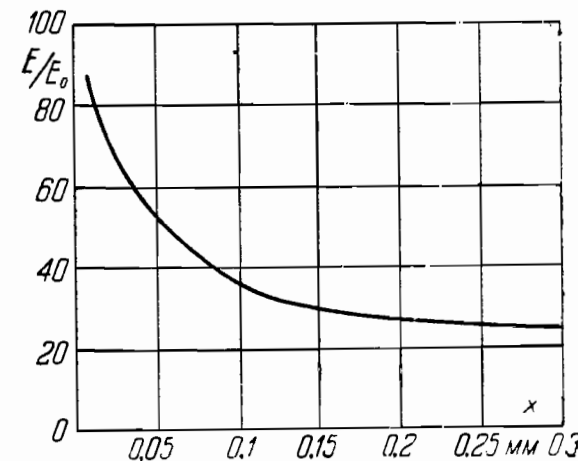


Рис. 310.

в 0,01 мм от поверхности проволоки напряженность поля снижена на 10%, а на расстоянии в 0,05 мм уже на 50%. Но что предельная напряженность все же должна быть достигнута в некотором объеме, следует хотя бы из того, что с увеличением неоднородности поля пробивные напряжения не становятся сколь угодно малыми, а приближаются к некоторым минимальным значениям, ниже которых не опускаются. На рис. 309 эти минимальные значения пробивных напряжений в зависимости от толщины нанесены в виде нижней кривой с пометкой „неоднородное поле“. Дополнительные исследования на импульсах длительностью 2×10^{-7} сек. показали, что величина пробивных напряжений не зависит от полярности проволоки и имеет то же значение, как при переменном напряжении (рис. 311). Совпадение

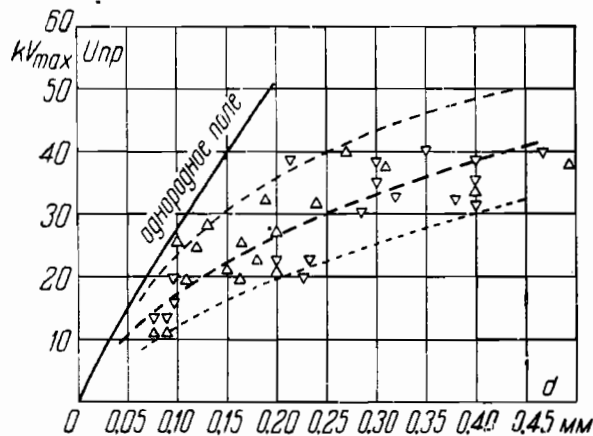


Рис. 311. Зависимость пробивного напряжения от толщины для стекла в неоднородном поле при импульсах разной полярности. (По Вальтеру и Инге).

величин пробивных напряжений на импульсах и на переменном напряжении показывает, что пробой при переменном напряжении электрический и также что исключено влияние объемных зарядов, резко сказавшееся при пробое на постоянном напряжении.

Увеличение неоднородности поля снижает пробивное напряжение до некоторого определенного значения, остающегося постоянным при дальнейшем искажении поля. Особенно ясно это видно, как показали авторы, у таких материалов, как фарфор и сера, у которых расхождение между пробивными напряжениями в однородном поле и минимальными не столь значительно, как у стекла. Для образцов серы, имеющих вид, изображенный на рис. 312, в которых электродами служили цилиндр и плоскость, как и в стекле, определялись пробивные напряжения при разных диаметрах проволоки и расстоянии от плоскости. Данные исследования приведены на рис. 313, 314 и 315. Если при диаметре проволоки в 2,2 мм (рис. 313) экспериментальные данные дают еще некоторое совпадение с теоретической кривой, то при диаметре проволоки 0,36 мм, т. е. более резко искаженном поле, экспериментальные значения ложатся значительно выше теоретической кривой (рис. 314) и уже более не снижаются при дальнейшем искажении поля, при переходе к диаметру проволоки 0,15 мм (рис. 315). Измерения с проволокой в 0,05 мм дали те же значения, как и с проволокой в 0,36 и 0,15 мм. Применяя образцы

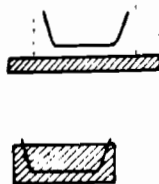


Рис. 312.

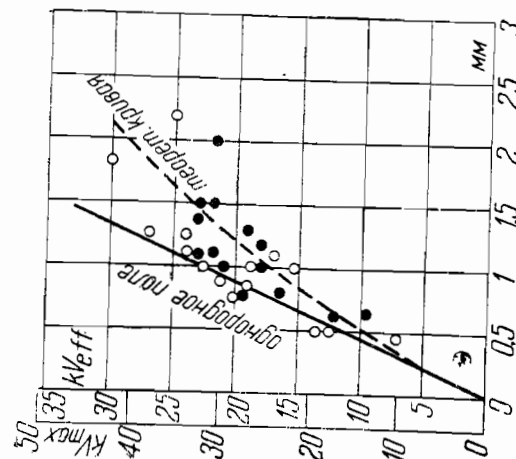
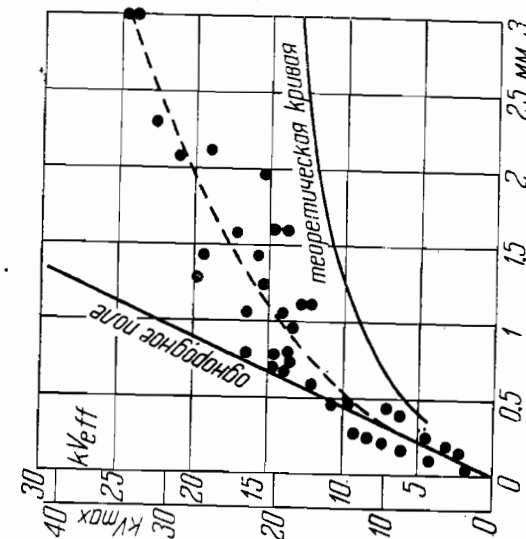
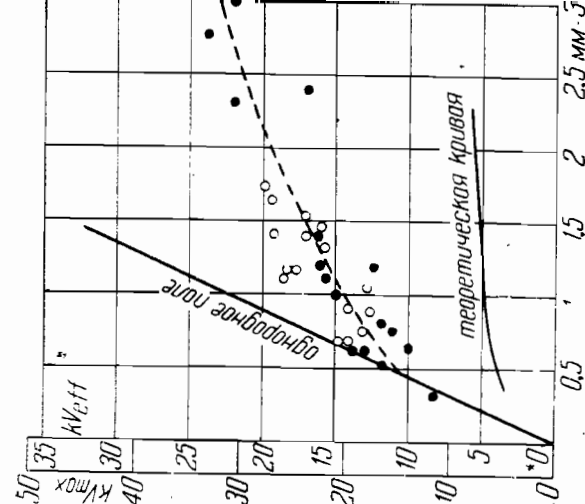


Рис. 313, 314, 315.

Зависимость пробивного напряжения от толщины для серы в неоднородном поле. Увеличивающаяся степень неоднородности. (По Вальтеру и Инге).

с вышлифованными в них выемками разных радиусов кривизны (см. рис. 316), были аналогично установлены минимальные пробивные напряжения для разных толщин фарфора. Соответствующие данные приведены на рис. 317. Белые кружки соответствуют диаметру выточки в 0,5 см, белые треугольники 0,25 см, черные треугольники ~0,07 см. Уже при выточке в 0,5 см наблюдаемые значения лежат выше вычисленных (пунктирная кривая). При увеличении неоднородности поля отступления становятся очень значительными, причем пробивные напряжения остаются одинаковыми как для образцов с шириной выемки $\delta = 0,2$ мм

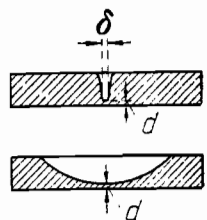


Рис. 316.

(белые треугольники на кривой рис. 317), так и для образцов с $\delta = 0,07$ мм (черные треугольники). Для твердого диэлектрика существует таким образом в резко неоднородных электрических полях некоторое минимальное значение пробивного напряжения, зависящее от толщины диэлектрика. Как бы не увеличивать неоднородность поля, получить более низкие значения не удастся.

б) Пробой слоистой изоляции. Рассмотрим условия, приводящие к пробой в случае, когда изолятор состоит из наложенных друг на друга слоев разных диэлектриков. Для простоты допустим, что изолятор сложен из двух прилегающих плоских пластинок разных диэлектриков одинаковой толщины и что электрическое поле однородно (рис. 318).

Аналогично, как и в двуслойном конденсаторе, составленном из параллельных пластин, напряженность поля в отдельных слоях конденсатора в момент приложения напряжения распределена обратно пропорционально диэлектрическим коэффициентам слоев:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (193)$$

Исходя из уравнения для приложенного напряжения

$$U = E_1 d + E_2 d, \quad (194)$$

где U — приложенное напряжение, d — толщина слоев (индекс 1 относится к первому слою, 2 — ко второму) и 2) равенства полных токов в обоих слоях:

$$\gamma_1 E_1 + \frac{\varepsilon_1}{k} \frac{dE_1}{dt} = \gamma_2 E_2 + \frac{\varepsilon_2}{k} \frac{dE_2}{dt}, \quad (195)$$

где γ — удельная проводимость слоев и

$$\frac{1}{k} = 36 \cdot \pi \cdot 10^{11} = 0,885 \cdot 10^{-13},$$



Рис. 318.

находим закон распределения поля в любой момент t после включения напряжения

$$E_1 = \frac{U}{d} \left[\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} e^{-\alpha t} + \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} (1 - e^{-\alpha t}) \right], \quad (196)$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k.$$

При возрастании величины αt значение $e^{-\alpha t}$ быстро убывает, так при

$\alpha t = 0,5$	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
$e^{-\alpha t} = 0,61$	0,37	0,22	0,13	0,08	0,05	0,03	0,02

При достаточно длительном времени после включения напряжения, напряженности поля в слоях, как нетрудно заключить из равенства для E_1 , устанавливаются обратно пропорционально проводимостям:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$$

При переменном напряжении, как можно аналогично вывести, напряженности в слоях устанавливаются обратно пропорционально полным проводимостям:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\gamma_2 + i\omega \frac{\varepsilon_2}{k}}{\gamma_1 + i\omega \frac{\varepsilon_1}{k}}, \quad (197)$$

где $i = \sqrt{-1}$.

Из соотношения величин активной и емкостной проводимости можно на основе последнего равенства (197) заключить о роли каждой из них при распределении поля. Как следует из изложенного, на импульсах малой длительности порядка 10^{-6} — 10^{-7} сек. и менее, напряженности электрического поля в слоях обратно пропорциональны

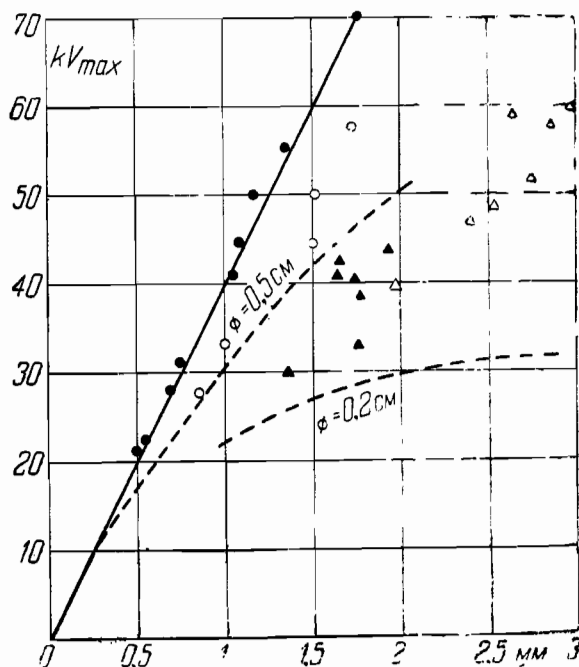


Рис. 317. Зависимость пробивного напряжения от толщины для фарфора в полях разной степени неоднородности.

(По Вальтеру и Инге).

диэлектрическим коэффициентам; на постоянном токе при плавном и достаточно медленном повышении напряжения распределение поля обратно пропорционально омическим проводимостям и на переменном напряжении обратно пропорционально полным проводимостям.

Если напряженность поля в одном из слоев достигнет величины предельной напряженности $E_{пр}$ для данного диэлектрика, наступит пробой этого слоя. Одновременно с пробоем одного из слоев резко меняются условия работы второго слоя. Помимо того, что все напря-



Рис. 319. Искажение поля, сопровождающее пробой одного из слоев слоистого диэлектрика.
(По Марксу).

Составной изолятор выдержит наибольшую разность потенциалов, когда нагрузка, приходящаяся на отдельные слои, будет пропорциональна их электрической прочности, т.е. при условиях:

а) при импульсах, если

$$E_{пр}'_{\varepsilon_1} = E_{пр}''_{\varepsilon_2}, \tag{198}$$

б) при постоянном токе, если

$$E_{пр}'_{\gamma_1} = E_{пр}''_{\gamma_2} \tag{199}$$

в) и при переменном напряжении

$$E_{пр}'_{y_1} = E_{пр}''_{y_2}, \tag{200}$$

где $E_{пр}'$ — предельное напряжение I слоя
 $E_{пр}''$ — " " II " "
 y — полная проводимость слоя.

Эти теоретические соображения наглядно иллюстрируются следующим исследованием Е. Маркса [201]. Им были определены пробивные напряжения при импульсах для целлона. На рис. 320 приведена зависимость пробивных напряжений целлона от толщины. На рис. 321 приведена на верхней кривой зависимость пробивных напряжений от толщины на импульсах для слоя воды. На нижней кривой приведены пробивные напряжения для тех же толщин, но при наличии по середине, на равных расстояниях от электродов, пластинки целлона толщиной в 0,0125 см. Так как диэлектрический коэффициент целлона примерно в 23 раза меньше воды, напряженность поля в нем соответственно в столько же раз больше, чем в воде. При росте напряжения, когда напряженность поля в пластинке целлона достигала

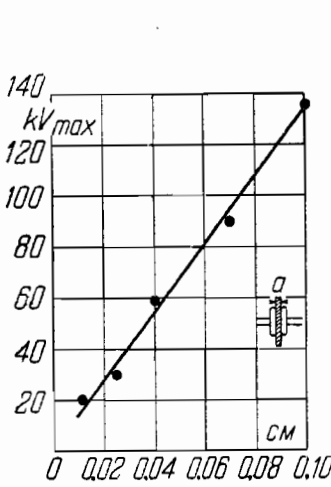


Рис. 320. Зависимость пробивного напряжения от толщины для целлоновой пластинки при импульсах в дистиллированной воде.
(По Марксу).

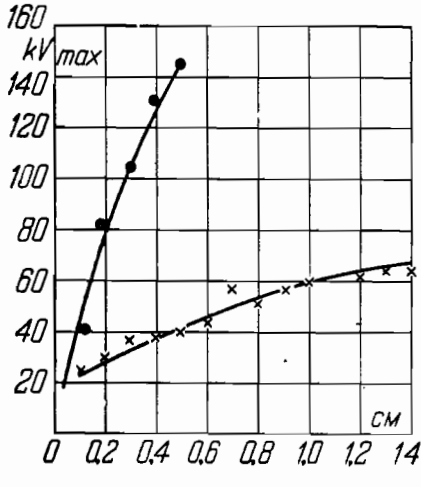


Рис. 321. Зависимость пробивного напряжения от толщины для дистиллированной воды (верхняя кривая) и воды с прослойкой из целлона (нижняя кривая).
(По Марксу).

предельной, пластинка пробивалась и вслед за ней происходил и пробой всего слоя воды между электродами. Так протекал пробой при общей толщине обоих слоев воды до 0,6 см. При больших толщинах на импульсах, при распределении поля, приобретают значение, как оговаривает Е. Маркс, величины проводимостей компонентов.

Рассмотрим условия пробоя при небольших толщинах слоев воды. Напряженности поля в целлоне и в воде обратно пропорциональны диэлектрическим коэффициентам

$$\frac{E_{ц}}{E_{в}} = \frac{\varepsilon_{в}}{\varepsilon_{ц}};$$

индекс ц относится к целлону, индекс в — к воде.

С другой стороны

$$E_{\text{ц}} d_{\text{ц}} + E_{\text{в}} d_{\text{в}} = U,$$

где d — толщина слоев, U — приложенное напряжение.

Откуда

$$U = E_{\text{ц}} \left(d_{\text{ц}} + \frac{\varepsilon_{\text{ц}}}{\varepsilon_{\text{в}}} d_{\text{в}} \right). \quad (201)$$

Пробой целлона наступит, как следует из данных рис. 320, при

$$E_{\text{ц}} \cong 1,33 \cdot 10^8 \text{ kV/см.}$$

Предположив, что пробой целлона при наличии прослоек воды происходит при достижении этой напряженности, легко найти, что начальный ход нижней кривой на рис. 283 хорошо удовлетворяется при условии, что

$$\frac{\varepsilon_{\text{в}}}{\varepsilon_{\text{ц}}} = 28,4.$$

Маркс дает приближенные значения диэлектрических коэффициентов для целлона 3,5 и воды 80.

Откуда отношение

$$\frac{\varepsilon_{\text{в}}}{\varepsilon_{\text{ц}}} = 23,2.$$

Повидимому и при небольших толщинах проводимости имели ощутимое влияние при распределении поля.

с) Пробой при непрilегающем электроде. Подобно пробое двуслойного изолятора происходит пробой и в случае не непосредственного прилегания электрода к диэлектрику. При этом промежуток между электродом и диэлектриком заполнен средой, в которой находится образец и электроды: воздух, трансформаторным маслом и т. п.

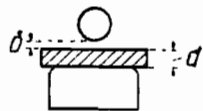


Рис. 322.

Определяя пробивные напряжения стекла в трансформаторном масле при форме и относительном расположении электродов, указанном на рис. 322, авторы [202] показали, что пробоем пластинки стекла всегда предшествовали разряды — пробоем слоя трансформаторного масла. Подсчет распределения напряжения показал, что при пробое такой системы часть напряжения, приходящаяся на слой трансформаторного масла, близко совпадает по величине с пробивным напряжением слоя масла такой же толщины при пробое непосредственно между электродами. Так, например, при $\delta = 0,04$ см и $d = 0,25$ см часть напряжения, приходящаяся при пробое на масло, составляет 27,5 kV, в то время когда слой масла соответственной толщины пробивается при 30 kV. В приведенном эксперименте поле до пробоя можно было, в соответствии с формой и расположением электродов, считать примерно однородным, так что пробоем трансформаторного масла происходил в однородном поле. За пробоем масла в однородном поле следовал пробой стекла, но уже не в однород-

ном поле, а искаженном появившимися в трансформаторном масле разрядами.

д) Пробой при краевых разрядах. Разряды, предшествующие пробое диэлектрика, имеют место не только в случае, когда электрод не прилегает к диэлектрику; и в случае когда электрод совершенно плотно прилегает к диэлектрику, всегда у края электрода, между поверхностью электрода и поверхностью твердого диэлектрика, включена окружающая электроды и диэлектрик среда, обладающая обычно более низкими диэлектрическими свойствами, чем твердый диэлектрик. При повышении напряжения происходит естественно сначала пробой среды у края электрода. У краев электродов появляются разряды, искры, каждую из которых можно рассматривать как игольчатое продолжение электрода. У края электрода, при появлении разрядов, конфигурация поля уже не определяется формой электродов, а резко искажена, как при электродах-остриях. Если напряжение, при котором начинают появляться разряды, выше минимального пробивного напряжения для данной толщины диэлектрика, то вслед за пробоем среды непосредственно происходит пробой самого диэлектрика. Если же напряжение ниже минимального, то, несмотря на появление разрядов, диэлектрик не пробивается и, чтобы пробить его, необходимо повысить напряжение до величины минимального пробивного [203].

Когда краевые разряды возникают при сравнительно малых напряжениях, что имеет место особенно в воздухе, то образующаяся корона несколько сглаживает неравномерности поля и может даже способствовать некоторому повышению пробивных напряжений. Но этот эффект кратковременен, так как корона обычно разрушает изолирующий материал. Как было установлено авторами, краевые разряды сами по себе никаких заметных скачков напряжения, могущих быть причиной пробоя, не вызывают.

е) Влияние среды. Напряжение, при котором появляются разряды в среде у краев электродов, определяются электрической прочностью среды и распределением поля между электродами. Распределение поля зависит от формы и взаимного положения электродов и, как мы видели в случае слоистого изолятора, кроме того, от электропроводности и диэлектрического коэффициента среды и твердого диэлектрика. В отдельных случаях соотношение этих факторов складывается так, что напряжение, равное минимальному пробивному твердого диэлектрика, оказывается недостаточным, чтобы вызвать появление разрядов в среде.

Если подымать напряжение выше минимального, то соответственно будет повышаться часть напряжения, приходящаяся на среду, и как только в каком-либо месте произойдет пробой среды, то за ним немедленно последует также и пробой твердого диэлектрика. Варьируя форму электродов и среду, можно при данной толщине диэлектрика получить разные значения пробивного напряжения, более или менее превышающее минимальное, вплоть до пробивных напряжений, соответствующих однородному полю. В последнем случае место пробоя расположено под электродом, в то время как при пробое, вызванном разрядами, место пробоя обычно находится у края электрода.

Пробой стекла при ударных напряжениях в разных средах.

Среда	ε	Удельное сопроти- вление $\Omega/\text{см}^3$	Симметричн. электроды				Несимметричн. электроды			
			Отраженн.		Один удар		Отраженн.		Один удар	
			нача- ло ко- роны kV_m	про- бой kV_m	нача- ло ко- роны kV_m	про- бой kV_m	нача- ло ко- роны kV_m	про- бой kV_m	нача- ло ко- роны kV_m	про- бой kV_m
Гексан . .	1,8	$2,12 \cdot 10^{18}$	25	38,5	—	37	17	37	—	35,5
Парафино- вое масло	1,9	$1,04 \cdot 10^{13}$	25	39	—	37	20	38,5	—	37
Трансформ. масло . .	2,0	$2,25 \cdot 10^{18}$	20	38,5	20	38,5	20	38,5	20	37
Ксилол . .	2,3	$5,46 \cdot 10^{14}$	33	39	—	39	23	39,5	27	35,5
Льняное масло . .	2,7	$5,60 \cdot 10^{10}$	—	41	—	37	25	41	—	35,5
Полим. льнян. масло . .	3,6	$2,3 \cdot 10^{12}$	—	—	—	—	—	38,5	—	—
Анилин	7,9	$2,15 \cdot 10^7$	36	41	—	37	25	38,5	—	35,5
Трикрезил- фосфат . .	8,1	$5,57 \cdot 10^9$	—	65	—	—	—	48,5	—	—
Глицерин .	∞	$50 \cdot 2 \cdot 10^6$	—	> 75	—	—	—	—	—	—

Если в зависимости от толщины диэлектрика максимальные пробивные напряжения, соответствующие однородному полю, даются прямой *A*, а минимальные — кривой *B* (рис. 323), то значения между ординатами *A* и *B* дают для данной толщины диэлектрика те величины пробивных напряжений, какие можно получить, изменяя форму электродов и соотношение диэлектрических характеристик образца и среды, в которой пробой образца происходит.

1) Пробой при импульсах. При импульсах напряженность поля распределяется обратно пропорционально диэлектрическим коэффициентам среды и диэлектрика. Чем выше диэлектрический коэффициент среды, тем меньше напряженность поля в ней.

Проводимости при распределении поля никакой заметной роли не играют в виду исключительной кратковременности воздействия напряжения; не оказывают никакого влияния также имеющиеся в среде примеси, напр. взвешенные частицы и т. п., не успевающие переместиться в поле.

Так как диэлектрический коэффициент является довольно стабильной ха-

рактеристикой материала, а при данной форме электродов распределение поля определяется исключительно соотношением диэлектрических коэффициентов, то на импульсах легче всего проследить влияния среды на пробой диэлектрика. В табл. 43 приведены пробивные напряжения в разных средах для стекла толщиной 1,4 мм на импульсах, длительностью $2 \cdot 10^{-7}$ сек.

Стекло пробивалось в 9 средах, имеющих разные диэлектрические коэффициенты и проводимости. Импульсы генерировались, как отраженные при открытом конце линии, так и затухающие однократные удары при замыкании линии на волновое сопротивление. Стекло было покрыто фотопленкой. Пробой производился в закрытом непрозрачном сосуде. Фотографируя таким образом разряды, авторы определяли начало короны и форму самих разрядов. На рис. 324 показано развитие короны на стекле в трансформаторном масле с ростом напряжения при отраженных импульсах; на рис. 325 то же в анилине, на рис. 326 то же в трансформаторном масле, но при однократных ударах. В разных средах разряды обладают разной, иногда весьма причудливой формой. Однако действие их на диэлектрик одинаково.

Из приведенных в табл. 43 данных следует, что минимальное пробивное напряжение для испытуемых образцов стекла около 40 кВ. В средах с малых диэлектрическим коэффициентом разряды хотя и появляются при более низких напряжениях, но пробоя стекла вызвать не могут.

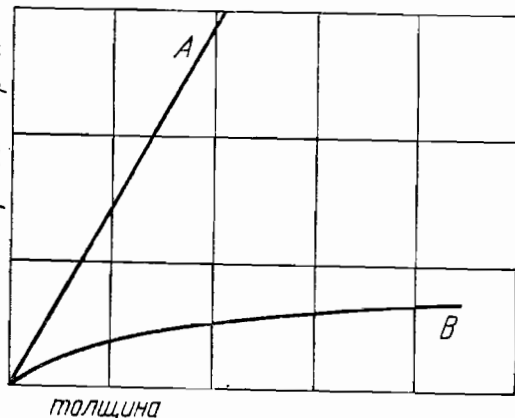


Рис. 323.

В средах с повышенным диэлектрическим коэффициентом разряды не наблюдались вплоть до пробивного напряжения, значительно превышающего минимальное. Но в этих средах — трикрезилфосфате, глицерине вслед за первым разрядом непосредственно следовал пробой стекла. Проводимости сред, как и следовало ожидать, никакого влияния на величину пробивных напряжений при импульсах не оказывают.

Аналогичные исследования на целлулоиде, на котором также можно было фотографировать разряды, обнаружили те же общие закономерности, что и для стекла. Если на непрозрачных диэлектриках нельзя непосредственным фотографированием показать значение краевых разрядов, то из сравнения величин пробивных напряжений в разных средах, как видно из табл. 44, в которой приведены данные

Таблица 44.

Пробивные напряжения для эбонита, толщиной 0,3 мм на импульсах длительностью в $2 \cdot 10^{-7}$ сек. в разных средах.

Среда	Пробивное напряжение
Трансформаторное масло . .	33,0
Парафиновое масло	34,0
Льняное масло	34,0
Трикрезилфосфат	43,0
Глицерин	60,0



Рис. 324. Развитие краевых разрядов на стекле в трансформаторном масле. Ударное напряжение. Слева направо: 20 kV, 26 kV и 32,5 kV. (По Вулу и Инге).



Рис. 325. Развитие краевых разрядов на стекле в анилине. Ударное напряжение. Слева направо: 32,5 kV, 37,5 kV и 40 kV. (По Вулу и Инге).

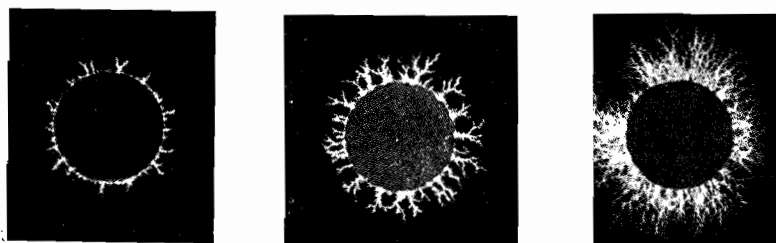


Рис. 326. То же, что рис. 324, но другая форма импульса. Слева направо: 20 kV, 30 kV и 40 kV. (По Вулу и Инге).

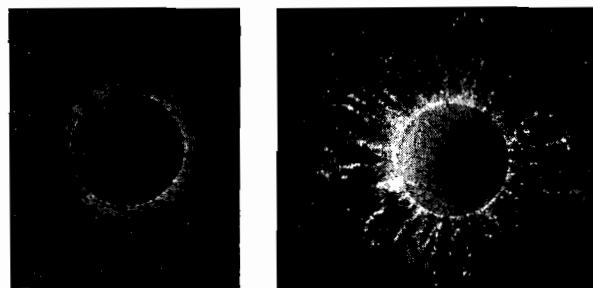


Рис. 327. Краевые разряды на стекле в грязном и чистом трансформаторном масле при переменном напряжении при 30 kV. (По Вулу и Инге).

для эбонита, можно сделать те же выводы, что и для стекла. Именно пробивные напряжения остаются примерно одинаковыми в разных средах с малым диэлектрическим коэффициентом и возрастают в средах с повышенным диэлектрическим коэффициентом. Минимальное пробивное напряжение для исследованных образцов эбонита, как видно из табл. 44, около 34 kV.

Когда в среде появляются разряды, напряженность поля, создающегося в диэлектрике у острия разряда, практически не зависит от формы электродов. Этим объясняется то, что минимальное пробивное напряжение не зависит от формы электродов. Как видно из табл. 43, во всех средах, где пробой стекла происходит при минимальном пробивном напряжении, последнее остается одинаковым как при симметричных, так и несимметричных электродах, имеющих разную форму. Если пробивное напряжение выше минимального, то пробивное напряжение зависит от формы электродов, так как от конфигурации поля зависит, при каком напряжении произойдет пробой среды и вслед за ней пробой твердого диэлектрика.

2) Пробой при переменном напряжении. Данные табл. 45, в которой приведены пробивные напряжения для стекла в разных средах при переменном напряжении в 50 Н, подтверждают, что действующие при импульсах закономерности краевого пробоя остаются справедливыми и при технических частотах.

Таблица 45.

Пробивные напряжения для стекла, толщиной 1,4 мм при переменном напряжении 50 Н.

Среда	ϵ при 50 Н	Пробивное напряжение в kV.
Гексан	1,9	33,5
Парафиновое масло	2,1	34,0
Трансформаторное масло	2,2	34,0
Ксилол	2,4	34,5
Льняное масло	3,0	35,0
Полимеризованное льняное масло	3,8	33,5
Анилин	~ 8	> 45
Трикрезилфосфат	$\sim 8,5$	> 45

Однако в чистом виде эти закономерности проявляются только при пробое в тщательно очищенных жидкостях. Если же в жидкости имеются примеси, то по мере повышения напряжения взвешенные частицы, обладающие большим диэлектрическим коэффициентом, чем среда, все более концентрируются у электродов, образуя на испытуемом диэлектрике налет, действующий как полупроводящая пленка, способствующая выравниванию поля и повышению пробивных напряжений. Так например, одно и то же стекло толщиной 1,4 мм пробивалось в чистом ксилоле при 34,5 kV, в грязном при 50 kV, в чистом трансформаторном масле при 34 kV, в грязном — при 54 kV.

Разряды в загрязненной среде происходят не непосредственно от электродов к поверхности диэлектрика, а, как в многослойном разряднике, разряд разбивается на ряд мелких искр между взвешенными частицами. На рис. 327 приведены фотографии разрядов в трансформаторном масле: справа — не подвергшемся специальной очистке и слева — в очищенном. В чистом трансформаторном масле разряды имеют совершенно иную структуру, нежели в грязном масле.

Определение критических пробивных напряжений на технической частоте сильно затруднено тем, что взятое после тщательной очистки масло уже после нескольких пробоев загрязняется. При низких частотах распределение поля при данной форме электродов определяется отношением полных проводимостей. Для таких сред, как гексан, парафиновое масло, трансформаторное масло, величиной активной проводимости можно пренебречь по сравнению с емкостной, равной $\frac{2\pi f\epsilon}{k}$, где f — число периодов в секунду, ϵ — диэлектрический коэффициент, $\frac{1}{k}$ — переводный множитель, равный $0,885 \cdot 10^{-13}$. В этих средах, как и при импульсах, распределение поля определяется отношением диэлектрических коэффициентов. Если же в выражении, определяющем величину полной проводимости:

$$Y = \gamma + i\omega \frac{\epsilon}{k},$$

первый член по абсолютной величине значительно больше второго, то вместо диэлектрического коэффициента, как характеристика, определяющая распределение электрического поля, выступает омическая проводимость. Если проводимость велика, то поле в среде при низких частотах будет значительно ослаблено, возникновение разрядов в среде и пробой твердого диэлектрика произойдет при напряжении, выше минимального пробивного. Этим объясняется, почему в анилине пробой при импульсах происходит при минимальном пробивном напряжении, а при переменном напряжении 50 Н при напряжении, превышающем минимальное.

Механизм влияния среды, выражающийся в действии краевых разрядов, необходимо иметь в виду при проведении испытания электроизолирующих материалов на электрическую прочность. Понятно, что электрическая прочность, присущая материалу, не изменяется от того, подводим ли мы напряжение к диэлектрику шаровыми, плоскими или другой формы электродами. Не изменяется электрическая прочность материала и от того, производим ли мы испытание в трансформаторном масле загрязненном или чистом, ксилоле или в какой-либо другой среде, если материал сам не изменится под действием среды — химически не реагирует с ней, не впитывает и т. п. Форма электродов, среда, как мы видели, определяют структуру поля, силы, действующие на диэлектрик, и распределение этих сил. При одном и том же напряжении, приложенном к диэлектрику, величина и распределение напряженности поля, действующей на диэлектрик, может оказаться разной, в зависимости от формы электродов и в особен-

ности от наличия или отсутствия в среде краевых разрядов. Неудивительно поэтому, что один и тот же диэлектрик при одном и том же напряжении в одном случае при более равномерном распределении сил поля выдерживает приложенное напряжение, в другом случае при резко неравномерном распределении сил поля оказывается пробитым. Однако ошибочно было бы отсюда заключать, что электрическая прочность диэлектрика в первом случае выше, чем во втором.

Разница в пробивных напряжениях на одном материале при измененных условиях установки (формы электродов, среды) свидетельствует не об изменениях электрической прочности материала, а, как это целиком подтверждается приведенными экспериментальными работами, об изменении формы и степени воздействия электрического поля.

Пробивные напряжения, полученные в данной установке при краевом пробое, не имеют общего значения. Они характерны только для условий данной установки. Так как воспроизводимость этих условий на переменном напряжении, где чистота среды играет исключительную роль, очень трудна в одной и той же установке, а тем более в разных установках, то заключение об электрической прочности самого материала, исходя из определения пробивных напряжений при краевом пробое, становится весьма ненадежным. Еще затруднительнее из сопоставления пробивных напряжений при краевом пробое оценивать электрическую прочность разных материалов. Надежным критерием при оценке материала могут, как мы видели, служить пробивные напряжения в однородном поле. Наряду с ними большой практический интерес представляют также минимальные пробивные напряжения.

3) Пробой при постоянном напряжении. Напряженность поля распределяется обратно пропорционально проводимостям. Так как проводимость твердых диэлектриков обычно во много раз меньше проводимости среды, то напряженность поля в среде весьма мала. Разряды в среде и пробой диэлектрика насту-

Таблица 46.

Пробивные напряжения для стекла толщиной в 0,075 мм постоянном, переменном и ударном напряжениях в разных средах.

Среда	Диэлектрический коэффициент среды ϵ	Удельное сопротивление $\Omega/\text{см}^3$	Пробивные напряжения в kV_{max}		
			Постоянное напряжение	Переменное 50 пер./сек.	Ударное напряжение
Пентан	1,8	$7,5 \times 10^{13}$	12,3	6,5	7,7
Бензин	1,9	5×10^{13}	17,4	7,4	7,7
Трансф. масло	2,2	$2,4 \times 10^{12}$	16,9	7,4	7,9
Кастор. масло	4,4	$2,3 \times 10^{11}$	18,4	7,4	7,1
Ксилол	2,35	$9,1 \times 10^{10}$	18,7	12,8	7,9
Ксилол 20% ацетона . .	3,1	$0,9 \times 10^8$	21,3	10,7	9,01

падает при напряжениях, близких к пробивным в однородном поле. При постоянном напряжении необходимо считаться также с искажением поля в диэлектрике вследствие накопления объемных зарядов. Пробивные напряжения для стекла в разных средах по данным авторов [196] приведены в табл. 46.

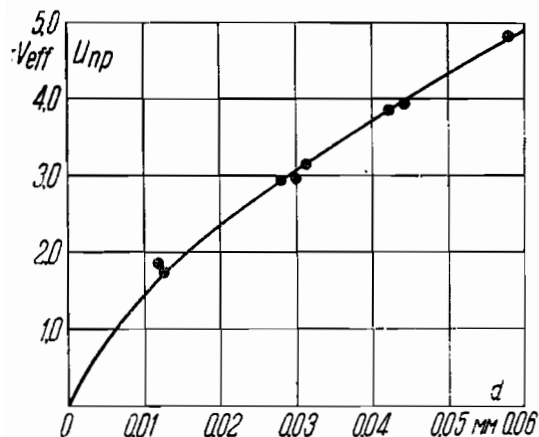


Рис. 328. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды при краевом пробое в трансформаторном масле, при переменном напряжении. (По Вальтеру и Инге).

В этих местах место пробоя лежало около центра электрода, что показывает, что пробой не вызван краевыми разрядами, а происходил в условиях, близких к однородному полю.

Высокие значения пробивных напряжений, часто наблюдаемые при постоянном напряжении, обусловлены часто не какой-либо особенной большой „электрической прочностью“ диэлектрика при постоянном напряжении, а условиями опыта.

г) Зависимость пробивных напряжений от толщины.

Рассматривая пробой при разных степенях неоднородности поля, мы могли заметить, что чем выше неоднородность поля, тем относительно медленнее возрастают с толщиной диэлектрика пробивные на-

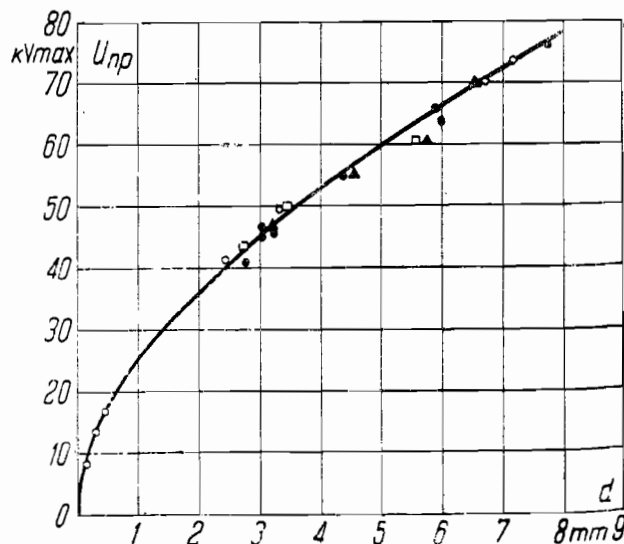


Рис. 329. То же, что рис. 328, но для стекла. (По Вальтеру и Инге).

пряжения. Прямая пропорциональность между пробивными напряжениями и толщиной диэлектрика наблюдалась только в однородном поле. С искажением поля зависимость от толщины все более уклонялась от прямой пропорциональности в сторону затухания роста пробивных напряжений. Из кривых, приведенных на рис. 328, дающих зависимость пробивных напряжений от толщины для слюды при краевом пробое, и на рис. 329 и 330, передающих ту же зависимость для стекла и фарфора по данным авторов, видно, что эта зависимость оказывается близкой к параболической.

Довольно часто пробивное напряжение при краевом пробое относят к толщине диэлектрика и полученное отношение определяют,

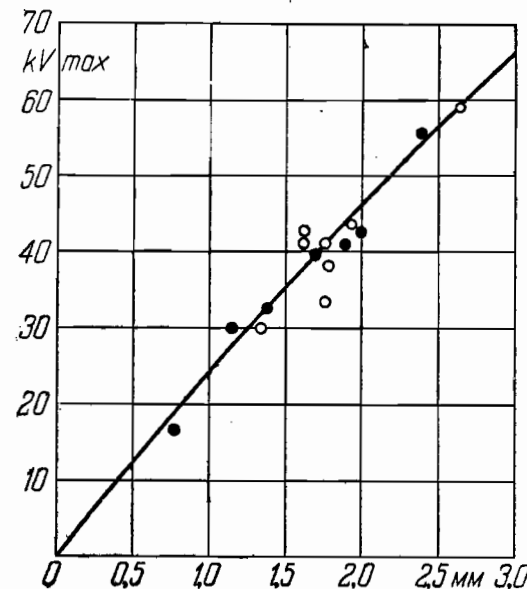


Рис. 330. Зависимость пробивного напряжения от толщины для фарфора при краевом пробое. Переменное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

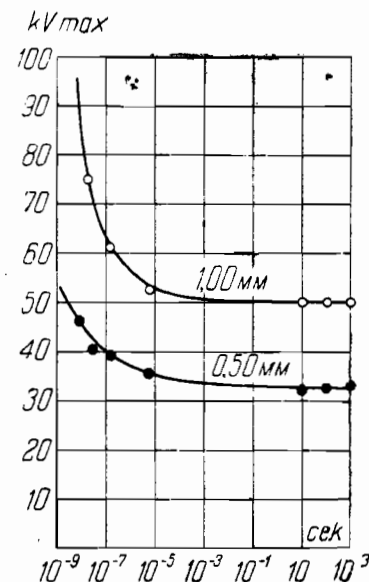


Рис. 331. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для стекла при краевом пробое. (По Иосту).

как „пробивной градиент“, отождествляя последний с электрической прочностью, или, как некоторые называют, „электрической крепостью“. Не трудно заключить, что этот „пробивной градиент“ никакого физического смысла не имеет.

Как мы видели, пробивное напряжение при краевом пробое представляет величину, определяемую на данном материале, но специфичную для данной установки. Поэтому отношение пробивного напряжения к толщине включает в данном случае специфичность установки и не может служить для объективной оценки материала.

г) Зависимость пробивных напряжений от длительности воздействия напряжения. Эта зависимость в очень широких пределах от $3 \cdot 10^{-9}$ до 10^{+4} сек. представлена для разных толщин стекла и эксельсиора по данным Иоста [204] на рис. 331 и

332 и для пропитанной кабельной бумаги по данным авторов на рис. 333. ¹ Из кривых видно, что на исследованных материалах, как и в однородном поле, пробивные напряжения в очень широких пределах изменения длительности остаются постоянными, но в отличие от однородного поля при уменьшении длительности ниже 10^{-5} — 10^{-6} сек. пробивные напряжения возрастают. Эти повышенные значения все же значительно ниже, чем пробивные напряжения для соответственных толщин данных диэлектриков в однородном поле.

Чем толще диэлектрик, при тем больших длительностях начинается рост пробивных напряжений. Для стекла, толщиной 0,3 мм, рост начинается при 10^{-7} сек.; для 2 мм уже при 10^{-6} сек.

Снижение кривых на рис. 332 и 333 после горизонтальных участков при больших длительностях свидетельствует о появлении каких-либо вторичных факторов: разбедании разрядами, старении или о переходе к тепловому пробое.

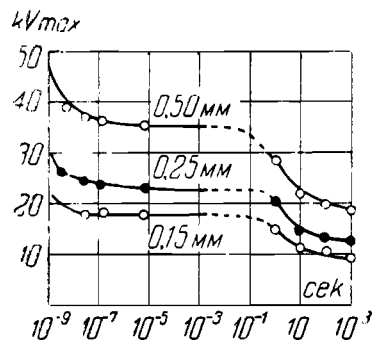


Рис. 332. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для лакокотки при краевом пробое. (По Юсту).

В отличие от однородного поля, в неоднородных полях „коэффициент импульса“ большей частью не равен единице. Пробивное напряжение при очень кратких импульсах и при больших толщинах может быть намного выше, чем при переменном напряжении в 50 Н. Однако это превышение является характерной величиной только в данных условиях испытания.

Следует отметить, что в отдельных случаях коэффициент импульса может быть и меньше единицы, т. е. диэлектрик будет при ударных напряжениях пробиваться ниже, чем при переменном, или в особенности при постоянном напряжении. Такого рода „обращение“ коэффициента импульса может наступить тогда, когда среда, в которой производится пробой, слегка проводяща (например грязное масло). Как мы

¹ При пробое кабельной бумаги в трансформаторном масле поле близко к однородному.

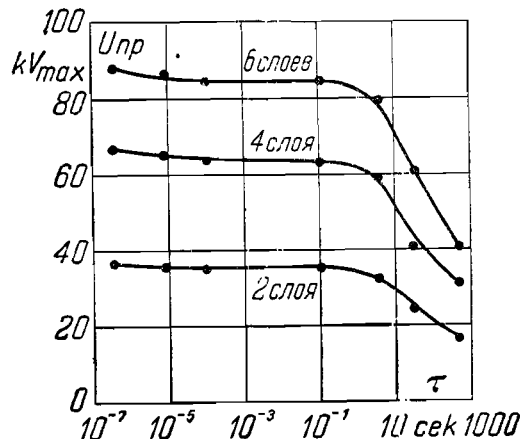


Рис. 333. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для пропитанной кабельной бумаги. (По Инге).

уже указывали, при переменном напряжении пробивные напряжения могут в этом случае вследствие проводимости среды значительно повыситься (ср. стр. 433), при импульсах с их быстрым нарастанием напряжения проводимость не имеет значения и пробивные напряжения остаются низкими. Особенно резко выступает это явление, если сравнивать пробивные напряжения при импульсах и при постоянном напряжении, так как в последнем случае проводимость среды особенно сильно сказывается. Как видно из табл. 46, коэффициент импульса в полупроводящей среде может спуститься ниже чем 0,5. Так например, согласно табл. 46, стекло, толщиной в 0,075 мм в среде ксилол со спиртом бьется при постоянном напряжении при 21,3 kV, в случае импульсов при 9,0 kV; коэффициент импульса равен 0,43 ¹.

§ 25. Методы борьбы с краевыми разрядами. Для лучшего использования диэлектрика в качестве электроизолирующего материала, необходимо принять меры к устранению краевых разрядов, вызывающих местные перенапряжения в диэлектрике и преждевременное его разрушение. При испытании электрической прочности диэлектриков устранение разрядов является также необходимым условием для получения сопоставляемых данных для разных материалов и наиболее объективной их оценки.

Чтобы устранить разряды у краев электродов, необходимо подобрать такую среду, чтобы при напряжениях, соответствующих пробой образца в однородном поле, напряженность поля в среде была ниже пробивных значений ее. Если в виде первого приближения принять, что распределение поля аналогично тому, которое имеет место в двуслойном изоляторе, то необходимым условием устранения разрядов на импульсах будет:

$$\varepsilon_1 E'_{пр} > \varepsilon_2 E''_{пр}, \quad (202)$$

где индексы 1 и ' относятся к среде, индексы 2 и '' к твердому диэлектрику; на постоянном напряжении

$$\gamma_1 E'_{пр} > \gamma_2 E''_{пр} \quad (203)$$

и на переменном напряжении

$$y_1 E'_{пр} > y_2 E''_{пр}. \quad (204)$$

Таким образом для устранения разрядов необходимо подбирать среду с высокой электрической прочностью и, смотря по роду напряжений, с повышенной проводимостью или повышенным диэлектрическим коэффициентом.

а) Среда с высокой электрической прочностью. Среда, предельная напряженность которой была бы достаточно высокой, чтобы удовлетворять приведенным неравенствам (202), (203) и (204), представляла бы наиболее универсальное средство для борьбы с краевыми разрядами. Однако заливные массы и жидкие диэлек-

¹ Пробивные напряжения твердых диэлектриков при краевом пробое не зависят от температуры, если температура не влияет на краевые условия. Когда такого рода влияние имеется, могут получиться для пробоя твердых диэлектриков очень запутанные закономерности (ср. Вернер [204а]).

трики обладают более низкой электрической прочностью, чем применяющиеся в качестве изолирующих материалов твердые диэлектрики. Чтобы все же использовать для устранения краевых разрядов жидкие среды, наиболее удобные в экспериментальном отношении, Е. Маркс [205] предложил помещать их под давление. Конструкция соответствующего аппарата, несколько измененная Гешелем [183], представлена на рис. 334. В качестве жидкого диэлектрика Маркс пользовался ксиолом и регулировал давление сжатой углекислотой. Гешель, разрабатывая этот метод для испытания баккелизованной бумаги, из целого ряда исследованных сред остановился, как на наиболее подходящей среде, на терпентиновом масле, регулируя давление сжатым азотом. С повышением давления возрастают напряже-

Таблица 47.

М а т е р и а л	Толщина слоя см	Необходимое давление атм
Баккелизов. бумага	0,3	9
"	0,5	16
Фарфор	0,2	1
"	0,45	3
Стекло	0,13	3
"	0,25	9
Коллектор миканит	0,1	12,5
"	0,15	14,0
"	0,2	14,6
Целлон	0,075	7
"	0,11	8

ния, при которых наступает пробой среды и последующий за этим пробой диэлектрика. Пробивное напряжение твердого диэлектрика подымается до значения, при котором пробой происходит под электродом. Необходимое давление, при котором якобы полностью устранены краевые

Таблица 48.

М а т е р и а л	Толщина см	Давление в сосуде с ксиол. атм.	Пробивное напряжение kV
Фарфор	0,45	7	107
"	0,45	9	105
"	0,45	11	108
"	0,45	13	106
Целлон	0,11	8	30
"	0,11	11	29
"	0,11	14	31
Пресс. бумага	0,4	9	139
"	0,4	11	130
"	0,4	13	132
"	0,4	14	143

разряды и пробой происходит под электродом, устанавливается экспериментально. Как пример, приводим в табл. 47 необходимые давления, определенные Е. Марксом при исследовании некоторых материалов в предложенном им устройстве.

С увеличением давления приведенные в табл. 47 пробивные напряжения остаются неизменными. Это подтверждается данными табл. 48.

На рис. 335 приведена зависимость пробивного напряжения от толщины пластины для фарфора и баккелита причем краевые разряды ослаблялись жидкостью под давлением.

К приведенному методу устранения краевых разрядов следует однако отнестись с большой осторожностью. Элементарный подсчет показывает, что вряд ли здесь можно ожидать значительного эффекта. Именно путем увеличения давления можно лишь ограниченно повысить электрическую прочность жидкости, доведя предельную напряженность в лучшем случае до 500 kV/см. Предположим, что мы, как Маркс, работаем с малопроводящей жидкостью, например с ксиолом. В таком случае при переменном напряжении поле будет распределяться по диэлектрическим коэффициентам и краевые разряды будут устранены при условии (202). Для диэлектрика ϵ обычно больше, чем для жидкости (в 2—3 раза). Для устранения краевых разрядов пробивная напряженность жид-

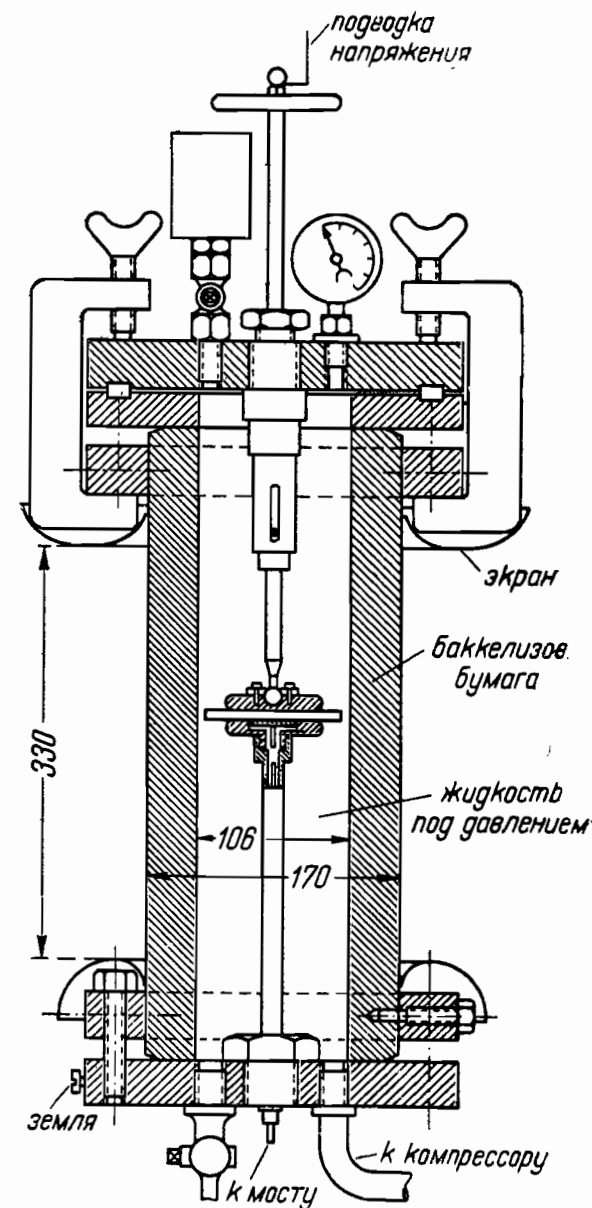


Рис. 334. Прибор для пробоя твердых диэлектриков под давлением. (По Гешелю).

кости должна была бы, следовательно, в 2—3 раза превосходить пробивную напряженность твердого диэлектрика, а на самом деле, она обычно ниже (500 кВ/см по сравнению с 10^3 — $3 \cdot 10^3$ кВ/см для твердых диэлектриков). Таким образом успешный результат метод Маркса может дать лишь в том случае, когда пробивная напряженность для твердого диэлектрика мала, напр. в случае фарфора. Если мы сравним данные Маркса, полученные в якобы „однородном поле“ (табл. 46, рис. 335) с теми, которые мы приводили раньше и которые получены в действительно однородном поле (ср. рис. 317), то мы убедимся, что числа Маркса лежат много ниже. Это обстоятельство подтверждает наши подозрения. Не может служить признаком „однородности поля“ и то обстоятельство, что пробой в жидкости под давлением происходит не у края, а под электродом. При больших давлениях образование разрядов затруднено, они укорочены и могут, в особенности при плохом контакте между электродом и диэлектриком, переместиться под электрод. Метод Маркса таким образом вряд ли может быть рекомендован, тем более, что он технически довольно громоздок. На импульсах, как мы видели, пробивные напряжения жидкостей при повышении давления до нескольких десятков атмосфер сохраняют те же значения, что при атмосферном давлении, а потому описанный выше способ устранения краевых разрядов на импульсах неприменим, что подтверждается опытами Диттерта [164].

б) Среда с высоким диэлектрическим коэффициентом. На импульсах и переменном напряжении технической частоты можно удовлетворить условиям (202 и 204) для устранения краевых разрядов, подбирая среду с достаточно большим диэлектрическим коэффициентом.

При пробое на импульсах малой длительности, при которых даже относительно высокая проводимость среды играет ничтожно малую роль, можно легко подобрать среду, удовлетворяющую этим условиям. Во многих случаях радикальным решением может явиться применение в качестве среды дистиллированной воды. Испытания, произведенные Диттертом на импульсах в дистиллированной воде на целом ряде материалов—пертинаксе до 1 мм толщиной, эбоните—до 2 мм, фарфоре—до 5 мм, стекле—до 0,4 мм показали, что во всех случаях, если тщательно удалить возможные воздушные пузырьки с поверхности электродов, пробой всегда происходит под электродом, при напряжениях, соответственно равных пробивным напряжениям в однородном поле. На рис. 300 обозначены пробивные напряжения кружками при плоских электродах в дистиллированной воде и крестиками—при соответственной обработке образцов для создания в утонченном месте однородного поля. В обоих случаях, как видно из рис. 300, получается полное совпадение пробивных напряжений.

На переменном напряжении технической частоты подбор соответствующей среды становится более сложным. Ряд дипольных жидкостей, обладающих высоким диэлектрическим коэффициентом: глицерин, нитробензол, метиловый спирт и др., мало пригодны вследствие своей гигроскопичности и высокой проводимости. Эти жидкости быстро разогреваются. В некоторых из них из-за высокой проводимости вообще невозможно при обычных испытательных трансформаторах поднять напряжение.

Довольно значительное повышение пробивных напряжений, но все еще при краевом пробое, можно получить в трикрезилфосфате. Диэлектрический коэффициент его 8,1, удельное сопротивление— $5 \cdot 10^9$ $\Omega/\text{см}$. Более хороший результат дают смеси рутила (TiO_2), диэлектрический коэффициент которого свыше 100, с каким-либо жидким диэлектриком, с которым рутил хорошо смешивается, например с льняным маслом [206]. При равных содержаниях масла и TiO_2 диэлектрический коэффициент смеси 15,2 и удельное сопротивление $1,5 \cdot 10^{10}$ $\Omega/\text{см}$. Пробивные напряжения для слюды в зависимости от толщины в названных двух средах приведены на рис. 336. Для стекла, толщиной 0,11 мм, пробивные напряжения повышаются от 9,4 кВ (в трансформаторном масле) до 23,8 кВ (в масле с TiO_2). Однако в смеси TiO_2 пробой для стекла и слюды краевой и пробивные напряжения, как видно из рис. 336, ниже, чем в однородном поле. Повышение концентрации TiO_2 в смеси хотя и повышает диэлектрический коэффициент, но не вносит улучшения, так как смесь сама становится слишком густой, полурыхлой, со многими воздушными включениями, в которых возникают краевые разряды.

Как на разновидность использования среды с большим диэлектрическим коэффициентом, можно указать на применение наносимых у краев электродов пленок из материала с обыкновенной или даже пониженной электрической прочностью, но с большим диэлектрическим коэффициентом. Ослабляя поле у края и задерживая

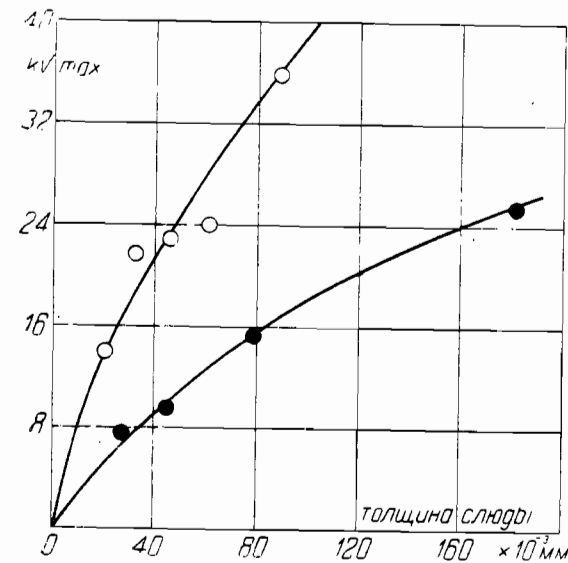


Рис. 336. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды при переменном напряжении.

○ — среда с большим ϵ
● — среда — трансформаторное масло.
(По Вулу и Гольдман).

возникновение разрядов, пленки повышают пробивные напряжения и следовательно, могли бы служить средством для повышения использования изоляции. Б. Вулум и И. Гольдман [207] были проведены подобные исследования с пленками смеси TiO_2 с масляным лаком,

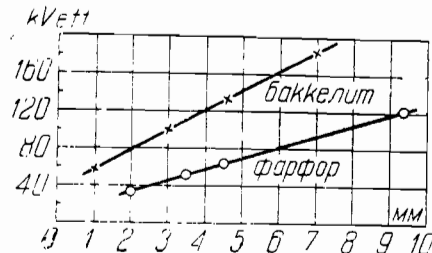


Рис. 335. Зависимость пробивного напряжения от толщины для фарфора и бакелита при пробое под давлением.
(По Марксу).

образующей при засыхании гладкую белую эмаль. При равном содержании компонентов диэлектрический коэффициент пленок около 18. Если края электродов покрыть даже довольно тонким слоем пленки, пробивные напряжения значительно возрастают. Для образцов слюды толщиной 0,04—0,05 мм, пробиваемых под трансформаторным маслом, пробивные напряжения при защите пленкой достигали 12—19 kV по сравнению с 5—7 kV без защиты. Повышение пробивных напряжений при защите эмалью были наблюдаемы на слюде также и в случае, когда пробой производился в воздухе. В табл. 49 приведены пробивные напряжения для (стекла на импульсах при защите краев электродов пленкой и без защиты.

Таблица 49.

Пробивные напряжения для стекла толщиной 1,2—1,3 мм при импульсах длительностью $2 \cdot 10^{-7}$ сек.

№ образцов	Пробивное напряжение в kV _m	
	незащищенный край	защищенный край
1	36	82
2	36	77
3	36	82
4	36	82
5	36	82

Применявшиеся пленки на радиочастоте при длине волны в 275 м обладали все еще высоким диэлектрическим коэффициентом порядка 15. Жидкая же смесь TiO₂ на этой частоте имела диэлектрический коэффициент только 4,6 и естественно не давала на импульсах положительного результата при защите от краевых разрядов.

с) Среда с повышенной проводимостью. Мы видели, что в среде, обладающей некоторой проводимостью, краевые разряды затруднены. Особенно резко этот эффект выступает в случае постоянного напряжения. Однако если электропроводность среды достаточно велика, он может появиться и при переменном напряжении. Явление это может быть использовано для того, чтобы ослабить краевые разряды при пробое твердых диэлектриков. Среду в этом случае следует выбирать такую, которая бы обладала достаточной электропроводностью. Отметим, что метод этот требует нового подбора проводящей среды для каждой новой частоты. Электропроводность среды должна быть подобрана такой, чтобы за полпериода успело установиться распределение поля по омическим проводимостям. Для этого очевидно необходимо, чтобы омическая проводимость γ была бы больше, чем емкостная проводимость $\gamma_c = \frac{\omega \epsilon}{k}$

или, иными словами, чтобы $\operatorname{tg} \delta$ среды, являющейся отношением омической проводимости к емкостной, был бы больше единицы. Поскольку диэлектрический коэффициент для большинства жидкостей равен 2—4 и емкостная проводимость при 50 периодах 10^{-10} , омиче-

ская проводимость для достаточного ослабления краевых разрядов при 50-периодном переменном напряжении должна быть больше 10^{-10} . Такого рода проводящими средами являются анилин, которым пользовался в своих работах Грюнвальд [208], а также смесь ксилола со спиртом или ксилола с ацетоном, которыми пользовались в своих работах авторы [196]. Что этим путем можно добиться полного уничтожения краевых разрядов, видно из рис. 337, на котором приведена зависимость пробивного напряжения от толщины для стеклянных пластинок. Значения пробивных напряжений в точности соответствуют тем, которые получаются в однородном поле. Для сравнения на том же рисунке приведена зависимость пробивного напряжения от толщины в случае краевого пробоя (среда — трансформаторное масло).

Легко однако убедиться в том, что при большей частоте среда эта уже не будет пригодна для уничтожения краевых разрядов. На рис. 338 приведена зависимость пробивного напряжения от скорости подъема напряжения для стекла в той же среде (ксилол + 12% ацетона).

Скорость подъема напряжения выражена через время, в течение которого напряжения возрастают от нуля до полного своего значения. Высокие значения пробивных напряжений сохраняются до τ равного $2 \cdot 10^{-4}$ сек. или соответственно до частоты около 5000. При меньших τ пробивные напряжения уменьшаются и в случае, когда подъем напряжения происхо-

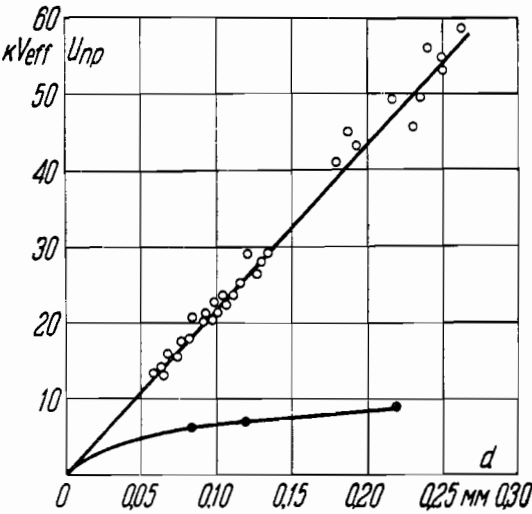


Рис. 337. Зависимость пробивного напряжения от толщины для стекла при переменном напряжении.

○ — полупроводящая среда
● — среда — трансформаторное масло.
(По Вальтеру и Инге).

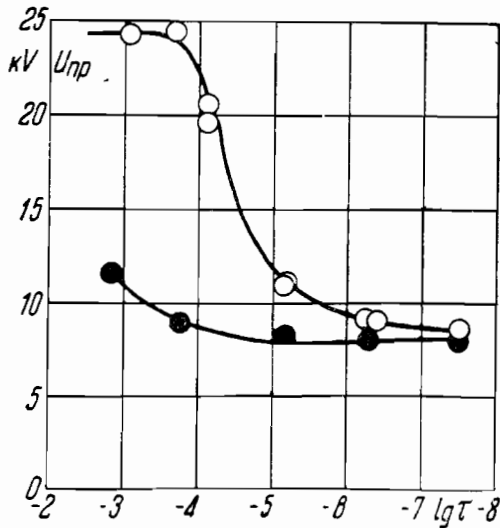


Рис. 338. Зависимость пробивного напряжения от скорости нарастания напряжения для стекла.

○ — полупроводящая среда
● — среда — трансформаторное масло.
(По Вальтеру и Инге).

дит в течение 10^{-7} сек., достигаются те минимальные значения, которые соответствуют резко неоднородному электрическому полю. На том же рис. 338 черными точками обозначены пробивные напряжения, полученные в случае, когда средой является трансформаторное масло. Как видно из рисунка, при той проводимости, которой обладает трансформаторное масло, даже при наиболее медленном

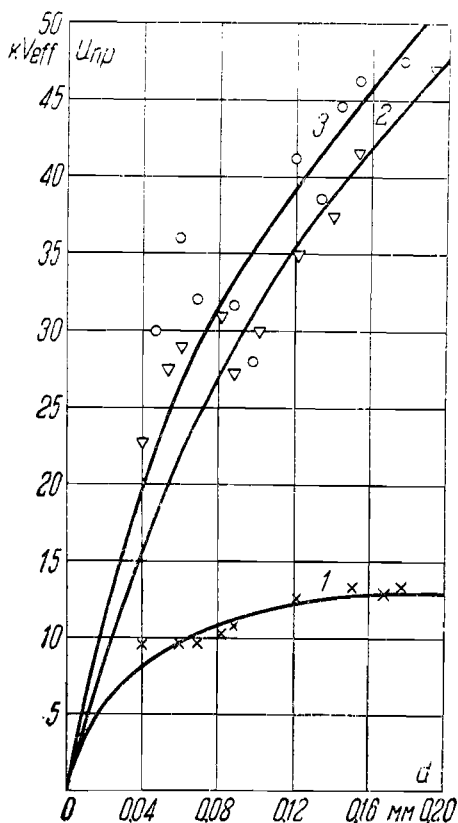


Рис. 339. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды при переменном напряжении.

Кривая 1 — слюда в трансформаторном масле
Кривая 2 — слюда, покрытая лаком из сажи
Кривая 3 — чистая слюда в ксилале со спиртом.

(По Гольдман).

влении к книге. Для 50-периодного переменного напряжения электропроводность, рассчитанная на квадратный сантиметр поверхности, вдоль поверхности должна быть порядка $10^8 \text{ см}^2/\Omega$. Этим требованиям удовлетворяют обычные пленки из масляных лаков со значительной примесью сажи. На рис. 339 приведена зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды для случая, когда краевые разряды ослаблялись применением полупроводящей пленки. Сравнение с рис. 297

подъеме напряжения уже получается вследствие разрядов резко неоднородное электрическое поле и низкие значения пробивных напряжений.

Метод, основанный на применении полупроводящей среды для ослабления краевых разрядов, обладает рядом недостатков: во-первых, как указывалось, он требует специального подбора среды для каждой новой частоты, во-вторых, при сколько-нибудь значительных толщинах образца и значительных пробивных напряжениях среда сильно разогревается и может легко дойти до кипения. Аналогичный улучшенный метод был разработан Гольдман [209]. Полупроводящая среда может быть заменена полупроводящей лаковой пленкой, нанесенной на поверхность диэлектрика около края электрода. При этом методе край электрода как бы переносится на край лаковой пленки, поскольку однако вдоль лаковой пленки от электрода наружу происходит некоторое падение напряжения, могущая возникнуть у наружного края пленки неоднородность поля уже не является опасной. Проводимость пленки, необходимая для того, чтобы сгладить неоднородности поля у краев электродов, может быть вычислена аналитически. Расчет этот приведен в доба-

показывает, что при применении этого метода неоднородность поля, возникающая у краев, довольно сильно сглажена. Опыты, произведенные со стеклянными пластинками, показали, что путем нанесения полупроводящей пленки пробивные напряжения могут быть повышены в несколько раз. Так стеклянная пластинка толщиной в 1 мм пробивается в масле без защиты около 25 kV, при защите полупроводящей пленкой около 75 kV.

д) Охранные кольца. Неоднократно делались попытки применить для ослабления краевых разрядов охранные кольца, налагаемые на эти кольца соответствующие напряжения (Зонненшейн [210]). Попытки эти однако не привели к хорошим результатам, так как для того, чтобы этот метод был действителен, необходимо, чтобы расстояние между охранными кольцами было значительно меньше, чем толщина пробиваемого образца. Поскольку толщина образца обычно не превосходит нескольких миллиметров, расстояние между кольцами должно было бы быть порядка десятых миллиметров, что конструктивно трудно осуществить.

Любопытное и повидимому успешное решение этой задачи предложено Маттиасом [211]. Маттиас предлагает разрезать конденсаторный вывод перпендикулярно к оси и применить полость внутреннего цилиндра в качестве электрода, а конденсаторные станиолевые прослойки в качестве охранных колец, соединив наружную прослойку с землей.

§ 26. Неполный пробой твердых диэлектриков. При обсуждении вопроса о пробое твердых диэлектриков уже указывалось на то, что в то время, как в однородном электрическом поле пробивные напряжения от времени почти совсем не зависят в неоднородном электрическом поле, в особенности при краевом пробое, при уменьшении выдержки пробивные напряжения начинают возрастать. Это видно из рис. 340, на котором приведена зависимость пробивного напряжения от толщины для стекла при переменном напряжении (нижняя кривая) и при импульсах (верхняя кривая) длительностью 2×10^{-7} сек. Разница пробивных напряжений, соответствующих импульсам и переменному напряжению тем больше, чем толще диэлектрик. На рис. 341 приведена зависимость пробивного напряжения от выдержки для того же стекла различных толщин (2 мм и 4 мм), при-

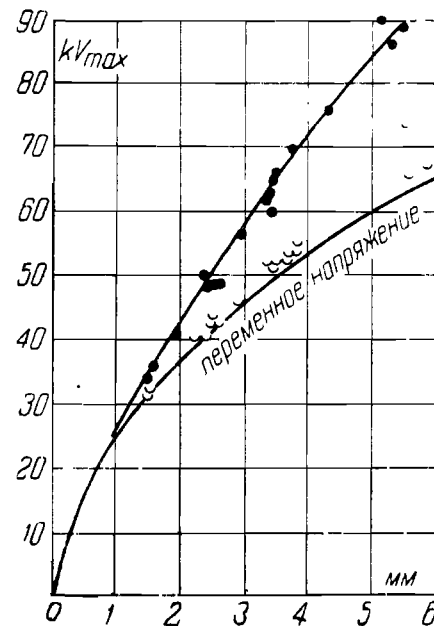


Рис. 340. Зависимость пробивного напряжения стекла от толщины при импульсах длительностью 2×10^{-7} сек.

● — пробивные напряжения
○ — начальные напряжения.
(По Вальтеру и Инге).

чем пунктирной прямой обозначена величина пробивного напряжения при 50 периодах. Как видно из рис. 341, уже при длительности порядка 10^{-7} сек повышение пробивных напряжений может сделаться весьма значительным. Повышение пробивных напряжений при малых выдержках может быть вызвано двумя обстоятельствами:

1) так как скорость распространения разряда при пробое конечна, то при малых выдержках разряд может не успеть прорасти, распространиться через всю толщу диэлектрика;

2) энергия, выделяющаяся в диэлектрике, за время выдержки может быть недостаточной, чтобы его разрушить. Может быть показано, что и тот и другой фактор имеет значение.

Если заложить пластинку какого-нибудь прозрачного диэлектрика, например стекла, между двумя электродами и залить электроды

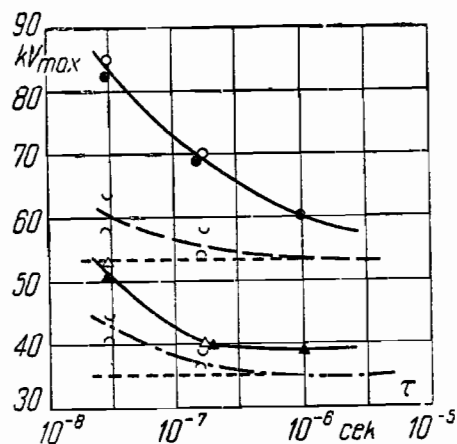


Рис. 341. Зависимость пробивных и начальных напряжений стекла от выдержки.

(По Вальтеру и Инге).

трансформаторным маслом, то, как указывалось, пробой будет происходить у краев электродов и обуславливаться возникающими в масле краевыми разрядами. Так как разряд в масле возникает при сравнительно низких напряжениях, то пробой пластинки при переменном напряжении произойдет, когда будет достигнуто минимальное пробивное напряжение. В случае ударных напряжений длительностью в микросекунду (10^{-6} сек.) и меньше пробой при достижении минимального пробивного напряжения однако не произойдет. Если несколько повысить напряжение, то можно заметить, что в стекле с поверхности пластины, там, где кончаются разряды в масле, внутрь начинают расти светящиеся разряды. Эти начальные напряжения на рис. 340 и 341 обозначены полукружками. При повышении напряжения длина этих разрядов увеличивается и наконец при некотором напряжении, заметно превышающем то начальное, при котором начался их рост, эти светящиеся разряды прорастают насквозь через всю пластинку. Явление это выступает с тем большей отчетливостью, чем толще пластинка. Толщина образца должна быть во всяком случае не меньше 3 мм.

После прохождения разряда в стекле остаются тонкие нитевидные каналы, едва видимые на глаз. Вид этих нитей, образовавшихся в стекле после прохождения разряда, приведен на рис. 342 и 343. При этом рис. 342 соответствует начальной стадии развития разряда, рис. 343 тому моменту, когда разряд прошел насквозь через всю пластинку. Постепенное распространение разряда в диэлектрике может быть наблюденно не только в случае стекла, но и во всех других прозрачных диэлектриках (кристаллы, целлулоид, канифоль) и вряд ли можно сомневаться в том, что оно свойственно вообще

всем диэлектрикам. Характер роста разрядов и зависимость их длины от таких факторов, как длительность импульса, крутизна фронта, амплитуда импульса, различны для разных диэлектриков. Мы рассмотрим поэтому явление неполного пробоя в отдельности для наиболее изученных диэлектриков.

а) Стекло. Чем короче выдержка, тем меньше длина разрядов в стекле. При повышении напряжения длина их возрастает значительно быстрее, чем пропорционально приложенному напряжению. Уменьшение крутизны фронта замедляет рост разрядов. Распространение разрядов насквозь через диэлектрик обычно еще не приводит к пробое, необходимо дальнейшее довольно значительное повышение напряжения, чтобы наступило окончательное разрушение диэлектрика. Пробой стекла может быть таким образом разделен на две стадии. В течение первой стадии разряд прорастает через диэлектрик, в течение второй, как показывает изучение микрофотографий разрядов, происходит увеличение мощности разряда. Таким образом условием окончательного пробоя является не только прорастание разряда через диэлектрик, но и выделение на пути разряда достаточной (тепловой) энергии. Конечная стадия может таким образом считаться тепловой.

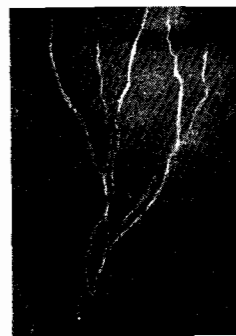


Рис. 343. Фотография неполного пробоя стекла. Длительность импульса 10^{-7} сек.

Увеличено в 5 раз.

(По Вальтеру и Инге).



Рис. 342. Фотография неполного пробоя стекла. Длительность импульса 10^{-8} сек.

Увеличено в 35 раз.

(По Вальтеру и Инге).

Следует отметить, что стекло в известной степени обладает свойством заживления, т. е. те места, по которым шел разряд, не являются окончательно разрушенными. Это следует из того, что если прикладывать к диэлектрику ряд повторных импульсов, то разряд, как правило, каждый раз идет по новым путям, в противоположность многим кристаллам, например каменной соли, у которой начавшийся разряд при каждом ударе растет дальше по тем же путям, постепенно вводясь в толщу диэлектрика. Этим заживлением обуславливается повидимому и то обстоятельство, что для стекла пробивное напряжение мало зависит от числа ударов. Обратно, большая зависимость от числа ударов для какого-нибудь диэлектрика может служить признаком того, что те части диэлектрика, по которым

шел разряд (неполный пробой), являются в большей или меньшей степени разрушенными и заживления не происходит.

Из того обстоятельства, что пути, по которым шел разряд в стекле, заживляются, не следует конечно делать вывода, что стекло можно подвергать безнаказанно сколь угодно большому числу ударов. Все же диэлектрик, пронизанный путями разрядов, является в электрическом отношении менее прочным, чем диэлектрик, не бывший под напряжением.

Явление неполного пробоя может быть наблюдеено в стекле и при переменном напряжении (рис. 344). При постоянном напряжении явление неполного пробоя не получается. Подобно стеклу явление неполного пробоя протекает в целлулоиде и канифоли. Эти два последних материала интересны еще в том отношении, что в них видимые пути разрядов через некоторое время (несколько часов), после того как они образовались, исчезают и образец становится опять совершенно однородным и прозрачным. Вызвано это явление вероятно тем, что целлулоид и канифоль являются материалами несколько пластичными.



Рис. 344. Фотография неполного пробоя стекла при переменном напряжении.

Увеличено в 35 раз.

(По Вальтеру и Инге).

дальше подробно говорить. Укажем сейчас лишь на то, что в них длина разрядов очень мало зависит от длительности импульса. Большое значение имеет амплитуда и крутизна фронта импульса, причем, чем круче фронт, тем быстрее растет разряд.

Вторая стадия пробоя для этих диэлектриков отсутствует и пробой происходит сразу, как только разряд пророс через диэлектрик. Та часть диэлектрика, по которой шел разряд, после прохождения разряда уже не заживляется; в связи с этим при повторных ударах разряд обычно следует по одним и тем же путям, причем при каждом новом ударе длина разряда несколько увеличивается. Для этой группы диэлектриков становится таким образом возможным постепенное проедание повторными разрядами. В связи с тем, что, как указывалось, длина разряда не зависит от времени и вторая стадия пробоя отсутствует, у диэлектриков группы кристаллов пробивное напряжение мало зависит от длительности импульса. Это видно из рис. 345, на котором приведена зависимость пробивного напряжения от толщины для каменной соли при импульсах различной длительности.

ности. Отметим, что переменное напряжение (рис. 345, нижняя кривая) дает все же более низкие значения пробивных напряжений, чем импульсы. Возможность постепенного проедания повторными импульсами приводит к тому, что для этой группы диэлектриков имеется значительная зависимость пробивного напряжения от числа ударов.

При повышении температуры длина разрядов в кристаллах увеличивается. Возникает вопрос, происходит ли это увеличение длины за счет повышения скорости распространения разряда или же за счет понижения критической напряженности, необходимой для того, чтобы разряд начал расти. Для выяснения этого обстоятельства был произведен ряд опытов с каменной солью, причем электроду, с которого начинался разряд, придавалась такая форма, что электрическое поле могло быть вычислено. Для этого в кусках каменной соли просверливалось цилиндрическое углубление диаметром около 1 мм, дно и стенки которого затем тщательно отполировывались водой. Для того, чтобы избежать появления трещинок, полученное таким образом углубление заливалось недосыщенным раствором каменной соли. Вторым электродом служила пластинка, на которую ставился кристалл. При высоких температурах электродом служил расплавленный металл. Электрическое поле у вершины углубления можно было в первом приближении считать эквивалентным полю сферы того же диаметра, как диаметр высверленного колодца. Измерения показали, что, для того чтобы начался рост разрядов, необходима была напряженность поля у вершины углубления в 2×10^8 кВ/см. Измерения при высокой температуре (350°C) дали те же значения критической напряженности. Необходимая для начала роста разряда напряженность поля таким образом от температуры не зависит и увеличение длины разрядов при повышении температуры следует объяснить тем, что при более высоких температурах скорость распространения разряда увеличивается.

Изучение явления неполного пробоя приводит таким образом к следующим выводам:

1) так как пластинка, толщиной в 1 см, может быть пробита импульсом длительностью в 10^{-8} сек., то скорость распространения разряда при пробое достигает 10^8 см/сек.

2) прорастание разряда через диэлектрик лишь подготавливает пробой, окончательный же пробой происходит тогда, когда на пути разряда выделяется достаточное количество энергии.

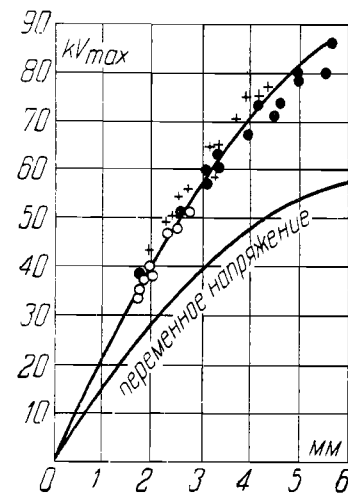


Рис. 345. Зависимость пробивного напряжения каменной соли от толщины при импульсах различной длительности. (По Вальтеру и Инге).

§ 27. Неполный пробой кристаллов. Кристаллы, как известно, являются средой, в которой ионы или атомы определенным образом правильно расположены и образуют некоторую пространственную решетку. Простейшей кристаллической решеткой является кубическая, в которой ионы расположены в вершинах куба, например решетка

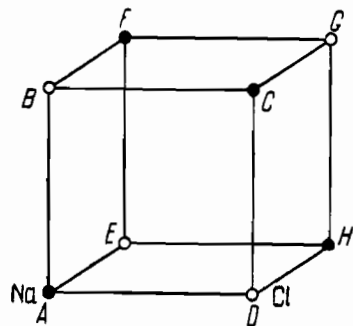


Рис. 346.

каждой вершине восемь, расположены на несколько больших расстояниях (в $\sqrt{2}$) одноименные ионы. Вдоль диагонали куба (AG), которых в вершине сходится восемь, расположены опять разноименные ионы на наибольших в пределах элементарного куба расстояниях.

Можно было думать, что в кристаллах, в связи с особенностями их структуры, будут иметься некоторые направления, по которым будет преимущественно распространяться разряд.¹ Опыт вполне

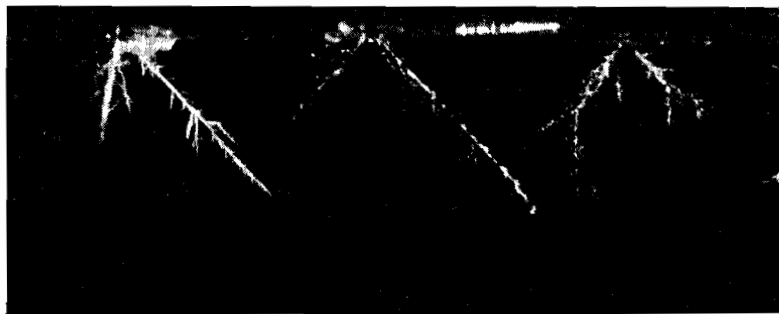


Рис. 347. Фотография неполного пробоя каменной соли при переменном напряжении (слева) и импульсах (справа).

Увеличено в 5 раз.

(По Вальтеру и Инге).

подтверждает это предположение. На рис. 347 приведена фотография пластинки каменной соли после того, как она была подвергнута действию ряда электрических импульсов.

¹ Впервые это явление было обнаружено авторами [202, 212], несколько позже это же явление изучали Хиппель [213] и Ласс [214].

Фотография сделана при боковом освещении, так что пути разрядов кажутся светлыми на темном фоне. Электродами являлись острие, от которого шел разряд, и пластинка. Правый из приведенных на рис. 347 разрядов соответствует отрицательному острию, средний положительному острию, а левый случаю переменного напряжения. Наиболее резко направленность разрядов выражена при положительном острии и при переменном напряжении. Другие микрофотографии разрядов при импульсах приведена на рис. 348 и 349. На рис. 350 приведен вид разрядов, получающихся при положительном острии, если смотреть на пластинку сверху в направлении поля. Сравнивая рис. 348 и 350, мы приходим к выводу, что разряды при положительном острии распространяются в направлении диагонали элементарного куба решетки каменной соли. В случае отрицательного импульса преобладает то же направление, хотя оно и значительно менее резко выражено, а при переменном и постоянном напряжении, как показывает изучение образцов, разряды распространяются уже не в направлении диагонали куба, а в направлении

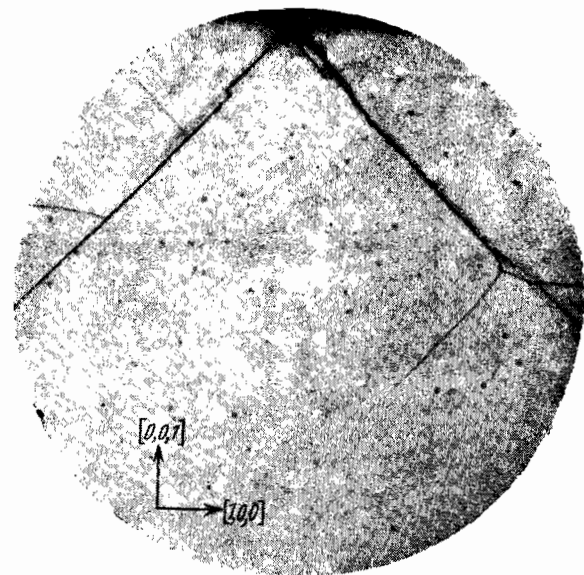


Рис. 348. Фотография неполного пробоя каменной соли при импульсах. Положительный разряд. Комнатная температура.

Увеличено в 10 раз.

(По Вальтеру и Инге).

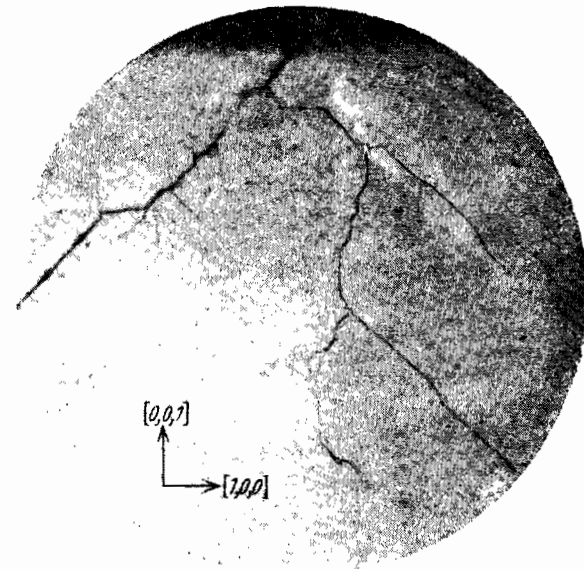


Рис. 349. То же, что рис. 348, но отрицательное острие. (По Вальтеру и Инге).

диагонали грани элементарного куба. Направления, в которых распространяются разряды, не является однако чем-то постоянным для кристалла при данном виде напряжения, но могут зависеть еще от таких факторов, как температура. Так например для той же каменной соли при температурах, превышающих 160°C , разряды при положительном импульсе начинают уже распространяться не в направлении диагонали куба, а в направлении диагонали грани, т. е. так же, как при переменном напряжении (ср. рис. 351); точно так же и для отрицательного импульса, при котором, как указывалось, при низких температурах разряды распространяются также преимуще-

ственно в направлении диагонали куба, выше $160^{\circ} - 200^{\circ}\text{C}$ направление разрядов резко меняется, следуя здесь уже направлению ребра куба (рис. 352).

Таким образом, в зависимости от вида напряжения, полярности и температуры, разряды могут следовать всем трем простейшим направлениям кубической решетки.

Точно так же как в каменной соли и в других кристаллах разряды оказываются ориентированными. В кристаллах кубической системы, как например сильвине (KCl) и флуорите (CaF_2), опять встречаются те же направления, как в каменной соли: именно плоскостная и объемная диагональ и ребро куба. В кристаллах другой

кристаллической системы, в связи с измененной структурой, встречаются уже новые направления. Микрофотографии кристалла кальцита (CaCO_3) со следами разрядов приведены на фот. 353. Разряды, как оказывается, здесь следуют направлению элементарного ромбоэдра.

Исходя из имеющегося опытного материала, мы можем вывести следствие, что разряды, по крайней мере при низких температурах, распространяются, в случае ударных напряжений, в кристаллах в тех направлениях, в которых в пределах элементарного объема решетки (куба, ромбоэдра) расстояние между ионами наибольшее. Следует отметить, что явление направленности разрядов может быть наблюде-
но не только в гетерополярных кристаллах, имеющих ионную решетку, но и в гомополярных кристаллах, обладающих атомной или молекулярной решеткой, например в сере, нафталине, тростниковом сахаре.

Длина разряда при положительном и отрицательном импульсе ока-

зывается различной. Так например в каменной соли при одинаковой форме импульса разряд при положительном ударе оказывается примерно на 50% длиннее, чем при отрицательном импульсе. В других кристаллах, как например в барите (BaSO_4), наоборот, разряд при отрицательном острие длиннее, чем при положительном. Возможно, что это явление должно быть поставлено в связь со знаком иона, обладающего в данном кристалле большей подвижностью. Так например в каменной соли более подвижным является положительный ион, в то время как в барите ион бария вероятно является менее подвижным, чем отрицательный ион и во всяком случае много менее подвижен, чем ион натрия.

При высоких температурах в кристаллах обнаруживается еще одно новое явление, именно рост так называемых дендритов. Явление это тщательно изучено Синельниковым и его сотрудниками [215]. Процесс роста дендритов может быть хорошо наблюден в таких кристаллах, как каменная соль, при

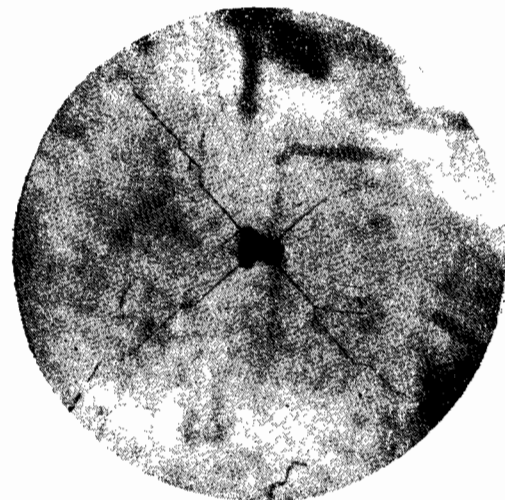


Рис. 350. Фотография неполного пробоя каменной соли при импульсах. Положительное острие. Вид сверху в направлении поля.

Увеличено в 10 раз.

(По Вальтеру и Инге).

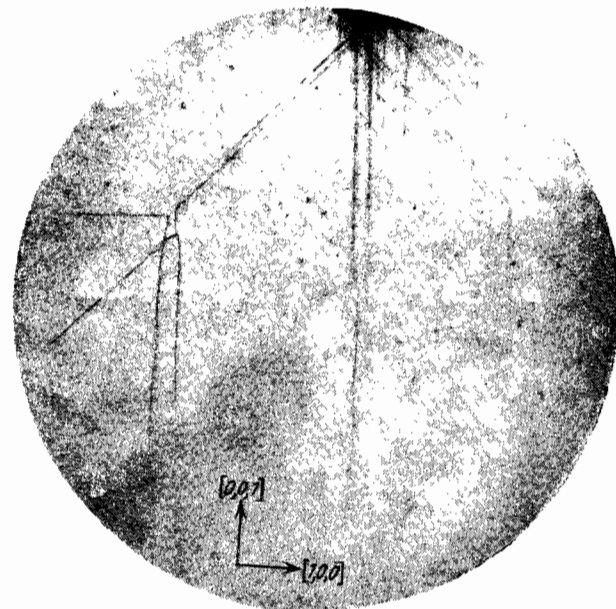


Рис. 351. Фотография неполного пробоя каменной соли при импульсах при 450°C . Положительное острие.

Увеличение в 10 раз.

По Вальтеру и Инге).

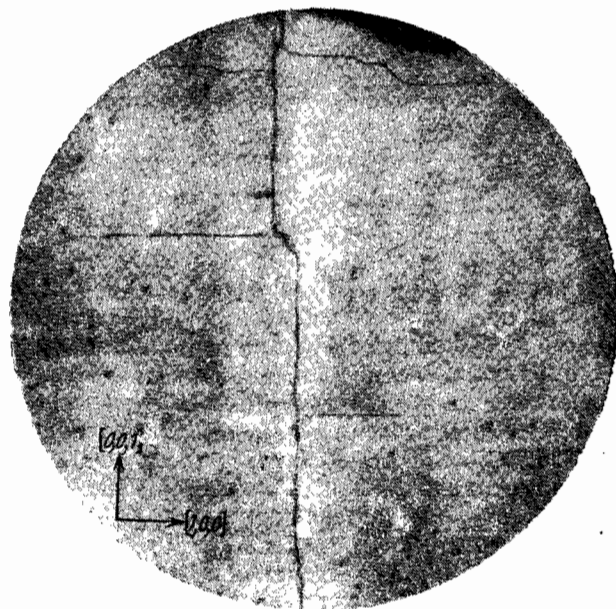


Рис. 352. Фотография неполного пробоя каменной соли при импульсах при 350°C . Отрицательное острие.

(По Вальтеру и Инге).

температурах, превышающих 350°C , следует только озаботиться тем, чтобы создать резкую начальную неоднородность поля.

Если в кристалл каменной соли толщиной 5—10 мм, нагретый до 400°C , вдавить в виде электрода иглу и приложить постоянное напряжение порядка 8—10 kV, то в случае, если игла отрицательна, можно наблюдать следующее явление: через 10—15 минут после приложения напряжения около острия образуется сначала небольшое фиолетовое облако, которое быстро распространяется по направлению к другому электроду. Во время роста этого облачка в кристалле на-

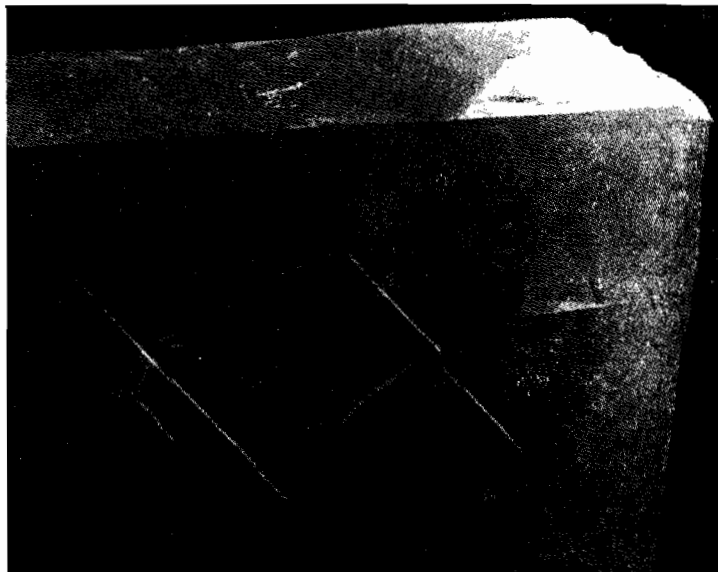


Рис. 353. Фотография неполного пробоя кальцита при импульсах.

Увеличено в 5 раз.

(По Вальтеру и Инге).

блюдаются красноватые вспышки. Если вынуть кристалл и рассмотреть его при слабом увеличении, он оказывается весь пронизанным тонкими фиолетовыми нитями, являющимися теми путями, по которым шел преимущественно электролиз и отлагался коллоидальный натрий. Красноватые вспышки вызваны тем, что нити из натрия при достаточно большом токе перегорают. Отдельные нити, как это видно из рис. 354, в большинстве случаев кристаллографически ориентированы, а именно вдоль ребер элементарного куба, т. е. по тому направлению, по которому происходит рост разрядов при неполном пробое на импульсах при тех же температурах и той же полярности.

В случае положительного острия при постоянном напряжении роста дендритов не наблюдается, за исключением того случая, когда применяется свинцовое острие. Это явление отсутствует также и при переменном напряжении,

Вне всякого сомнения рост дендритов является ориентированным

электролизом кристалла, причем по пути, по которому шел электролиз, выделяются продукты электролиза, например в случае каменной соли—натрий. В виду того, что при отрицательном острие и высоких температурах направление роста дендритов и разрядов при неполном пробое совпадают, возникает вопрос, не являются ли эти два процесса тождественными, т. е. не заключается ли рост разрядов при неполном пробое в своеобразном электролизе. Целый ряд фактов делает однако это предположение мало вероятным, так например в случае каменной соли рост разрядов при неполном пробое более резко выражен при положительном острие, в то время как роста дендритов при положительном острие вообще не наблюдается. Кроме того неполный пробой хорошо наблюдается и при комнатной температуре, при которой роста дендритов не удастся обнаружить. Наконец температура лишь мало сказывается на длине разрядов при неполном пробое: при переходе от комнатной температуры к 400°C имеется лишь 2—3-кратное удлинение путей разрядов. В этом же температурном интервале проводимость меняется в десятки тысяч раз. Мало вероятно, что процесс электролиза, связанный с проводимостью кристалла, мог бы протекать примерно одинаково при комнатной температуре и 100°C . Вернее всего, что рост дендритов следует рассматривать как частный случай неполного пробоя, при котором распространение дендрита обуславливается высокой напряженностью поля у вершины нити. При таком предположении становится также понятным, почему направление роста дендритов и разрядов при неполном пробое в кристаллической среде могут совпадать.

Попытки объяснить теоретически направленность разрядов в кристаллах была сделана Хиппелем [213]. На теоретических соображениях Хиппеля мы остановимся в шестой главе этой части, в которой будут обсуждаться теории пробоя твердых диэлектриков.

§ 28. Последовательный пробой. Изучение неполной формы пробоя позволило сделать дальнейшие шаги в понимании явлений, ведущих к полному пробое диэлектриков и в частности привело, как мы видели, к заключению о возможности последовательного пробоя, как образующегося из ряда следующих друг за другом неполных пробоев. Переход к полному пробое, как к результату ряда неполных пробоев,



Рис. 354. Фотография дендрита в каменной соли при постоянном напряжении при 450°C .

(По Вальтеру и Инге).

возможен очевидно только тогда, когда изменения, вызванные в диэлектрике каждым неполным пробоем, полностью или частично сохра-



Рис. 355. Фотография пути разряда в каменной соли после 6-го удара.
(По Вулу).

няются в промежутке между следуемыми друг за другом неполными пробоями. Только в последнем случае каждый последующий неполный пробой продолжает разрушительное действие предыдущего, что при достаточном числе неполных пробоев в результате приводит к полному пробое.

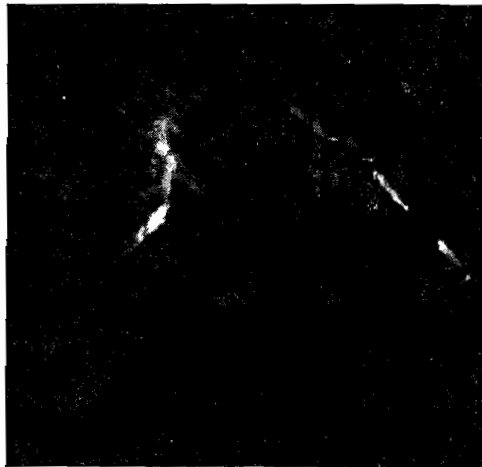


Рис. 356. То же, что рис. 355 после 16-го удара.
(По Вулу).

Абстрактно можно представить себе как противоположности два рода диэлектриков: первые — в которых происходит регенерация, полное восстановление прежних диэлектрических свойств после прекращения неполного пробоя (к этой группе диэлектриков приближается, как мы видели, стекло). Вторые, — в которых все изменения, происшедшие при неполном пробое, после прекращения его полностью сохраняются (к этой группе приближаются кристаллы). Для первого рода диэлектриков переход от неполного пробоя к полному был бы невозможен, для второго — возможен. При исследовании реальных диэлектриков обнаружено значительное многообразие

в отношении степени регенерации последствий неполных пробоев и наложения остаточных изменений.

Развитие последовательного пробоя из отдельных неполных пробоев можно непосредственно наблюдать на каменной соли, пробивая ее на импульсах при краевых разрядах.

На рис. 355, 356, 357 показаны следы разрядов каменной соли: а) при 6, б) при 16 и в) при 26 ударах на одинаковом напряжении. С каждым последующим неполным пробоем разряды все глубже въедаются в диэлектрик, пока при каком-либо ударе не происходит сопровождаемый яркой вспышкой полный пробой его.

а) Зависимость пробивного напряжения от числа импульсов. Как в прозрачных, так и в непрозрачных диэлектриках мы можем судить о наличии последовательного пробоя и характере его протекания по зависимости между числом ударов (импульсов) и напряжением, при котором после данного числа ударов наступает пробой. Эта зависимость была исследована одним из авторов [216] на ряде диэлектриков.

Типичный диэлектрик, в котором пробивные напряжения от числа

ударов зависят весьма мало, представляет, как указывалось в § 26, стекло. Так, например, пластинки стекла, толщиной 3,5 мм, пробивались на импульсах длительностью $6 \cdot 10^{-7}$ сек. в трансформаторном масле при 63—67 kV, при числе ударов около 10. Если же напряжение снижалось до 59 kV, то пробой пластинок при этом напряжении не происходил и при числе ударов свыше 1000, несмотря на то что после каждого удара можно было наблюдать следы неполного пробоя.

С уменьшением длительности импульсов пробивные напряжения повышались, но оставалась малая зависимость их от числа ударов.

Значительно резче, чем в стекле, обнаруживается зависимость пробивных напряжений от числа ударов у каменной соли. В табл. 50 приведены значения пробивных напряжений и соответствующие им средние числа ударов для двух толщин кристаллов (см. стр. 460).

Еще резче, чем в каменной соли, зависимость пробивных напряжений от числа ударов выражена у досок, прессованных из баккелизированной бумаги. Соответствующие данные для двух сортов досок приведены на рис. 358 и 359.



Рис. 357. То же, что рис. 355 после 26-го удара.
(По Вулу).

Таблица 50.

Пробивные напряжения в зависимости от среднего числа ударов для каменной соли на импульсах длительности $6 \cdot 10^{-7}$ сек.

Пробивное напряжение kV	Среднее число ударов	
	Толщина 7,8 мм	Толщина 8,5 мм
59	160	1100
67	26	55
70	7	13

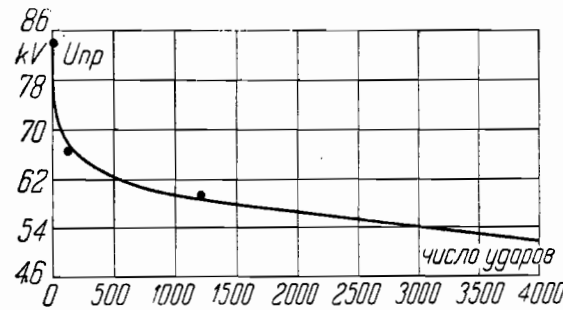


Рис. 358. Зависимость пробивного напряжения от числа ударов при импульсах для бакелитовых досок. (По Вулу).

Как видно из рис. 358, увеличивая число ударов до нескольких тысяч, можно снизить пробивные напряжения в два раза по сравнению с небольшим числом ударов. При нескольких сотнях ударов (около 500 ударов) пробивные напряжения снижаются до 0,66 своей начальной величины, соответствующей малому числу ударов.

На значительную зависимость пробивных напряжений от числа ударов для прессованных досок было указано ранее Хальбахом. Хальбах сначала прилагал напряжение, равное 50% от нормального пробивного и затем в одном случае повышал напряжение через каждые два удара на 2 kV, в другом случае через 500 ударов на 2 kV. Во втором случае пробивные напряжения составляли $\frac{2}{3}$ тех, которые получались в первом случае.

Зависимость пробивных напряжений от числа ударов для слюды приведены на рис. 360. При нескольких сотнях ударов пробивное напряжение снижалось до 24,5 kV. Данные для миканита приведены на рис. 362. Ана-

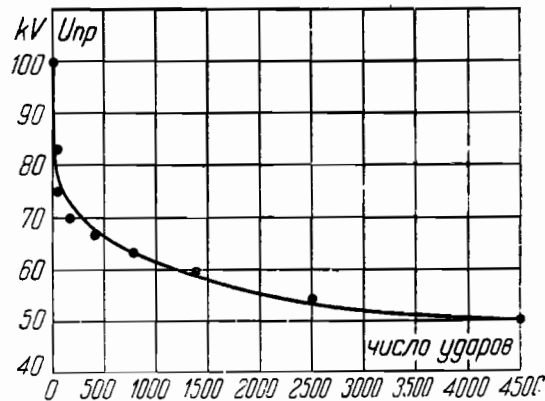


Рис. 359. То же, что рис. 358 для другого сорта бакелитовых досок. (По Вулу).

логичные данные для проваренной в трансформаторном масле кабельной бумаги, для 6 слоев, толщиной 0,18 мм каждый, приведены на рис. 361. Пробивное напряжение составляло 83 kV при 3—5 ударах и снижалось до 44,5 kV (т.е. до 54% первого значения) при 2000—3000 ударах.

б) Развитие последовательного пробоя. В тех случаях, когда имеется заметная зависимость пробивных напряжений от числа импульсов, происходит с возрастанием числа ударов прогрессирующее ухудшение материала. Это можно обнаружить, определяя пробивные напряжения на низкой частоте для

а) образцов, не подвергавшихся действию импульсов,

б) образцов, подвергавшихся действию импульсов, но недостаточных по количеству, чтобы вызвать полный пробой.

Для последних образцов пробивные напряжения лежат намного ниже, чем для первых.

Ход развития последовательного пробоя легко проследить при пробое слоев кабельной бумаги. После нескольких повторных импульсов, сопровождаемых краевыми разрядами, на слоях у краев электродов пути разрядов становились заметными в виде более светлых на фоне бумаги следов. С возрастанием числа ударов следы переходили на следующие, не прилегающие непосредственно к электроду, слой. В местах, испещренных следами разрядов, значительно снижалась электрическая прочность бумаги. Это могло быть показано следующим опытом. Не-

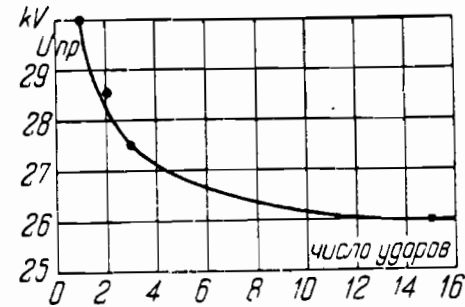


Рис. 360. Зависимость пробивного напряжения от числа ударов при импульсах для слюды. (По Вулу).

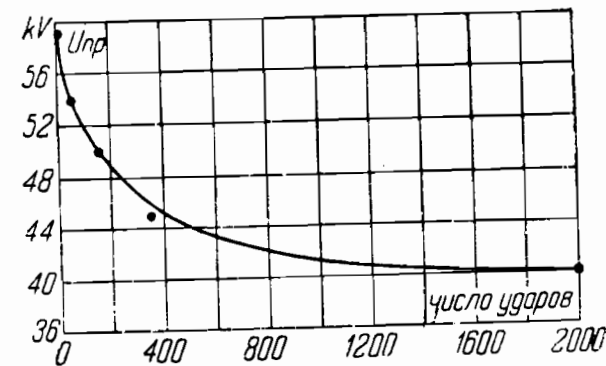


Рис. 361. То же, что рис. 360 для пропитанной кабельной бумаги. (По Вулу).

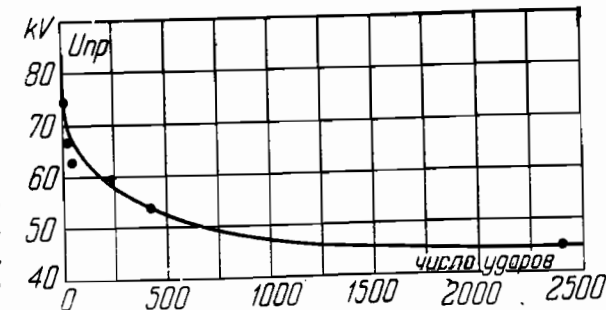


Рис. 362. То же, что рис. 360 для миканита. (По Вулу).

сколько слоев бумаги подвергались небольшому числу ударов на импульсах при напряжении, соответствующем пробивному при нескольких сотнях ударов. Слои бумаги, в которых были видны следы разрядов, пробивались затем при переменном напряжении 50 Н и при постоянном напряжении в местах, затронутых и не затронутых разрядами. Соответственные значения пробивных напряжений приведены в табл. 51.

Таблица 51.

Пробивные напряжения в kV пропитанной кабельной бумаги, толщиной 0,18 мм, неподверженной и подверженной действию разрядов. Среда — трансформаторное масло.

Пробивное напряжение в kV; постоянное напряжение		Пробивное напряжение в kV; переменное напряжение 50 Н	
Без следов разрядов	Со следами разрядов	Без следов разрядов	Со следами разрядов
28	13,5	15,5	7,5
20,3	11,2	17,5	7,0
21,5	11,2	17,5	8,5
17,7	9,0	17,5	10,0
18,5	11,2	19,0	11,5
25,5	13,5	16,0	8,5

Из приведенных данных следует, что развитие последовательного пробоя кабельной бумаги сопровождается постепенным перерождением бумаги под действием электрических разрядов.

Последовательной пробой пресованных досок протекал в общем так же, как и кабельной бумаги. На наличие химических реакций при повторных ударах указывало значительное газообразование, вызываемое разрядами. Но помимо химических изменений в отличие от кабельной бумаги в случае досок происходило также механическое разьедание поверхности.

Не редко замечаемое фиолетовое окрашивание при пробое каменной соли, указывающее на наличие коллоидного натрия, свидетельствует о том, что химическим действием разрядов нельзя пренебрегать и при рассматривании развития пробоя каменной соли.

В тех же случаях, когда зависимость пробивных напряжений от числа ударов мало заметна, как например для стекла, изменения материала, происходящие при неполных пробоях, мало влияют на его пробивные напряжения. Последние, определяемые при низкой частоте, почти одинаковы для свежих образцов и образцов, подвергавшихся действию ударов и имеющих следы неполного пробоя.

Последовательный пробой возможен не во всех диэлектриках, а в тех, где возможен, не обязателен. При достаточном напряжении пробой может произойти сразу. Только если напряжение недостаточно для полного пробоя и в диэлектрике происходит необратимое ухудшение его свойств — развивается последовательный пробой.

Верным признаком, указывающим на прогрессивное ухудшение материала, служит снижение пробивных напряжений с ростом числа ударов. Но, чтобы обнаружить это явление, как видно из приведенных данных, необходимо оперировать с достаточным числом импульсов. Если же оставаться в пределах нескольких десятков импульсов и соответственно в весьма узких пределах изменения пробивного напряжения, то в виду разбросанности отдельных значений тенденция снижения пробивных напряжений может ускользнуть от наблюдения и привести к недооценке влияния числа ударов и неверным обобщениям. Так, например, неправилен вывод Иоста [204], что только при первых ударах (до 20 ударов) пробивное напряжение понижается, при дальнейшем увеличении числа ударов понижение очень мало.

Подчеркивая значение химических процессов при пробое ударными напряжениями, необходимо указать на несостоятельность предположения о суммировании теплового действия отдельных ударов.

На пресованных досках — наиболее типичном материале, для которого при комнатной температуре уже часто наблюдается тепловой пробой, зависимость пробивных напряжений от времени воздействия начинается только при длительностях порядка секунд. Зависимость же пробивных напряжений от числа ударов, как мы видели, наступает при нескольких десятках ударов и резко уже выражена при нескольких сотнях, при этом общая длительность воздействия напряжения только порядка 10^{-4} — 10^{-3} сек.

Механические повреждения диэлектрика, образование в нем трещинок, каналов при неполных пробоях могут также привести во многих случаях к полному пробую диэлектрика.

с) Краевые разряды при последовательном пробое. Неполный пробой и сопровождающие его остающиеся изменения в диэлектрике, нарастание которых приводит к полному пробую, чаще всего вызываются местными перенапряжениями электрического поля в диэлектрике, возникающими в первую очередь из-за краевых разрядов. Устранение последних весьма затрудняет развитие последовательного пробоя.

Из испытанных материалов наиболее чувствительными к действию последовательных разрядов, как мы видели, оказались пресованные доски. При напряжении 70 kV пластинки пробивались в трансформаторном масле примерно при 170 — 240 ударах. Для устранения разрядов пластинки из того же материала испытывались в хлоробензоле — жидкости, обладающей диэлектрическим коэффициентом значительно большим, чем трансформаторное масло. При том же напряжении в 70 kV разрядов у краев электродов не было и пластинки выдерживали около 2500 ударов без всяких видимых следов каких бы то ни было повреждений, в то время как при таком же числе ударов в трансформаторном масле такие пластинки пробивались примерно при 54 kV. При напряжениях, превышающих 70 kV, появлялись краевые разряды и наступал пробой при числе ударов, обычно несколько большем, чем при равных напряжениях в трансформаторном масле.

Если пластинки подвергать ударным напряжениям в воде, представляющей, ввиду своего высокого диэлектрического коэффициента, хорошее средство для устранения краевых разрядов на импульсах,

то при напряжениях значительно превышающих 100 kV — напряжении, при котором пробой в трансформаторном масле наступает на первом ударе, пластинки выдерживали многократные удары без всякого вреда. Пробивая прессованную баккелизованную бумагу в условиях близких к однородному полю при устранении краевых разрядов, Грюневальд [217] нашел, что пробой происходил на 1—7 ударе при достижении определенного напряжения, вне зависимости от числа ударов, которым подвергался образец при более низких напряжениях. Также и на галалите в однородном поле Мердер [218] и Мейейр. [218a] нашли, что пробой происходил обычно при первом ударе, когда достигалось соответствующее напряжение. При этом пробивные напряжения не зависели от того, подвергался или не подвергался образец ударам при напряжении более низком чем пробивное.

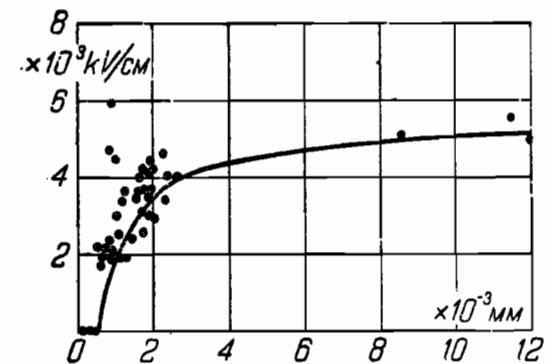


Рис. 363. Зависимость пробивной напряженности от толщины для тонких слоев ацетил-целлюлозы при постоянном напряжении. (По Федорову).

ние возрастает пропорционально толщине (ср. рис. 296, 297 и 299). Пробивная напряженность поля является таким образом величиной постоянной, не зависящей от толщины диэлектрика.

Значительный интерес представляет вопрос, оправдывается ли эта зависимость и при весьма малых толщинах диэлектриков, порядка микрона (10^{-3} мм). Если считать, что электрический пробой твердых диэлектриков обусловлен ударной ионизацией, то следовало бы ожидать, по аналогии с газами, значительного „упрочнения“ диэлектрика в тонких слоях. Пробивная напряженность поля должна была бы вырастать при уменьшении толщины. Можно было также думать, что в тонких слоях особенно сильно будут сказываться на пробивных напряжениях структурные особенности диэлектрика.

а) Пробой лаков, стекла и слюды в тонких слоях. Наиболее важным в практическом отношении диэлектриком, который часто применяется в тонких слоях, являются лаки.

Детальное изучение зависимости пробивного напряжения разнообразных лаковых пленок от толщины было произведено группой сотрудников Физико-технического института. На рис. 363 приведена зависимость пробивной напряженности от толщины для ацетил-цел-

Таким образом устранение краевых разрядов может стать радикальным средством в борьбе против последовательного пробоя, за значительное повышение использования электроизолирующих материалов.

§ 29. Пробой твердых диэлектриков в тонких слоях. В § 23 этой главы подробно разбирался вопрос о зависимости пробивного напряжения от толщины диэлектрика и было показано, что в однородном электрическом поле пробивное напряже-

ние лаковой пленки в случае постоянного напряжения и однородного электрического поля. При толщинах больших 0,02 мм пробивная напряженность, как и в случае других твердых диэлектриков, мало зависит от толщины d , имея тенденцию несколько понижаться при увеличении d . В области малых толщин наблюдается снижение пробивной напряженности при уменьшении толщины, сначала медленное, потом все более и более быстрое. Аналогичную картину дали и все другие лаки, как нанесенные на металл, так и испытанные в виде свободных пленок.

Понижение электрической прочности лаковых пленок при малых толщинах связано, повидимому, с их структурой. Именно лаковые пленки, как правило, получаются из раствора. Улетая, растворитель оставляет в лаковой пленке поры, из-за которых тонкая лаковая пленка может оказаться дырявой. Естественно, что электрическая прочность такой дырявой пленки и должна быть очень низка. Кроме того все лаковые пленки являются более или менее пластичными. При наложении напряжения между электродами могут получиться значительные силы притяжения. Тонкая пленка может оказаться раздавленной электродами.

Вопрос о пробое стекла в тонких слоях был детально изучен А. П. Александровым [219]. Полученные им данные приведены в табл. 52.

Таблица 52.

Зависимость пробивной напряженности в 10^6 В/см от толщины для тонких слоев стекла.

Сорт стекла	Толщина в 10^{-4} см (μ)					
	0,6—1	1—2	2—3	3—5	5—7	7—10
Ритинг № 23	4,82	4,79	4,81	4,83	4,80	4,79
Дружная горка № 16	3,78	3,82	3,81	3,78	3,79	3,60
Многосвинцовое III В	4,71	4,81	4,69	4,90	4,68	4,65
Шоттовское стекло	—	3,92	3,84	3,88	3,80	3,82
Молибденовое стекло № 100 Дружной горки	5,11	—	5,05	5,21	5,16	5,12

Данные эти соответствуют постоянному напряжению, быстро повышаемому, и поверхности электрода около 5 мм². У тех же стекол при толщинах порядка 0,1 мм наблюдаются пробивные напряженности порядка $3 - 4 \times 10^6$ В/см. Таким образом прочность стекол в тонких слоях оказывается на 25—30% большей, чем в толстых. Эффект этот однако легко может быть объяснен вторичными явлениями и отнюдь не подтверждает ожидаемое упрочнение, тем более, что в области малых толщин (ср. табл. 52) повышения прочности при увеличении толщины не наблюдается.

Аналогичные закономерности наблюдаются и в случае слюды, для которой при толщинах порядка 10^{-4} см получаются пробивные напряженности порядка $10 - 12 \times 10^6$ В/см, близкие к тем, которые соответствуют большим толщинам (ср. рис. 299).

Таким образом эффект упрочнения в тонких слоях, который можно было ожидать на основании теоретических соображений, пока экспериментально еще с достаточной достоверностью не обнаружен. Следует впрочем отметить, что произведенные до настоящего времени измерения простирались вниз лишь до толщин в несколько десятых микрона ($0,5 \times 10^{-3}$ мм). Не исключена возможность, что при еще меньших толщинах эффект упрочнения будет найден.

б) Оксидные пленки. В последнее время все большее и большее применение получают в технике тонкие пленки из непроводящих окислов металлов, так называемые оксидные пленки. Так например, если погрузить в надлежащим образом подобранный электролит (раствор буре, щавелевую кислоту, серную кислоту), тщательно очищенную алюминиевую пластинку и какой-либо второй электрод и приложить к электродам напряжение, используя алюминиевую пластинку в качестве анода, то на ней образуется слой Al_2O_3 , толщина которого будет зависеть от длительности и режима электролиза. Слой этот состоит из тонкой (порядка 1μ и меньше) сплошной подстилки и лежащей поверх его пористой массы, пронизанной большим количеством каналов. Пробивное напряжение этого слоя при толщине порядка $10-20 \mu$ составляет для сухой пленки до 3000 V .

Аналогичные оксидные пленки могут быть получены и на ряде других металлов (Sb, Bi, W, Zr, Zn, Mg). Хотя изоляция из оксидных пленок и может быть пока применена лишь в случае низких напряжений, тем не менее она представляет значительный интерес, являясь достаточно прочной в электрическом отношении и обладая весьма высокой температурной устойчивостью (свыше 300°).

Исследованию оксидных пленок посвящен ряд работ. Мы остановимся здесь на работах Гюнтершульце [220], так как в них затронут важный для нас вопрос об электрической прочности тонких слоев изолирующих материалов. Толщина слоя определялась по емкости и по интерференционным цветам. Зная емкость и цвет пленки, можно было определить диэлектрический коэффициент и толщину. Данные измерений Гюнтершульце приведены в табл. 53, в которой сопоставлены для пленок из разных металлов толщина, диэлектрический коэффициент и пробивная напряженность, измеренная при постоянном напряжении.

Таблица 53.

Электрическая прочность тонких оксидных пленок.

Металл	Оксид	Толщина в μ	Диэлектри- ческий ко- эффициент	Пробивная напряжен- ность
Тантал	Ta_2O_5	0,082	11,6	$12,2 \times 10^8$
Висмут	Bi_2O_3	0,183	18,1	$2,18 \times 10^8$
Сурьма	Sb_2O_4	0,164	9,7	$3,39 \times 10^8$
Вольфрам	WO_3	0,077	22,7	$10,4 \times 10^8$
Алюминий	Al_2O_3	0,580	12,0	$5,87 \times 10^8$
Циркон	ZrO_2	0,125	9,7	$3,39 \times 10^8$

Таким образом в тонких оксидных пленках могут быть наблюдаемы довольно высокие пробивные напряженности.

Глава VI.

ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ.

Основные закономерности, к которым мы пришли при рассмотрении экспериментального материала, касающегося вопроса об электрическом пробое твердых диэлектриков, это следующие:

1) в случае толщины диэлектрика, превышающей $0,01 \text{ мм}$ в полях, не являющихся резко неоднородными, пробой происходит тогда, когда напряженность поля достигает некоторого критического значения;

2) при пробое в неоднородном электрическом поле может наблюдаться заметный эффект полярности;

3) скорость распространения разряда достигает в однородном поле 10^8 см/сек .

Теория электрического пробоя, во-первых, должна дать правильное, хотя бы по порядку величины, значение критической напряженности, иными словами, объяснить факт нарушения электрической прочности диэлектрика при данном поле и кроме того объяснить, как начавшееся разрушение распространяется дальше в однородных и неоднородных электрических полях.

Мы уже указывали на то, что при теоретическом истолковании процесса нарушения электрической прочности можно исходить из двух возможностей, именно ударной ионизации и разрыва кристаллической решетки. Рассмотрим обе эти возможности отдельно, причем начнем с теории разрыва.

§ 30. Разрыв молекулы и кристаллической решетки электрическим полем. Предположим, что кристаллическая решетка вещества вполне однородна и построена из отдельных положительных и отрицательных ионов, сидящих в узлах решетки. Такого рода структурой обладают многие кристаллы, простейшим представителем которых является кристалл каменной соли $NaCl$ (рис. 366). В нормальных условиях ионы удерживаются на своих местах электрическими силами взаимодействия. При наложении внешнего поля эти ионы будут стремиться переместиться: положительные ионы в одну, отрицательные ионы в другую сторону. Если электрическое поле мало, то и перемещение будет незначительно, и после прекращения действия поля ионы вернутся на свои места. Деформация кристалла будет упругой. Если же поле велико, то перемещение ионов может стать столь значительным, что прежнее равновесное положение уже не будет достигнуто. Равновесие кристаллической решетки оказывается нарушенным; кристалл может считаться пробитым.

Вопрос о разрыве кристаллической решетки электрическим полем был теоретически подробно разработан Роговским [221]. В дальнейшем мы будем придерживаться его изложения. При решении этой задачи удобнее не начинать сразу с самого общего случая, а сначала рассмотреть это явление на случае одной молекулы, состоящей из двух ионов противоположных знаков. В этом частном случае вычисления оказываются значительно более простыми и могут быть приведены с достаточной строгостью до самого конца. Общая

же закономерность пробоя, которая для нас как раз важна, для молекулы и для целой решетки оказывается примерно одной и той же.

а) Разрыв отдельной изолированной молекулы. Пусть молекула составлена из двух ионов (рис. 364) положительного (например Na) и отрицательного (например Cl). Расстояние между ионами положим равным r . Ионы эти будут притягиваться с силой

$$f = \frac{q^2}{r^2}, \quad (205)$$

где q — элементарный электрический заряд, равный $4,77 \times 10^{-10}$ абсолютных электростатических единиц. Кроме этой силы взаимного притяжения должна существовать некоторая сила, которая отталкивает ионы друг от друга, не давая им сблизиться. Согласно Борну эти отталкивающие силы происходят из-за взаимодействия наружных электронных оболочек, которые окружают ионы. Ее можно положить равной:

$$f = \beta \frac{q^2 a_0^8}{r^{10}}, \quad (206)$$

где β — некоторая константа (для каменной соли $\beta = 0,29$) и a_0 — постоянная решетки, т. е. минимальное расстояние между

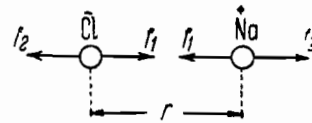


Рис. 364.

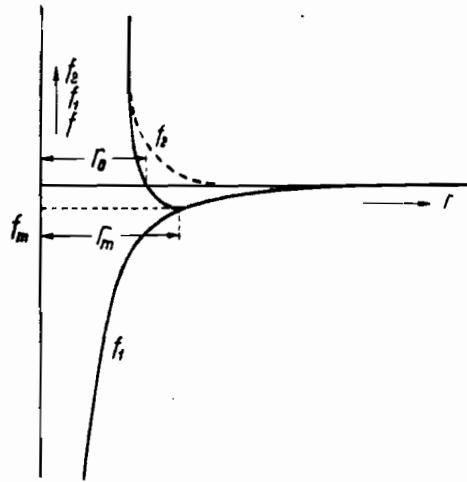


Рис. 365.

ионами в кристаллической решетке того же вещества (в случае кристалла NaCl $a_0 = 2,8 \times 10^{-8}$ см). Сила f_2 очень быстро убывает при увеличении r и при больших расстояниях между ионами может быть совсем отброшена. При малых расстояниях, наоборот, сила f_2 может стать очень большой. Очевидно, что в равновесном состоянии обе силы должны уравновешивать друг друга, т. е.

$$\frac{q^2}{r_0^2} = \beta \frac{q^2 a_0^8}{r_0^{10}}, \quad (207)$$

через r_0 здесь обозначено расстояние между ионами в равновесном положении.

Решая ф-лу (207) относительно r_0 , мы получаем для него значение:

$$r_0 = a_0 \sqrt[8]{\beta} \quad (208)$$

Зависимость силы f_1 и f_2 от r нанесена графически на рис. 365. Отталкивающей силе f_2 мы приписываем знак $+$, притягивающей

силе знак $-$. Сплошной жирной чертой обозначена равнодействующая сила $f = f_2 - f_1$. Она равна нулю при $r = r_0$. Если поместить молекулу в электрическое поле, направленное так, чтобы оно раздвигало ионы, то расстояние между ионами возрастает. Равнодействующая сила f при этом по своему абсолютному значению также увеличится. По знаку она будет отрицательной, т. е. будет стремиться сблизить ионы, вернуть их к их первоначальному расстоянию. Новое равновесное положение при наличии поля будет достигнуто тогда, когда эта равнодействующая сила сделается по своему абсолютному значению равной силе, с которой действует электрическое поле. Из рис. 365 видно, однако, что сила f при увеличении расстояния не возрастает неограниченно, а лишь до некоторого максимума f_m , которое она достигает при $r = r_m$ и после которого она опять начинает убывать. Если сила, с которой действует поле, превосходит это максимальное значение f_m , то равновесие невозможно, и молекула оказывается разрушенной.

Максимальное значение равнодействующей силы:

$$f = 3 \frac{q^2 a_0^8}{r^{10}} - \frac{q^2}{r^2} \quad (209)$$

можно найти, приравняв ее производную по r нулю:

$$\frac{df}{dr} = - \frac{10 \beta q^2 a_0^8}{r_m^{11}} + \frac{2q^2}{r_m^3} = 0, \quad (210)$$

Для критического расстояния r_m получается согласно ф-ле (210) значение:

$$r_m = \sqrt[8]{5\beta} a_0 \quad (211)$$

для максимальной силы

$$f_m = - \frac{0,8q^2}{\sqrt[4]{5\beta} a_0^2}. \quad (212)$$

Силу, с которой действует поле, можно положить равной:

$$F = qE, \quad (213)$$

где E — напряженность поля. Условием разрыва молекулы будет:

$$qE \geq f_m \quad (214)$$

или

$$E \geq \frac{0,8q}{\sqrt[4]{5\beta} a_0^2}. \quad (215)$$

Если произвести вычисление для молекулы каменной соли, для которой $\beta = 0,29$ и $a_0 = 2,8 \times 10^{-8}$, то для „пробивной“ напряженности получается значение:

$$E_{\text{пр}} = 4,3 \times 10^5 \text{ CGSE} = 1,3 \cdot 10^4 \text{ kV/см.} \quad (216)$$

Полученное нами значение можно, однако, считать преувеличенным. Мы считали, что ионы, из которых состояли молекулы, неподвижны. Это справедливо лишь для температур, близких к абсолютному

нулю. При обычных температурах молекулы колеблются вокруг положения равновесия, причем энергия этого колебательного движения возрастает пропорционально абсолютной температуре.

Если считать, что ионы неподвижны, то работа, необходимая для разрыва молекулы, равна площади, ограниченной осью абсцисс и частью кривой f (рис. 365), лежащей ниже оси абсцисс. Пусть эта работа равна W_0 . Если ионы колеблются и обладают запасом энергии W_1 , то для разрыва нужно уже затратить работу не W_0 , а $W_0 - W_1$. В соответствии с этим для разрыва будет достаточно напряженность меньшая, чем та, которую мы вычислили выше. Вычисления Роговского показали однако, что это обстоятельство вносит лишь незначительное изменение в порядок величины пробивных напряжений. Так, в случае каменной соли, при изменении температуры от 0° абс. до 1100° абс. (точка плавления кристалла), пробивная напряженность уменьшается всего в два раза.

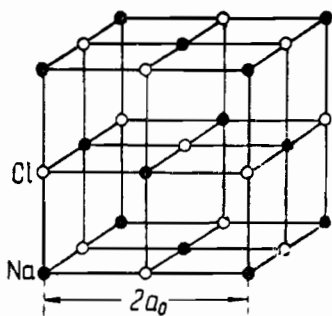


Рис. 366. Кристаллическая решетка каменной соли.

б) Разрыв кристаллической решетки. Равновесное положение иона в кристаллической решетке определяется также, как равновесие ионов в изолированной молекуле, электрическими силами взаимодействия. В случае кристалла приходится однако принимать во внимание не только силы, с которыми действуют друг на друга два соседних иона, но и действие всех окружающих ионов. Расстояние между двумя соседними ионами оказывается поэтому в кристалле несколько большим, чем в молекуле, а именно равным a_0 .

Для нашего теоретического рассмотрения мы возьмем кристалл, имеющий наиболее простую кубическую структуру, именно кристалл каменной соли, решетка которого изображена на рис. 366. Поместим этот кристалл в однородное электрическое поле, которое будем считать направленным вертикально. Положительная (ионы натрия) и отрицательная (ионы хлора) решетки будут подвержены силам, стремящимся их передвинуть относительно друг друга. Если поле невелико и перемещение мало, то после прекращения действия поля решетки вернутся к прежнему взаимному положению — деформация будет упругой. При интенсивных электрических полях и соответствующих им больших взаимных перемещениях ионов может, однако, оказаться, что прежнее равновесное положение уже не будет достигнуто — деформация перестанет быть упругой.

Напряженность поля, при котором будет превзойден предел упругости, может быть вычислена следующим образом. Указанное на рис. 366 взаимное расположение положительной и отрицательной решетки не является единственно возможным. Другое равновесное положение будет то, когда отрицательные ионы будут передвинуты вдоль всех трех осей на $\frac{a_0}{4}$ и окажутся в центрах тех элементарных кубов, из которых решетка первоначально состояла. В этом новом

положении равнодействующая сила, приложенная к каждому иону решеток, опять будет равна нулю. При перемещении решеток из первоначального равновесного положения в новое, равнодействующая сила будет меняться по некоторому закону (рис. 367). Так как она равна нулю в начальном и конечном положении, то где-то посередине она должна иметь максимум. Если внешняя сила, с которой действует поле, превосходит это максимальное значение равнодействующей внутренних сил, то эти внутренние силы уже не могут воспрепятствовать перемещению решеток относительно друг друга и кристалл будет разрушен.

Исходя из этих соображений, Роговский вычислил пробивные напряженности кристалла каменной соли. Они оказались следующими:

1. Пробивная напряженность поля в направлении ребра элементарного куба (направление x, y или z) $E_1 = 290 \times 10^8$ kV/cm;

2. Пробивная напряженность в направлении диагонали грани $E_2 = 190 \times 10^8$ kV/cm;

3. Пробивная напряженность в направлении диагонали куба $E_3 = 150 \times 10^8$ kV/cm.

Эти значения следует, однако, считать преувеличенными. Если принять во внимание, что, во-первых, постоянные решетки не постоянны, а в электрическом поле могут несколько меняться, во-вторых, кроме тех электростатических сил взаимодействия, которые мы до сих пор только и принимали во внимание, между ионами действуют еще силы, вызванные их взаимной поляризацией, то пробивные напряженности уменьшаются приблизительно на 50%. Окончательными значениями следует считать следующие:

$$\begin{aligned} E_1 &= 190 \times 10^8 \text{ kV/cm} \\ E_2 &= 125 \times 10^8 \text{ kV/cm} \\ E_3 &= 100 \times 10^8 \text{ kV/cm} \end{aligned} \quad (217)$$

Кроме пробивных напряженностей представляет еще интерес та работа, которую надо затратить, чтобы разорвать кристалл. Отнесенная к одному иону она равна $2,13 \times 10^{-12}$ эргов. Ее можно считать близкой к той работе, которую нужно совершить, чтобы вырвать один ион из кристаллической решетки. Выраженная в вольтах она оказывается равной:

$$W_{\text{вольт}} = \frac{W_{\text{эрг}}}{q} \cdot 300 = 1,2 \text{ V.} \quad (218)$$

Приведенные выше значения пробивных напряженностей [217] оправдываются, строго говоря, лишь при абсолютном нуле, когда

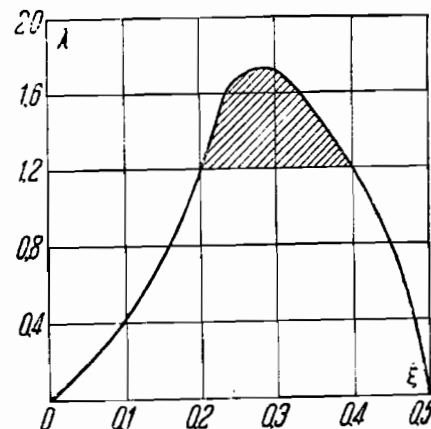


Рис. 367. Зависимость силы F от взаимного смещения x решеток.

$$\lambda = \frac{Fa_0^2}{q^2}; \quad \xi = \frac{x}{a_0}.$$

ионы неподвижны: наличие теплового движения понижает пробивные напряженности, как мы это видели на примере изолированной молекулы. Но также, как и там, тепловое движение и в кристаллах может вызвать лишь незначительную температурную зависимость пробивной напряженности, не меняя порядка его величины.

Теоретическое рассмотрение вопроса о разрыве кристаллической решетки электростатическими силами приводит таким образом к следующим результатам:

1. Пробивная напряженность идеального кристалла оказывается порядка $100 \times 10^3 \text{ kV/см.}$

2. Разрушение происходит при достижении одной и той же напряженности независимо от толщины диэлектрика, пробивное напряжение возрастает поэтому пропорционально толщине образцов.

3. По мере повышения температуры пробивное напряжение убывает, но незначительно.

В толстых слоях диэлектриков наблюдаемые пробивные напряженности не превосходят обычно $3 - 4 \times 10^3 \text{ kV/см}$ и лишь для слюды доходят до 10^4 kV/см. У каменной соли, для которой и производился теоретический расчет, пробой происходит при поле в $2 \times 10^3 \text{ kV/см.}$ Так как вычисленные теоретически пробивные напряженности лежат в несколько десятков раз выше, то вряд ли представляется возможным объяснить явление пробоя разрывом молекулы или решетки.

§ 31. Разрыв диэлектрика электрическим полем с учетом влияния трещинок. При расчете поля, необходимого для разрыва диэлектрика, мы исходим из предположения, что диэлектрик вполне однороден. Вместе с тем весьма вероятно, и в некоторых случаях непосредственно доказано, что диэлектрик содержит слабые места, которые могут разрушаться легче, чем вся остальная среда. Можно попытаться объяснить расхождение между вычисленными в прошлом параграфе пробивными напряженностями и наблюдаемыми именно влиянием слабых мест, которые мы не учли и которые могут значительно снизить теоретические значения. Имеющиеся в диэлектрике слабые места мы будем себе представлять в виде трещинок.

а) Проще всего к этому вопросу подходит Роговский [221]. Предположим, что попавший в такую трещинку ион, несущий заряд q , может ее всю пролететь не сталкиваясь. Пусть глубина трещинки λ и поле направлено вдоль нее. Тогда пролетевший ион приобретает запас энергии:

$$W = q\lambda E. \quad (219)$$

Ударяясь о конец трещинки, ион отдает свою энергию. Если эта энергия достаточна, чтобы вырвать со своего места ион, сидящий в кристаллической решетке, то под влиянием этой ионной бомбардировки длина трещины будет возрастать и может наступить пробой. Условием пробоя будет следовательно:

$$qE\lambda \geq W_0, \quad (220)$$

где W_0 — работа вырывания иона из кристаллической решетки. Подставляя $\lambda = 10^{-5} \text{ см}$ и $W_0 = 2,13 \cdot 10^{-12} \text{ эргов}$, значение, найденное нами в прошлом параграфе, мы получим пробивную напряженность равной:

$$E_{\text{пр}} = 1,34 \times 10^3 \text{ kV/см.} \quad (221)$$

Является мало вероятным, чтобы изложенный выше подсчет Роговского соответствовал действительности. Неправдоподобно, чтобы ион мог пролететь вдоль всей трещинки, не теряя по пути энергии. Кроме того мало вероятно, чтобы в трещинке могло существовать сильное поле. Среда, заполняющая трещинку (например воздух) в электрическом отношении менее прочна, чем сам твердый диэлектрик, вследствие чего она окажется пробитой, т. е. делается проводящей при напряженности меньшей, чем нужно для пробоя диэлектрика. Поэтому в трещинке вряд ли могут существовать те большие поля, о которых говорит Роговский.

б) Более строго к решению этого вопроса подходит Горюхи [222]. Пусть трещинки, содержащиеся в диэлектрике, имеют форму вытянутых эллиптических цилиндров с полуосями λ и ν (рис. 368). Пусть внешнее поле направлено вдоль большой полуоси. Если напряженность поля E достаточно велика, то содержащийся в трещинке газ будет ионизован и трещинка делается проводящей. На внутренней поверхности трещинки будут индуцированы заряды, энергия которых, рассчитанная на единицу длины трещинки (направление z), равна:

$$W_1 = -\frac{1}{8} \varepsilon E^2 \lambda (\lambda + \nu), \quad (222)$$

где ε — диэлектрический коэффициент вещества.

Для полуцилиндра получается добавочная энергия:

$$W = \frac{W_1}{2} = -\frac{1}{16} \varepsilon E^2 \lambda (\lambda + \nu). \quad (223)$$

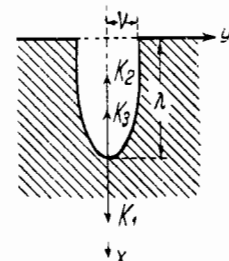


Рис. 368.

Предположим, что трещинка очень узкая, т. е. что $\nu \ll \lambda$, ф-ла (223) приобретает тогда такой вид:

$$W = -\frac{1}{16} \varepsilon E^2 \lambda^2.$$

Энергия трещинки тем меньше, чем больше ее глубина. В электрическом поле на трещинку будет поэтому действовать сила F_1 , стремящаяся ее углубить. Мы можем ее положить равной:

$$F_1 = -\frac{dW}{d\lambda} = \frac{1}{8} \varepsilon E^2 \lambda. \quad (224)$$

Направлена она будет вдоль оси x в положительную сторону. Этой силе будут противодействовать две другие направленные также вдоль оси, но в обратную сторону, именно сила поверхностного натяжения F_2 , которую в случае бесконечно тонкой трещины на единицу длины можно положить равной:

$$F_2 = 2\sigma, \quad (225)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, и упругая сила равная

$$F_3 = F_k \frac{\nu^2}{\lambda}, \quad (226)$$

где через F_k обозначена сила, необходимая для разрыва идеальной

решетки, которую мы вычисляли в прошлом параграфе. Как видно из ф-лы (226), при бесконечно-тонкой трещинке ($v=0$) этой упругой силой можно пренебречь. Трещинка сможет расти лишь в том случае, если равнодействующая сила F будет направлена в положительную сторону, т. е.

$$\frac{1}{8} \varepsilon E^2 \lambda \geq 2 \sigma \quad (227)$$

(силой F_3 пренебрегаем). Если равновесие нарушено и трещинка начинает расти, то электрическая сила, пропорциональная λ , все время будет увеличиваться и нового равновесного состояния поэтому образоваться не может. Трещинка будет неограниченно углубляться, и диэлектрик окажется пробитым. Условием, при котором пробой как раз сделается возможным, будет равенство сил в ф-ле (227)

$$\frac{1}{8} \varepsilon E_{\text{пр}}^2 \lambda = 2 \sigma. \quad (228)$$

Для пробивной напряженности $E_{\text{пр}}$ получается выражение:

$$E_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{16 \sigma}{\varepsilon \lambda}}. \quad (229)$$

Пользуясь ф-лой (229), можно вычислить критическую напряженность для такого диэлектрика, как каменная соль, в которой наличие трещинок является более или менее вероятным. Полагая для каменной соли $\varepsilon = 5$, $\sigma = 150$, $\lambda = 10^{-5}$ см, мы приходим к величине $6,8 \times 10^8$ CGSE или 2×10^8 kV/см, в то время как измеренная критическая напряженность равна также 2×10^8 kV/см. Столь хорошее совпадение является однако случайным, тем более, что в ф-лу (229) у нас входили столь неопределенные величины, как λ , которую мы более или менее произвольно положили равной 10^{-5} см.

Для ряда однородных диэлектриков, заведомо не обладающих трещинками, как например стекло, теория Горовица не применима. Только в резко неоднородных технических диэлектриках, в особенности в тех, которые обладают мелкокристаллической структурой, разрыв диэлектрика электрическим полем в результате местных перенапряжений поля, вызванных неоднородностью структуры, мог бы иметь место.

§ 32. Механизм возникновения и распространения разрядов в твердых диэлектриках. Условия, при которых возникает разряд и при которых раз возникший разряд распространяется дальше, могут быть существенно различными. Допустим, что формы образца и электродов таковы, что поле перед пробоем может считаться однородным. Когда, при повышении напряжения, напряженность поля приближается к ее предельному для данного диэлектрика значению, начинает развиваться процесс пробоя. Возможно, что в его начальной стадии он более или менее равномерно развивается во всем объеме, однако скоро после начала он начинает концентрироваться в отдельных местах. Возникает разряд, распространяющийся внутрь диэлектрика. Поле этого разряда уже резко отличается от первоначального, однородного. У вершины разряда, представляющего как бы

электрическую иглу, вонзающуюся внутрь диэлектрика, напряженность поля очень велика и может во много раз превосходить напряженность начального поля. Таким образом для распространяющегося разряда уже совсем не характерна „предельная напряженность“ поля. Величина предельной напряженности определяет лишь условие возникновения разряда.

Величина предельной напряженности может быть вычислена из значений пробивных напряжений, соответствующих однородному электрическому полю. В этом случае, как показывают осциллограммы, пробой происходит в тот момент, когда напряженность поля становится равной предельной.

Наоборот, процесс распространения разряда удобнее всего наблюдать в образцах диэлектриков, имеющих значительную толщину в условиях резко неоднородного электрического поля. Характерным примером процесса распространения разрядов может служить подробно разобранный нами явление неполного пробоя (ср. § 26). Поскольку у поверхности диэлектрика, в месте соприкосновения с электродом, даже в „однородном“ поле всегда могут возникнуть местные перенапряжения поля, процесс пробоя обычно начинается у поверхности и оттуда вьедается внутрь диэлектрика.

а) Механизм возникновения разряда. Мы видели, что для разрыва молекулы или кристаллической решетки диэлектрика требуется поле порядка 100×10^8 kV/см. Так как столь высокие пробивные напряженности практически никогда не наблюдаются, то возможность механизма пробоя, основанная на разрыве электрическим полем, повидимому, отпадает. Можно, правда, попробовать спасти положение, предположив, что в диэлектрике имеются трещинки. Однако далеко не всегда такие трещинки содержатся в диэлектрике. Наконец можно было бы еще считать, что микроскопическое поле у поверхности диэлектрика, где обычно начинается разряд, может быть из-за неровной поверхности во много раз больше, чем то макроскопическое, которые мы вычисляем по формулам электростатики. Однако, исходя из явления минимального пробивного напряжения, мы вернее приходим к следствию, что сильные местные перенапряжения, ограниченные весьма малым объемом, оказывают сравнительно малое влияние на пробивные напряжения. Кроме того даже в тех случаях, когда принимались все меры для устранения поверхностных шероховатостей, как например в опытах Б. В. Курчатова [223] с каменной солью, предельная напряженность в однородном поле не превышала 2×10^8 kV/см. К тому же с точки зрения разрыва трудно объяснить влияние полярности, обнаруживающееся при пробое диэлектриков в резко неоднородных электрических полях. В виду всех этих обстоятельств мы считаем мало вероятным, что механизм пробоя может заключаться в разрыве диэлектрика электрическим полем.

Некоторой модификацией теорией разрыва является высказываемое некоторыми авторами предположение, что пробой может обусловливаться вырыванием электрона из атома электрическим полем, как это считает А. А. Смуров [224]. Однако поле, необходимое для этого, очень велико и достигает, даже если учитывать понижение работы вырывания вследствие теплового движения атомов, все же

значений не меньших 100×10^3 кВ/см. Против этой теории могут быть выдвинуты, таким образом, все те же возражения, как против теории разрыва. В виду этого мы считаем мало вероятной и эту теорию.

Обратимся к теориям, считающим, что пробой твердых диэлектриков обусловлен явлением ударной ионизации. Такого рода предположение было выдвинуто рядом авторов, например Гюнтершульце [177] и Иоффе [225], а в последнее время более подробно развито Роговским [225а] и, в особенности, Хиппелем [213]. Легко убедиться в том, что если предположить, что ионизирующая частичка, будь то ион или электрон, накапливает энергию лишь на пути, равном расстоянию между двумя соседними атомами в решетке кристалла, то никакого преимущества теория ионизации по сравнению с теорией разрыва не даст. На самом деле работу ионизации, выраженную в вольтах, можно положить равной $1 - 10$ В; длину пробега ионизирующей частички $\lambda \sim 5 \times 10^{-8}$ см; напряженность поля, необходимая для ударной ионизации, оказывается в среднем $\frac{5}{5 \times 10^{-8}} = 10^8$ В/см, т. е. достигает того же значения, которое необходимо для разрыва решетки.

Чтобы объяснить значительно более низкую реальную пробивную напряженность твердых диэлектриков, приходится допустить, что накопление энергии ионизирующей частичкой может происходить на пути, равном многим атомным расстояниям, примерно 100. Возникает вопрос, можно ли допустить такие значительные пробеги ионов или электронов в твердых диэлектриках. Что касается ионов, то такого рода допущение кажется мало вероятным. Для электронов эта возможность, как показывает Хиппель, повидимому существует. Рассуждения Хиппеля, применимые в первую очередь к кристаллам, сводятся к следующему: в каждом кристалле может существовать некоторое количество электронов, сорванных с атомов. Эти электроны располагаются там, где их потенциальная энергия имеет наименьшее значение, т. е. около положительных ионов решетки. При наложении поля электроны эти могут начать двигаться, однако движение их в разных направлениях кристаллической решетки не будет равновероятным. Легче всего электрон будет двигаться по пути, вдоль которого его потенциальная энергия остается все время малой, т. е. вдоль цепочки положительных ионов. Легко убедиться, что для кристаллов, обладающих кубической решеткой, это будет направление диагонали грани $[1,1,0]$ (ср. рис. 366). При своем движении электрон, сталкиваясь с ионами решетки, будет им передавать накопленную энергию, т. е. двигаться с некоторым трением. Очевидно, что чем больше будет столкновений, тем больше будет отдаваться энергии и тем меньше вероятность, что электрон накопит необходимый для ионизации запас энергии.

При наличии сильного электрического поля электрон сможет уже преодолеть то препятствие, которое представляет для него поле около отрицательного иона, иными словами, сможет преодолеть ту силу отталкивания, с которой на него действует отрицательный ион. Поэтому в сильных электрических полях становятся возможными и другие направления движения электрона. Наиболее вероятным направлением для развития ионизационного процесса будет то, в котором

электрон реже всего сталкивается, для кубической решетки таким направлением будет диагональ куба, в котором ионы реже всего расположены (рис. 366). И действительно мы видим, что у кристаллов с кубической решеткой, например у каменной соли, разряды распространяются преимущественно в направлении диагонали грани и диагонали куба. Последнее направление появляется при импульсах, в условиях, когда напряженность поля у вершины распространяющегося разряда можно считать особенно большой.

Обратимся к вопросу, сколько энергии может отдать электрон на своем пути встречным ионам. Из опытов по прохождению электронов через газ следует, что вероятность отдачи энергии молекулам газа для быстрых электронов значительно меньше, чем для медленных электронов.

Если обобщить этот факт на твердые диэлектрики, то можно предположить, что и в них отдача энергии для быстрых электронов может оказаться меньшей, чем для медленных. Ту скорость электрона, и, соответственно, то ускоряющее поле, при которых отдача энергии электроном становится малой и появляется возможность накопления энергии движущимся зарядом, Хиппель подсчитывает следующим образом: передача энергии наиболее вероятна тогда, когда энергия летящего заряда близка к энергии собственных колебаний молекулы или иона, с которым может произойти столкновение. Элементы, из которых построена решетка, могут совершать колебания самой разнообразной частоты. Чем больше частота колебаний, тем больше и их энергия. Наименьшей частотой будут обладать упругие тепловые колебания решетки. Наибольшая частота, и, следовательно, и наибольшая энергия соответствует колебаниям ионов. Частота колебаний со стороны коротких волн резко ограничена; соответствующие этой максимальной частоте колебания обладают энергией $1 - 3 \times 10^{-2}$ В и вызывают излучение с длиной волны, лежащей в инфракрасной части спектра.

Пока летящий через кристаллическую решетку электрон на пути, равном расстоянию a между двумя соседними ионами в решетке, накапливает энергию меньшую, чем та, которая соответствует максимальной частоте колебаний, т. е. $1 - 3 \times 10^{-2}$ В, отдача энергии велика и возможность накопления энергии электроном на значительном пути исключена. Если же электрон на пути, равном a , приобретает энергию большую, чем $1 - 3 \times 10^{-2}$ В, то отдача энергии резко уменьшается и постепенное накопление энергии становится возможным.

Расстояние a можно положить равным $2 - 4 \times 10^{-8}$ см. Для того, чтобы электрон на пути, равном a , приобрел энергию в несколько сотых вольт, необходима напряженность поля порядка 10^8 кВ/см. При таких полях накопление энергии становится возможным и появляется принципиальная возможность ударной ионизации. Для кристалла каменной соли предельная напряженность была найдена равной 2×10^8 кВ/см, т. е. очень близка к величине, следующей из теории Хиппеля. Работа ионизации в кристалле может быть положена равной $1 - 10$ В. Чтобы накопить такую энергию, ионизирующему электрону нужно проложить расстояние, равное нескольким стам a .

Допустив наличие ударной ионизации в твердых диэлектриках, можно попытаться объяснить и наблюдаемое влияние полярности. В случае, если пробой производится в резко неоднородном электрическом поле и максимальная напряженность поля находится у положительного электрода, то, подобно тому как в газах (ср. стр. 302), создаются благоприятные условия для распространения разряда от анода к катоду. Если же наибольшая напряженность поля имеется у отрицательного электрода, то условия для распространения разряда значительно менее благоприятные. Можно поэтому ожидать, что в первом случае пробой будет происходить при более низком напряжении, чем во втором. Такого рода влияние полярности действительно наблюдается у каменной соли. Следует впрочем указать, что эта закономерность не распространяется на все твердые диэлектрики и что такого рода прямое обобщение газовых законов на твердые диэлектрики вряд ли допустимо.

б) Механизм распространения разряда. Процесс развития разряда можно себе представить следующим образом. Разряд всегда начинается у поверхности диэлектрика, так как здесь даже в „однородном поле“ наиболее часто легко могут встретиться местные, хотя бы и небольшие, перенапряжения, около которых и начинается ударная ионизация. Начавшийся у поверхности диэлектрика процесс пробоя вначале в тонком поверхностном слое может расти „сплошным фронтом“. Однако скоро обнаружится в диэлектрике какое-нибудь несколько более слабое место, чем остальные, и разряд в него и устремится, приобретая вид канала или иглы, вонзающейся в диэлектрик (рис. 369). Часть диэлектрика, по которой разряд уже прошел „путь разряда“, AB настолько разогреет, что падение напряжения вдоль него, вследствие его малого сопротивления, вряд ли может быть значительным. Почти все падение напряжения оказывается таким образом сосредоточенным между вершиной разряда B и противолежащим электродом. Вследствие малого диаметра канала, образованного разрядом, напряженность поля у вершины разряда может быть очень велика, так что здесь может происходить ударная ионизация и дальнейшее продвижение разряда даже в сравнительно слабом внешнем поле.

При таком представлении о механизме распространения разряда отпадает необходимость допускать, что при пробое должна образоваться ионная или электронная лавина, пронизывающая насквозь весь диэлектрик и что ионы и электроны должны пробегать пути чуть ли не в несколько сантиметров.

Ионизация происходит лишь в сравнительно тонком слое у вершины разряда.

Возникает вопрос, каким образом замыкается сравнительно большой ток (порядка нескольких ампер), который течет через канал и поддерживает его в разогретом состоянии. Легко показать, что ток между электродами замыкается емкостным током, текущим между вершиной разряда и правым электродом через диэлектрик. Соответствующий

подсчет был произведен Рюденбергом [226] для случая газа, мы его здесь применим к твердому диэлектрику.

Плотность емкостного тока j_e , текущего через диэлектрик, может быть положена равной

$$j_e = \frac{\epsilon}{k} \cdot \frac{dE}{dt}, \quad (230)$$

где E — напряженность поля и k численный коэффициент, равный $4\pi \cdot 9,0 \times 10^{11}$. Преобразуем это выражение;

$$j_e = \frac{\epsilon}{k} \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{\epsilon v}{k} \cdot \frac{dE}{dx}. \quad (231)$$

В ф-ле (231) $v = \frac{dx}{dt}$ означает ту скорость, с которой распространяется вдоль оси x в направлении поля участок поля, имеющий напряженность E . Скорость перемещения поля у вершины разряда равна скорости распространения самого разряда. Мы можем поэтому v считать равным скорости распространения разряда.

Допустим, что поле, образованное разрядом, можно рассматривать как поле сферического конденсатора, в котором внутренним электродом является сфера, радиусом r_0 , равным радиусу канала (ср. рис. 369). Хотя это допущение и неправильно, однако оно не вносит большой ошибки, тем более что подсчет наш все равно является лишь приближенным.

Плотность тока на расстоянии x от вершины равна

$$= \frac{I}{2\pi x^2}, \quad (232)$$

где I — это полный ток, равный току, текущему по каналу AB . Подставляем (232) в (231) и решаем (231) относительно $\frac{dE}{dx}$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Ik}{2\pi \epsilon v x^2}. \quad (233)$$

Значение напряженности поля у вершины разряда B мы получим, если проинтегрируем (233) во всем интервале изменения от $x = r_0$ до $x = a$, где a — расстояние от вершины разряда до противолежащего электрода:

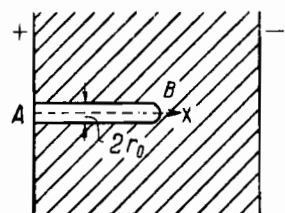
$$E_0 = \int_{r_0}^a \frac{k I dx}{2\pi \epsilon v x^2} = \frac{Ik}{2\pi \epsilon v r_0} - \frac{Ik}{2\pi \epsilon v a}. \quad (234)$$

Поскольку $r_0 \ll a$, второй член в (234) много меньше первого, мы его отбрасываем. Решаем (234) относительно v

$$v = \frac{Ik}{2\pi \epsilon r_0 E_0} = \frac{I}{\epsilon r_0 E_0} \times 1,8 \times 10^{12}. \quad (235)$$

Проверим, приходим ли мы, применяя ф-лу (235), к разумным числам, именно вычислим по ней скорость распространения разряда v , считая I , r_0 и E_0 известными. При изучении явления неполного про-

Рис. 369.



боя авторами был ориентировочно измерен ток разряда. Он оказался порядка ампер. Положим поэтому $I=1$ ампер. Исходя из тех же опытов по неполному пробое, можно оценить радиус канала r_0 , который оказывается равным примерно 10^{-3} см. Что касается E_0 , то его следует считать равным не предельной напряженности, при которой начинается разряд, а несколько большим, так как рост разряда, как уже неоднократно указывалось, происходит в резко увеличенном поле. Положим $E_0 \sim 10^4$ кВ/см. Предположим, что диэлектрический коэффициент ϵ равен 5.

Подставляя I , r_0 и E_0 в ф-лу (235), мы получаем для скорости распространения разряда численное значение $\sim 4 \times 10^7$ см/сек, величину того же порядка, как та, которая следовала из опытов по неполному пробое.

Хотя теория Рюденберга содержит ряд допущений правильных лишь приближенно, так например поле разряда заменяется полем сферического конденсатора, пренебрегается падение напряжения вдоль канала, она все же и в таком виде дает правильное представление о связи между величинами, характеризующими разряд.

§ 33. Пробой твердых диэлектриков в неоднородных электрических полях. Явление минимального пробивного напряжения. Рассмотрим, нельзя ли на основе приведенных выше теоретических соображений объяснить те закономерности, которые получаются при пробое твердых диэлектриков в резко неоднородных электрических полях, в частности нельзя ли истолковать теоретически явление минимального пробивного напряжения.

Опыты по пробое стекла, серы и фарфора в неоднородных электрических полях (электроды—цилиндр и плоскость), подробно рассмотренные в главе V, привели к следующим выводам. При постепенном переходе от однородного электрического поля к полям все более и более неоднородным вначале оправдывается правило, что пробой происходит тогда, когда максимальная напряженность поля у поверхности цилиндра становится равной предельной напряженности поля, той самой, при которой происходит пробой в однородном электрическом поле. При дальнейшем увеличении неоднородности поля начинаются отступления от этого простого правила, причем необходимая для пробоя максимальная напряженность поля возрастает. В резко неоднородных электрических полях уменьшение пробивного напряжения при увеличении неоднородности поля вообще прекращается, пробивные напряжения становятся равными некоторому минимальному значению, характерному для данного диэлектрика при данной толщине. При резко выраженном краевом эффекте получают значения пробивных напряжений, близкие к тем минимальным, которые наблюдались при электродах цилиндр—плоскость.

Отметим, что явление минимального пробивного напряжения мы получаем в резко неоднородных электрических полях, иными словами, в тех случаях, когда главная часть падения напряжения сосредоточивается в тонком слое диэлектрика около поверхности цилиндрического электрода. Так можно подсчитать, что для стекла в условиях минимального пробивного напряжения толщина слоя, в котором напряженность поля превосходит предельное значение не больше 0,01 мм. В случае полей, близких к однородному, ничто не препят-

ствует развитию раз начавшегося процесса пробоя. Дело меняется, если мы переходим к резко неоднородным электрическим полям. Так как толщина слоя, в котором напряженность поля сохраняет свое высокое значение, здесь очень мала, то естественно, что процесс пробоя при предельной напряженности не может быть сколько-нибудь интенсивным. Кроме того, если поле в одних частях диэлектрика сильно увеличено, то в других частях оно должно быть соответственно сильно ослаблено. Таким образом, если даже пробой начался, то разряд, распространяясь от места максимальной напряженности поля в части поля с меньшей напряженностью, попадает скоро в столь слабое поле, что дальнейший его рост становится невозможным.

Выставим следующее положение: для беспрепятственного развития пробоя недостаточно, чтобы напряженность поля у поверхности электродов равнялась предельной, необходимо, чтобы оно превышало предельное значение в слое δ некоторой толщины.

Величина δ остается несколько неопределенной. Вернее всего, что она должна лежать между 10^{-3} см и 10^{-4} см. Условием пробоя будем считать, чтобы на расстоянии δ от поверхности электрода напряженность поля равнялась критической. Этим мы сводим пробой в резко неоднородном электрическом поле к пробое в менее неоднородном поле, т. е. к условиям, при которых пробой действительно наступает, когда напряженность поля достигает предельное для данного диэлектрика значение.

Произведем подсчет, насколько поставленное нами условие может объяснить опытные закономерности.

Для случая электродов цилиндр и плоскость распределение напряженности поля вдоль прямой, проходящей через центр цилиндра и нормальной к плоскости, дается выражением (см. формулу 236 и рис. 370)

$$E_x = \frac{2U_r \sqrt{\left(\frac{c}{r}\right)^2 - 1}}{[2(r+x)(c-r)-x^2] \ln \left(\frac{c}{r} + \sqrt{\left(\frac{c}{r}\right)^2 - 1}\right)} \quad (236)$$

В случае малых радиусов r , когда $\frac{c}{r} \gg 1$, эта формула переходит в

$$E_x = \frac{2Uc}{[2(r+x)(c-r)-x^2] \ln \frac{2c}{r}} \quad (337)$$

Условием пробоя является чтобы при $x=\delta$, $E_x=E_0$, где E_0 —предельная напряженность. Напряжение U можно в этом случае приравнять пробивному напряжению $U_{пр}$

$$U_{пр} = \frac{E_0}{2r \sqrt{\left(\frac{c}{r}\right)^2 - 1}} [2(r+\delta)d - \delta^2] \ln \left(\frac{c}{r} + \sqrt{\left(\frac{c}{r}\right)^2 - 1}\right) \quad (238)$$

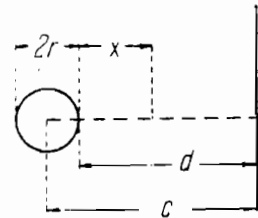


Рис. 370.

или для малых r

$$U_{\text{пр}} = \frac{E_0}{2c} [2(r + \delta) d - \delta^2]. \quad (239)$$

Численный подсчет по ф-лам (238) и (239) приведен в табл. 54 для стекла и в табл. 55 для случая серы. Для стекла возьмем толщину диэлектрика d , т. е. расстояние между цилиндром и плоскостью, равным 0,05 см, критическую толщину слоя δ положим равной 0,0007 см, критическую напряженность $E_0 = 3 \times 10^3 \text{ кВ/см}$. Радиус цилиндра будем менять от 0,015 см до 0,0001 см, т. е. одного микрона.

Таблица 54.

r см	0,015	0,005	0,0002	0,001	0,0005	0,0002	0,0001
$U_{\text{пр}}$ кВ	80	48	30,7	23,2	18,9	16,7	16,5

Приведенные в табл. 54 данные показывают, что при сделанном нами допущении и соответствующем подборе δ действительно, начиная с некоторого момента, уменьшение радиуса цилиндра, т. е. увеличение неоднородности поля, уже не сопровождается понижением пробивных напряжений: получается некоторое минимальное пробивное напряжение, не зависящее от неоднородности поля. Относящиеся к стеклу опытные данные недостаточно полны для того, чтобы строго количественно проверить приведенные в табл. 54 данные. Однако абсолютная величина минимального напряжения, следующая из табл. 54, 16—17 кВ, довольно хорошо согласуется с теми минимальными пробивными напряжениями, которые были наблюдаемы в случае стекла и равны при толщине в 0,05 см примерно 15 кВ (см. рис. 309).

Более строго проверка может быть приведена для серы, так как в этом случае действительно удалось определить для электродов цилиндр-плоскость минимальное пробивное напряжение. Некоторое затруднение представляет для серы выбор критической толщины слоя δ . Имеются основания предполагать, что δ для серы значительно больше, чем для стекла. Положим его равным 0,015 см. В табл. 55 приведены данные для серы, вычисленные на основании ф-лы (238). Толщина диэлектрика d при этом положена равной 0,2 см, критическая напряженность $E_0 = 3 \times 10^3 \text{ кВ/см}$. Для сравнения в третьей строке приведены наблюдаемые значения пробивных напряжений.

Таблица 55.

r см	0,1	0,04	0,02	0,01	0,0075	0,005	0,0025	0,002
$U_{\text{пр}}$ кВ вычисл. . .	43	33,5	29	26,2	—	25,0	—	25
$U_{\text{пр}}$ кВ набл. . . .	45	—	28	—	27	—	27	—

Согласие между наблюдаемыми и вычисленными значениями получается удовлетворительным.

Из ф-лы (238) может быть вычислена и зависимость от тол-

щины d для данного радиуса цилиндра. Такого рода проверка была проведена для радиуса в 0,01 см. Согласно с опытом получается хорошим.

Если перейти от цилиндрического электрода к электродам другой формы, например сферическому, то и в этом случае подсчет указывает на наличие минимального пробивного напряжения, однако абсолютные значения минимальных пробивных напряжений при одинаковых r , δ и E_0 для случая цилиндра и сферы оказываются различными. Теоретический подсчет не дает таким образом основания утверждать, что может существовать при данной толщине диэлектрика некоторое минимальное пробивное напряжение, совершенно не зависящее от формы электродов.

Обратимся к пробоем при резко выраженном краевом эффекте. В этом случае, как подробно было рассмотрено, пробой обуславливается теми резкими неоднородностями поля, которые возникают на поверхности электродов вследствие краевых разрядов в среде, окружающей образец. Представляется затруднительным вычислить поле, создаваемое в диэлектрике такими разрядами. Если рассматривать разряд как цилиндрическую нить, исходящую из электрода и расположенную параллельно поверхности образца, то поле у конца такого разряда, там, где оно наиболее неоднородно, должно являться чем-то средним между полем цилиндра относительно плоскости и сферы относительно плоскости, вернее ближе к первому, чем ко второму. В таком случае и минимальные пробивные напряжения, получающиеся при резко выраженном краевом эффекте, должны быть близки к тем, которые получают в поле цилиндра относительно плоскости. Опыт вполне подтверждает это следствие.

Таким образом явление минимального пробивного напряжения может быть теоретически истолковано. Данная нами теория является лишь грубым приближением. Весьма вероятно, что в явлении минимального пробивного напряжения большое значение имеет перераспределение поля, возникающее как только начался процесс пробоя.

Глава VII.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ И СТАРЕНИЕ.

Большинство применяемых в технике электроизолирующих материалов представляют неоднородные диэлектрики. Под неоднородностью следует понимать не только физическую неоднородность структуры: слоистость, волокнистость, зернистость и т. п., но и наличие в диэлектрике разного рода включений в виде газообразных, жидких или твердых примесей, как воздух, влага и т. д. Примеси могут попасть в изоляцию как в процессе производства ее, так и в процессе образования самого диэлектрика (например слюда и др. кристаллы).

В действительности различные чужеродные включения имеются во всех диэлектриках. Степенью содержания примесей и определяется большая или меньшая однородность материала.

Так например прессованные и намоточные изделия из баккелиз-

розанной бумаги имеют слоистую структуру, причем чередующиеся слои бумаги и лака имеют разные диэлектрические характеристики. Помимо этого бумага сама по себе имеет волокнистую структуру. Резко отличны по своим свойствам также составные части слюдяной изоляции: слюда и лак, где слюда сама по себе имеет слоистую структуру.

Явления, происходящие в неоднородном диэлектрике при действии на него электрического поля значительно сложнее, чем в однородных диэлектриках. Изменения, происходящие в разных составных частях неоднородного диэлектрика под влиянием электрического поля, различны и часто в отношении одной и той же диэлектрической характеристики имеют разные тенденции, что значительно затрудняет понимание всего комплекса явлений.

§ 34. Зависимость пробивного напряжения от величины поверхности электродов. Включения в неоднородных диэлектриках обычно обладают более низкой диэлектрической прочностью, чем основная среда. Этим объясняется зависимость пробивного напряжения от размеров поверхности электродов и большая разбрасываемость значений пробивного напряжения для одного и того же образца, полученная в одинаковых условиях. Чем больше поверхность электрода, тем более вероятно попадание под электрод места с пониженной диэлектрической прочностью, и тем ниже пробивное напряжение.

В приведенной ниже таблице даны пробивные напряжения в зависимости от размеров поверхности электродов для фарфора по данным Хандрека [194].

Пробивные напряжения возрастают по мере увеличения проводимости среды. Проводимость анилина больше проводимости каменноугольного масла, но его диэлектрическая прочность меньше, поэтому пробивные напряжения фарфора в анилине лежат ниже, чем в каменноугольном масле.

Таблица 56.

Относительные пробивные напряжения в $\%$ для электродов разных размеров и формы.

Среда	Фарфоровые пластинки		
	Плоские электроды		Сферические
	60 мм Ø	20 мм Ø	20 мм Ø
Трансформаторное масло	100	105	112
Анилин	100	120	151
Каменноугольное масло	100	128	148

Как видно из таблицы, в более сильных электрических полях роль слабых мест возрастает, поэтому возрастает и разница в про-

бивном напряжении для электродов разных размеров при переходе из одной среды в другую.

Гевеке и Круковский [227] исследовали влияние размеров поверхности электродов на величину пробивного напряжения. Они провели a пробоев с электродами поверхности A и затем $n \cdot a$ пробоев с электродами, имеющими в n раз меньшую поверхность, равную $\frac{A}{n}$. Из каждой серии a пробоев с меньшими электро-

дами поверхности $\frac{A}{n}$ бралось наименьшее пробивное напряжение и определялось среднее из этих наименьших значений для всех n серий. Это среднее наименьшее значение оказывалось равным среднему значению пробивного напряжения, полученному при a пробоях с электродами большой поверхности. Это подтверждает, что вероятность попадания ослабленного места находится в зависимости от величины поверхности электрода.

Вышеприведенное явление наблюдается в тех случаях, когда пробой происходит не у края, а под электродом.

В условиях краевого пробоя, где решающую роль имеет не площадь электрода, а его периметр, эта закономерность не подтверждается.

§ 35. Старение диэлектриков. Под действием напряжения в неоднородных диэлектриках происходит изменение его состояния и перемещение отдельных его элементов, что меняет и свойства самого диэлектрика. На наличие таких процессов указывает зависимость пробивного напряжения от времени. С увеличением длительности воздействия напряжения пробивное напряжение неоднородного диэлектрика снижается, причем это снижение более резко выражено у материалов с большей степенью неоднородности.

Эти процессы могут быть обратимыми, т. е. после снятия на некоторое время напряжения — „отдыха“ диэлектрика — он возвращается к первоначальному состоянию, и восстанавливаются высокие значения пробивных напряжений, или необратимыми, т. е. после снятия напряжения диэлектрик не восстанавливает свои первоначальные свойства. Обратимые процессы будем называть усталостью диэлектрика, необратимые — старением.

Необратимые процессы, приводящие со временем к разрушению диэлектрика, могут быть трех видов:

I. Термические процессы — диэлектрик перегревается: вследствие а) внешнего подвода тепла от других более нагретых частей аппарата, в котором он работает, или б) нагрева диэлектрическими потерями, например в начале тепловсго пробоя диэлектриков, и в) местных объемных перегревов включенных неоднородностей вследствие больших местных потерь. Разрушение из-за местных объемных перегревов более вероятно на высоких частотах, так как при этих частотах диэлектрические потери особенно велики.

II. Химическое старение материала может быть вызвано действием на химически мало стойкие диэлектрики высокой температуры и продуктов, образовавшихся под влиянием электрического поля: озона, окислов азота и др. При постоянном напряжении возможен еще электролиз (рост дендритов).

III. Механические повреждения диэлектрика, вызванные местным

перенапряжением электрического поля у краев электродов или включенных неоднородностей.

Все эти процессы могут протекать в диэлектрике одновременно, а также, по мере изменения самого диэлектрика под действием электрического поля, переходить из одной формы в другую; так термические процессы переходят в химические и механические, химические в механические (добавочная полимеризация под действием температуры изменяет механические свойства изоляции).

Форма старения для каждого отдельного случая определяется физическим и химическим строением диэлектрика, видом приложенного напряжения, средой и условиями работы диэлектрика. Если диэлектрик состоит из частиц, имеющих различные точки плавления (например компаунды, смолы), в нем под действием тепла отдельные части могут расплавиться, другие переместиться, изменить свое положение в самом диэлектрике, что изменит и его строение. После снятия напряжения при охлаждении диэлектрика в нем могут образоваться внутренние полости, заполненные воздухом или газом. В этом случае, конечно, свойства изоляции изменятся, так как происшедшие процессы необратимы.

Под влиянием местных нагревов может наступить разрушение наименее теплостойких частей. Такое явление наблюдается в слюдяной изоляции, состоящей из весьма теплостойкой слюды и менее теплостойких лаков. Тепло, выделяемое вследствие диэлектрических потерь, ведет к перегреву наиболее слабых мест. Сильный перегрев вызывает местное обугливание лака, который склеивает отдельные слои слюды. По путям обуглившегося лака начинаются электрические разряды, которые с течением времени разрушают изоляцию (подробнее об этом будет изложено ниже).

Таблица 57.

Старение пропитанного полотна.

Продолжительность действия напряжения в 5000 V	Время, через которое наступил пробой после отдыха в течение одной ночи при напряжении	
	6500 V	7000 V
0 час.	22 мин.	8,5 мин.
1 "	6,5 "	0,14 "
2 "	0,05 "	—

Время отдыха после приложения напряжения в 9000 V в течение 1 мин.	Время, через которое наступил пробой при напряжении в 11 000 V
0 сек.	2,5 сек.
5 "	4,4 "
15 "	9,0 "
60 "	9,8 "
свежий материал	20,5 "

В диэлектриках, составные части которых находятся в разном агрегатном состоянии, например, одна фаза твердая, другая жидкая, необратимые процессы могут быть вызваны перемещением фаз. К диэлектрикам такого рода могут быть отнесены пропитанная бумага (где возможно перемещение жидких частиц масла), кабельная изоляция, пропитанные ткани. Во всех этих материалах, относящихся к классу органической изоляции, явления еще очень сильно усложняются химическими процессами, происходящими под влиянием напряжения.

Райнер [228] оставлял под напряжением в течение некоторого времени пропитанное полотно. Затем напряжение снималось на определенный промежуток времени и образец „отдыхал“. После „отдыха“ пробивные напряжения для полотна оказывались меньше, чем у образца, не находившегося под напряжением.

Данные этих экспериментов приведены в табл. 57 (стр. 486).

К. Вагнер [176] приводит для бумаги, пропитанной маслом, зависимость $U = f(I)$ (U — приложенное напряжение, I — сила тока), изображенную на рис. 371. Несовпадение повышающейся и понижающейся ветви кривой указывает на наличие в материале остаточных изменений, происшедших под действием напряжения.

Кроме вышеописанных явлений, которые вызывают изменение физического строения неоднородного материала, во всех органических диэлектриках под действием напряжения происходят химические процессы: дальнейшая полимеризация, которая делает материал более хрупким, и химическое разложение диэлектрика.

Почти всегда при работе изоляции в высоковольтных установках мы имеем дело с электрическими разрядами. Эти разряды могут происходить как на поверхности диэлектрика, так и внутри него в газовых включениях, почти неизбежно попадающих в изоляцию в момент ее наложения на изолируемую часть. Под действием разрядов в воздухе выделяется озон и окислы азота. Эти вещества действуют разрушающим образом почти на все виды органической изоляции.

Наличие химического разложения изоляции под действием напряжения было подробно исследовано авторами в лаборатории Электроизоляционного сектора Ленинградского электро-физического института.

Образцы ацетил-целлюлозной пленки толщиной в 0,06 мм помещались на 3 часа в герметически закрытый сосуд, в верхней части которого находились электроды, между которыми происходил разряд; концентрация окислов азота во всем объеме воздуха в сосуде колебалась от 0 (в начале опыта) до 6% (в конце опыта). Пробивное напряжение таких пленок толщиной в 0,06 мм до обработки в вышеописанных условиях было в среднем 14 kV. После трехчасового пребывания в вышеуказанном сосуде под действием окислов азота

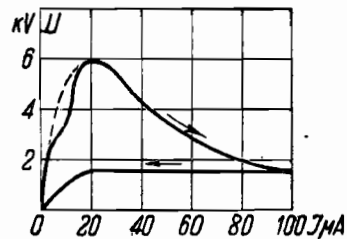


Рис. 371. Зависимость тока от напряжения для бумаги, пропитанной маслом. (По Вагнеру).

пленки оказались настолько проводящими, что не держали никакого напряжения.

Химический анализ этих пленок обнаружил, что в них содержалось 5% свободной уксусной кислоты. До обработки эти пленки имели 0,04% свободной уксусной кислоты. Здесь мы имеем дело с химическим разложением материала. Под влиянием окислов азота произошло энергичное кислотное омыление ацетил-целлюлозы с выделением кислых продуктов. Даже при значительно более слабой концентрации окислов азота и менее длительном их действии на пленки ацетил-целлюлозы, когда свободная уксусная кислота, выделявшаяся в пленке вследствие начавшегося химического ее разложения, не превышала 3%, образцы совершенно теряли электрическую прочность.

Наличие незначительного содержания в пленках свободной уксусной кислоты совершенно изменяет характер электрических явлений в них. При 0,11% свободной уксусной кислоты в ацетил-целлюлозных пленках появляется зависимость пробивного напряжения от температуры в области температур, в которой в пленках с содержанием свободной уксусной кислоты до 0,04% обычно подобной зависимости не обнаруживается; появляется зависимость пробивного напряжения от времени, значительно более сильный рост диэлектрических потерь с температурой, чем в неокислых образцах, и ряд других признаков теплового пробоя. При снижении свободной уксусной кислоты с 0,11% до 0,04% в этих же образцах все вышеуказанные изменения со временем и температурой не были обнаружены.

Совершенно так же ведут себя и этил-целлюлоза, кабельная бумага, пропитанные ткани, хотя они и являются химически более стойкими материалами.

Вышеуказанные материалы также были подвергнуты действию окислов азота. Образцы этил-целлюлозы, толщиной в 0,08 мм, пробивались при напряжении в 12,4 kV_{max}. После обработки окислами азота в течение трех часов (концентрация окислов азота в объеме воздуха менялась от нуля в начале опыта до 60% к концу его) этил-целлюлоза, так же как и ацетил-целлюлоза, совершенно теряла электрическую прочность. Кабельная бумага, толщиной 0,180 мм, предварительно проваренная в трансформаторном масле в течение 2 часов при 100° С, также разложилась под действием окислов азота (полученных вышеописанным образом) в течение трех часов. Свежая бумага имела пробивное напряжение в 14 kV_{max} (в трансформаторном масле). После действия на бумагу окислов азота пробивное напряжение было меньше 2 kV_{max}, причем на многих участках оно было, почти равно нулю.

Таким же образом ведет себя лакоткань (ткань, пропитанная льняным маслом). Пробивное напряжение его с 11 kV_{max} до действия окислов азота снизилось до напряжения меньше 3 kV_{max} после трехчасового пребывания в атмосфере окислов азота (концентрация такая же, как для ацетил-целлюлозы).

Не только разряды в воздухе, но и корона под маслом также сильно портит органические диэлектрики. По данным Вула [216] пробивное напряжение кабельной бумаги толщиной в 0,180 мм, подвергавшейся действию разрядов на импульсах, снижается на 45%.

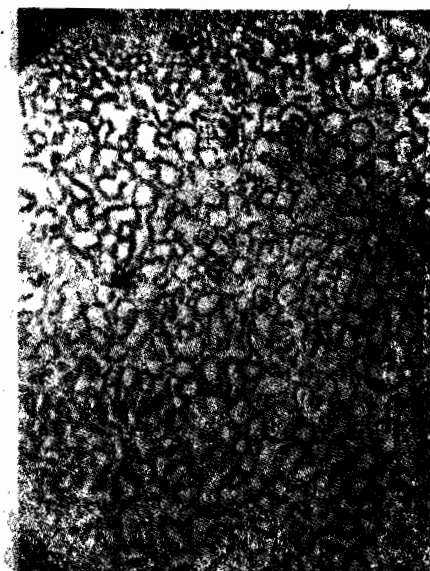


Рис. 372. Микрофотография шеллака.
а) до действия на него озона, б) после действия на него озона.
(По Боллеру и Веллауеру).

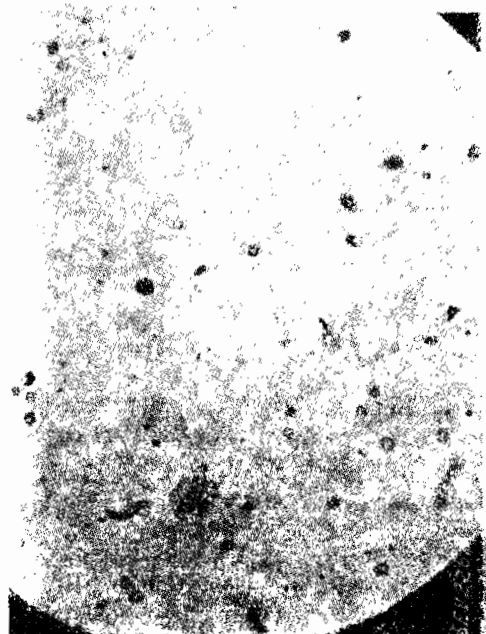


Рис. 373. Микрофотография пленки из асфальтового лака.
а) до действия на него озона, б) после действия на нее озона.
(По Боллеру и Веллауеру).

на переменном напряжении и на 50% на постоянном. Низкие значения пробивных напряжений остались и после 24-часового „отдыха“. Многочисленные опыты, произведенные над кабельной изоляцией, могут также ярко иллюстрировать вредное влияние газовых и воздушных включений.

На рис. 372 и 373 приведены снятые Боллер и Веллауером [229] микрофотографии пленок из асфальтового лака и шеллака до и после воздействия на них озона. Химический анализ пленок после действия озона показал возрастание кислотного числа. Данные приведены в табл. 58.

Таблица 58.
Изменение кислотного числа в лаковых пленках после действия озона.

Материал	Увеличение кислотного числа в мг
Асфальтовый лак а . .	3,4
„ „ б . .	3,7
„ „ в . .	2,5
Шеллак	25,3

Приведенные данные показывают, что органическая изоляция практически непригодна для работы в условиях разрядов. Достаточно самых незначительных воздушных включений, чтобы под действием разрядов приложенного высокого напряжения началось химическое разложение органических диэлектриков. Начавшееся разложение со временем приводит к его полному разрушению.

Чем меньше размеры воздушных или газовых включений, тем больше времени требуется для завершения химического разложения, а следовательно и пробоя диэлектрика. Однако пробой наступает неизбежно. Обнаружить процессы химического разложения до наступления пробоя чрезвычайно трудно.

Об изменениях, происходящих в диэлектрике, мы судим по изменению его проводимости и диэлектрических потерь. О начале химических процессов при наличии воздушных включений можно судить по характеру зависимости диэлектрических потерь от напряжения. $\operatorname{tg} \delta$ с ростом напряжения для таких диэлектриков растет вначале медленно, затем с некоторого значения напряжения начинает быстро возрастать. Это происходит вследствие того, что газовые включения ионизируются и тем весьма сильно увеличивают диэлектрические потери. Одновременно с ионизацией воздушных включений в них выделяются продукты разложения воздуха, которые, как уже указано выше, ведут к химическому разложению органических диэлектриков.

Та точка на кривой $\operatorname{tg} \delta = f(U)$, в которой начинается быстрый рост потерь в зависимости от приложенного напряжения, называется точкой ионизации (см. рис. 396). Точку ионизации можно наблюдать только в тех случаях, когда объем неоднородности не очень мал по сравнению со всем объемом диэлектрика.

Измерение потерь и проводимости дает нам среднее значение

для некоторого объема, поэтому химическое разложение, происходящее в небольших объемах включений, вызывающее местные увеличения проводимости и диэлектрических потерь в этих объемах, трудно, а иногда и невозможно обнаружить.

На ряду с химическими изменениями в диэлектриках разряды могут вызвать образование механических повреждений, трещин, каналов. Пути разрядов в целом ряде материалов (органическая изоляция) обугливаются и делаются проводящими. Эти повреждения накладываются со временем друг на друга и постепенно приводят к полному разрушению. Подробно об этом изложено выше в главе о последовательном пробое. Там показано постепенное проедание диэлектрика ударами напряжения на целом ряде примеров.

Местные перенапряжения внутри неоднородного диэлектрика, обусловленные наличием в нем частиц с разными проводимостью и диэлектрическим коэффициентом, могут также явиться причиной необратимых процессов. Если диэлектрический коэффициент вкрапленных в изоляции частиц резко отличен от диэлектрического коэффициента основного вещества, то поле у поверхности этих частиц будет резко искажено. Искажение поля вызовет местные перенапряжения у поверхности включений, и напряженности поля могут оказаться выше предельной.

Начавшееся таким образом изнутри разрушение неоднородного диэлектрика может привести к полному пробое всей толщии изоляции. Если напряжение снимается до того, как изоляция целиком разрушилась, она внешне может остаться неизменной, хотя диэлектрические свойства ее уже совсем не те, которыми она обладала до приложенного напряжения.

§ 36. Усталость диэлектриков. Обратимые процессы (усталость) в диэлектриках являются началом длительных необратимых процессов в той их стадии, когда изменения, вызванные электрическим полем, еще обратимы.

Явление усталости диэлектриков наблюдалась многими исследователями. Так, например, Клейн [230] нашел, что после предварительного воздействия напряжения на одножильный кабель, изолированный пропитанной бумагой, пробивное напряжение его понижалось в среднем на 10% по сравнению с образцом, не подвергавшимся предварительно воздействию напряжения, если испытание производилось сразу после снятия предварительного напряжения. Если же после действия напряжения дать образцу „отдохнуть“, то значения пробивных напряжений восстанавливаются, т. е. делаются равными пробивным напряжениям образцов, не подвергшихся предварительному действию напряжения.

На своеобразное утомление пропитанной маслом бумажной изоляции указывает Хентшель [228а]. Наблюдаемый им эффект заключался в том, что у изоляции, находившейся под напряжением при пробое, разбрасывание отдельных значений пробивных напряжений значительно больше, чем у свежей изоляции. После отдыха этот эффект исчезает. Данные Хентшеля приведены в табл. 59.

Следует впрочем отметить, что произведенные авторами контрольные измерения с хорошо пропитанной бумагой не подтвердили наличия эффекта, наблюдаемого Хентшелем. Это расхождение объясняется

Явление „утомления“ кабельной бумаги.

	До приложения напряжения		После семичасового приложения напряжения		Через 7 часов после снятия напряжения	
	1 слой	2 слоя	1 слой	2 слоя	1 слой	2 слоя
Число пробоев . . .	17	15	13	18	15	12
Пробивное напряжение:						
Среднее значение I из всех пробоев в вольтах	8340	13 180	8130	13 100	8500	13 070
Среднее значение II из всех пробоев, имеющих значение выше среднего значения I в вольтах	8780	13 480	9060	13 950	8600	13 380
Среднее значение III из всех пробоев, имеющих значение ниже среднего значения I в вольтах	8200	12 770	7750	12 540	7750	12 720
Отношение в % Кр- зн II—ср. зн. III ср. зн. III	7,0	5,5	17,0	11,0	11,0	5,0
Максимальное значение в вольтах $U_{\max}$	9020	13 640	9640	14 900	8900	14 000
Минимальное значение в вольтах $U_{\min}$	7760	12 400	6630	11 880	7390	12 400
Отношение $\frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\min}}$	16,0	10,0	45,0	25,5	20,0	13,0

возможно тем, что Хентшель работал с недостаточно хорошо пропитанной бумагой.

Вальтер и Инге [198] показали наличие усталости в слюде и ряде других неоднородных материалов. Они нашли, что после предварительного действия напряжения на слюду пробивное напряжение ее уменьшается, если пробой производить без „отдыха“ материала. Ими были получены на слюде следующие результаты:

Толщина образца 0,13 мм. Первый подъем напряжения до 13 кВ. Затем выдержано в течение 30 мин. при напряжении в 7,05 кВ. После этого, при вторичном повышении напряжения, пробой при 10,6 кВ. Зависимость пробивного напряжения от времени можно оценить по рис. 374 и 375, соответствующим переменному напряжению. Более значительной делается зависимость пробивного напряжения от времени для слюды при постоянном напряжении (ср. рис. 376).

Если образцу, находившемуся под напряжением дать „отдохнуть“, в течение даже недолгого времени (достаточно нескольких минут), т. е. снять с него на некоторое время напряжение, а затем пробить, высокие значения пробивных напряжений восстанавливаются. Для слюды в тонких слоях (меньше 0,025 мм), где она является более

однородной, не удалось обнаружить изменения пробивного напряжения со временем (ср. рис. 377).

Вальтер и Инге обнаружили большую зависимость пробивного напряжения от времени для эбонита и резины, хотя пробой при комнатной температуре у этих материалов не тепловой (рис. 378).

Явление усталости можно обнаружить почти во всех неоднородных диэлектриках. Причины, вызывающие усталость, до сих пор не выяснены и нуждаются в дальнейшем изучении.

Явления старения и усталости диэлектриков находятся в зависимости как от физической и химической структуры материала, так и от технологии изготовления его. Поэтому изучение процессов старения и усталости должно вестись на отдельных группах материалов в связи с технологией их изготовления и их составом.

§ 37. Лаковая изоляция. По своему поведению в электрическом поле изоляция, применяемая в электрических машинах и аппаратах, может быть разделена на две резко различные группы: лаково-слодяную и бумажно-пропитанную. Эти две группы отличаются не только по своим диэлектрическим свойствам, они резко различны также и по своим химическим и термическим характеристикам.

Свойства лаковой изоляции определяются не только входящим в нее диэлектриком (масло, смола), но и растворителем и другими компонентами, вводимыми в лак в процессе его изготовления. Значительное влияние на свойства лаков оказывает полярность входящих в него компонентов. Лаки, содержащие сильно полярные вещества, обычно обладают большим диэлектрическим коэффициентом, значительной гигроскопичностью, хорошей прилипаемостью, высокой механической прочностью. У этих лаков, примером которых может служить ацетилцеллюлоза (целлон), можно также ожидать довольно большие диэлектрические потери.

Лаки, не содержащие полярных соединений, обладают обратными свойствами, т. е. малым ϵ , малой гигроскопичностью, малыми потерями, пониженной механической прочностью. Типичным представителем такого лака может служить полистирол. Масляные лаки, в зависимости от их состава, занимают промежуточное положение между этими двумя крайними группами. Комбинируя соответствующим образом состав лака, можно в широком интервале менять его свойства, так, чтобы они наилучшим образом удовлетворяли предъявляемым изоляционной техникой требованиям.

Изоляционные лаки в электротехнике применяются для пропитки

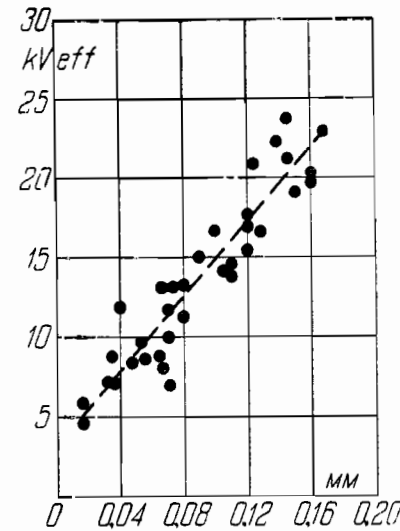


Рис. 374. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды. Среда — ксилол, комнатная температура. Переменное напряжение, экспозиция 0,1 сек. (По Вальтеру и Инге).

и лакировки готовых изделий, в качестве связующего вещества и для непосредственной изоляции в виде пленки. Для непосредственной изоляции наибольшее распространение получили масляные лаки и лаки на основе эфиров целлюлозы. В самое последнее время были получены новые изолирующие материалы — это стирол и поливинилацетаты, которые обладают высокими диэлектрическими свойствами. Стирол является особенно ценным для работы на высокой частоте, ввиду его малых диэлектрических потерь.

Из всей лаковой изоляции наиболее детально исследована ацетилцеллюлоза, вследствие чего мы подробнее на ней и остановимся. Наблюденные в случае ацетилцеллюлозы закономерности остаются каче

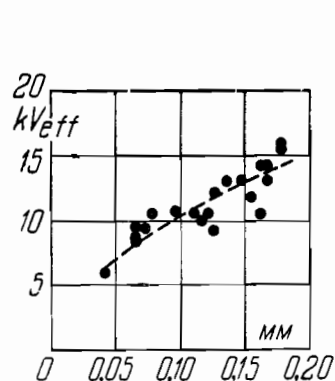


Рис. 375. Зависимость пробивного напряжения от толщины для слюды. Среды — ксилол, комнатная температура. Переменное напряжение. Экспозиция 600 сек. (По Вальтеру и Инге).

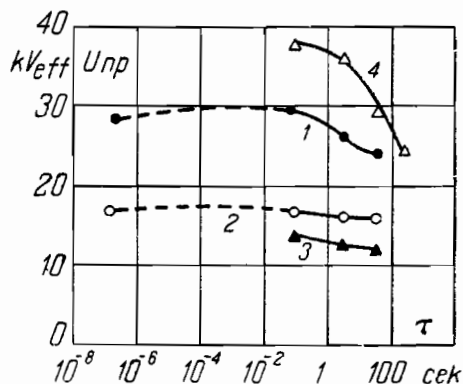


Рис. 376. Зависимость пробивного напряжения от времени. Слюда в ксилоле со спиртом. Комнатная температура.
1. Толщина 0,05 мм, плоские электроды.
2. " 0,025 мм, переменное напряжение.
3. " 0,025 мм, сферические электроды, переменное напряжение.
4. " 0,05 мм, плоские электроды, постоянное напряжение. (По Вальтеру и Инге).

ственно справедливыми и для других лаков, колеблясь количественно в зависимости от состава.

На диэлектрические свойства всех лаков сильно влияет содержание в них влаги, кислоты, остатков растворителя, если он полярный, как например спирты и другие загрязняющие примеси.

а) Лаки на основе эфиров целлюлозы. Эфирами целлюлозы называются производные клетчатки ($C_6H_{10}O_5$), представляющие соединение клетчатки с кислотным или спиртовым радикалом. Вследствие наличия в клетчатке гидроксильных групп (ОН) образование этих производных представляет типичную реакцию этерификации, и поэтому производная называется эфиром. Гидроксильная группа (ОН) обладает большим дипольным моментом и ею же определяется гигроскопичность целлюлозы и ее эфиров.

Для изоляции эфиры целлюлозы могут быть применены в виде свободной пленки или в виде пленки, непосредственно нанесенной на проводник, как эмаль. В обоих случаях пленка получается из лака. Лак является коллоидным раствором, состоящим из основной пла-

стической массы (эфир целлюлозы), основного летучего растворителя, среднего растворителя, пластификатора, стабилизатора, смолы и разбавителя.

В зависимости от применения лака отдельные из выше-названных элементов могут отсутствовать. Роль отдельных компонентов сводится к следующему.

Средний растворитель, более высоко-кипящий, чем основной летучий, замедляет сушку лака и этим уменьшает размеры пор.

Пластификатор, являющийся жидким или твердым растворителем основной пластической массы с высокой точкой кипения (около $300^\circ C$), остающийся в лаковой пленке, придает ей пластичность и гибкость. Пластификаторы уменьшают гигроскопичность пленки. Некоторые из них (напр. трифенил-фосфат и трикрезил-фосфат) сильно уменьшают горючесть. Так как пластификатор остается в пленке, его диэлектрические свойства имеют очень существенное значение.

Стабилизатор. Со временем, под действием температуры, а в особенности под влиянием продуктов, образующихся в воздухе при действии электрических разрядов (окислов азота и озона), происходит медленное химическое разложение эфиров целлюлозы с выделением кислых продуктов. На ичие свободной кислоты в высоковольтной изоляции совершенно недопустимо. Поэтому в лаки следует вводить стабилизатор, вещество, которое будет связывать кислые продукты, выделяющиеся во время работы в изоляции.

Ацетилцеллюлоза.

Физико-химические свойства. Ацетилцеллюлоза представляет собой уксусный эфир целлюлозы $(CH_3COO)_3C_6H_7O_2$.

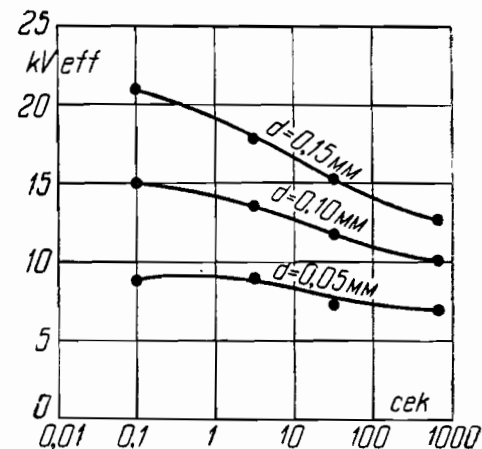


Рис. 377. Зависимость пробивного напряжения от времени. Слюда в ксилоле. Переменное напряжение. Комнатная температура. (По Вальтеру и Инге).

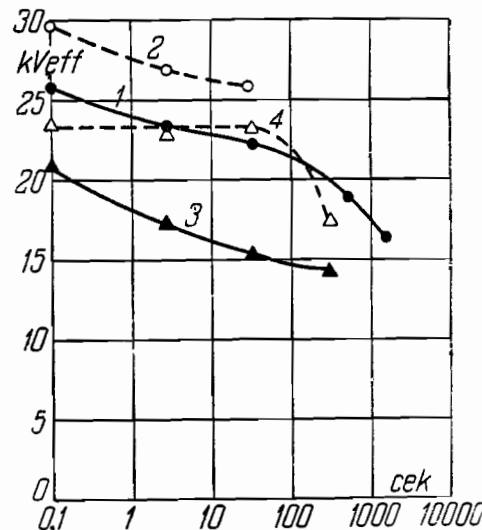


Рис. 378. Зависимость пробивного напряжения от времени. Переменное напряжение. Комнатная температура.

1. Резина, толщина 0,68 мм, плоские электроды.
2. Резина, толщина 0,68 мм, электроды плоскость и сфера.
3. Эбонит, толщина 0,3 мм, плоские электроды.
4. Эбонит, толщина 1,0 мм.

(По Вальтеру и Инге).

Получается она обработкой клетчатки смесью уксусного ангидрида и ледяной уксусной кислоты в присутствии катализаторов. В качестве катализаторов применяется серная кислота, хлористый цинк и другие. Некоторое количество катализатора остается (в связанном виде) в ацетил-целлюлозе. Если в качестве катализатора служит серная кислота, то остающаяся часть ее, даже в связанном виде, сильно ухудшает качество ацетил-целлюлозы, так как она легко отщепляется, понижая химическую стойкость и теплостойкость ацетил-целлюлозы.

В результате этой обработки получают первичные ацетат-триацетаты с содержанием уксусной кислоты в 62%. Эти первичные ацетаты в дальнейшем переводятся во вторичные ацетаты с более низким содержанием уксусной кислоты. С содержанием уксусной кислоты (с ацетильным числом) сильно связана гигроскопичность ацетатов; с увеличением ацетильного числа гигроскопичность уменьшается.

Основным летучим растворителем для ацетил-целлюлозы является целый ряд органических соединений, из них наиболее употребительна смесь ацетона с этиловым спиртом. В виду того что этиловый спирт и ацетон-полярные соединения обладают значительной электропроводностью, их наличие в пленке вредно отражается на ее диэлектрических свойствах. Поэтому следует при изготовлении пленки растворитель тщательно выгонять.

Из целого ряда пластификаторов для ацетил-целлюлозы следует отметить диэтил-фталат, придающий пленке большую пластичность, и трифенил и трикрезил-фосфат, делающие пленку негорючей.

Пластификатор остается в изоляции. Поэтому к его свойствам должны предъявляться особые требования: он не должен быть кислым, гигроскопичным, должен быть термически стойким, т. е. не должен разлагаться со временем под действием температуры.

В качестве стабилизаторов могут быть взяты: для связывания выделяющейся уксусной кислоты высокомолекулярные спирты, создающие с ней эфиры, например амиловый или октиловый спирт, для связывания азотной кислоты, получающейся вследствие электрических разрядов, ароматические амины или производные мочевины.

Диэлектрические характеристики. Диэлектрические свойства пленок ацетил-целлюлозы были подробно изучены авторами [231]. Эти свойства ацетил-целлюлозы зависят от степени ее химической чистоты. Чистая ацетил-целлюлозная пленка без посторонних примесей является одним из лучших диэлектриков.

Наличие загрязняющих примесей, особенно влаги и кислоты, резко ухудшает диэлектрические свойства пленки. Загрязняющие примеси могут попасть в пленку с самой ацетил-целлюлозой, из растворителей, пластификатора и других компонентов, входящих в нее, так как они не всегда являются химически достаточно чистыми.

Диэлектрические потери. В пленках с примесями потери сильно возрастают с ростом напряжения и температуры. На рис. 379 приведена зависимость диэлектрических потерь от напряжения для сухой и влажной непластифицированной пленки. В то время как в сухой пленке потери не изменяются при увеличении напряжения в 8 раз (от 500 до 4000 В), во влажной пленке, для этого же изменения напряжения, потери возросли больше, чем в четыре с половиной раза, при этом для начального очень малого напряжения потери во влаж-

ной пленке были в 7 раз больше, чем в сухой. Характер кривой диэлектрических потерь для влажной пленки представляет собой типичную кривую зависимости потерь от напряжения для тепловой области пробоя. Действительно, при дальнейшем незначительном подъеме напряжения с 4000 В до 5000 В образец пробился. При напряжении в 5000 В ни один сухой образец не пробивался.

Следовательно, для влажных образцов при достаточно больших напряжениях тепловой пробой может наступить при комнатной температуре.

Поведение пластифицированной пленки несколько отличается от непластифицированной. На рис. 380 приведены кривые зависимости $\text{tg } \delta$ угла диэлектрических потерь от напряжения для пластифицированной пленки, снятые совершенно в таких же условиях, как и для непластифицированной. Для сухого образца также не было обнаружено

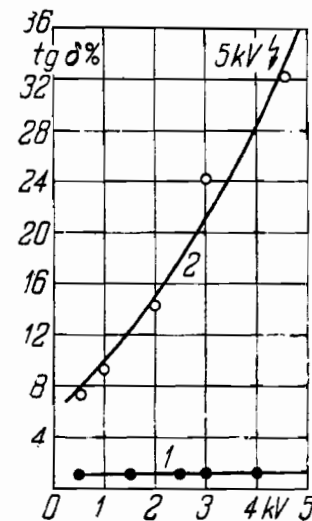


Рис. 379. Зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения для ацетил-целлюлозной пленки непластифицированной. Толщина 0,065 мм, комнатная температура. Измерения в воздухе.

1. Сухой образец.
2. Влажный образец.

(По Малышеву).

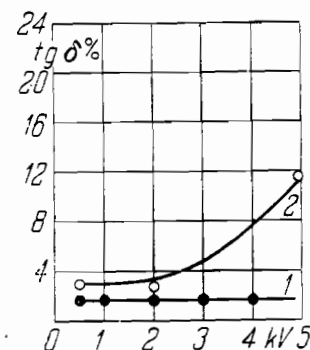


Рис. 380. Зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения для ацетил-целлюлозной пленки пластифицированной. Толщина 0,065 мм. Комнатная температура. Измерения в воздухе.

1. Сухой образец.
2. Влажный образец.

(По Малышеву).

зависимости потерь от напряжения, хотя по абсолютной величине потери для пластифицированной пленки больше, чем для непластифицированной. Потери во влажной пластифицированной пленке при низком напряжении в 2,5 раза ниже, чем в влажной непластифицированной. При увеличении напряжения в 8 раз потери влажной пленки возросли в два с лишним раза. Для пластифицированной влажной пленки область теплового пробоя уже не лежит при комнатной температуре. При 5000 В пленка не пробилась.

Разница в поведении пластифицированной и непластифицированной пленки объясняется тем, что пластификатор снижает гигроскопичность пленки в несколько раз. Поэтому за одинаковое время пребывания

во влажной атмосфере пластифицированная пленка насосала меньше влаги.

Особенно интересен температурный ход диэлектрических потерь для влажной пленки. Влажной мы называем пленку, которая после обычной термической обработки находилась в течение 24 часов в атмосфере 80% относительной влажности. На рис. 381 и 382 приведены кривые зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от температуры для сухой и влажной пленки. Для сухой пленки до 100°С потери почти не меняются. После 100°С $\text{tg } \delta$ начинает быстро возрастать. Кривая $\text{tg } \delta = f(t)$, измеренная в воздухе, лежит выше, чем в масле из-за влияния короны. Характер их совершенно одинаковый для обеих сред. Они идут почти параллельно.

Рис. 381. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры для ацетил-целлюлозной пленки. Толщина 0,050 мм, напряжение 1,5 kV_{eff}. Образец сухой.

1. Измерение в воздухе.
2. Измерение в масле.

(По Малышеву).

Для влажных пленок получается резкая разница в характере температурного хода потерь в зависимости от среды. При измерении потерь в воздухе $\text{tg } \delta$ с увеличением температуры до 100°С уменьшается, затем начинает расти так же, как в сухой пленке. При 135° $\text{tg } \delta$ влажной пленки не больше, чем у сухой. Уменьшение $\text{tg } \delta$ влажной пленки при росте температуры объясняется тем, что при нагревании в воздухе влага испаряется, и образец очень быстро восстанавливает значение потерь, которые он имел в сухом виде. В масле испарение влаги затруднено, поэтому она остается в образце и с увеличением температуры начинается быстрый рост потерь. При увеличении температуры с комнатной до 53°С потери возросли в 12 раз. После 53°С потери настолько возросли, что измерить их было невозможно.

Отметим еще, что для сухой ацетил-целлюлозы не удалось обнаружить зависимости потерь от времени как для комнатной температуры, так и для температуры в 110°С. Это указывает, что если при 110° происходит химическое разложение ацетил-целлюлозы, то процесс идет настолько медленно и слабо и в столь небольших объемах, что обнаружить влияние на величину диэлектрических потерь не удается.

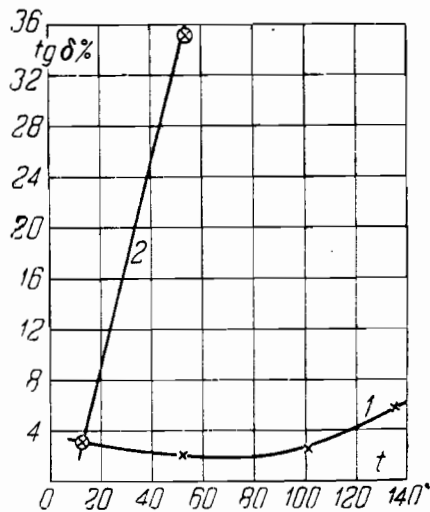


Рис. 382. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры для ацетил-целлюлозной пленки. Толщина 0,05 мм. Напряжение 1,5 kV_{eff}. Образец влажный.

Образец влажный.

1. Измерение в воздухе.
2. Измерение в масле.

(По Малышеву).

Проводимость. Увеличения проводимости со временем при высокой температуре также не удалось обнаружить. На рис. 383 приведены кривые проводимости в зависимости от времени при 120°С для пластифицированного и непластифицированного образцов ацетил-целлюлозы. Со временем проводимость образцов уменьшается. Происходит очистка материала вследствие электролиза и улетучивания остатков растворителя, влаги и других загрязняющих примесей.

Содержание влаги сильно увеличивает проводимость. Особенно резко сказывается влага вначале до 20%. Проводимость для пленки с 20% содержания влаги в двадцать раз больше, чем для сухой. Дальнейшее увеличение влаги значительно меньше увеличивает проводимость.

Удельная электропроводность ацетил-целлюлозы при комнатной температуре порядка $10^{-17} \frac{1}{\Omega \cdot \text{cm}^3}$. Зависимость удельного сопротивления

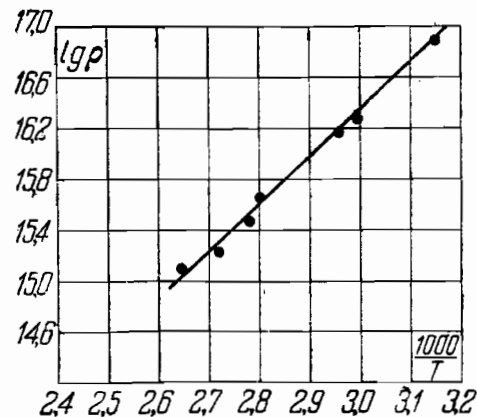


Рис. 384. Зависимость электрического сопротивления от температуры для ацетил-целлюлозной пленки. (По Кувшинскому).

от температуры дана на рис. 384. Для пластифицированного материала проводимость увеличивается и сильно зависит от качества и количества введенного пластификатора.

Пробой. Зависимость пробивного напряжения от толщины в разных средах приведена на рис. 385. На рис. 386 приведена зависимость от времени пробоя. Предельная напряженность ацетил-целлюлозной пленки зависит от толщины и скорости подъема напряжения (ср. рис. 386). С увеличением толщины и уменьшением скорости подъема напряжения предельная напряженность снижается. Так при переменном напряжении с защитой от краевых разрядов для толщины в 0,020 мм и скорости подъема напряжения 1 kV в 3 сек. предельная напряженность равна $5 \cdot 10^3 \text{ kV/cm}$; при толщине в 0,100 мм и той же скорости

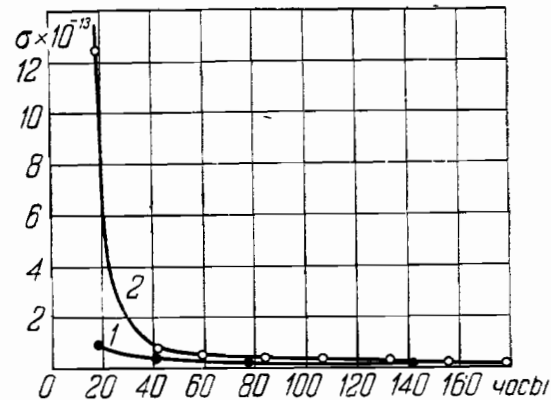


Рис. 383. Зависимость электропроводности от времени для ацетил-целлюлозной пленки. Температура 120°С.

1. Образец непластифицированный
2. Образец пластифицированный.

(По Кувшинскому).

подъема напряжения предельная напряженность равна $3 \cdot 10^3$ кВ/см. При уменьшении скорости подъема напряжения до 1 кВ в минуту предельные напряженности для тех же толщин соответственно снижаются с $5 \cdot 10^3$ кВ/см до $3 \cdot 10^3$ кВ/см и с $3 \cdot 10^3$ кВ/см до $2 \cdot 10^3$ кВ/см.

Величина пробивного напряжения резко меняется в зависимости от содержания в пленке влаги, растворителя, а главное от свободной уксусной кислоты. Незначительное содержание влаги и растворителя понижает пробивные напряжения на 10–15%. Повышенная кислотность (нормально свободная уксусная кислота не должна превышать 0,04%) не только снижает пробивные напряжения, но принципиально меняет характер явлений в диэлектрике. Она вызывает тепловой пробой в области температур, в которой обычно в ацетил-целлюлозе

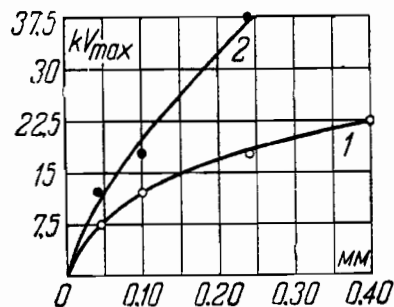


Рис. 385. Зависимость пробивного напряжения от толщины для ацетил-целлюлозной пленки. Переменное напряжение, комнатная температура.

1. В трансформаторном масле.
2. В TiO_2 с льняным маслом.

(По Гольдман).

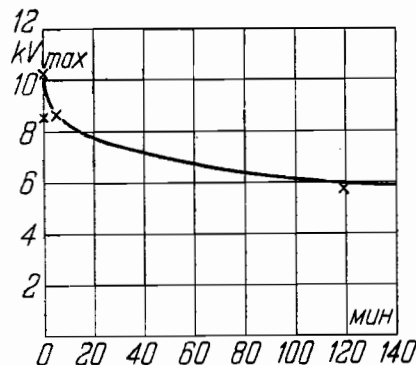


Рис. 386. Зависимость пробивного напряжения от выдержки для ацетил-целлюлозной пленки в трансформаторном масле. Комнатная температура.

(По Гольдман).

тепловой пробой не обнаруживается. Так предельная напряженность пленки с содержанием свободной уксусной кислоты в 0,11% при комнатной температуре была $2,5 \cdot 10^3$ кВ/см; при 80°C $1,55 \cdot 10^3$ кВ/см. Пробой при 80°C был тепловой. Обычно ацетил-целлюлоза до 100°C не дает понижения пробивного напряжения по сравнению с комнатной температурой. Лишь после 100°C начинается спадание кривой пробивного напряжения (рис. 387).

Как указывалось выше, электрические разряды разрушают ацетил-целлюлозу, химически ее разлагают. Введением стабилизаторов можно значительно удлинить время работы ацетил-целлюлозы при разрядах. Опыты авторов показали, что если в ацетил-целлюлозную пленку ввести вещества, нейтрализующие окислы азота, пленка может работать в условиях резкой короны с светящимися разрядами до 15 часов, в 5–8 раз больше, чем пленка без стабилизаторов.

В ацетил-целлюлозной изоляции характер пробоя зависит от содержания примесей. В изоляции не влажной, содержащей свободную уксусную кислоту до 0,04–0,06%, пробой до 110° не тепловой.

При увеличении кислотности выше 0,11% и содержания влаги пробой может быть тепловым и при комнатной температуре.

б) Стирол. Стирол ($\text{C}_6\text{H}_5 \cdot \text{CH} : \text{CH}_2$) для электроизоляции применяется в виде полимера, представляет собой прозрачное аморфное вещество. Он обладает исключительно высокими диэлектрическими свойствами.

Проводимость чистого стирола при комнатной температуре меньше 10^{-19} 1/Ω см³. Диэлектрические потери как на технической частоте, так и на высокой весьма малы. Так при технической частоте $\text{tg } \delta \sim 0,003$, при высокой (длина волны 150 м) $\text{tg } \delta \sim 0,0004$. Пробивные напряжения стирола на высокой частоте (длина волны 760 м) в 2–2,5 раза больше, чем для слюды.

Это объясняется его малыми диэлектрическими потерями и меньшим диэлектрическим коэффициентом, чем у слюды, вследствие чего у него краевые разряды возникают позже, чем у слюды. На частоте 50 пер.сек. пробивные напряжения 10 кВ_{max} при толщине в 0,10 мм и 7,5 кВ_{max} при толщине в 0,03 мм.

Стирол является соединением замкнутым (имеет малое количество свободных связей), поэтому он химически стойкий и не гигроскопичен. Влага и кислота мало влияют на его диэлектрические свойства. В отличие от большинства органических диэлектриков стирол не разрушается под действием окислов азота, выделяющихся при разрядах. После 3-часового пребывания в атмосфере с 4% содержанием окислов азота пробивное напряжение его не изменилось, в то время как целый ряд других материалов (ацетил и этил-целлюлоза, кабельная бумага, лакоткань) совершенно потеряли свою электрическую прочность.

с) Масляные лаки. Характерной особенностью масляных лаков является то, что их основная составная часть, растительное (льняное, перилловое или тунговое) масло обладает способностью полимеризоваться при нагреве. Свойства масляных лаков будут поэтому определяться не только их составом, но и степенью полимеризации. Зависимость $\text{tg } \delta$ для чистого льняного масла от степени полимеризации уже проводилась нами на стр. 199 рис. 127. Так как по мере полимеризации полярность масла становится все менее и менее резко выра-

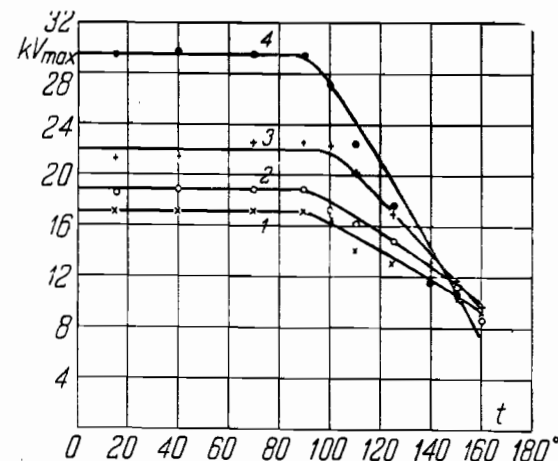


Рис. 387. Зависимость пробивного напряжения от температуры для ацетил-целлюлозной пленки. Переменное напряжение. Среда TiO_2 с льняным маслом.

1. Пленка перед пробоем не сушилась
2. Пленка перед пробоем сушилась 4 час.
3. Пленка перед пробоем не сушилась
4. Пленка перед пробоем сушилась 3 ч.

(По Гольдман).

женной, то после прогрева лак приобретает свойства малополярного соединения, если только в него специально не введены неполимеризующиеся полярные соединения (пластификаторы),

Наиболее детальное изучение электрических и механических свойств пленок из чистого льняного масла произведено Кувшинским [97]. Вопрос о влиянии состава масляных лаков на их свойства пока еще мало изучен и нуждается в дальнейшей проработке.

§ 38. Кабельная бумажная изоляция. Кабельная бумажная изоляция представляет собой двухфазную систему, в которой одна фаза твердая (чистая непроклеенная целлюлоза), вторая—газообразная

ионизации воздуха в узких каналах, образующихся между волокнами целлюлозы, требуются повышенные напряженности из-за малых размеров каналов.

На рис. 388 и 389 приведены кривые зависимости пробивного напряжения от толщины для кабельной непропитанной бумаги в воздухе. Эксперимент велся следующим образом: образец бумаги, зажатый между электродами, пробивался. Затем этот же образец, в уже пробитом месте, пробивался вторично в тех же условиях.

Первый пробой давал наибольшие значения пробивных напряжений. При вторичном пробое пробивное напряжение сразу значительно снижалось и в дальнейшем оставалось неизменным вне зависимости от того, сколько раз это место пробивалось. Вторичное пробивное напряжение больше пробивного напряжения воздуха соответствующей толщины. Так например для кабельной бумаги толщиной 0,6 мм первоначальное пробивное напряжение было 10, 4 кВ; вторичное пробивное напряжение 5,7 кВ, пробивное напряжение воздуха той же толщины, но между большими электродами составляет 3,0 кВ.

Столь высокое значение первоначального пробивного напряжения есть следствие малого размера воздушного канала в свежей бумаге. После первого пробоя воздушный канал увеличивается и в дальнейшем остается неизменным. Поэтому и пробивные напряжения не меняются при последующих пробоях.

Гемант [232 и 233] подробно исследовал влияние размеров поперечного сечения воздушного канала на величину пробивного напряжения. Результаты этих исследований приведены в табл. 60.

Таблица 60.

Пробой воздуха в узких каналах.

Толщина бумаги в мм	Диаметр воздушного канала в мм	Пробивное напряжение в кВ	Пробивное напряжение для воздуха в кВ		Повышение пробивного напряжения в %
			по литературе	из эксперимента	
0,11	0,06	1,29	1,00	1,07	20
0,20	0,10	1,88	1,45	1,55	21
0,43	0,10	3,11	2,40	2,26	37

Пробой пропитанной кабельной бумаги, также как и непропитанной обуславливается не твердой фазой (целлюлозой), а электрически более слабой жидкой средой. Поведение пропитанной кабельной бумаги в электрическом поле в значительной степени объясняются соответственными закономерностями жидкой среды.¹ Процессы, происходящие в жидкости под действием напряжения, подробно разобраны выше.

Для пропитанной кабельной бумаги [192], не содержащей влаги,

¹ Пробой твердой фазы может наступить лишь тогда, когда жидкая фаза будет поставлена в наиболее выгодные условия работы, именно при импульсах и высоких давлениях.

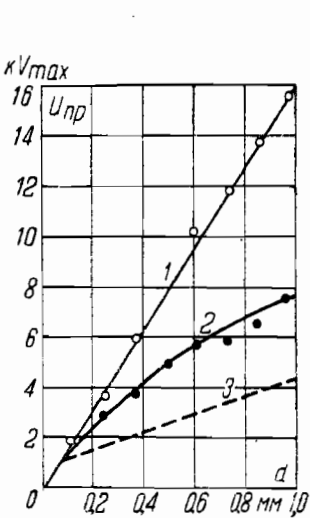


Рис. 388. Зависимость пробивного напряжения от толщины для кабельной бумаги. Переменное напряжение. Среда — воздух.

- 1. Первый пробой.
- 2. Последующие пробои.
- 3. Пробой воздуха.

(По Геманту).

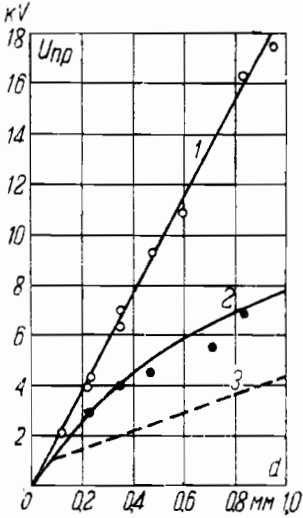


Рис. 389. Зависимость пробивного напряжения от толщины для кабельной бумаги. Постоянное напряжение. Среда — воздух.

- 1. Первый пробой.
- 2. Последующие пробои.
- 3. Пробой воздуха.

(По Геманту).

(воздух) в непропитанной бумаге или жидкая (масло или компаунд) в пропитанной бумаге.

В специально необработанной бумаге размер пор сравнительно велик. В отдельных обработанных с поверхности (сатинированной) сортах бумаги размер пор порядка 10^{-5} см.

Воздух электрически значительно слабее целлюлозы. Поэтому пробой непропитанной кабельной бумаги является пробоем воздушных каналов, образующихся между волокнами целлюлозы. Целлюлоза является лишь скелетом, определяющим структуру бумаги и размеры воздушных каналов.

Пробивные напряжения непропитанной кабельной бумаги выше, чем пробивные напряжения воздуха соответствующей толщины между достаточно большими электродами. Это вызывается тем, что для

так же как и для жидких диэлектриков, пробивное напряжение возрастает почти пропорционально толщине изоляции, как на переменном напряжении, так и на импульсах (рис. 390—392). Для более плотной бумаги (меньше размер каналов) и меньшей толщины отдельных слоев отступление от пропорциональности меньше, чем в менее плотной бумаге и более толстых слоях.

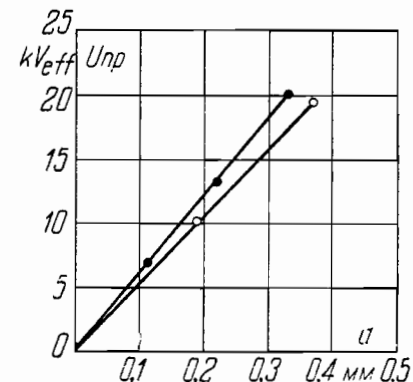


Рис. 390. Зависимость пробивного напряжения от толщины для пропитанной кабельной бумаги. Переменное напряжение. Бумага уплотненная.
● — толщина одного слоя 0,11 мм
○ — толщина одного слоя 1,19 мм
(По Вальтеру и Дмитриеву).

температуры. При увеличении температуры до 100° пробивное напряжение для бумаги, не содержащей влаги, почти не изменяется (рис. 393).

Совсем иначе протекают все процессы во влажной бумаге. На пове-

дение ее в электрическом поле сильно влияет степень содержания влаги. Во влажной бумаге пробивные напряжения и диэлектрические потери изменяются с температурой, процентом содержания влаги и временем. При содержании 5,7% влаги пробивные напряжения при переходе от комнатной температуры к 50° снижаются больше чем в два раза, и пробой становится тепловым не только при высокой температуре, но и при комнатной. Под действием напряжения влажная бумага может высыхать и в связи с этим постепенно улучшать свои свойства.

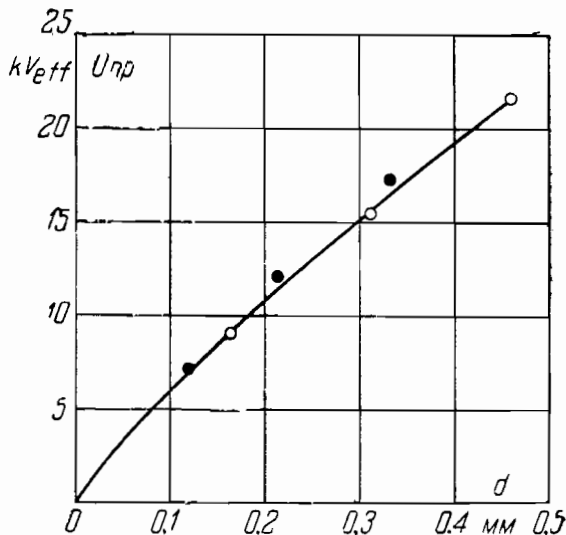


Рис. 391. Зависимость пробивного напряжения от толщины для пропитанной кабельной бумаги. Переменное напряжение. Бумага обыкновенная.
(По Вальтеру и Дмитриеву).

В пропитанной бумаге, так же как и в жидкости, пробивное напряжение сильно зависит от времени, причем функция $U=f(t)$ (как видно из рис. 394) не стремится к постоянной величине. Лишь при

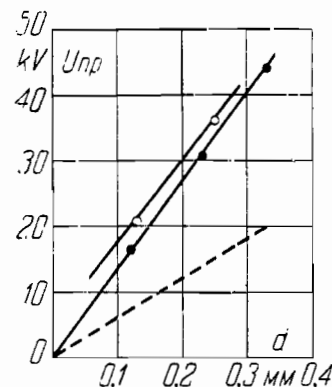


Рис. 392. Зависимость пробивного напряжения от толщины. Ударное напряжение. Температура комнатная.
○ — бумага обыкновенная.
● — бумага уплотненная
--- — бумага уплотненная при переменном напряжении.
(По Вальтеру и Дмитриеву).

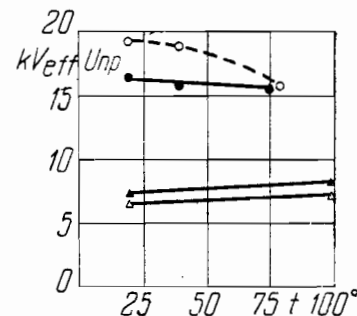


Рис. 393. Зависимость пробивного напряжения от температуры для пропитанной кабельной бумаги.
— переменное напряжение, бумага обыкновенная.
○ — импульсы, бумага обыкновенная
● — импульсы, бумага уплотненная
▲ — переменное напряжение, бумага уплотненная.
(По Вальтеру и Дмитриеву).

малых выдержках, в противоположность жидкости пробивное напряжение пропитанной кабельной бумаги ограничено постоянным значением (ср. рис. 333). Повидимому здесь, в отличие от длительных выдержек, происходит пробой твердой фазы (целлюлозы).

Потери в кабельной изоляции зависят как от бумаги, так и от пропитывающего состава. На рис. 395 приведена зависимость $\lg \delta$ от температуры для непропитанной и пропитанной кабельной бумаги и пропитанного масла. Из кривых видно, что бумага в масле действует как барьер. В масле при увеличении температуры меньше чем в три раза (от 35 до 92° C) потери возросли больше чем в 20 раз. Как для всякой неоднородной среды потери пропитанной бумаги лежат между потерями бумаги непропитанной и масла. При низких температурах, где потери масла малы, потери пропитанной и непропитанной бумаги совпадают. При более высоких температурах, где потери масла больше, чем непропитанной

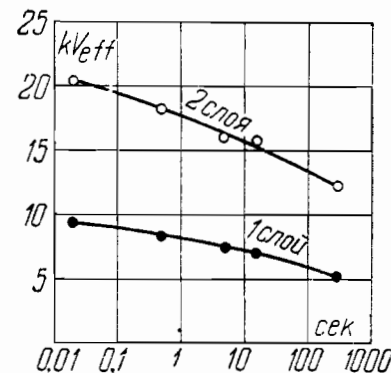


Рис. 394. Зависимость пробивного напряжения от времени для пропитанной кабельной бумаги.
(По Вальтеру и Дмитриеву).

бумаги, потери пропитанной бумаги имеют промежуточное значение. В этой области наличие бумаги, обладающей меньшими поте-

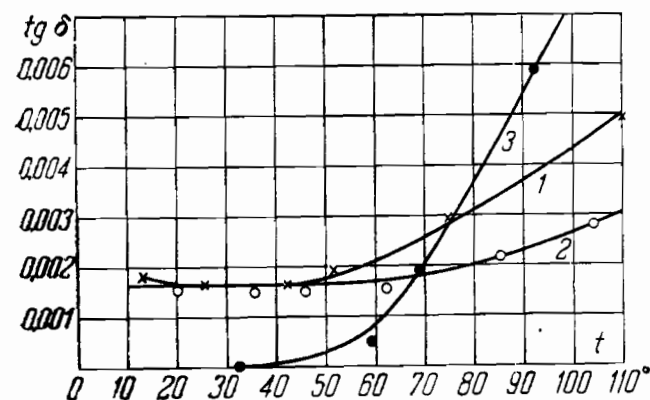


Рис. 395. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры.

1. Пропитанная бумага
 2. Сухая бумага.
 3. Масло.
- (По Богородицкому).

ний резко увеличивает диэлектрические потери и ослабляет электрическую прочность кабельной изоляции (рис. 396).

Газовые включения образуются в кабеле как в процессе производства его, так и во время работы в результате тепловых циклов — нагревания и охлаждения при колебаниях нагрузки, которым он подвергается. Воздушные пузырьки уже при небольших напряжениях

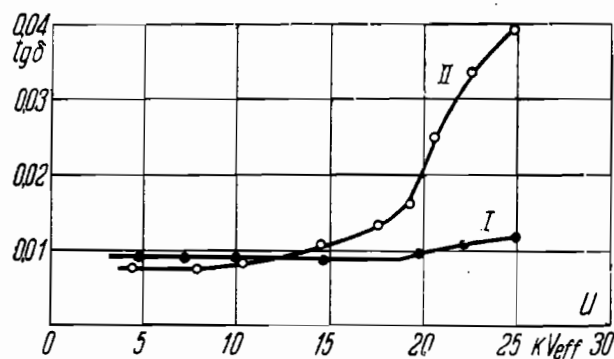


Рис. 396. Зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения.

- I. Хорошо пропитанный кабель.
- II. Плохо пропитанный кабель.

(По Пруссу [234]).

ионизируются. Выделяющиеся при этом продукты не только действуют разрушающим образом на бумагу, но сильно окисляют масло или компаунд и увеличивают их кислотность. Так как объем этих воздушных включений невелик, то разрушение происходит не сразу, а постепенно, со временем.

При достаточно больших напряжениях между слоями бумаги начинаются электрические разряды, которые обугливают, сжигают бумагу. Высоковольтный кабель не может работать при наличии в нем газовых включений. Поэтому кабели, начиная с 60 кВ, делаются маслonaполненные. На рис. 397 и 398 приведены характеристики для 120-киловольтного кабеля фирмы Пирелли. Малый рост

потери с температурой и независимость потерь от напряжения указывает на незначительное количество газовых включений в кабеле.

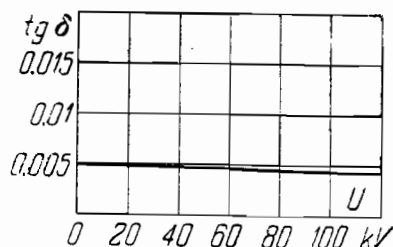


Рис. 397. Зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения для 120 кВ кабеля фирмы Пирелли.

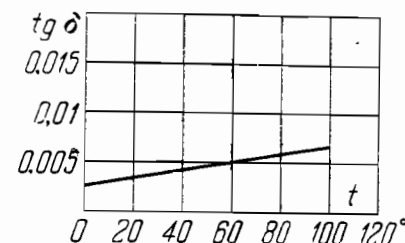


Рис. 398. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры для 120 кВ кабеля фирмы Пирелли.

Применение масла или пропиточной массы под давлением позволяет еще больше улучшить диэлектрические характеристики кабеля. Под давлением ионизация газовых включений затруднена и этим замедляются процессы старения. На рис. 399 приведены кривые ионизации для маслonaполненного кабеля под давлением от нуля до 12 атмосфер сверх атмосферного.

При увеличении давления точка ионизации передвигается в область больших напряжений. С увеличением давления возрастает абсолютная величина пробивного напряжения и уменьшается зависимость его от времени (рис. 400).

§ 39. Изоляция высоковольтных электрических машин. Современная изоляция высоковольтных электрических машин состоит из слюды, связующего вещества (лака) и основы (бумаги, ткани, шелка). Эта изоляция называется микафолый.

Слюда, вследствие ее малых диэлектрических потерь, высокой электрической прочности, химической и термической стойкости является одним из самых лучших диэлектриков. Лаки и бумаги значительно уступают слюде как по своей электрической

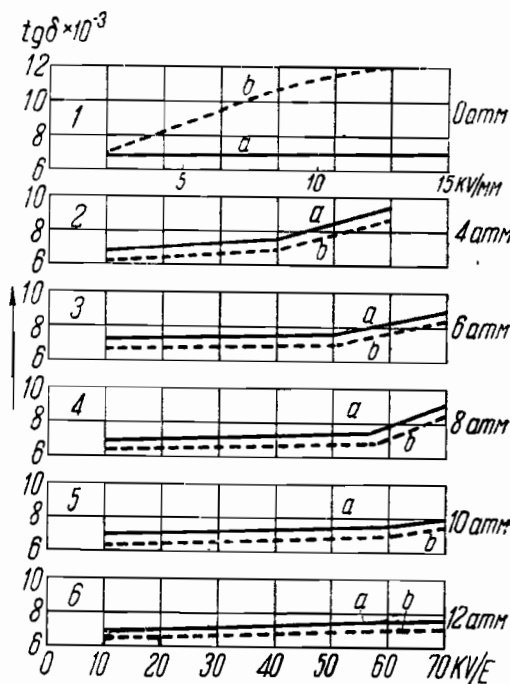


Рис. 399. Зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения для разных давлений для кабеля.

- а) Кабель до нагрева.
- б) Кабель после нагрева.

(По Хохштедтеру [235]).

ской прочности, так и по химической и термической стойкости. Поэтому процессы, происходящие под действием напряжения в диэлектрике, состоящем из столь разнородных элементов, очень сложны

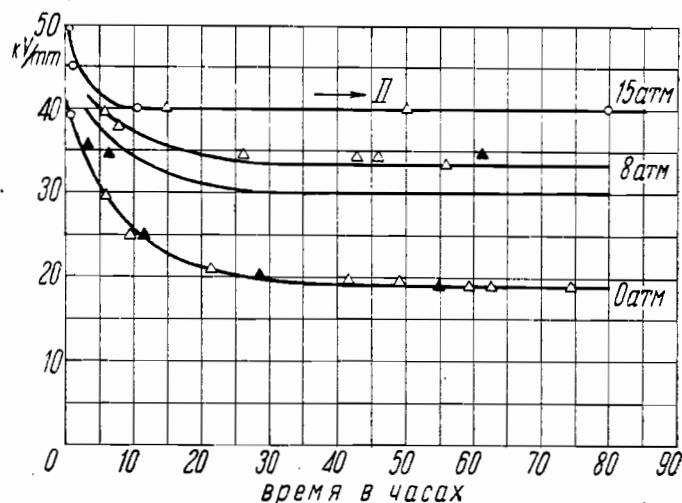


Рис. 400. Зависимость пробивного напряжения от времени для кабеля при разных давлениях. (По Хохштедтеру).

и не укладываются в рамки закономерностей электрического или теплового пробоя так же просто, как например тепловой пробой в бакелитовых выводах, электрический пробой фарфора и др.

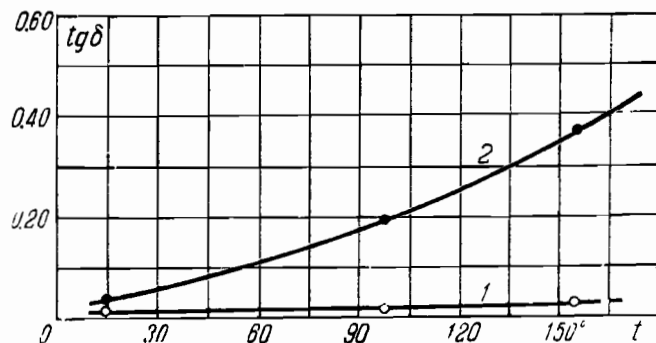


Рис. 401. Зависимость $tg \delta$ от температуры для слюды.

1. Мусковит.
 2. Флагопит.
- (По Гольдман).

Электрическая прочность слюды остается неизменной до температур выше 200° С. Диэлектрические потери незначительно возрастают с увеличением температуры и мало зависят от напряжения (рис. 401 и 402). В лаке, в котором содержится неспарившийся

растворитель и разные другие примеси, при повышенной температуре могут начаться тепловые процессы. Бумага в сухом и чистом виде не имеет теплового пробоя до температуры 100° С и даже выше. При наличии остатков растворителя, особенно спиртовых лаков (шеллак и др.), в ней также могут начаться тепловые процессы значительно раньше.

Поведение такого сложного диэлектрика в электрическом поле зависит не только от качества отдельных его составных элементов, но в очень большой степени и от количественного их соотношения. Встречающиеся здесь закономерности подробно изучены Бельди [236]. Влияние количественного содержания слюды, лака и бумаги на

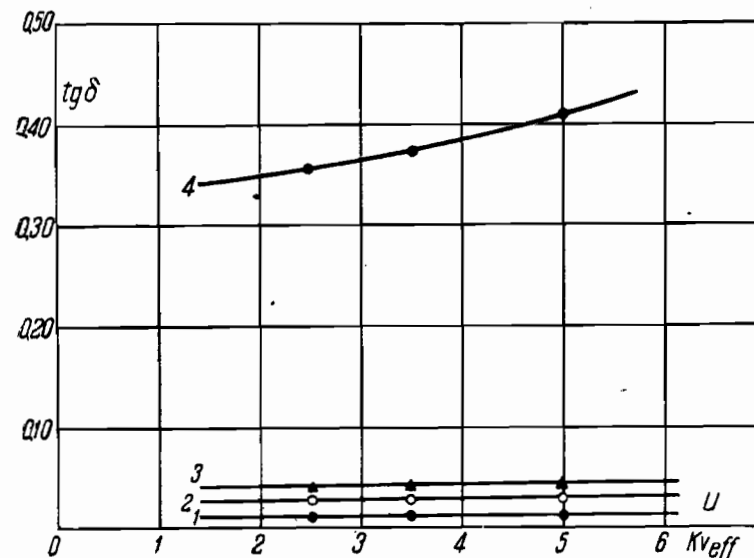


Рис. 402. Зависимость $tg \delta$ от напряжения.

1. Мусковит, температура комнатная.
2. Мусковит, температура 150° С.
3. Флагопит, температура комнатная.
4. Флагопит, температура 150° С.

(По Гольдман).

характеристики материала может быть представлена трехмерной диаграммой, приведенной на рис. 403 и 404, где по оси ординат отложены потери в ваттах на 1 дм³ при напряженности в 10 кВ/см. На основании нанесено процентное содержание слюды, лака и бумаги, согласно рис. 405. Рис. 403 и 404 относятся к разным лакам. С уменьшением содержания лака потери уменьшаются, но зато появляется большая зависимость потерь от напряжения и температуры. При малом содержании лака в изоляции неизбежно остается много воздушных включений, которые ионизируются уже при небольших напряжениях и вызывают сильный рост потерь с увеличением напряжения. На рис. 406 и 407 приведена зависимость $tg \delta$ от напряжения и от температуры для машинных стержней со слюдяной изоляцией.

При высокой температуре ионизация происходит легче, поэтому

потери возрастают значительно круче, чем при комнатной температуре. Если в лаке имеется остаточный растворитель, то под действием тепла от диэлектрических потерь он начинает улетучиваться. В такой изоляции диэлектрические потери со временем уменьшаются.

На рис. 408 приведена зависимость угла диэлектрических потерь от времени. Вначале диэлектрик разогревается и потери в нем возрастают. Затем устанавливается тепловое равновесие, температура изо-

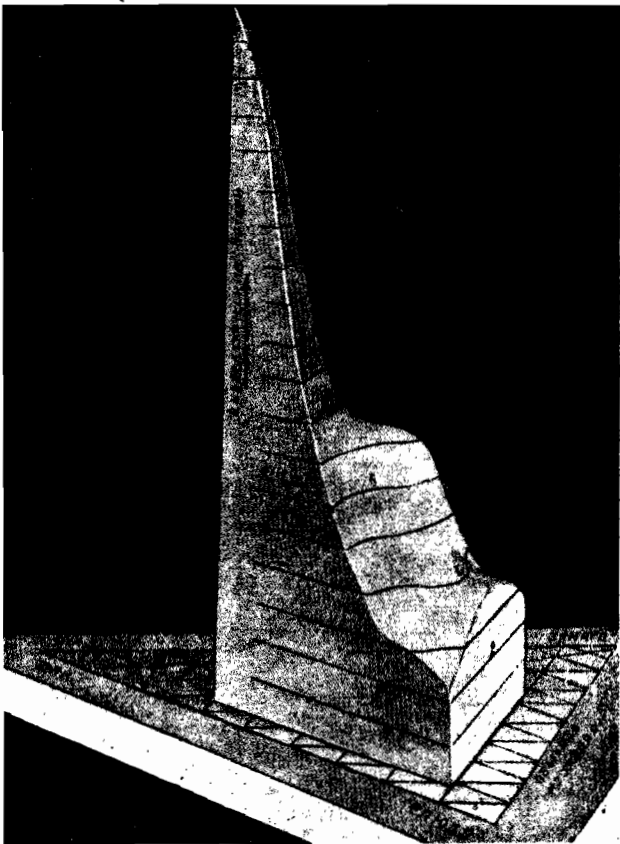


Рис. 403. Зависимость диэлектрических потерь от количественного содержания слюды, лака и бумаги для слюдяной изоляции на шеллаке. (По Бельди).

ляции перестает расти и образец начинает сохнуть. $\text{tg } \delta$ некоторое время остается постоянным и затем после просушки уменьшается. При дальнейшем увеличении напряжения разогрев увеличивается, потери возрастают. Затем опять устанавливается тепловое равновесие, начинается дальнейшая сушка и связанное с ней уменьшение диэлектрических потерь. После тренировки изоляции в электрическом поле растворитель улетучивается, изоляция высыхает и ее характеристики улучшаются.

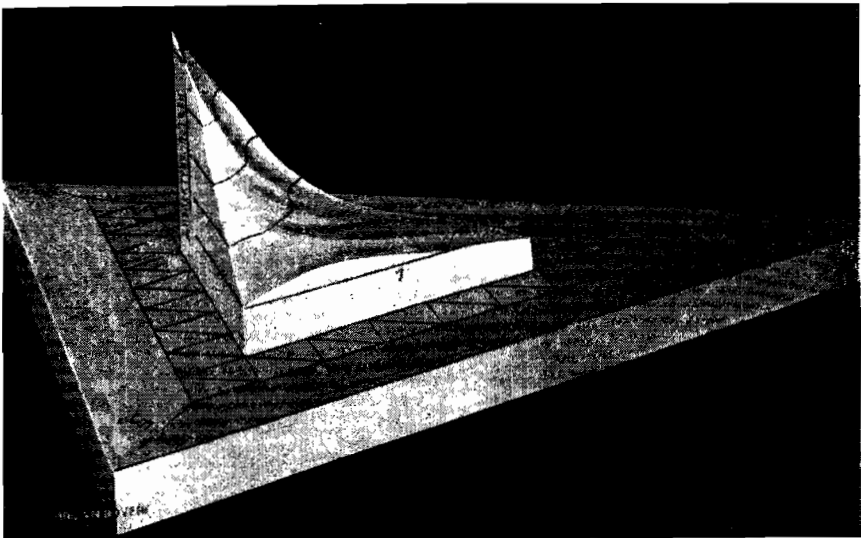


Рис. 404. Зависимость диэлектрических потерь в слюдяной изоляции от количественного содержания лака, бумаги и слюды. (По Бельди).

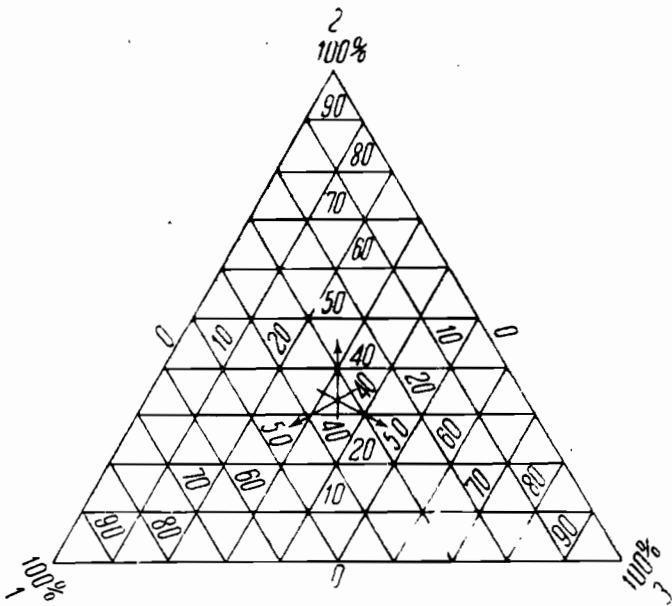


Рис. 405. Составная изоляция в трехмерных координатах.
1. Лак.
2. Бумага.
3. Слюда.
(По Бельди).

Как и в кабеле, вследствие тепловых циклов, в слюдяной изоляции образуются воздушные включения. На рис. 409 приведена зависимость

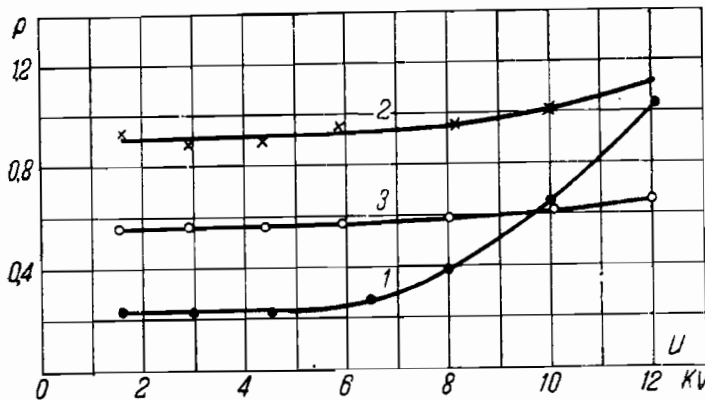


Рис. 406. Зависимость диэлектрических потерь для изоляции электрических машин (микафоль) от напряжения. Температура 16° С.
1. Микафоль на шеллаке, 14% лака.
2. Микафоль на шеллаке, 62% лака.
3. Микафоль на новом лаке, 33% лака.
(По Бельди).

диэлектрических потерь от напряжения для стержня, изолированного микафольем. Кривая 1 относится к свежему образцу. До того, как образец подвергался действию напряжения $tg \delta$ с увеличением напряжения не менялся. Кривая 2 снята для этого же образца после тренировки в электрическом поле в течение 26 часов. Рост $tg \delta$ с увеличением напряжения указывает на наличие воздуха в образце.

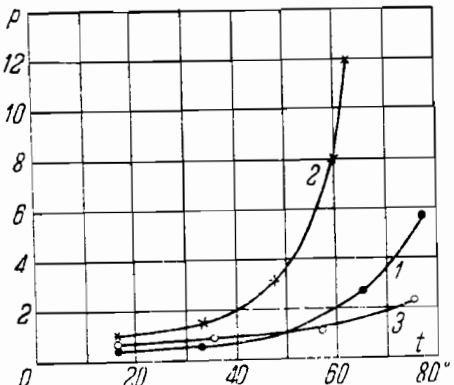


Рис. 407. Зависимость диэлектрических потерь от температуры для изоляции электрической машины (микафоль). Напряжение 6.
1. Микафоль на шеллаке, 14% лака.
2. Микафоль на шеллаке, 62% лака.
3. Микафоль на новом лаке, 33% лака.
(По Бельди).

рядов являются асфальтовые лаки. Это послужило одной из причин применения их для склейки слюды в высоковольтных машинах.

Пробивные напряжения при сравнительно малых временах, которыми обычно пользуются при исследовании диэлектрика, не являются

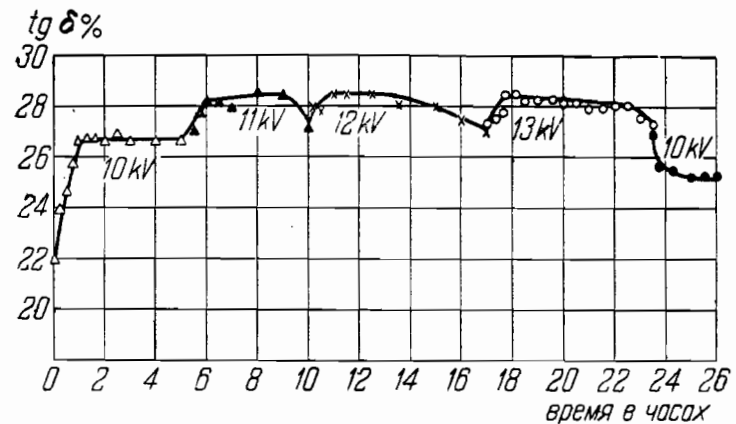


Рис. 408. Зависимость $tg \delta$ от времени для изоляции из микафоль. Температура комнатная.
(По Гольдман).

достаточно чувствительным индикатором на процессы, происходящие внутри сложного диэлектрика.

На рис. 410 и 411 приведены пробивные напряжения, как функция времени при комнатной температуре и 100° С для микафоль на двух резко отличных сортах слюды: на мусковите и на флогопите. Ход кривых и абсолютная величина пробивного напряжения для изоляции из обоих сортов слюды, несмотря на качественное различие между исходными материалами, почти одинаковые. Получается малая зависимость пробивного напряжения от температуры и характерная для многих твердых диэлектриков зависимость от времени. В начале кривой наблюдается спадание, затем через несколько минут пробивное направление устанавливается постоянным.

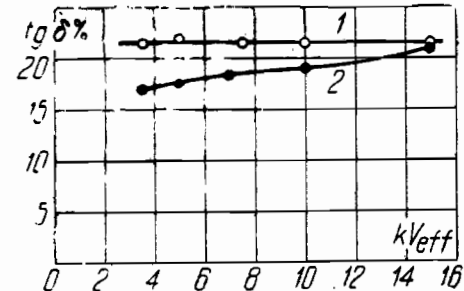


Рис. 409. Зависимость $tg \delta$ от напряжения для изоляции из микафоль. Температура комнатная.
1. Образец свежий.
2. Образец после воздействия на него напряжения в течение 26 часов.
(По Гольдман).

Приведенные данные, именно отсутствие возрастания потерь со временем при напряжениях близких к пробивным, малая зависимость пробивного напряжения от температуры, указывают на то, что в данном случае вряд ли имеем дело с тепловым пробоем в обычном нашем понимании.

При разогреве изоляции, вследствие ли внешнего подвода тепла

(от меди, железа) или вследствие диэлектрических потерь, слюда не теряет и даже не снижает своей электрической прочности; связывающее вещество (лак) при сравнительно небольших температурах разлагается и выгорает. В результате разрушения связующего вещества получаем изоляцию, состоящую из слюды с воздушными прослойками и со следами угля, образовавшимися при разложении лака. По путям обуглившегося лака между листами слюды от одного электрода к другому начинаются разряды, которые со временем разрушают и слюду.

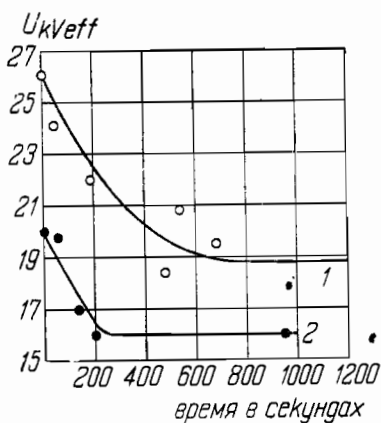


Рис. 410. Зависимость пробивного напряжения от времени для изоляции из микафолия на флагопите. Переменное напряжение. Среда—трансформаторное масло.

1. Температура комнатная.
2. Температура 100° С

(По Гольдман).

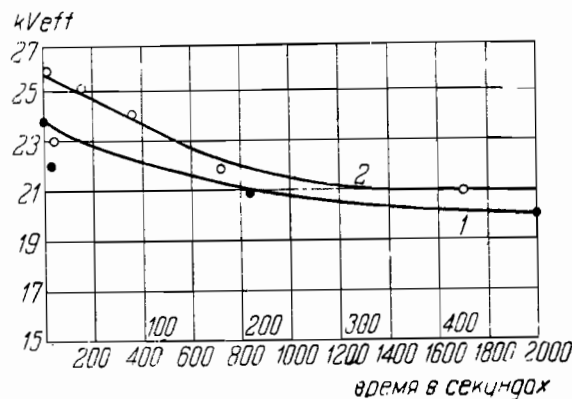


Рис. 411. Зависимость пробивного напряжения от времени для изоляции из микафолия на мусковите. Среда—трансформаторное масло.

1. Комнатная температура (масштаб нижний).
2. Температура 100° С (масштаб верхний).

(По Гольдман).

Кроме того, образовавшиеся воздушные прослойки ионизируются, что также ускоряет процессы старения.

Итак, хотя пробой микафолия и не тепловой, но вследствие наличия в нем малотеплостойких лаков и бумаги, перегрев вызывает ускоренное старение и разрушение изоляции. С этой точки зрения имеет значение и величина диэлектрических потерь в слюдяной изоляции.

1. ТОЧНАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОВОГО ПРОБОЯ ДЛЯ ОДНОМЕРНОГО СЛУЧАЯ И ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ.

На стр. 372 мы дали приближенную математическую трактовку теплового пробоя. Основное допущение, которое нами было сделано, состояло в том, что мы считали распределение напряжений в диэлектрике постоянным, не меняющимся при разогреве. Это допущение может более или менее оправдываться лишь в случае, когда значение электропроводности диэлектрика (омической — при постоянном напряжении, и полной комплексной — при переменном) в средних частях диэлектрика и у краев одно и то же. Таким образом выведенные нами формулы могут считаться точными лишь при малых толщинах и плохом охлаждении, когда диэлектрик будет более или менее равномерно разогрет и следовательно проводимость в разных его частях будет примерно одинаковой. Здесь мы дадим точную теорию теплового пробоя для случая постоянного напряжения, при котором перераспределение напряжений при разогреве диэлектрика будет наибольшим, в той наиболее совершенной форме, которую ей дал Фок [178].

В случае равновесного теплового состояния внутри диэлектрика будут выполняться следующие дифференциальные уравнения:

$$\operatorname{div} (k \operatorname{grad} T) + \tau (\operatorname{grad} \varphi)^2 = 0 \quad (1)$$

$$\operatorname{div} (\tau \operatorname{grad} \varphi) = 0, \quad (2)$$

где φ — потенциал, T — температура, τ — электропроводность и k — коэффициент теплопроводности среды.

Первое из уравнений указывает на то, что в равновесном тепловом состоянии избыток тепла, отданного элементарным объемом за единицу времени в окружающую среду, над теплом, полученным из окружающей среды, покрывается количеством тепла, выделившимся в этом объеме за то же время. Во втором уравнении $\tau \operatorname{grad} \varphi$ является плотностью электрического тока. Ур-ние (2) указывает на непрерывность линий тока в диэлектрике.

Если помножить второе уравнение на $\varphi - \varphi_0$, где φ_0 некоторая постоянная, соответствующая потенциалу той части диэлектрика, где температура достигает наибольшего значения, и сложить его с первым, то получается следующая система уравнений, равнозначная первоначальной:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} [k \operatorname{grad} T + \tau (\varphi - \varphi_0) \operatorname{grad} \varphi] &= 0 \\ \operatorname{div} (\tau \operatorname{grad} \varphi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Если эта система уравнений при данных пограничных условиях допускает решение, то равновесное тепловое состояние внутри диэлектрика оказывается возможным и пробой не произойдет. Меняя пограничные условия, одним из которых является приложенное напряжение, мы можем достигнуть таких значений, при которых решение уравнений, а следовательно и тепловое равновесие окажется уже невозможным. То минимальное значение напряжения, при котором равновесное состояние окажется нарушенным, мы назовем пробивным напряжением диэлектрика при данных прочих пограничных условиях.

Решение системы уравнений (3) при любых пограничных условиях наталкивается, однако, на очень большие математические трудности. Мы остановимся поэтому на одномерном случае, для которого все вычисления могут быть проведены до конца.

Пусть диэлектрик (рис. 262), имеющий форму пластинки, зажат между двумя плоскими электродами (на рис. 262 электроды мелко заштрихованы). Наружная поверхность электродов охлаждается теплоотдачей в окружающую среду. Боковые поверхности диэлектрика и электродов будем считать столь большими, что случай можно рассматривать как одномерный. Совместим начало координат с центром пластины. Ось x направим параллельно электродам, ось z перпендикулярно к ним. Все переменные величины будут тогда зависеть только от координаты z .

Введем следующие обозначения:

- $d = 2h$ — толщина пластины,
- δ — толщина электродов,
- ρ — удельное сопротивление диэлектрика,
- γ — удельная электропроводность диэлектрика,
- k — коэффициент теплопроводности диэлектрика,
- λ — коэффициент внешней теплопроводности среды,
- k_1 — коэффициент теплопроводности электродов,
- T_0 — температура окружающей среды, равная начальной температуре диэлектрика.
- T_m — максимальная температура внутри диэлектрика,
- T_2 — температура наружной поверхности электродов,
- T_1 — температура поверхности диэлектрика,
- $U = 2\varphi_1$ — приложенная разность потенциалов.

Омическое сопротивление электродов будем считать бесконечно малым по сравнению с сопротивлением диэлектрика. Верхней поверхности диэлектрика ($z = h$) будет соответствовать потенциал $+\varphi_1$, нижней — φ_1 , среднему сечению $\varphi = 0$.

Для одномерного случая, при выбранных нами обозначениях, система (3) переписывается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(k \frac{dT}{dz} + \varepsilon \varphi \frac{d\varphi}{dz} \right) &= 0 \quad (a) \\ \frac{d}{dz} \left(\varepsilon \frac{d\varphi}{dz} \right) &= 0 \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

У поверхности раздела диэлектрика и электрода мы будем иметь, во-первых:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } z = h, \quad \varphi &= \varphi_1 \\ \text{при } z = -h, \quad \varphi &= -\varphi_1 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

во-вторых, исходя из требования о непрерывности температуры и теплового потока

$$\left. \begin{aligned} (T)_{h-0} &= (T)_{h+0} = T_1 \\ k \left(\frac{dT}{dz} \right)_{h-0} &= k_1 \left(\frac{dT}{dz} \right)_{h+0} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Наружным поверхностям электродов будут соответствовать пограничные условия:

$$z = h + \delta, \quad k_1 \frac{dT}{dz} + \lambda (T_2 - T_0) = 0. \quad (7)$$

В случае, если температура на наружной поверхности электродов поддерживается постоянной, равной T_0 , в ф-ле (7) нужно положить $\lambda = \infty$.

В ф-лах (6) и (7) нами даны пограничные температурные условия лишь для верхнего электрода. Для нижнего электрода они, из соображений симметрии, будут гласить ровно также.

Из второй формулы системы (4) следует, что выражение $\varepsilon \frac{d\varphi}{dz}$, равное плотности тока j , величина постоянная. Первая формула системы может быть поэтому непосредственно проинтегрирована:

$$k \frac{dT}{dz} + j \varphi = 0. \quad (8)$$

Постоянная интегрирования равна нулю, так как в среднем сечении пластины, где $\varphi = 0$, температура имеет максимум, т. е. $\frac{dT}{dz} = 0$.

При дальнейшем интегрировании системы мы получаем:

$$\varphi^2 = \int_T^{T_m} 2 \varphi(T) k(T) dT = U(T) - U(T_m), \quad (9)$$

где через $U(T)$ обозначен неопределенный интеграл:

$$U(T) = - \int_T^{T_m} 2 \varphi(T) k(T) dT. \quad (10)$$

Подставив найденное выше выражение для φ [ф-ла (9)] в ф-лу (8), будем иметь:

$$k \frac{dT}{dz} + j \sqrt{U(T) - U(T_m)} = 0 \quad (11)$$

и, проинтегрировав ее, приходим к следующему равенству:

$$iz = \int_T^{T_m} \frac{k(T) dT}{\sqrt{U(T) - U(T_m)}}. \quad (12)$$

Для распределения температуры в электродах пограничные условия (6) и (7) дают следующее выражение:

$$T = T_1 - g \frac{z - h}{h} (T_1 - T_0), \quad (13)$$

в котором для краткости введено обозначение:

$$g = \frac{\lambda h}{k_1 + \lambda \delta}. \quad (14)$$

Для того чтобы удовлетворить условию о непрерывности температуры и теплового потока у поверхности диэлектрик-электрод, должны выполняться следующие равенства:

$$\left. \begin{aligned} ih &= \int_{T_1}^{T_m} \frac{k(T) dT}{V U(T) - U(T_m)}; \\ j\varphi_1 &= -k_1 \left(\frac{dT}{dz} \right)_h = \frac{k_1 \cdot g}{h} (T_1 - T_0); \\ \varphi_1^2 &= U(T_1) - U(T_m). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Путем исключения неизвестной плотности тока j эта система может быть приведена к следующей, состоящей уже из двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} F_1(T_1, T_m) &= \int_{T_1}^{T_m} \frac{k(T) dT}{V U(T) - U(T_m)} - g \frac{k_1}{\varphi_1} (T_1 - T_0) = 0 \\ F_2(T_1, T_m) &= U(T_1) - U(T_m) - \varphi_1^2 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Из этих двух уравнений должны быть определены температуры T_1 и T_m . Если эти уравнения не могут быть решены относительно T_1 и T_m , то тепловое равновесие невозможно, и диэлектрик будет пробит.

Решение уравнений невозможно, когда якобиан левых частей равенств (16) равен нулю:

$$\frac{\partial F_1}{\partial T_1} \cdot \frac{\partial F_2}{\partial T_m} - \frac{\partial F_1}{\partial T_m} \cdot \frac{\partial F_2}{\partial T_1} = 0 \quad (17)$$

или, если произвести это дифференцирование:

$$\frac{gk_1}{\varphi_1} - \rho(T_1) k(T_1) \int_{T_1}^{T_m} \frac{\rho'(T) dT}{V U(T) - U(T_m)} = 0. \quad (18)$$

Это последнее равенство вместе с системой (16) определяет связь между пробивным напряжением φ_1 , начальной температурой диэлектрика T_0 и его толщиной (параметр g) посредством двух вспомогательных величин T_1 и T_m .

Это вычисление может быть целиком перенесено и на одномерный случай аксиальной симметрии, когда все пограничные поверхности — круговые цилиндры. Пусть радиус внутреннего электрода r_0 (рис. 265), внутренний радиус наружного электрода r_1 и внешний его радиус r_2 . Пусть далее потенциал наружного электрода φ_1 , а потенциал внутреннего равен нулю. Если положить параметр g , который мы ввели выше, равным:

$$g = \frac{\lambda \cdot r_1 \cdot \ln \frac{r_1}{r_0}}{k_1 + \lambda r_0 \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (19)$$

то все приведенные выше формулы сохраняют свое значение.

Чтобы продолжить вычисления, нужно выразить явно зависимость k_1 , ρ и ρ' от T . Так как коэффициент теплопроводности k лишь мало зависит от температуры, мы будем считать его величиной постоянной. Для ρ и ρ' мы воспользуемся теми выражениями (110) и (147), которые мы приводили уже раньше (ср. стр. 371 и 380). Так как в зависимости от того, какую из этих двух формул мы выберем, вычисления складываются совершенно различно, мы оба случая рассмотрим отдельно.

1. Пусть зависимость между сопротивлением диэлектрика и температурой выражается формулой

$$\rho = \rho_0 e^{-at}.$$

В этом случае все квадратуры могут быть проведены до конца. Функция U [Ф-ла (10)] оказывается равной:

$$U = \frac{2k\rho_0}{a} e^{-at}. \quad (20)$$

Введем обозначение (t — температура в градусах Цельсия):

$$\left. \begin{aligned} \frac{at = x}{\frac{a}{2\rho_0 k} \varphi_1 = v} \\ g \frac{k_1}{k} = c. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Пользуясь этими обозначениями, мы можем переписать основную систему уравнений (16) и (18) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} e^{\frac{1}{2}x_m} \int_{x_1}^{x_m} \frac{dx}{V e^{\frac{c}{2}x_m - x} - 1} - \frac{c}{v} (x_1 - x_0) &= 0 \\ e^{-x_1} - e^{-x_m} - v^2 &= 0 \\ \frac{c}{v} e^{-x_1} \int_{x_1}^{x_m} \frac{e^x dx}{V e^{\frac{c}{2}x} - e^{\frac{c}{2}x_m}} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Введем вспомогательную величину α посредством соотношения:

$$\cos \alpha = e^{\frac{1}{2}(x_1 - x_m)}$$

$$0 < \alpha < \frac{\pi}{2}. \quad (22')$$

Выразив x_1 и x_m через α и подставляя полученные выражения в систему (22), мы получаем:

$$\left. \begin{aligned} 2\alpha \sec \alpha e^{\frac{1}{2}x_1} - \frac{c}{v}(x_1 - x_m) &= 0 \\ e^{-x_1} \sin^2 \alpha - v^2 &= 0 \\ \frac{c}{v} - e^{\frac{1}{2}x_1} \sec^3 \alpha (\alpha + \sin \alpha \cos \alpha) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Исключая из этих уравнений x_1 , мы получаем систему из двух уравнений

$$\left. \begin{aligned} c &= \sin \alpha \sec^3 \alpha (\alpha + \sin \alpha \cos \alpha) \\ v &= e^{-\frac{1}{2}x_1} \psi(\alpha) \\ \psi(\alpha) &= \sin \alpha e^{-\frac{\alpha \cos^2 \alpha}{\alpha + \sin \alpha \cos \alpha}} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

которая связывает пробивное напряжение диэлектрика (v) с его толщиной (c) и температурой (x_0). Из первого уравнения системы (24) мы можем найти α , соответствующее данному c ; подставляя это α и начальную температуру (x_0) во второе уравнение, мы найдем искомое пробивное напряжение.

Заменяя в ф-ле (24) x_0 и v их значениями и решая ее относительно φ_1 , мы получаем:

$$\varphi_1 = \sqrt{\frac{2\rho_0 k}{a}} e^{-\frac{a}{2}t_0} \varphi_1(c), \quad (25)$$

или, если перейти к практическим единицам:

$$U_{пр} = \sqrt{\frac{33,6\rho_0 k}{a}} e^{-\frac{a}{2}t_0} \varphi_1(c). \quad (26)$$

Если в последней формуле выразить ρ в $\frac{\Omega}{\text{см}^3}$, k в $\frac{\text{кал.}}{\text{град. см. сек.}}$, то $U_{пр}$ получится в вольтах. Через $\varphi_1(c)$ здесь обозначена функция, которая получится, если, пользуясь формулой (24) выразить α через c и подставить в $\psi(\alpha)$.

Выведенная формула весьма близка к той, которая была нами получена в приближенном решении проблемы теплового пробоя. Первые два множителя, определяющие зависимость пробивного напряжения от материальных констант диэлектрика и от температуры, те же,

что и раньше. Что касается функции $\varphi_1(c)$, дающей зависимость пробивного напряжения от толщины диэлектрика и от температуры, то она, как показывает табл. IV (в конце книги) и рис. 264 при малых значениях параметра c в точности совпадает с вычисленной раньше функцией $\varphi_1(c)$, но при увеличении c до бесконечности стремится не к 0,66, а к единице.

Можно строго показать, что при переменном напряжении в случае малых диэлектрических потерь выведенные нами раньше приближенные формулы будут совершенно точны при любых толщинах и предельное значение функции, определяющей зависимость от толщины, будет таким образом равно 0,66. Возникает вопрос, где же кончается область применимости данной нами раньше теории пробоя при переменном напряжении и в каких условиях мы должны уже пользоваться для точных вычислений приведенными здесь формулами. Подсчет показывает, что в тех условиях, когда разница значений, соответствующих постоянному и переменному напряжению, имеет наибольшее значение, именно при $c = \infty$ при потерях, которым соответствует тангенс угла потерь, меньший 0,3, следует пользоваться формулами для переменного напряжения, т. е. функцией $\varphi(c)$.

Таким образом при переменном напряжении пробой при равных условиях должен, вообще говоря, происходить несколько раньше, чем при постоянном.

2. Пусть зависимость сопротивления диэлектрика от температуры дается формулой:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{b}{T}}. \quad (27)$$

В этом случае интегралы (10), (16) и (18) уже не могут быть вычислены в конечном виде, так что приходится прибегать к механическим квадратурам. Для удобства вычислений введем следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{b}{T} &= x \\ \sqrt{\frac{\varphi_1}{2\rho_0 kb}} &= v \\ g \frac{k_1}{k} &= c \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Функция U в этом случае оказывается равной:

$$U = 2k\rho_0 b f(x), \quad (29)$$

где через $f(x)$ обозначен интеграл

$$f(x) = \int \frac{e^x}{x^2} dx = Ei(x) - \frac{e^x}{x} \quad (30)$$

причем $Ei(x)$ так называемая интегрально-показательная функция.

Пользуясь введенными нами обозначениями, мы можем переписать основную систему уравнений следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{c}{v} \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_0} \right) &= \int_{x_m}^{x_1} \frac{d\tau}{x^2 \sqrt{f(x) - f(x_m)}}; \\ v^2 &= f(x_1) - f(x_m); \\ \frac{c}{v} &= e^{x_1} \int_{x_m}^{x_1} \frac{e^{-x} dx}{V f(x) - f(x_m)}; \\ x_1 &= \frac{b}{T_1}; \quad x_0 = \frac{b}{T_0}; \quad x_m = \frac{b}{T_m}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Введем кроме того соотношением

$$e^{\frac{1}{2}(x_1 - x_m)} = \sec \alpha \quad (32)$$

вспомогательную величину α и функции:

$$H(\alpha, x) = \frac{e^{\frac{\alpha}{2}} \operatorname{tg} \alpha}{x \sqrt{f(x) - 2 \ln \sec \alpha} - f(x)}, \quad (33)$$

$$\Phi(\alpha, x) = 2 \int_0^x \cos^2 \alpha H(\alpha, x) d\alpha \quad (34)$$

$$\Psi(\alpha, x) = 2 \int_0^x \left(\frac{x}{x - 2 \ln \sec \alpha} \right)^2 H(\alpha, x) d\alpha \quad (35)$$

Функция (33) удовлетворяет неравенству:

$$1 < H(\alpha, x) < 1 - \frac{2}{x} \ln \sec \alpha. \quad (36)$$

Пользуясь этими вспомогательными функциями, мы можем написать следующую систему уравнений, выражающую при помощи параметров α и x_m связь между величинами $\frac{1}{x_0}$, v и c .

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{x_0} &= \frac{1}{x_m - 2 \ln \sec \alpha} - \frac{1}{x_m^2} \cos^2 \alpha \frac{\Psi(\alpha, x_m)}{\Phi(\alpha, x_m)}, \\ c &= \sin \alpha \sec^3 \alpha \frac{\Phi(\alpha, x_m)}{H(\alpha, x_m)}, \\ v &= \frac{1}{x_m} e^{\frac{1}{2} x_m} \frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{H(\alpha, x_m)}. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Численные значения величин $\frac{1}{x_0}$, v и c , соответствующие различным α и x_m , приведены в таблицах V—VII в добавлении к книге. Вычисление пробивного напряжения для данного диэлектрика может

быть проведено следующим образом: сперва надо найти x_m и α , соответствующие данным x_0 и c . Для этого можно положить:

$$\frac{1}{x_m} = \frac{1}{x_0} + \frac{1}{x_0^2} \quad (38)$$

и по определенному таким образом x_m и заданному c найти в табл. V искомое α . Если желательно более точное определение x_m , то оно может быть произведено, пользуясь табл. VI путем интерполяции, по заданному x_0 и найденному α . Для дальнейшего увеличения точности можно повторить все это вычисление, еще раз пользуясь, как исходными величинами, теми значениями α и x_m , которые были найдены в предыдущем приближении. Поскольку α и x_m известны, не представляет уже труда найти из табл. VII и соответствующий им $\lg v$. Пробивное напряжение $U_{пр}$ может быть вычислено из соотношения:

$$v = \frac{U_{пр}}{\sqrt{33,6 k \rho_0 b}}. \quad (39)$$

Если достаточна точность в $1-2\%$, то все вычисления можно значительно упростить, пользуясь графическим методом. Из табл. V видно, что c почти не зависит от x_m и определяется главным образом значением параметра α . В первом приближении можно поэтому считать c функцией только одного α ; значение α , соответствующее заданному c , может быть найдено из любого столбца табл. V.

Зависимости между $\frac{1}{x_0}$, $\lg v$, α и x_m , приведенные в таблицах VI и VII, нанесены графически на рис. 412. Вдоль оси абсцисс отложены значения x_m , вдоль оси ординат значения $\frac{1}{x_0} = \frac{T_0}{b}$ (слева) и $\lg v$

(справа). Семейство кривых I дает зависимость между x_m и $\frac{1}{x_0}$, семейство кривых II дает зависимость между $\lg v$ и x_m . Различные кривые одного семейства соответствуют различным значениям параметра α .

Вычисления производят следующим образом: из семейства кривых I находят такую, для которой параметр α ближе всего подходит к тому значению, которое вычислено заранее из табл. V по заданному c . На этой кривой находят точку, которая соответствует заданному $\frac{1}{x_0}$. Абсцисса этой точки определяет значение второго параметра x_m .

По этой абсциссе идут затем вверх или вниз до тех пор, пока не наталкиваются на ту кривую второго семейства кривых, над которой надписано то же значение α , как над исходной кривой первого семейства кривых. Ордината точек пересечения дает значение $\lg v$ (справа), соответствующее искомому пробивному напряжению.

Если прологарифмировать формулу, дающую зависимость сопротивления от температуры, которой мы пользовались в последних вычислениях, то получается:

$$\ln \rho = \frac{b}{T} + B. \quad (40)$$

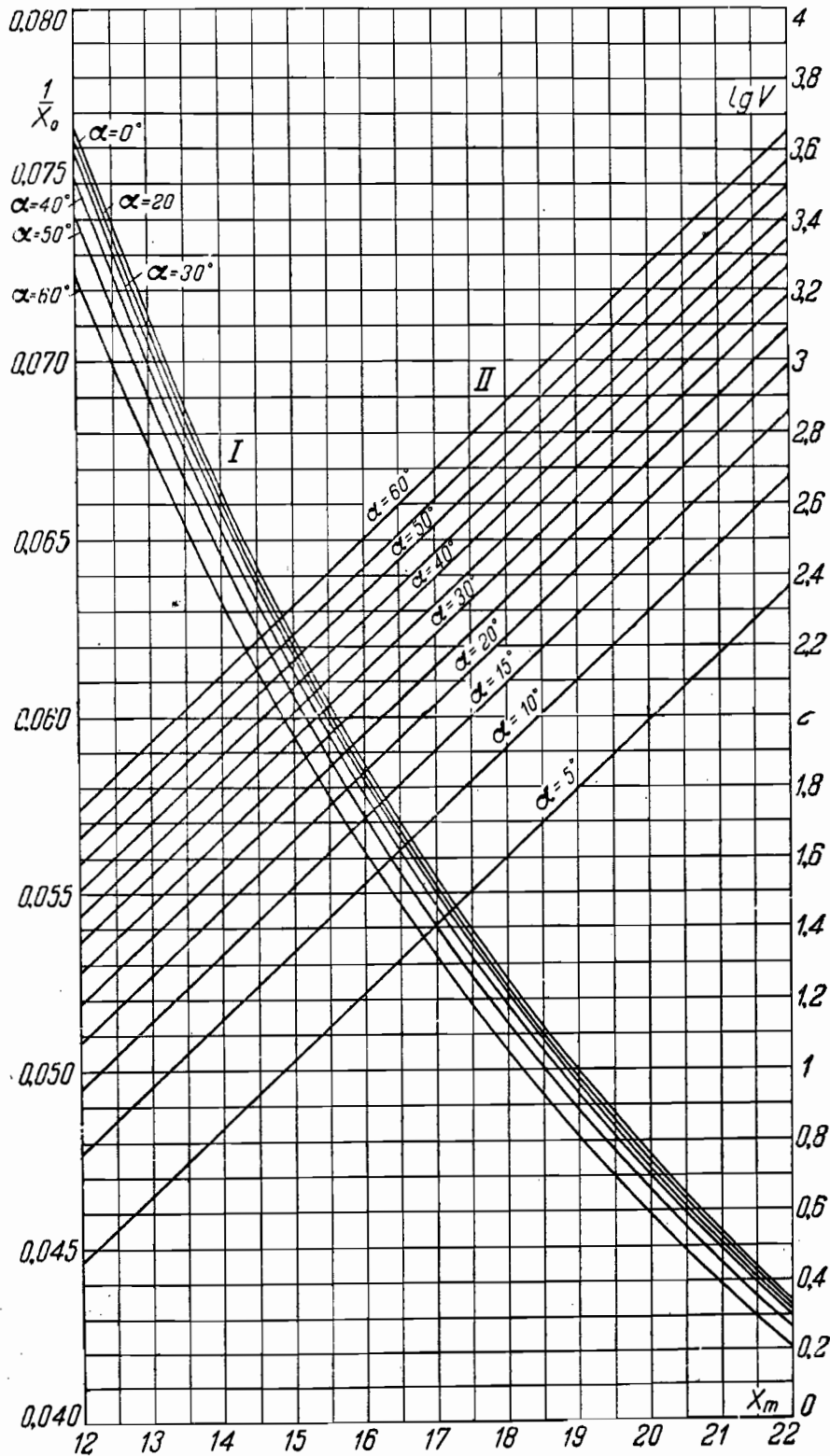


Рис.

Графически зависимость между логарифмом сопротивления и обратной величиной абсолютной температуры выражается прямой, имеющей наклон b . По аналогии с предыдущим случаем (1) можно было ожидать, что связь между логарифмом пробивного напряжения и обратной величиной абсолютной температуры выразится прямой, имеющей наклон, близкий к $\frac{b}{2}$. Вычисления, произведенные по точным формулам, показывают, что и на самом деле зависимость между $\ln U_{пр}$ и $\frac{1}{T}$ может быть с большей степенью точности выражена формулой вида:

$$\ln U_{пр} = \frac{b_1}{T} + D, \quad (41)$$

где однако b_1 несколько меньше, чем $\frac{b}{2}$.

Зависимость от толщины получается близкой к той, которая получилась в случае закона $\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}$. Точно так же, как и там, пробивное напряжение при бесконечном нарастании толщины диэлектрика не возрастает неограниченно, а стремится к некоторому постоянному предельному значению.

II. РАСЧЕТ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ, НЕОБХОДИМОГО ДЛЯ СГЛАЖИВАНИЯ КРАЕВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.

Как указывалось в главе об электрическом пробое, одним из методов ослабления неоднородности электрического поля у краев электрода может служить применение полупроводящих пленок.

Величина сопротивления полупроводящего слоя может быть подсчитана, если заменить диэлектрик эквивалентной схемой из емкостей и сопротивлений согласно рис. 413, где r — сопротивление полупроводящего слоя, нанесенного на диэлектрик; c — емкость диэлектрика, отнесенная к 1 см^2 поверхности; l — расстояние от электрода до конца полупроводящего слоя.

Для точки A (ср. рис. 413) можно написать:

$$i_n + i_{n-1} + i = 0. \quad (1)$$

Вышеописанная схема предполагает емкость и сопротивления, сосредоточенные в точках A и B и т. д. Сближая расстояния между точ-

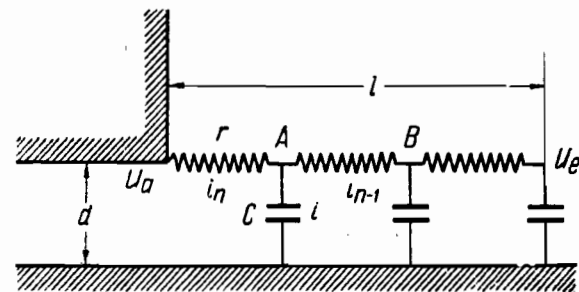


Рис. 413.

ками A и B , можем от сосредоточенных параметров перейти к распределенным. Тогда уравнения для токов выразятся в виде:

$$i_n = -\frac{1}{r} \left(\frac{dU}{dx} \right)_n \quad (2)$$

$$i = -j\omega c U dx \quad (3)$$

$$i_{n-1} = \frac{1}{r} \left(\frac{dU}{dx} \right)_{n-1}; \quad (4)$$

x — расстояние от электрода, $j = \sqrt{-1}$.

Подставляя значения i_n , i_{n-1} и i в уравнение (1), получим:

$$-\frac{1}{r} \left(\frac{dU}{dx} \right)_n + \frac{1}{r} \left(\frac{dU}{dx} \right)_{n-1} - j\omega c U dx = 0$$

$$\left(\frac{dU}{dx} \right)_{n-1} - \left(\frac{dU}{dx} \right)_n = j\omega c r U dx \quad (5)$$

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = j\omega c r U. \quad (6)$$

Для случая, когда приложенное напряжение изменяется гармонически:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$

Ур-ние (6) имеет решение в виде:

$$U = A_1 e^{kx} + A_2 e^{-kx}, \quad (7)$$

где

$$k = \sqrt{j\omega c r}, \quad (8)$$

U — это напряжение, приложенное к пластинке на расстоянии x от края электрода. Коэффициенты A_1 и A_2 могут быть определены из граничных условий.

Пусть напряжение у электрода, т. е. у внутреннего края поверхностного слоя, будет U_n , следовательно при $x=0$, $U=U_n$ и уравнение (7) примет вид:

$$A_1 + A_2 = U_n. \quad (9)$$

У внешнего края поверхностного слоя при $x=l$, $i_n=0$ и следовательно:

$$\left(\frac{dU}{dx} \right)_l = 0,$$

или

$$kA_1 e^{kl} - kA_2 e^{-kl} = 0. \quad (10)$$

Решая уравнение (9) и (10), получаем:

$$A_1 = U_n \frac{e^{-kl}}{e^{kl} + e^{-kl}}, \quad (11)$$

$$A_2 = U_n \frac{e^{kl}}{e^{kl} + e^{-kl}}, \quad (12)$$

$$\frac{e^{kl} + e^{-kl}}{2} = \cosh kl. \quad (13)$$

Подставляя значение коэффициентов A_1 и A_2 в ур-ние (7), получим:

$$U = U_n \frac{\cosh k(l-x)}{\cosh kl}. \quad (14)$$

Преобразуем ур-ние (8). Полагаем

$$Vj = \frac{\sqrt{2}}{2} (1+j), \quad (15)$$

отсюда

$$k = \frac{\sqrt{2}}{2} (1+j) \sqrt{\omega c r} = \alpha (1+j), \quad (16)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\omega c r}.$$

Если принять, что пробивное напряжение диэлектрика в однородном поле в n раз больше, чем в неоднородном при резко выраженных краевых разрядах, то можно подбором сопротивления r уменьшить напряжение у конца поверхностного слоя во столько раз (не меньше n), что диэлектрик будет пробиваться не у края, а под электродом.

Приведем пример подсчета поверхностного сопротивления, необходимого для ослабления краевой неоднородности электрического поля для слюды. Как видно из ф-лы (16), значение сопротивления зависит через емкость c от толщины образца, его диэлектрического коэффициента и частоты напряжения, при которой он должен работать.

Пусть в нашем случае необходимо, чтобы напряжение в конце полупроводящего слоя равнялось $1/5$ напряжения у электрода, т. е.

$$U_l = \frac{1}{5} U_n.$$

Напряжение у края слоя U_l мы получаем, если в ф-ле (14) положить $x=l$. Отношение $\frac{U_l}{U_n}$ равно

$$\frac{U_l}{U_n} = \frac{1}{\cosh kl}. \quad (17)$$

В нашем случае должно выполняться условие

$$|\cosh kl| = 5$$

Решая это уравнение, мы можем из (16) найти искомое сопротивление r .

При толщине образца $d=0,01$ см, длине края $l=1$ см, $z=5$ $\omega=50$ пер/сек, получаем удельное поверхностное сопротивление равным:

$$r = 2,5 \cdot 10^8 \text{ } \Omega/\text{см}.$$

Это значение проводимости полупроводящего слоя является пределом, выше которого пробой будет происходить у края поверхностного слоя. Если сопротивление больше, чем $2,5 \cdot 10^8 \text{ } \Omega/\text{см}^2$, то на поверхностном слое будет падать не 80% напряжения (как это предположено было при расчете), а больше. Высший предел сопротивления приходится подбирать экспериментально, так, чтобы пробой происходил под электродом, а не у края электрода. При очень большом r полупроводящий слой перестает сглаживать неоднородность поля и пробой будет лежать у края электрода.

Коэффициенты использования γ .(Геометрические характеристики: $p = \frac{r+a}{r}$, $q = \frac{R}{r}$).

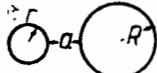
Ц И Л И							Н Д Р Ы						Ш А Р Ы			
																
$q=1$	$q=2$	$q=3$	$q=5$	$q=10$	$q=20$		$q=\infty$	$q=3$	$q=5$	$q=10$	$q=20$	$q=p$	$q=1$	$q=\infty$	$q=p$	
$p=1$	1	1	1	1	1		1	1	1	1	1	1	1	1	1	
$p=1,5$	0,924	0,894	0,884	0,878	0,871	0,864	0,861	0,831	0,847	0,855	0,857	0,811	0,850	0,732	0,667	
$p=2$	0,861	0,815	0,798	0,783	0,772	0,766	0,760	0,717	0,735	0,748	0,754	0,693	0,732	0,563	0,500	
$p=3$	0,760	0,702	0,679	0,658	0,641	0,632	0,623	0,549	0,582	0,604	0,614	0,549	0,563	0,372	0,333	
$p=4$	0,684	0,623	0,595	0,574	0,555	0,543	0,533	—	0,478	0,507	0,521	0,462	0,449	0,276	0,250	
$p=5$	0,623	0,564	0,538	0,513	0,492	0,486	0,468	—	0,402	0,439	0,454	0,402	0,372	0,218	0,200	
$p=6$	0,574	0,517	0,488	0,469	0,450	0,435	0,419	—	—	0,386	0,404	0,358	0,318	0,178	0,167	
$p=7$	0,533	0,479	0,454	0,430	0,403	0,395	0,380	—	—	0,344	0,364	0,324	0,276	0,152	0,143	
$p=8$	0,497	0,447	0,420	0,401	0,377	0,368	0,349	—	—	0,310	0,331	0,297	0,244	0,133	0,125	
$p=9$	0,468	0,420	0,394	0,375	0,352	0,343	0,323	—	—	0,280	0,304	0,275	0,218	0,117	0,111	
$p=10$	0,442	0,397	0,375	0,352	0,330	0,324	0,301	—	—	0,256	0,281	0,256	0,197	0,105	0,100	
$p=15$	0,349	0,314	0,296	0,277	0,257	0,249	0,228	—	—	—	0,204	0,193	0,133	—	—	
	0,291	0,263	0,248	0,232	0,214	0,202	0,186	—	—	—	0,158	0,158	—	—	—	

Таблица метвована из книги Schwaiger, Elektrische Festigkeitslehre.

Таблица II.

Пробивные напряжения в случае двух одинаковых сфер
по Франку.

S см	D = 2 см		D = 5 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ
0,1	4,65	4,65	4,65	4,65
0,2	8,13	8,08	8,03	8,03
0,3	11,44	11,29	11,28	11,28
0,4	14,54	14,41	14,40	14,35
0,5	17,60	17,45	17,47	17,33
0,6	20,68	20,48	20,44	20,21
0,7	23,59	23,39	23,36	23,16
0,8	26,30	26,15	26,25	26,03
0,9	28,90	28,73	29,08	28,83
1,0	31,20	31,20	31,90	31,70
1,1	33,35	33,50	34,71	34,45
1,2	35,28	35,68	37,45	37,22
1,3	36,98	37,76	40,22	39,93
1,4	37,50	38,31	42,97	42,57
1,5	40,03	41,70	45,54	45,20
1,6	41,33	43,47	48,04	47,70
1,7	42,71	45,20	50,48	50,22
1,8	43,84	46,83	52,80	52,73
1,9	44,85	48,20	55,00	55,10
2,0	45,80	49,70	57,25	57,48
2,5	49,98	55,72	67,20	68,50
3,0	52,70	60,48	75,60	78,20
4,0	56,87	67,08	88,63	94,87
5,0	—	—	97,75	108,0
6,0	—	—	104,8	118,5
7,0	—	—	110,2	127,1
8,0	—	—	114,3	134,3
9,0	—	—	117,8	139,9
10,0	—	—	120,7	144,8
12,0	—	—	—	—
14,0	—	—	—	—
15,0	—	—	—	—
16,0	—	—	—	—
18,0	—	—	—	—
20,0	—	—	—	—

(Продолжение)

S см	D = 6,25 см		D = 10 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ
0,1	4,65	4,65	4,65	4,65
0,2	8,04	8,04	8,05	8,05
0,3	11,29	11,28	11,28	11,28
0,4	14,40	14,37	14,37	14,37
0,5	17,46	17,38	17,43	17,43
0,6	20,53	20,35	20,38	20,38
0,7	23,58	23,30	23,28	23,28
0,8	26,35	25,98	26,20	26,17
0,9	29,25	28,90	29,13	29,02
1,0	32,00	31,70	32,05	31,88
1,1	34,75	34,50	34,91	34,62
1,2	37,56	37,26	37,77	37,40
1,3	40,29	40,00	40,60	40,20
1,4	43,04	42,74	43,40	43,00
1,5	45,72	45,44	46,18	45,72
1,6	48,45	48,12	48,98	48,38
1,7	51,10	50,77	50,86	50,20
1,8	53,60	53,25	54,52	53,78
1,9	56,11	55,80	57,35	56,51
2,0	58,64	58,38	60,10	59,20
2,5	69,92	70,10	73,10	72,20
3,0	79,70	80,85	85,40	84,50
4,0	95,60	99,45	107,2	107,1
5,0	107,3	115,2	125,0	127,0
6,0	116,2	128,2	139,8	144,7
7,0	123,2	138,9	152,0	160,5
8,0	128,8	148,0	162,0	174,7
9,0	133,8	155,7	170,7	187,6
10,0	137,6	162,3	177,7	198,5
12,0	143,8	173,0	189,8	217,4
14,0	—	—	199,5	233,0
15,0	—	—	202,2	239,5
16,0	—	—	206,1	245,7
18,0	—	—	210,8	256,0
20,0	—	—	216,1	264,8

S см	D = 12,5 см		D = 15 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ
0,1	4,65	4,65	4,64	4,64
0,5	17,46	17,46	17,48	17,48
1,0	32,07	32,00	32,03	32,02
1,5	46,62	46,23	46,27	45,90
2,0	59,96	59,37	60,00	59,48
2,5	73,40	72,58	73,67	72,70
3,0	86,22	85,40	86,94	85,82
4,0	110,1	109,4	111,8	110,4
5,0	130,8	131,2	134,1	133,4
6,0	148,5	150,9	154,3	154,7
7,0	164,0	168,6	172,1	174,1
8,0	177,2	184,9	188,3	192,0
9,0	188,0	200,0	202,0	208,6
10,0	197,7	213,6	213,8	224,3
12,0	213,6	237,0	233,3	251,7
14,0	225,0	257,0	249,3	275,0
15,0	230,3	265,5	255,8	285,2
16,0	235,0	273,3	262,4	294,5
18,0	242,8	287,2	272,4	312,2
20,0	249,6	299,4	280,7	327,0
25,0	262,0	322,4	296,1	357,7
30,0	—	—	307,5	379,7

S см	D = 25 см		D = 50 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ	Один шар за- землен $U_{пр}$ кВ	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ кВ
0,5	17,53	17,53	17,58	17,58
1,0	32,15	32,15	32,35	32,35
1,5	46,30	46,20	46,50	46,50
2,0	60,18	59,90	60,13	60,13
2,5	73,80	73,45	71,00	71,00
3,0	87,18	86,70	87,50	87,40
4,0	113,8	112,5	114,2	113,8
5,0	139,3	137,7	140,7	139,7
6,0	163,6	161,8	166,3	164,8
7,0	187,1	184,7	192,0	190,5
8,0	208,2	206,7	217,2	215,1
9,0	228,9	227,7	242,3	239,0
10,0	247,2	248,0	265,8	263,4
12,0	281,0	284,8	312,3	309,4
14,0	309,6	317,7	357,0	352,8
15,0	322,3	333,7	377,4	374,0
16,0	333,4	348,8	397,6	394,0
18,0	353,7	377,5	436,0	433,8
20,0	370,4	401,8	471,7	471,5
25,0	405,2	455,4	549,6	558,5
30,0	431,0	493,0	612,0	634,5
35,0	451,0	532,0	664,2	703,7
40,0	464,3	560,7	706,0	765,0
50,0	484,3	604,0	769,0	865,7
60,0	—	—	817,0	947,0
70,0	—	—	852,5	1 013
80,0	—	—	879,8	1 068
90,0	—	—	902,0	1 112
100,0	—	—	918,0	1 143

S см	D = 75 см		D = 100 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ kV	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ kV	Один шар за- землен $U_{пр}$ kV	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ kV
1,0	32,47	32,44	32,38	32,38
2,0	60,50	60,50	60,54	60,54
3,0	87,73	87,73	88,00	88,00
4,0	113,5	113,3	114,8	114,8
5,0	141,3	140,8	141,7	141,7
6,0	167,5	166,8	168,1	168,0
7,0	193,7	192,4	194,3	193,8
8,0	219,2	217,3	220,3	219,7
9,0	244,7	242,3	246,2	245,1
10,0	270,0	267,2	272,0	270,4
12,0	319,5	315,8	322,0	319,6
14,0	368,0	363,2	371,6	369,0
16,0	414,7	409,0	420,0	416,0
18,0	459,0	454,3	468,0	463,0
20,0	503,0	496,5	514,3	509,2
25,0	603,2	598,0	626,0	618,7
30,0	693,0	692,3	729,2	722,4
35,0	771,0	778,3	825,0	819,2
40,0	840,0	857,0	912,3	909,0
50,0	950,0	998,0	1 060	1 075
60,0	1 031	1 120	1 181	1 221
70,0	1 098	1 220	1 277	1 350
80,0	1 151	1 307	1 355	1 467
90,0	1 193	1 394	1 423	1 570
100,0	1 228	1 449	1 478	1 659
110,0	1 253	1 508	1 526	1 737
120,0	1 284	1 559	1 566	1 813
150,0	1 336	1 678	1 655	1 993
200,0	—	—	1 753	2 193

S см	D = 150 см		D = 200 см	
	Один шар за- землен $U_{пр}$ kV	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ kV	Один шар за- землен $U_{пр}$ kV	Симметричное распределение напряжения $U_{пр}$ kV
5,0	141,8	141,8	142,5	142,5
10,0	273,0	272,8	273,8	273,8
15,0	400,3	398,6	402,8	401,5
20,0	523,4	520,0	528,4	525,6
25,0	642,0	636,5	650,0	645,5
30,0	759,0	751,0	770,0	765,0
35,0	870,5	858,5	887,4	873,0
40,0	975,0	962,0	1 000	989,0
50,0	1 170	1 157	1 215	1 199
60,0	1 344	1 338	1 417	1 397
70,0	1 494	1 502	1 602	1 584
80,0	1 626	1 651	1 770	1 760
90,0	1 738	1 792	1 922	1 925
100,0	1 837	1 922	2 060	2 078
110,0	1 920	2 044	2 182	2 220
120,0	1 995	2 152	2 293	2 354
150,0	2 173	2 435	2 558	2 725
200,0	2 373	2 785	2 863	3 200
250,0	2 496	3 040	3 075	3 560
300,0	2 579	3 222	3 155	3 840
350,0	—	—	3 322	4 067
400,0	—	—	3 397	4 240

Амплитудные значения напряжения. Для получения эффективных значений переменного напряжения делить при правильной форме кривой на $\sqrt{2}$.

Поправка на давление и температуру.

U_0 — напряжение, взятое из таблиц, соответствующее нормальным условиям (760 мм Hg; 20°С)

U — напряжение, соответствующее данным условиям

$$U = U_0 \frac{760(273 + t)}{p(273 + 20)},$$

где p — давление мм Hg, t — температура в градусах Цельсия.

Таблица III.

β_0	c	$\varphi(c)$
0,05	0,005	0,030
0,10	0,020	0,060
0,15	0,045	0,090
0,20	0,081	0,120
0,25	0,129	0,151
0,30	0,186	0,179
0,35	0,250	0,207
0,40	0,341	0,237
0,45	0,440	0,265
0,50	0,556	0,292
0,55	0,691	0,320
0,60	0,856	0,347
0,65	1,033	0,369
0,70	1,275	0,400
0,75	1,582	0,420
0,80	1,898	0,453
0,85	2,337	0,478
0,90	2,925	0,503
0,95	3,742	0,529
1,00	4,98	0,556
1,05	7,37	0,586
1,10	11,18	0,609
1,15	23,14	0,659
1,20	∞	0,663

Таблица IV

α	c	$\varphi_1(c)$	α	c	$\varphi_1(c)$
0	0,0000	0,0000	45,0	2,571	0,5210
2,5	0,0038	0,0265	47,5	3,173	0,5544
5,0	0,0154	0,0530	50,0	3,937	0,5882
7,5	0,0349	0,0796	52,5	4,921	0,6224
10,0	0,0628	0,1064	55,0	6,207	0,6568
12,5	0,0999	0,1334	57,5	7,920	0,6913
15,0	0,1470	0,1606	60,0	10,28	0,7256
17,5	0,2053	0,1881	62,5	13,52	0,7597
20,0	0,2764	0,2160	65,0	18,22	0,7930
22,5	0,3621	0,2442	67,5	25,25	0,8255
25,0	0,4654	0,2730	70,0	36,27	0,8566
27,5	0,5886	0,3020	72,5	54,44	0,8860
30,0	0,7364	0,3317	75,0	86,86	0,9131
32,5	0,9139	0,3618	77,5	150,6	0,9375
35,0	1,128	0,3925	80,0	294,8	0,9587
37,5	1,387	0,4238	82,5	699,7	0,9761
40,0	1,702	0,4557	85,0	2 363	0,9891
42,5	2,090	0,4880	87,5	18 909	0,9974
45,0	2,571	0,5210	90,0	∞	1,0000

Таблица V.

Ф у н к ц и я с

$\alpha \backslash x_m$	12	14	16	18	20	22
0	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
2,5	0,0038	0,0038	0,0038	0,0038	0,0038	0,0038
5,0	0,0153	0,0153	0,0153	0,0153	0,0153	0,0153
7,5	0,0349	0,0349	0,0349	0,0349	0,0349	0,0349
10,0	0,0628	0,0628	0,0628	0,0628	0,0628	0,0628
12,5	0,0998	0,0998	0,0998	0,0998	0,0998	0,0998
15,0	0,1467	0,1467	0,1467	0,1468	0,1468	0,1468
17,5	0,2048	0,2048	0,2048	0,2049	0,2049	0,2050
20,0	0,2755	0,2755	0,2756	0,2757	0,2758	0,2758
22,5	0,3606	0,3607	0,3608	0,3610	0,3611	0,3612
25,0	0,4626	0,4629	0,4631	0,4634	0,4636	0,4637
27,5	0,5844	0,5850	0,5854	0,5857	0,5860	0,5863
30,0	0,7300	0,7310	0,7315	0,7321	0,7324	0,7329
32,5	0,9048	0,9058	0,9065	0,9074	0,9082	0,9086
35,0	1,114	1,116	1,117	1,118	1,119	1,120
37,5	1,367	1,369	1,371	1,373	1,375	1,375
40,0	1,674	1,677	1,680	1,683	1,685	1,686
42,5	2,049	2,054	2,058	2,063	2,065	2,067
45,0	2,512	2,519	2,526	2,531	2,535	2,538
47,5	3,090	3,101	3,109	3,116	3,123	3,126
50,0	3,818	3,833	3,845	3,856	3,864	3,870
52,5	4,750	4,771	4,789	4,804	4,816	4,824
55,0	5,960	5,990	6,015	6,037	6,054	6,066
57,5	7,558	7,604	7,641	7,671	7,696	7,715
60,0	9,717	9,787	9,841	9,886	9,923	9,950

Таблица VI.

Ф у н к ц и я $\frac{1}{x_0}$

$\alpha \backslash x_m$	12	14	16	18	20	22
0	0,07639	0,06633	0,05859	0,05247	0,04750	0,04339
2,5	0,07639	0,06632	0,05859	0,05247	0,04750	0,04339
5,0	0,07638	0,06631	0,05858	0,05246	0,04750	0,04339
7,5	0,07635	0,06630	0,05857	0,05245	0,04749	0,04337
10,0	0,07633	0,06628	0,05855	0,05243	0,04748	0,04337
12,5	0,07629	0,06625	0,05854	0,05242	0,04746	0,04336
15,0	0,07625	0,06623	0,05851	0,05240	0,04745	0,04334
17,5	0,07620	0,06619	0,05848	0,05238	0,04742	0,04333
20,0	0,07614	0,06614	0,05843	0,05235	0,04740	0,04331
22,5	0,07607	0,06608	0,05840	0,05231	0,04738	0,04328
25,0	0,07598	0,06602	0,05835	0,05227	0,04734	0,04325
27,5	0,07588	0,06595	0,05829	0,05222	0,04730	0,04323
30,0	0,07577	0,06586	0,05822	0,05217	0,04726	0,04319
32,5	0,07564	0,06576	0,05815	0,05211	0,04720	0,04314
35,0	0,07549	0,06565	0,05806	0,05204	0,04715	0,04310
37,5	0,07533	0,06552	0,05797	0,05196	0,04709	0,04304
40,0	0,07514	0,06538	0,05785	0,05188	0,04701	0,04298
42,5	0,07492	0,06522	0,05772	0,05177	0,04692	0,04291
45,0	0,07468	0,06504	0,05758	0,05165	0,04682	0,04183
47,5	0,07441	0,06484	0,05742	0,05152	0,04671	0,04274
50,0	0,07410	0,06459	0,05723	0,05137	0,04659	0,04263
52,5	0,07375	0,06432	0,05702	0,05120	0,04645	0,04250
55,0	0,07335	0,06401	0,05678	0,05101	0,04630	0,04238
57,5	0,07290	0,06368	0,05651	0,05079	0,04612	0,04223
60,0	0,07239	0,06330	0,05620	0,05023	0,04590	0,04205

Таблица VII.

Ф у н к ц и я $\lg v$

$x \backslash x_m$	12	14	16	18	20	22
0	— ∞	— ∞	— ∞	— ∞	— ∞	— ∞
2,5	0,1666	0,5340	0,9103	1,2934	1,6820	2,0749
5,0	0,4684	0,8358	1,2122	1,5952	1,9838	2,3767
7,5	0,6457	1,0131	1,3894	1,7726	2,1611	2,5440
10,0	0,7723	1,1397	1,5160	1,8993	2,2879	2,6808
12,5	0,8715	1,2390	1,6153	1,9986	2,3871	2,7801
15,0	0,9534	1,3209	1,6973	2,0806	2,4692	2,8622
17,5	1,0236	1,3912	1,7676	2,1510	2,5396	2,9326
20,0	1,0854	1,4530	1,8296	2,2129	2,6016	2,9946
22,5	1,1409	1,5086	1,8852	2,2637	2,6573	3,0504
25,0	1,1916	1,5595	1,9362	2,3196	2,7084	3,1015
27,5	1,2386	1,6066	1,9834	2,3668	2,7556	3,1489
30,0	1,2826	1,6509	2,0276	2,4112	2,8000	3,1933
32,5	1,3244	1,6927	2,0695	2,4532	2,8422	3,2354
35,0	1,3644	1,7326	2,1098	2,4935	2,8825	3,2759
37,5	1,4028	1,7763	2,1486	2,5324	2,9215	3,3149
40,0	1,4402	1,8089	2,1862	2,5702	2,9595	3,3529
42,5	1,4770	1,8458	2,2232	2,6074	2,9968	3,3903
45,0	1,5131	1,8822	2,2599	2,6442	3,0337	3,4273
47,5	1,5491	1,9185	2,2964	2,6809	3,0705	3,4642
50,0	1,5852	1,9549	2,3330	2,7176	3,1074	3,5012
52,5	1,6217	1,9917	2,3700	2,7549	3,1448	3,5387
55,0	1,6538	2,0291	2,4077	2,7928	3,1828	3,5769
57,5	1,6968	2,0675	2,4465	2,8318	3,2220	3,6163
60,0	1,7362	2,1073	2,4866	2,8722	3,2627	3,6571

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ.

V	— потенциал
U	— напряжение (разность потенциалов)
$U_{пр}$	— пробивное напряжение
E	— напряженность электрического поля
D	— электрическое смещение (электрическая индукция)
ϵ	— диэлектрический коэффициент
q	— электрический заряд
ρ	— объемная плотность электрического заряда
σ	— поверхностная плотность электрического заряда
C, C	— электрическая емкость
i и I	— сила тока
δ и j	— плотность тока
r, R	— электрическое сопротивление
ρ	— удельное электрическое сопротивление
G	— электропроводность
γ	— удельная электропроводность
G_a	— активная электропроводность
G_c	— емкостная электропроводность
γ_a и γ_c	— соответствующие G_a и G_c удельные величины
P	— мощность, диэлектрические потери
p	— удельные диэлектрические потери
Y, y	— полная проводимость
g	— активная проводимость
b	— емкостная проводимость
Z	— полное сопротивление
t и T	— температура
i и j	— $V-1$
lg	— знак десятичного логарифма
ln	— знак натурального логарифма.

БИБЛИОГРАФИЯ.

Электрическое поле.

1. *Schwaiger*. Elektrische Festigkeitslehre. Zweite Auflage. Berlin. Springer. 1925.
2. *Weber*. Die konforme Abbildung in der elektrischen Festigkeitslehre. Arch. f. El. 17, H. 2, 1926.
3. *Wittwer*. Über scharfe Kanten in der Hochspannungstechnik. Arch. f. El. 18, H. 2, 1927.
4. *Labus*. Berechnung des elektrischen Feldes von Hochspannungstransformatoren mit Hilfe der konformen Abbildung, wenn mehrere Wicklungen mit verschiedenen Potentialen vorhanden sind. Arch. f. El. 19, H. 1, 1927.
- 4a. *Kehren*. Die Anwendung der konformen Abbildung in der Elektrostatik. An. d. Phys. 14. 367, 1932.
5. *Rogowski*. Die elektrische Festigkeit am Rande des Plattenkondensators. Arch. f. El. 12, H. 1, 1923.
- 5a. *Schilling*. Anfangsspannung zwischen kantigen Elektroden in Luft. Arch. f. El. 22, 337, 1929.
6. *Spielrein*. Geometrisches zur elektrischen Festigkeitsrechnung. Arch. f. El., H. 7, 1917.
7. *Langmuir*. The pressure effect and other phenomena in gaseous discharges. J. Frankl. Inst. 196, 1923.
8. *Atkinson*. Die Feldverteilung in elektrischen Hochspannungskabeln. Ref. E. T. Z. 205, стр. 1922.
9. *Semenoff* u. *A. Walther*. Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Festigkeitslehre. Berlin. Springer. 1928.
- 9a. *Semenoff* u. *Walther*. Über eine experimentelle Methode der Erforschung von elektrostatischen Feldern. Z. f. Phys. 17, 67, 1923.
- Walther* u. *Inge*. Elektrostatische Felder von Netzen und Diaphragmen. Z. f. Phys. 19, 192, 1923.
- 9b. *Semenoff* u. *A. Walther*. Über eine Methode der Erforschung von elektrischen Wechselfeldern. Z. f. Phys. 19, 136, 1923.
- 9c. *Fock, Malisheff* u. *Walther*. Das elektrische Feld des Hochspannungskabels. Arch. f. El. 19, 463, 1928.
- 9d. *Böning*. Über das Phänomen des Auftretens von Aquipotentiallinien im elektrischen Feld. Z. f. techn. Phys. 1, 50, 1931.
10. *Хоецкий, Архангельский и Войденов*. Изв. ЭТИ. Вып. XVI. 1929.
11. *Mattias*. Elektrizitätswirtschaft. Nov.-Dez. 1927.
12. *Weber*. Zur Frage der Überschlagesicherheit. Hescho-Mitt. H. 63. 1932.
- 12a. *I. I. Tomson*. Phil. Mag. 18, 441, 1909.

Поляризация диэлектриков.

13. *Iona*. Die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. Phys. Z. 20, 14, 1919.
14. *Дебай*. Полярные молекулы Т. Т. И. 1931.
15. *Я. И. Френкель*. Электрическое строение твердых тел, ч. II, вып. II, 1924.
16. *Estermann*. Elektrische Dipolmomente von Molekülen. Erg. d. Exakt. Naturw. 8, 1929.
17. *Smith*. The Dielectric polarisation of liquids. J. Amer. Chem. 50, 1536, 1928.
18. *Sack*. Dipolmomente und Molekularstruktur. Erg. d. Exakt. Naturw. 8, 338, 1929.
19. *Williams*. Die Anwendung der Debyeschen Dipoltheorie auf binäre Flüssigkeitsgemische. Phys. Z. 29, 174, 1928.
20. *Walden* u. *Werner*. Z. f. P. Chem. 2, 10, 1929.
21. *Johnstone* and *Williams*. The Variation of Dielectric Constant with Frequency. Phys. Rev. 34, 1483, 1929.

22. *Bless*. The Polarisation and the electric moment of tung oil, *Phys. Rev.* 37, 1149, 1929.
23. *Joachim*. Über die Messungen der Dielektrizitätskonstante in der Wheatstoneschen Brücke bei Anwendung hoher Frequenzen. *An. d. Phys.* 60, 570, 1919.
24. *Errera*. La Dispersion des ondes hertziennes dans les solides au voisinage du point de fusion. *Journ. d. Phys.* 5, 304, 1924.
25. *Baird*. *Proc. R. Soc. London.* 96, 364, 1920.
26. *Кобеко и Курчатова*. Диелектрические свойства кристаллов сегнетовой соли, *Ж. Р. Ф.-Х. О.* 62, 251, 1930.
27. *А. К. Вальтер, Курчатова и Синельников*. Исследование диелектрической постоянной сегнетовой соли. *Ж. техн. физ.* 1, 121, 1930.
28. *Володин*. Вестник электропромышленности, 363, 1930.
29. *Blüh*. Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Dielektrizitätskonstanten. *Z. f. Phys.* 27, 226, 1926.

Электропроводность диелектриков

30. *Townsend*. Electricity in gases.
31. *Seeliger*. Einführung in die Physik der Gasentladungen. Leipzig 1927.
32. *Лукирский*. Основы электронных явлений. Госиздат. 1929.
33. *Langmuir*. The pressure effect and other phenomena in gaseous discharges. *J. Frank. Inst.* 196, 751, 1923.
34. *Zeleny*. *Phys. Rev.* 3, 69, 1914.
35. *Langevin*. *An. d. Chem. & d. Phys.* 56, 2, 1914.
36. *Frank*. См. книгу *Eggert*. — Lehrbuch der Physik. Chemie, стр. 343.
37. *Hewes*. Die Platzwechselgeschwindigkeit der Ionen im Kristall. *Z. f. Phys.* 132, 143, 1920.
38. *Jaffe*. Die elektrische Leitfähigkeit des reinen Hexans. *An. d. Phys.* 28, 326, 1909. Über die Ionisation flüssiger Dielektrika durch Radiumstrahlen. *Le Radium*, 10, 126, 1913.
39. *Walden*. Über organische Lösungs- und Ionisierungsmittel. *Z. f. Phys. Chemie* 55, 205, 1906. *Z. f. Phys. Chemie* 78, 269, 1911.
40. *Noice*. Zähigkeit und elektrische Leitfähigkeit. *Z. f. Phys. Chemie.* 13, 82, 1911.
41. *Meyer, Skott, Reynolds*. Viskosität und Fluidität. *Z. f. Phys. Chemie.* B. 66, 1909.
42. *Frenkel*. Über die Wärmebewegung in festen und flüssigen Körpern. *Z. f. Phys.* 35, 652, 1926.
43. *Nikuradse u. Russischwilli*. Die Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstromes und ihre Wirkung auf die Leitfähigkeit bei hohen Feldern in dielektrischen Flüssigkeiten. *An. d. Phys.* 8, 811, 1931.
44. *Nikuradse*. Über die spontane Ionisation reiner Flüssigkeiten. *Arch. f. El.* 26, 362, 1932.
45. *Schumann*. Über die Stromleitung in dielektrischen Flüssigkeiten. *Z. f. Phys.* 76, 707, 1932.
46. *Dantscher*. Untersuchung der elektrischen Feldverteilung in dielektrischen Flüssigkeiten mittels der elektrischen Doppelbrechung. *An. d. Phys.* 7, 179, 1931.
47. *Edler*. Über den Einfluss von gelöster Luft auf die Leitfähigkeit und die Durchschlagfestigkeit vom Öl bei unsymmetrischen Elektroden und verschiedenen Drücken. *Arch. f. El.* 25, 447, 1931.
48. *Coehn*. *An. d. Phys.* 30, 777, 1909.
49. *Hardy*. См. книгу *Eggert*. Lehrbuch d. Phys. Chemie.
50. *Синельников*. Высоковольтная поляризация в диелектриках *Ж. Р. Ф.-Х. О.* 58, 105, 1926.
51. *Curie*. Untersuchungen über die Leitfähigkeit kristallinierter Substanzen. *Ann. Chim. & Phys.* 18, 203, 1889.
52. *Schweidler*. Studien über die Anomalien im Verhalten der Dielektrika. *Ann. d. Phys.* 24, 711, 1907.
53. *Trautman u. Russ*. Das Verhältnis der abgegebenen zur aufgenommenen Ladung eines elektrischen Kondensators. *Phil. Mag.* 13, 578, 1907.
54. *Hiecke*. Stromdurchgang durch feste Isolatoren. *E. & M.* 44, 537, 1926.
55. *Joffe*. Elektrizitätsdurchgang durch Kristalle. *An. d. Phys.* 72, 461, 1923.
56. *Вальтер и Синельников*. Электропроводность твердых диелектриков при различных значениях градиента электрического поля. Труды А. Ф.-Т. А. Вып. 3, 55, 1926.

57. *Б. М. Гохберг и В. А. Иоффе*. Исследование электропроводности и высоковольтной поляризации в кристаллах селитры. *Ж. Экспер. Теор. Физ.* 1, 264, 1931; 433, 1930.
58. *Hochberg u. V. Joffe*. Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit und der Hochspannungspolarisation an Salpeterkristallen. *Z. f. Phys.* 66, 172, 1930.
59. *Pool*. On the electrical conductivity of some dielectrics. *Phil. Mag.* 42, 488, 1921.
60. *Schiller*. Über das Verhalten von Dielektrika bei hohen Feldstärken. *Z. f. techn. Phys.* 11, 589, 1925.
61. *Elektrizitätsleitung in festen Dielektrika bei hohen Feldstärken*. *Arch. f. El.* 17, 600, 1927.
62. *Quittner u. Beran*. Die Feldstärkeabhängigkeit von Gegenspannungen und wahren Leitvermögen in Ionenkristallen. *Z. f. Phys.* 64, 761, 1930.
63. *Quittner*. *Z. f. Phys.* 56, 597, 1929.
64. *Hochberg*. Über die gleichmäßige Verteilung der Beimengungen in Kristallen beim Tempern. *Z. f. Phys.* 77, 547, 1932.
65. *Гохберг*. К вопросу о зависимости электропроводности от силы поля в кристаллах каменной соли. *Ж. экпер. и теор. физ.* 1, 145, 1931.
66. *Smekal*. Elektrizitätsleitung und dielektrische Festigkeit isolierender Ionenkristalle. *Z. f. techn. Phys.* 561, 1917. Zur Feldstärkeabhängigkeit der Ionenleitung in Salzkristallen. *Z. f. techn. Phys.* 56, 579, 1929.
67. *Tuband*. Molekularzustand und Leitvermögen kristallinierter Salze. *Z. f. Phys. Chem.* 87, 513, 1914.
68. *Лукирский, Щукарев и Трапезникова*. Электролиз кристаллов. *Ж. Р. Ф.-Х. О.* 56, 5/VI, 1924.
69. *Quittner*. Einwanderung von Ionen aus wässriger Lösung in Glas. *An. d. Phys.* 85, 745, 1928.
70. *Schiller*. Elektrolytische Leitung bei hohen Feldstärken. *An. d. Phys.* 83, 137, 1927.
71. *Курчатова и Кобеко*. Ионная и смешанная проводимость твердых тел. *Успехи Физ. Наук*, 3, 361, 1928.
72. *Braunbeck*. Eine gittertheoretische Berechnung der elektrolytischen Leitfähigkeit der Steinsalzkrystalle. *Z. f. Phys.* 44, 684, 1927. *Ar. f. El.* 115, 1927.
73. *Иоффе и Цехновицер*. Die elektrische Leitfähigkeit im Einkristall und in Kristallaggregaten. *Z. f. Phys.* 35, 446, 1926.
74. *Goldhammer*. Über die Elektrizitätsleitung im Quarz. *Z. f. Phys.* 47, 9/X, 1923.
75. *Gehlhoff u. Thomas*. Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. *Z. f. techn. Phys.* 10, 544, 1925.
76. *Gudden u. Pool*. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 3. 1924.

Диелектрические потери.

77. *Tamann*. Die Abhängigkeit der Oberflächenspannung hochviscöser Flüssigkeiten von der Temperatur. *Z. f. Anorg. Chem.* 162, 17, 1927.
78. *Tamann u. Klein*. Die Temperaturabhängigkeit einiger elastischen Eigenschaften im Erweichungsintervalle der Gläser. *Z. f. anorg. Chem.* 1-2, 161, 1930.
79. *Kobeko*. Dielektrische Verluste in amorphen Isolatoren. *Z. f. Phys. der Sowjetunion*. 1932.
80. *Schweidler*. Anomalien im Verhalten der Dielektrika. *Ann. d. Phys.* 24, 711, 1911.
81. *Wagner*. Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwell'scher Vorstellungen. *Arch. f. El.* 2, 371, 1914.
82. *Benedikt*. Behavior of Dielectrics. *J. A. I. E. E.* 68, 1930.
83. *Whithead*. *J. of Frankl. Inst.* 4, 208, 1929.
84. *Мантров*. Вестник электротехники № 11—12. 199, 1931.
85. *Синельников и Вальтер*. Природа диелектрических потерь. Труды А. Ф.-Т. А. 5, 72, 1926.
86. *Sinelnikoff u. A. Walther*. Über die Natur der dielektrischen Verluste. *Z. f. Phys.* 40, 786, 1927.
87. *Mac-Leod*. The variation with Frequency of the power Loss in Dielectrics. *Phys. Rev.* 21, 53, 1923.
88. *Möller*. Über die Abhängigkeit des dielektrischen Verlustwinkels und der Dielektrizitätskonstante von der Frequenz bei Paraffin, Hexan, Xylol, Quarz, Glas, Porzellan und Hartpapier. *Arch. f. El.* 15, 16, 1925.
89. *Schott*. Hochfrequenzverluste in Gläsern und einigen anderen Dielektrika. *Jahrb. d. drahtlos. Tel. und Tel.* 18, 82, 1921.

83. *Darmstädter*. Über Verluste von Kondensatoren bei sehr schnellen elektrischen Schwingungen. Arch. f. El. 24, 701, 1931.
84. *Mc. Dowell* u. *Bergmann*. Dielektrische Verluste von Glas bei hohen Frequenzen. Phys. Rev. 33, 55, 1929.
85. *Мандрыка*. Зависимость диэлектрических потерь стекла от градиента поля. Ж. прикл. физ. Т. V. Вып. 6, 19, 1929.
86. *Halbach*. Untersuchungen über den Durchschlag und die Verluste einiger festen Isolierstoffe. Arch. f. El. 21, 535, 1929.
87. *Strutt*. Dielektrische Eigenschaften verschiedener Gläser in Abhängigkeit der Frequenz und der Temperatur. Arch. f. El. 25, 715, 1931.
88. *Богородицкий и Майельдинов*. Электрические свойства русской канифоли. Электричество. 1931.
89. *Bogoroditski* u. *Maigeldinoff*. Die elektrischen Eigenschaften des russischen Kolophoniums. Arch. f. El. 25, 114, 1931.
90. *Whithead* and *Marvin*. Conductivity of Insulating Oils. J. A. I. E. E. January. 1930.
91. *Ornstein, Willemse* u. *Münders*. Untersuchungen über dielektrische Verluste in Transformatorölen. Z. f. techn. Phys. 7, 241, 1929.
92. *Race*. Variations with temperature and frequency of dielectric loss in a viscous, mineral, insulating oil. Phys. Rev. 37, 430, 1931.
93. *Gemant u. Bormann*. Zur Natur der dielektrischen Verluste in Oelen. Siemens. 10, 119, 1931.
94. *Kirch u. Riebel*. Über den Zusammenhang zwischen den elektrischen Verlusten und der Viskosität von Tränkmassen. Arch. f. El. 24, 353, 1930.
95. *Кобеко*. Диэлектрические потери в аморфных изоляторах. Ж. тех. физ. 2, 218, 1932. Ч. I; ч. II то же название, там же, 1932.
96. *Kitschin u. Müller*. Anomalous dispersion, absorption and Kerr-effect in viscous dielectrics. Phys. Rev. 32, 979, 1929.
97. *Flemming*. Über den Leistungsfaktor und die Leitfähigkeit von Dielektriken bei Versuchen mit Telephonieströmen und geänderten Temperaturen. J. A. I. E. E. 49, 323, 1912, und The Electrician, 68, 1017, 1912, 69, 10, 1912.
98. *Кувшинский*. Изменение электрических свойств лаковых пленок от сушки. Ж. тех. физ. 1933.
99. *Gemant*. Elektrophysik der Isolierstoffe. Springer, Berlin, 1930.
100. *Kitschin*. Заметка в Electrical Engineering. 1932. April—Mai.
101. *Maxwell*. A Treatise on Electricity.
102. *Хартшорн*. Об электрических сетях для приближенного решения дифференциальных уравнений. Ж. прикл. физ. 1929, т. VI.
103. *Он же*. О приближенном интегрировании уравнений Лапласа и Пуассона. Изв. Л. Политехн. ин-та, 1927.
104. *Schering*. Die Isolierstoffe der Elektrotechnik. Theoretische Grundlagen. Berlin, Springer, 1924.
105. *Wagner*. Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. An. d. Phys. 40, 1913.
106. *Малышев*. Влияние электродов на потери твердых диэлектриков. Ж. тех. физ. 1932.
107. *Браун, Вальтер и Семенов*. Теория и практика пробоя диэлектриков. ГИЗ 1929, стр. 352.
108. *Rosenlöcher* und *Rühlemann*. Äussere Einflüsse bei der Messung dielektrischer Verluste von Hartpapierdurchführungen und ihre Beseitigung. Arch. f. El. 22, H. 1, 1929.
109. *Михайлов М. М.* Природа потерь в слюде при низкой частоте. Ж. тех. физ. 1933.

Пробой газов

107. *Wagner*. The physical Nature of the electrical breakdown of solid dielectrics. J. A. I. E. E. 41, 1034, 1922.
108. *Binder*. Die Wanderwellenvorgänge auf experimenteller Grundlage. Berlin, Springer, 1928.
109. *a. Rengier*. Die Durchbruchfeldstärke der Luft bei ebenen Elektroden mit richtiger und falscher Randausbildung. Arch. f. El. 16, 76, 1926.
110. *Schumann*. Durchbruchfeldstärke von Gasen. Berlin, Springer. 1923.
111. *Peck*. Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering. London, 1920.
112. *Earkhart*. Über den Funkenweg zwischen Platten von geringem Abstand. Phil. Mag. 1, 147, 1901.
113. *Almy*. Über Minimumfunkenpotentiale. Phil. Mag. 9, 498, 1908.

114. *a. Fricke*. Die Durchschlagsspannung vor Stickstoff im behinderten Entladungsgebiet bei Spannungen bis 70. kV. Z. Phys. 78, 59, 1932.
115. *Edwards, Goodlet and Perry*. Dielectric Phenomena in High Voltage. J. A. I. E. E. 414, 695, 1931.
116. *Uhlmann*. Der elektrische Durchschlag von Luft zwischen konzentrischen Zylindern. Arch. f. El. 23, 323, 1929.
117. *Roth*. Hochspannungstechnik. Berlin, Springer. 1927.
118. *Pom. Техника высоких напряжений. ГИЗ, 1931.*
119. *Marx*. Untersuchungen über den elektrischen Durchschlag und Überschlag im inhomogenen Felde. Arch. f. El. 20, 589, 1928.
120. *a. Witwer*. Über scharfe Kanten in der Hochspannungstechnik. Arch. f. El. 18, 81, 1927.
121. *Williams*. Die Natur der Funkenentladungen bei sehr geringen Elektrodenabständen. Phys. Rev. 31, 216, 1910.
122. *Die Funkenentladungen über sehr kleine Entfernungen. Phys. Rev. 32, 585, 1911.*
123. *Hoffmann*. Elektrizitätsübergang durch sehr kurze Trennungsstrecken. Verh. D. Phys. Ges. 12, 880, 1910.
124. *Phys. Z. 961, 1910.*
125. *Rother*. Über den Austritt von Elektronen aus kalten Metallen. An. d. Phys. 81, 317, 1926.
126. *Millikan and Schackelford*. On the possibility of pulling electrons from metals by powerful electric fields. Phys. Rev. 15, 320, 1920.
127. *Millikan and Eyring*. Laws governing the pulling of electrons out of metals by intense electrical fields. Phys. Rev. 27, 51, 1926.
128. *Reher*. Durchschlag und Überschlag in Luft bei Drucken von 1 bis 30 Atm. Arch. f. El. 25, 241, 1931.
129. *a. Zeier*. Durchschlagsuntersuchungen in komprimierten Gasen und in flüssiger Kohlensäure. An. d. Phys. 14, 413, 1932.
130. *Krug*. Neuere Aufnahmen von Funkendurchbrüchen mit dem Kathodenstrahlzillographen. Z. f. techn. Phys. 5, 153, 1930.
131. *Viehmann*. Der Stossdurchschlag der Luft nach Untersuchungen mit dem Kathodenstrahlzillographen. Arch. f. El. 25, 253, 1931.
132. *Kampschulte*. Luftdurchschlag und Überschlag mit Wechselspannung von 50 und 100.000 Herz. Arch. f. El. 24, 1931.
133. *a. Miseré*. Luftdurchschlag bei Niederfrequenz und Hochfrequenz bei verschiedenen Elektroden. Arch. f. El. 26, 125, 1932.
134. *b. Reukema*. Relation between Frequency and Spark over. J. A. I. E. E. 38, 1928.
135. *Pavola*. Der dunkle Entladungsvorstrom in Luft von Atmosphärendrucken. Arch. f. El. 22, 443, 1929.
136. *a. Sanders*. The Value of the Townsend Coefficient for Ionisation by collision of large plate distances and near atmospheric pressure. Phys. Rev. 41, 667, 1932.
137. *Rogowski*. Townsends Theorie, Gasentladung und Durchschlag. Arch. f. El. 25, 551, 1931.
138. *Die Zündung beim Durchschlag einer Funkenstrecke. E. und M. 1, 7, 1932.*
139. *Schumann*. Über Gasdurchschlag und Raumladungen. Z. f. techn. Phys. 51, 31, 1930.
140. *Hippel u. Frank*. Der elektrische Durchschlag und Townsends Theorie, Z. f. Phys. 57, 696, 1929.
141. *Loeb*. The theory of the electrical breakdown of gases at atmosphere pressure. J. of Frank. Inst. 205, 305, 1928.
142. *The Problem of the Mechanism of spark discharge. J. of Frankl. Inst. 210, 15, 1930.*
143. *Slepian*. Breakdown of spark gaps. Elek. W. 91, 763, 1928.
144. *Finkelstein-Cukier*. Über die Spitzenentladung. An. d. Phys. 71, 509, 1923.
145. *Zeleny*. Die Elektrizitätsentladung von spitzen Leitern verschiedener Gestaltung. Phys. Rev. 25, 305, 1907.
146. *Marx*. Der elektrische Durchschlag von Luft in unhomogenem Felde. Arch. f. El. 24, 60, 1930.
147. *Toepler*. Über die physikalischen Grundgesetze der in der Isolatorentechnik auftretenden elektrischen Gleiterscheinungen. Arch. f. El. 10, 157, 1921.
148. *Zur Bestimmung der Funkenkonstante, Arch. f. El. 18, 549, 1927.*
149. *Архангельский и Швец*. Борьба со скользящими разрядами в воздухе при помощи коронирующих электродов. Электричество № 5—6, стр. 9, 1932.
150. *Simpson*. Lightning. Nature 124, 801, 1929.
151. *Caroll and Ryan*. The Space Charge that Surrounds a Conductor in Corona at 60 Cycles. J. A. I. E. E. 1926. Sept.

138. *Holm*. Die Theorie der Korona an Hochspannungsleitungen. *Siem. Konz.* 4, H. 1, 1925.
 139. *Waldorf*. High Voltage Corona in *Air. J. A. I. E. E.* 1930. January.
 139 a. *Kubach*. Messungen an Koronaverlusten. Dissertation. Darmstadt. 1927.
 140. *Ritz*. Überschlagstärke von Isolatoren. *Arch. f. El.* 26, H. 1, 1932.
 141. *Inge* u. *Walther*. Überschlag von festen Isolatoren in Luft. *Arch. f. El.* 26, 409, 1932.

Пробой жидких диэлектриков.

142. *Hayden* and *Eddy*. 500 tests on the dielectric strength of oil. *J. A. I. E. E.* 41, 138, 1922. 3000 tests on the dielectric strength of oil. *J. A. I. E. E.* 41, 495, 1922.
 143. *Zimmermann*. Über Durchschlagfestigkeitsmessungen der Isolieröle. *Arch. f. El.* 15, 271, 1925.
 144. *Friese*. Die Durchschlagfestigkeit von Isolierölen. *Siem. Konz.* 1, 41, 1921.
 145. *Spath*. Über die Durchschlageigenschaften von Transformatorenölen. *Arch. f. El.* 12, 331, 1923.
 146. *Schröter*. Reinigung und Durchschlagfestigkeit in Transformatorenöl. *Arch. f. El.* 13, 67, 1924.
 147. *Edler* u. *Knorr*. Über den Einfluss von Wasser und gelösten Gasen auf die elektrischen Eigenschaften dielektrischer Flüssigkeiten. 2-tes Forschungsheft „Isolierstoffe“.
 148. *Näher*. Über die Durchschlagfestigkeit einiger flüssigen Isolierstoffe bei Beanspruchungen von langer bis zu kurzer Dauer. *Arch. f. El.* 21, 169, 1928.
 149. *Whithead*. Dielectric Phenomena II. *Benn. London.* 1928.
 150. *Inge* u. *Walther*. Durchschlag von flüssigen Isolatoren. *Arch. f. El.* 23, 279, 1930.
Вальтер и Инге. Пробой жидких диэлектриков. *Ж. прикл. физ.*, 6, 49, 1929.
 151. *Sorge*. Über die elektrische Festigkeit einiger flüssiger Dielektrika. *Arch. f. El.* 13, 189, 1924.
 152. *Draeger*. Über die Leitfähigkeit und die dielektrische Festigkeit von Transformatorenöl. *Arch. f. El.* 13, 366, 1924.
 153. *Toryama*. Untersuchungen an Transformatoröl. *Arch. f. El.* 19, 31, 1928.
 154. *Вальтер и Инге*. Пробой обезгаженных жидкостей. *Журн. техн. физ.* 8, 756, 1931.
Inge u. *Walther*. Die dielektrische Festigkeit von entgasten Flüssigkeiten. *Z. f. techn. Phys.* 9, 369, 1930.
 155. *Koppelman*. Über den Durchschlag von Isolierölen. *E. T. Z.* 42, 1451, 1930.
 156. *Koppelman*. Einige Beobachtungen über den Durchschlag von Isolierölen zwischen einer Spitze und einer abgerundeten Elektrode. *Arch. f. El.* 26, H. 2, 1932.
 157. *Вальтер и Инге*. Пробой масла при высокой частоте. *Ж. техн. физ.* т. II, 7, 1932.
 158. *Grossmann*. Untersuchung über den Durchschlag in Luft und Flüssigkeiten bei Wechselspannung stark verschiedener Frequenzen. Dissertation. Braunschweig, 1932.
 159. *Miner*. Oil Breakdown at Large Spacings. *J. A. I. E. E.* 46, 248, 1927.
 160. *Show*. Die Durchschlagspannung dünner Flüssigkeitsschichten zwischen Platin-Iridiumelektroden. *Electrician* 57, 978, 1906, и *Proc. Phys. Soc. London*, 20, 289, 1906.
 161. *Woehr*. Die Durchschlagspannung zwischen scharfen Kanten unter Öl. *Arch. f. El.* 20, 444, 1928.
 162. *Farmer*. Die elektrische Festigkeit in Isoliermaterial in dünnen Schichten. *Proc. A. I. E. E.* 2193, 1913.
 163. *Kock*. Die elektrische Durchschlagfestigkeit in flüssigen Halbleitern und festen Isolierstoffen in Abhängigkeit vom Druck. *E. T. Z.* 36, 85, 1915.
 164. *Dittert*. Über die elektrische Durchschlagfestigkeit von festen Isolierstoffen bei kurzzeitiger Beanspruchung unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Füllstoff, Elektrodenform und Temperatur. Dissertation, Dresden. 1930.
 165. *Nikuradse*. Das dielektrische Verhalten der nichtleitenden Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken. *Z. f. techn. Phys.* 12, 641, 1927.
Nikuradse. Experimentelle Untersuchungen über die Stromleitung bei hohen Feldern. *Arch. f. El.* 26, 250, 1932.
 166. *Edler*. Über die Druckabhängigkeit der Durchschlagspannung bei dielektrischen Flüssigkeiten. *Arch. f. El.* 24, 37, 1930.
 167. *Ferrant*. Durchschlagspannung von Benzol unter Zugspannung. *Z. f. Techn. Phys.* 5, 158, 1930.
 168. *Edler*. Über den Durchschlag von Isolierölen. *E. T. Z.* 20, 654, 1931.
 169. *Флоренский*. Разложение пропитки кабелей, вольтализация, пробой изоляционных масел. *Вест. Электр.* № 5—6, 66, 1931.

170. *Gemant*. Durchschlagmechanismus feuchter Isolierflüssigkeiten. *Z. f. Phys.* 33, 789, 1925.
 Der Durchschlag in Oelen und Hochspannungskabeln. *Z. f. techn. Phys.* 10, 388, 1928.
 171. *Dreyfus*. Über die Anwendung der Theorie der konformen Abbildung zur Berechnung der Durchschlags- und Überschlagsspannungen zwischen kantigen Konstruktionsteilen unter Öl. *Arch. f. El.* 13, 121, 1924.
 172. *Siaak*. Untersuchungen über die Gesetzmässigkeiten elektrischer Gleiterscheinungen auf Isolatoren in Transformatoröl. *Arch. f. El.* 25, 607, 1931.
 173. *Вальтер и Инге*. Перекрытие твердых диэлектриков в масле. *Ж. Техн. Физ.* 6, 1932.
 Überschlag von festen Isolatoren in Öl. *Arch. f. El.* 1933.
 174. *Ritz*. Durchschlag und Überschlagfeldstärke in Isolieröl. *E. T. Z.* 2, 36, 1932.

Пробой твердых диэлектриков.

175. *Hayden* u. *Steinmetz*. Insulation Failure: pyroelectric effect. *Elect. World.* 80, 865, 1922.
 176. *Wagner*. The physical nature of the electrical breakdown of solid dielectrics. *J. A. I. E. E.* 41, 1034, 1922.
 177. *Güntherschulze*. Die dielektrische Festigkeit von Flüssigkeiten und festen Körpern. *Jahrb. d. Rad. u. Elektr.* 9, 92, 1922.
 178. *Fock*. Die Wärmetheorie des Durchschlags. *Arch. f. El.* 19, 71, 1927.
Фок. К тепловой теории пробоя. *Тр. А. Ф. Г. А.* 5, 52, 1928.
 179. *Rogowski*. Der Durchschlag fester Isolatoren. *Arch. f. El.* 13, 153, 1924.
 180. *Karmán*. Das thermisch-elektrische Gleichgewicht fester Isolatoren. *Arch. f. El.* 13, 174, 1924.
 181. *Dreyfus*. Mathematische Theorien für den Durchschlag fester Isoliermaterialien. *Bul. S. E. V.*, H. 7, 12, 1924.
E. und M. 133, 1926.
 182. *Pirani* u. *Schönborn*. Die Bestimmung der elektrischen Durchschlagfestigkeit von Gläsern und keramischen Stoffen. *Z. f. techn. Phys.* 351, 1925.
 183. *Goeschel*. Untersuchung über den Wärmedurchschlag von Hartpapier und Verwendung einer randwirkungsfreien Prüfanordnung. Dissertation. Braunschweig, 1930.
 184. *Inge, Semenoff* u. *Walther*. Über den Durchschlag fester Isolatoren. *Z. f. Phys.* 32, 373, 1925.
 Durchschlag von Isolatoren bei hohen Temperaturen. *Z. f. Phys.* 34, 15, 1925.
 185. *Inge* u. *Walther*. Durchschlag von Glas. *Z. f. Phys.* 37, 292, 1926.
Вальтер и Инге. Пробой стекла. Сборник трудов А. Ф.-Т. И., III, 47, 1926.
 186. *Вальтер и Инге*. О промежуточной области пробоя между тепловой и чисто электрической. *Ж. техн. физ.* 8, 749, 1932; *Ar. f. El.* 26, 716, 1932.
 186 a. *Moon* and *Norcross*. Three Regions of Dielectric Breakdown. *J. A. I. E. E.* January, 1930.
 187. *Вальтер и Гольдман*. Пробой плавленного кварца. *Ж. прикл. физ.* 6, 27, 1929.
 188. *Inge* u. *Walther*. Durchschlag von Porzellan bei hohen Temperaturen. *Arch. f. El.* 18, 542, 1927.
 189. *Чибирев и Иванов*. Пробой высоковольтных бакелитовых выводов. Сборник Вопросы изоляции, 1932.
 190. *Inge* u. *Walther*. Durchschlag von festen Isolatoren bei Hochfrequenz. *Arch. f. El.* 21, 209, 1928.
 Пробой твердых диэлектриков при большой частоте. *Ж. прикл. физ.* V, 47, 1928.
 190 a. *Goebeler*. Über die dielektrischen Eigenschaften der Luft und einiger fester Isoliermaterialien bei hochgespannter Hochfrequenz. *Arch. f. El.* 14, 491, 1924.
 191. *Вальтер и Протопопов*. Диэлектрические потери стекла при радио-частотах. *Ж. прикл. физ.* 6, 39, 1929.
 192. *Вальтер и Дмитриев*. Пробой пропитанной кабельной бумаги. *Ж. прикл. физ.* V, 67, 1928.
Dmitriew und *Walther*. Durchschlag von öldurchtränkter Papierisolation. *Arch. f. El.* 21, 488, 1929.
 193. *Фрадин и Ращектаев*. Расчет теплового пробоя кабеля. *Ж. техн. физ.* 1933.
Вальтер и Инге. Пробой автомобильных свечей. Сборник „Вопросы изоляции“, 1932.
 194. *Handreck*. Durchschlagfestigkeit und dielektrische Verluste von Porzellan und Hartpapier. *Hescho-Mitt.* 46, 1929.
 195. *Mostizki*. Über Hochspannungskondensatoren. *E. T. Z.* 25, 527, 1904.

196. Inge u. Walther. Durchschlag von festen Isolatoren in homogenen und nicht-homogenen elektrischen Feldern. Arch. f. El. 19, 257, 1928.
- Вальтер и Инге. Пробой твердых диэлектриков при низких температурах Ж. прикл. физ. V, 65, 1928.
197. Inge u. Walther. Feldverteilung und Durchschlagsspannung von festen Isolatoren. II. Arch. f. El. 25, 21, 1931.
- Вальтер и Инге. Пробой серы и фарфора в неоднородных электрических полях. Ж. прикл. физ. 6, 67, 1929.
198. Inge u. Walther. Durchschlag von festen Isolatoren in homogenen und nicht-homogenen elektrischen Feldern bei Beanspruchung von langer und kurzer Dauer. Arch. f. El. 22, 410, 1929.
- Вальтер и Инге. Длительные процессы при пробое твердых диэлектриков. Ж. прикл. физ. 6, 3, 1929.
199. Güllner. Zum Durchschlag fester Isolatoren. Arch. f. El. 21, 267, 1928.
200. Inge u. Walther. Feldverteilung und Durchschlagsspannung von festen Isolatoren. Arch. f. El. 24, 88, 1930.
- Вальтер и Инге. Пробой стекла в неоднородном электрическом поле. Ж. прикл. физ. 6, 33, 1929.
201. Marx. Über den Durchschlag von zusammengesetzten Anordnungen E. T. Z., H. 2, 50, 1928.
202. Inge u. Walther. Teildurchschlag von festen Isolatoren. Arch. f. El. 24, 259, 1930.
- Вальтер и Инге. Неполный пробой твердых диэлектриков. Электричество № 6, 83, 1930.
203. Inge u. Wul. Randdurchschlag und Randentladungen. Arch. f. El. 25, 597, 1931.
- Вул и Инге. Природа краевого эффекта. Ж. техн. физ. т. I, 130, 1931.
- 203 а. Werner. Über den Durchschlag fester Isolatoren. An. d. Phys. 86, 95, 1928.
204. Iost. Über die Durchschlagfestigkeit einiger fester Isolierstoffe bei kurzdauernder Beanspruchung. Arch. f. El. 24, 1930.
205. Marx. Die Bestimmung der Durchschlagfestigkeit von festen Stoffen im homogenen Felde. E. T. Z. H. 2, 41, 1929.
206. А. Ф. Иоффе и Вул. Краевой эффект при электрическом пробое. Электричество № 12, 650, 1931.
207. Вул и Гольдман. Борьба с краевыми разрядами как метод повышения использования изоляции. Ж. техн. физ. 8, 12, 1931.
208. Grünwald. Über die Durchschlagfestigkeit verschiedener Glimmersorten bei 50 Perioden Wechselspannung. E. T. Z. 1084, 1924.
209. Гольдман. Ослабление краевого эффекта с помощью полупроводящих слоев. Ж. техн. физ. 5, 39, 1931.
210. Sonnenschein. Elektrische Eigenschaften von Kunstharzen und Hartpapieren in der Erwärmung. Arch. f. El. 17, 481, 1926.
211. Mattias. Die Kondensatorelektrode zur Vermeidung von Gleitfunken bei Durchschlagversuchen. Forschungsheft der Studiengesellschaft für Hochspannungsanlagen. 1930.
212. Inge u. Walther. Entladungen in Kristallen. Z. f. Phys. 64, 830, 1930.
- Вальтер и Инге. Разряды в кристаллах. Ж. техн. физ. 5, 389, 1931.
- Inge u. Walther. Entladungen in Steinsalz. Z. f. Phys. 71, 627, 1931.
213. A. v. Hippel. Der Mechanismus des „elektrischen“ Durchschlages in festen Isolatoren I. Z. f. Phys. 67, 707, 1931.
- II. Z. f. Phys. 68, 309, 1931.
- III. Z. f. Phys. 75, 145, 1932.
214. Lass. Über die Richtungsabhängigkeit des elektrischen Durchschlages bei Kristallen. Z. f. Phys. 69, 313, 1931.
215. Sinelnikoff, Kurtschatoff, Trapeznikowa, Anton Walther. Untersuchung der Durchschlagserscheinungen des Steinsalzes. Z. f. Phys. d. Sowjetunion. 3, 353, 1932 и Die Elektrolyse der Steinsalzkristalle und deren Durchschlag. Z. f. Phys. d. Sowjetunion, 3, 337, 1932.
216. Вул. Последовательный пробой твердых диэлектриков. Ж. техн. физ., т. II, 372, 1932.
217. Grünwald. Die Durchschlagfeldstärke von festen geschichteten Isoliermaterialien bei verschiedenartigen Beanspruchungen. Arch. f. El. 12, 79, 1923.
218. Moerder. Untersuchung über den Einfluss der Wärme auf den Durchschlag fester Isolatoren. Arch. f. El. 24, H. 2, 1930.
- 218 а. Meyer. Untersuchungen über die dielektrische Festigkeit fester Isolatoren. Arch. f. El. 24, 1930.
219. Александров. Пробой изолирующих материалов в тонких слоях. Ж. техн. физ. Печатается. 1933.
220. Günterschulze u. Hans Betz. Neue Untersuchungen über die elektrolytische Ventilwirkung. I. Z. f. Phys. 68, 145, 1931.
- II. Z. f. Phys. 73, 580, 1932.
- III. Z. f. Phys. 73, 587, 1932.
- Günterschulze u. Hans Betz. Die Konstanz der Dielektrizitätskonstante. Z. f. Phys. 71, 106, 1931.
221. Rogowski. Molekulare und technische Durchschlagfeldstärke fester elektrischer Isolatoren. Arch. f. El. 18, 123, 1927.
222. Horowitz. Das Grifitsche Prinzip und die dielektrische Durchschlagfestigkeit. Arch. f. El. 18, 535, 1927.
- Горолиц. Принцип Гриффитса и диэлектрическая прочность. Ж. Р. Ф.-Х. О. 59, 369, 1927. Ч. I. Ч. II Ж. Р. Ф.-Х. О. 59, 533, 1927.
223. Б. Курчатова. Пробой каменной соли при растворении ее поверхности. Вестник электр. 1930.
224. Smurow. Die physikalische Natur der elektrischen Vorgänge in homogenen Isolatoren. Arch. f. El. 22, 31, 1929.
- Смуров. Техника высоких напряжений, 1932, II изд.
225. Иоффе. Физика кристаллов. ГИЗ. 1928.
- 225 а. Rogowski. Der elektrische Durchschlag von Gasen, festen und flüssigen Isolatoren. A. f. El. 23, 569, 1930.
226. Rüdberg. Siem. Konz. September 1930.
227. Geweeke und Krukowski. Elektrodengrösse und Durchschlagsspannung bei der Prüfung dünner Isolierstoffe. Arch. f. El. 3, 63, 1914.
228. Rayner. Hochspannungsversuche und Energieverluste in Isoliermaterial. J. A. I. E. E. 49, 3, 1912.
- 228 а. Hentschel. Über das dielektrische Verhalten ölgetränkter Papiere. Arch. f. El. 15, 138, 1925.
229. Boller u. Wellauer. Zusammenfassende Darstellung der dielektrischen Verluste in Mikanitisationen für Generatorspulnen hoher Spannung. Bul. S. E. V. 24, 589, 1931.
230. Klein. Ermüdung von Hochspannungskabeln. E. T. Z. 11, 233, 1923.
231. Гольдман, Закейи и Саалова. Ацетицеллюлоза, как высоковольтная изоляция. Ж. техн. физ., т. II, вып. 8. 1932.
232. Gemant. Die Durchschlagfestigkeit von Kabelpapier. Siem. Konz. 3, 51, 1930.
233. Gemant. Dielektrische Verluste und Durchschlag in porösen Isolierstoffen. Z. f. techn. Phys. 328, 1929.
234. Pruss. Dielectric Loss Curve as Index Cable Quality. Proc. Intern. Conf. on High Voltage Systems (Paris). 1927.
235. Hochstaedter. Das Druckkabel, ein Fortschritt im Bau von Hochspannungskabelanlagen. E. T. Z. 7, 145, 1932; E. T. Z. 8, 169, 1932.
236. Beldi. Verbesserung der Isolation von Hochspannungsmaschinen. B. B. C. Nachrichten. 6, 297, 1930.

ОБОЗНАЧЕНИЯ ЖУРНАЛОВ.

An. d. Phys.—Annalen der Physik.
Ar. f. El.—Archiv für Elektrotechnik.
Bul. S. E. V.—Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins.
Elec. W.—Electrical World.
E. u. M.—Elektrotechnik und Maschinenbau
E. T. Z.—Elektrotechnische Zeitschrift.
J. A. I. E. E.—Journal of the American Institute of Electrical Engineers.
J. Frank. Inst.—Journal of the Franklin Institute.
Hescho-Mitt.—Mitteilungen der Hermsdorf-Schomburg-Werke.
Phil. Mag.—Philosophical Magazine.
Proc. R. Soc.—Proceedings Royal Society London.
Phys. Rev.—Physical Review.
Phys. Z.—Physikalische Zeitschrift.
Journ. d. Phys.—Journal der Physik.
J. Amer. Chem.—Journal American Chemical Society.
Jahr. d. Rad. u. Elekt.—Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik.
Jahr. d. draht. Tel. u. Tel.—Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.
Siem. Konz.—Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern.
Z. f. Phys.—Zeitschrift für Physik.
Z. f. tech. Phys.—Zeitschrift für technische Physik.
Z. f. anorg. Ch.—Zeitschrift für anorganische Chemie.
Z. f. Phys. d. Sow.—Zeitschrift für Physik der Sowjetunion.
Verh. d. Phys. Ges.—Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Вест. электр.—Вестник электротехники.
Ж. Р. Ф.-Х. О.—Журнал Русского физико-химического общества.
Ж. тех. физ.—Журнал технической физики.
Тр. Л. Ф. Т. Л.—Труды Ленинградской физико-технической лаборатории.
Ж. экс. и теор. физ.—Журнал экспериментальной и теоретической физики.
Ж. прик. физ.—Журнал прикладной физики.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ.

Абсорбированный заряд—131.
 Абсорбционные токи—131, 139.
 Автомобильные свечи—405.
 Адсорбция ионов—127.
 Активная электропроводность—187.
 Ассоциация жидкостей—120.
 Асфальтовый лак—490.
 Ацетил-целлюлоза—464, 495, 487.
 Баккелизованная бумага—392, 414, 416.
 Бумага кабельная, см. Кабельная бумага.
 Вагнера теория—370.
 Влияние загрязнений на пробой твердых диэлектриков—328, 329—346.
 Вязкость жидкостей—119.
 Гейслерова трубка—80.
 Глицерин—97.
 Геометрическая емкость—170.
 Геометрическая характеристика—15, 18, 22, 25, 31.
 Графическое построение поля—62.
 Двуслойный диэлектрик—135.
 " плоский конденсатор—57.
 " цилиндрический конденса-
 тор—59.
 Дендрит—456.
 Диполь—83, 88.
 Диссоциация жидкостей—121.
 Диэлектрические потери—164.
 Диэлектрические потери в неоднородном диэлектрике—224.
 Диэлектрические потери жидких диэлектриков—190.
 Диэлектрические потери жидких диэлектриков—зависимость от температуры—194.
 Диэлектрические потери—зависимость от частоты—193, 211.
 Диэлектрические потери—зависимость от напряжения—512.
 Диэлектрические потери—зависимость от температуры—512.
 Диэлектрические потери при высоких частотах—185, 189.
 Диэлектрические потери—формальная теория—165.
 Диэлектрический коэффициент—84.
 Диэлектрический коэффициент—зависимость от частоты—97, 102, 173, 211.
 Диэлектрический коэффициент—зависимость от температуры—98, 102.
 Емкость геометрическая, см. Геометрическая емкость.
 Емкость—зависимость от частоты—173.

Емкость поляризационная—133.
 Запаздывание—270.
 Заряд объемный—252.
 " " в газах—112.
 Защитное действие острых краев—310.
 Зонды, обыкновенный, раскаленный, емкостный—70, 73, 75.
 Ионизационный потенциал—274.
 Ионизация объемная—108.
 " поверхностная—103.
 " ударная, см. Ударная ионизация.
 " через столкновение—111.
 " электронами в однородном поле—275.
 Ионизация электронами и положительными ионами в однородном поле—278.
 Ионизирующее действие положительных ионов—275.
 Ионизирующее действие электронов—275.
 Ионы в газах—107.
 " жидкостях—116.
 Кабель—406, 491.
 Кабельная бумажная изоляция—401, 438, 461, 491, 502.
 Кабель под давлением—507.
 Кальцит—133, 159, 456.
 Каменная соль—162, 386, 414, 425, 452, 458.
 Канифоль—195, 217.
 Катафорез—127.
 Квадруполь—88.
 Кварц—133, 159, 162, 390.
 Кена правило—126.
 Кистевой разряд—253.
 Клаузиуса-Мосотти уравнения—86.
 Конформное преобразование—32.
 Корона—253, 312.
 " объемные заряды—312.
 " осциллографирование токов—316.
 Корона потери—317.
 Коэффициент ионизации—275.
 Коэффициент ионизации—зависимость от давления—281.
 Коэффициент ионизации—зависимость от напряженности—281, 283.
 Коэффициент импульса в газах—270.
 Коэффициент импульса в жидком диэлектрике—331.
 Коэффициент импульса в твердом диэлектрике—416.

Крайние разряды—429, 432.
 " разряды ослабление—439.
 Кристаллическая решетка—128, 452, 470.
 Кюри закон—104.
 Лаковая изоляция—493.
 Лаковые пленки—199.
 Лакоткань—438.
 Лед—103.
 Масляные лаки—501.
 Машинная изоляция—507.
 Метод обращения—26.
 " сеток—222.
 " соломинки—79.
 " электролитических моделей—71.
 Механизм пробоя жидких диэлектриков—351.
 Микафоллий—507, 510, 514.
 Минеральные масла—192.
 Минимальное пробивное напряжение в газах—267.
 Минимальное пробивное напряжение твердых диэлектриков—424, 430, 481.
 Молния—311.
 Момент дипольный—88, 92.
 " электрический—83, 91.
 Моменты дипольные молекул газов—94.
 Напряжение пробивное—249.
 Напряженность начальная—248, 257, 262.
 " предельная—248, 410.
 Неоднородный диэлектрик, см. Диэлектрик неоднородный.
 Оксидные пленки—466.
 Ома закон в газах—110.
 " " " твердых диэлектриках—131, 143.
 Острые края—защитное действие—310.
 Охранные кольца—447.
 Пашена закон—267, 286.
 Плоское поле—64.
 Поверхностные разряды в жидких диэлектриках—359.
 Поверхностные разряды и химическое действие—487.
 Поверхностные разряды в газах—306, 326.
 Поверхностный пробой при высоких частотах—322.
 Поверхностный пробой в газах в неоднородном поле—324.
 Поверхностный пробой в газах в однородном поле—319.
 Поверхностная электропроводность—влияние на потери—235.
 Подвижность ионов в газах—109, 113.
 " " в жидкостях—117.
 Поле—распределение в жидкостях—125.
 " " в твердом диэлектрике—141.
 Поле сплошного конденсатора—10.
 " штыревого " —13.
 " цилиндрического конденсатора—16.
 " двух параллельных цилиндров—19.
 " цилиндра параллельного плоскости—25.

Поле у края плоского конденсатора—52.
 " штыревого изолятора—77.
 " трехфазного секторного кабеля—77.
 Полярные молекулы—93.
 Поляризация—120.
 Поляризация диэлектрика—83.
 Поляризация молекулярная—87.
 Поляризация смесей—100.
 Поляризация в—зависимости от температуры—161.
 Поляризация—электродвижущая сила—131, 134.
 Поляризация электродвижущая сила зависимость от напряжения—144.
 Поляризация измерения—131.
 Поляризуемость диэлектрика—83.
 Постоянная времени—172, 177.
 Принцип суперпозиции—169.
 Пробой воздуха в узких каналах—583.
 " газа—теория Таунсенда—285.
 " " теория Шумана—288.
 " " роль объемных зарядов—293, 296.
 " " в цилиндрическом конденсаторе—258.
 " " в случае двух параллельных цилиндров—202.
 " " в случае игольчатых электродов—264, 302.
 " " в зависимости от давления—266, 269.
 " " в однородном поле—254.
 " " в тонких слоях—255, 268.
 " " между сферическими электродами—255.
 " " при высокой частоте—273.
 " " зависимость от времени—263, 293.
 " " влияние полярности—266, 290, 309.
 " жидкости—зависимость от расстояния—396.
 " жидких диэлектриков—307.
 " жидких диэлектриков—влияние барьеров—360.
 " жидких диэлектриков—влияние газа—344.
 " жидких диэлектриков—в неоднородных полях—339.
 " жидкости—зависимость от времени—331.
 " жидкости—зависимость от давления—343.
 " жидкости—зависимость от температуры—346, 352.
 " жидкости—зависимость от частоты—334.
 " ионизационный жидких диэлектриков—351.
 " неполный кристаллов—450.
 " " стекла—449.
 " " твердых диэлектриков—447.
 " " поверхностный в жидкости—136.

Пробой последовательный—457.
 " слоистой изоляции—424.
 " твердых диэлектриков в неоднородном поле—420.
 " твердых диэлектриков в однородном поле—410.
 " твердых диэлектриков—зависимость от времени—415, 437, 514, 505, 508.
 " твердых диэлектриков—зависимость от поверхности электродов—484.
 " твердых диэлектриков—зависимость от температур—501, 505.
 " твердых диэлектриков—зависимость от толщины—412, 436, 500, 502, 504.
 " твердых диэлектриков при импульсах—415, 433, 457.
 " твердых диэлектриков при высокой частоте—397.
 " твердых диэлектриков—роль среды—417, 429, 442.
 " твердых диэлектриков тепловой—361.
 " твердых диэлектриков—тонкие слои—464.
 " твердых диэлектриков химических—369.
 " твердых диэлектриков электрический—367.
 Предельная напряженность, см. Напряженность предельная.
 Проходные изоляторы—394, 403.
 Разрыв диэлектрика, влияние трещин—472.
 Разрыв электрическим полем молекул—467.
 Разрыв электрическим полем кристаллической решетки—470.
 Распространение разряда—478.
 Рекомбинация ионов—109.
 Рекомбинации коэффициент—110.
 Релаксация время—97.
 Сегнетова соль—103.
 Сера—422.
 Слюда—400, 413, 436, 443, 446, 460, 492, 503, 509.
 Смещение электрическое—83.
 Сопротивление твердых диэлектриков—143.
 Сопротивление твердых диэлектриков—зависимость от температуры—499.
 Сопротивление твердых диэлектриков—зависимость от напряжения—146.
 Сопротивление силовой трубки—63.
 Старение—483, 485.
 Стекло—144, 159, 162, 179, 188, 388, 398, 413, 425, 435, 445, 449, 459, 465.
 Стирол—133, 501.
 Среда—полупроводящая—444, 435.
 Среда с большим диэлектрическим коэффициентом—442.
 Тангенс угла потерь—167, 175.

Тангенс угла потерь—зависимость от части—175, 178, 183.
 Тангенс угла потерь—зависимость от напряжения—185, 313, 497, 506.
 Тангенс угла потерь—зависимость от температуры—186, 498, 506, 508.
 Твердые диэлектрики—пробой под давлением—440.
 Тепловой пробой—зависимость от температуры—372, 379, 386, 395, 525.
 Тепловой пробой—зависимость от толщины—380, 396.
 Тепловой пробой—зависимость от времени—383.
 Тепловой пробой—одномерный случай—372, 515.
 Тепловой пробой—цилиндрический случай—382.
 Тепловой пробой жидких диэлектриков—353.
 Ток насыщения в газах—111.
 " " в жидкостях—122.
 " сквозной—130, 143.
 Тока спадания функция—139, 176.
 Тонкие слои—464.
 Трансформаторное масло—191.
 " влияние влаги—329.
 Трансформаторные методы очистки—330.
 Тунговое масло—101, 501.
 Ударная ионизация в жидких диэлектриках—349.
 Ударная ионизация в твердых диэлектриках—476.
 Ударная ионизация теория—252, 273.
 Удельное сопротивление, см. Электропроводность.
 Усталость диэлектриков—491.
 Фарадея закон—151.
 Фактор—400, 419, 424, 437, 443, 484.
 Фиктивное расстояние—15, 18, 31.
 Формовка—153.
 Хевеши закон—127.
 Шеллак—490.
 Шварца—преобразование—38.
 Эбонит—414, 493.
 Электрическая очистка жидкостей—124.
 Электрическое поле в неоднородном диэлектрике—220.
 Электропроводность—влияние температуры—124, 151, 154.
 Электропроводность—влияние примесей—124.
 Электропроводность газов—107.
 " диэлектриков—107.
 " жидких диэлектриков—118.
 Электропроводность—зависимость от давления—114.
 Электропроводность—зависимость от поля—114.
 Электропроводность твердых диэлектриков—130.
 Электропроводность твердых диэлектриков—электронная—162.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН.

Александров—465.
Альми (Almy)—255.
Апполоний (Appolony)—26.
Архангельский—79, 310.
Аткинсон (Atkinson)—73.
Байрсто (Bairsto)—102.
Бельди (Beldi)—510.
Бенедикт (Benedikt)—180, 188.
Бермашевский—104.
Биндер (Binder)—251, 271.
Блисс (Bliss)—101.
Богородицкий—191, 506.
Боллер (Boller)—490.
Борман (Bormann)—218.
Браунбек (Braunbeck)—156.
Вагнер (Wagner)—169, 176, 216, 225, 250, 370, 384.
Вальден (Walden)—96, 119.
Вальдорф (Waldorf)—318.
Вальтер А. К.—106, 140, 146, 159, 182.
Вальтер А. Ф.—74, 321, 333, 343, 349, 360, 363, 366, 387, 396, 400, 412, 420, 436, 445, 448, 492, 504.
Варбург (Warburg)—151.
Вернер (Werner)—96, 439.
Вейкер (Weiker)—366.
Веллауер (Wellauer)—490.
Вильямс (Williams)—96, 100, 192.
Витвер (Witwer)—265.
Вологдин—107.
Войденов—79.
Вул—432, 443, 458.
Вэр (Wöhr)—340.
Гайден (Hayden)—328.
Гельгоф (Gehlhoff)—159.
Гемант (Gemant)—194, 199, 218, 357, 502.
Гольдгаммер—159.
Гольдман—390, 443, 446, 500, 508.
Гохберг—142, 146, 159.
Горовиц—473.
Гофман (Hoffmann)—268.
Гринберг—407.
Грюнвальд (Grünwald)—464.
Грос-Ундер (Gros-Under)—97.
Гудлет (Goodlet)—258, 333, 337, 363.
Гудден (Gudden)—164.
Гюллер (Güllner)—386, 393, 412, 440.
Гюнтершульце (Güntherschulze)—370, 466, 474.
Данчер (Dantscher)—125.
Дебай (Debye)—87, 89, 103, 199, 208.
Диттерт (Dittert)—345, 413, 416, 419, 442.
Дмитриев—400, 504.

Дрегер (Draeger)—337.
Дрейфус (Dreyfus)—358, 373.
Зак (Sack)—96.
Зенгер (Senger)—95.
Зорге (Sorge)—334, 342, 356.
Иаффе (Jaffe)—119, 126.
Иванов—394, 404.
Инге—304, 321, 333, 343, 366, 387, 396, 412, 420, 445, 436, 448, 458, 492.
Иоахим (Joachim)—102.
Иона (Iona)—87, 98.
Иост (Iost)—438, 463.
Июффе—140, 159, 476.
Карман (Karmàn)—373.
Кампшульт (Kampschulte)—272, 320, 322, 323.
Кен (Coehn)—126.
Квитнер (Quittner)—146, 151.
Кирх (Kirch)—194, 197, 214.
Китчин (Kitschin)—197, 214, 218.
Кнорр (Knorr)—344, 353, 357.
Кок (Kock)—342.
Кобско—103, 165, 196.
Кольрауш (Kohlrausch)—139.
Костина—106.
Коши (Cauchy)—32.
Клейн (Klein)—491.
Коппельман (Koppelman)—335, 355.
Круг (Krug)—269.
Кубах (Kubach)—319.
Кувшинский—198, 499, 502.
Курчатов—104, 106, 153, 324, 419.
Кюри (Curie)—139.
Лангмуир (Langmuir)—70.
Ласс (Lass)—452.
Леб (Loeb)—297.
Малышев—231, 497.
Мак-Леод (Mack-Leod)—184.
Мандрика—185.
Маркс (Marx)—266, 302, 307, 312, 332, 426, 440.
Майгельдинов—191.
Майнер (Miner)—339.
Майер (Mayer)—464.
Маттиас (Mattias)—79, 447.
Меллер (Möller)—184.
Мердер (Moerder)—464.
Милликен (Millican)—268.
Михайлов—246.
Мицushima (Mizushima)—98.
Мизере (Misère)—273.
Мун (Moon)—413.
Мюндерс (Münders)—192.
Нее (Näher)—331.

Никурадзе (Nikuradse)—132, 347, 350.
Нойс (Noice)—119.
Норкросс (Norkross)—413.
Орглер (Orgler)—266.
Орнштейн (Ornstein)—192.
Паавола (Paavola)—283.
Пик (Peek)—61, 255, 262, 271, 313, 319, 342.
Пирани (Pirani)—335.
Поля (Pohl)—164.
Потапенко—97.
Прусс (Pruss)—506.
Пуль (Pool)—145.
Пэрри (Perry)—258, 333, 337, 363.
Рацектаев—407.
Роговский (Rogowski)—52, 284, 287, 293, 297, 373, 411, 467, 471, 476.
Риббель (Riebel)—194, 197, 214.
Риманн (Rimann)—32.
Риттер (Rither)—266.
Риц (Ritz)—320, 363.
Реер (Reher)—268.
Рот (Roth)—264, 333.
Ротер (Rother)—268.
Русинов—105.
Руссшвиц (Russischwilli)—122, 347, 349.
Рэс (Race)—19, 213.
Рюденберг (Rüdenberg)—480.
Сандерс (Sanders)—234.
Семенов—74.
Симсон (Simpson)—311.
Синельников—106, 134, 146, 159, 185, 189, 215.
Слепьян (Slepian)—297.
Смекаль (Smekal)—147, 159.
Смидт (Smidt)—96.
Смулов—475.
Таман (Tamann)—165.
Тегетмайер (Tegetmayer)—151.
Теплер (Toepler)—307, 326.
Томас (Thomas)—159.
Ториама (Toriamä)—334, 346.
Тоунсенд (Townsend)—254, 275, 232, 293.
Тубанд (Tubandt)—151.
Уайтхед (Whithead)—181, 192, 332.
Ульман (Uhlmann)—261, 301.
Фармер (Farmer)—342.
Финкельштейн-Куки (Finkelstein-Kukie)—301.
Фиман (Viehmann)—271.
Феррант (Ferrant)—356.

Федоров—464.
Фок—373.
Флоренский—357.
Флеминг (Flemming)—197.
Фрадин—407.
Френкель—88, 119, 122, 154.
Франк (Frank)—297.
Фризе (Friese)—329, 345.
Фрике (Fricke)—255.
Хальбах (Halbach)—185, 392.
Хандрек (Handreck)—411, 416.
Харди (Hardy)—127.
Хартшорн (Hartschorn)—222.
Хевеши (Hewesey)—118.
Хиппель (Hippel)—297, 452, 457, 476.
Хике (Hieke)—141.
Хоецкий—79.
Хольм (Holm)—317, 319.
Хохштедтер (Hochstädter)—507.
Хентшель (Hentschel)—491.
Хунд (Hund)—95.
Цайер (Zeier)—268, 352.
Цан (Zahn)—93.
Цехновицер—159.
Циммерман (Zimmermann)—328.
Чибирев—394, 404.
Швайгер (Schwalger)—14.
Швайдлер (Schweidler)—176, 169.
Шварц (Schwarz)—38.
Швец—310.
Шенборн (Schönborn)—335.
Шиллер (Schiller)—145.
Шиллинг (Schilling)—265.
Шотт (Schott)—189.
Шоу (Show)—339.
Шпат (Spath)—329.
Шпильрейн—66.
Шрегер (Schröter)—330.
Штейнметц (Steinmetz)—370.
Штрутт (Strutt)—188.
Штаак (Staak)—359, 362.
Шуман (Schumann)—217, 254, 262, 288, 292, 297.
Щукарев—151, 162.
Эдуардс (Edwards)—258, 333, 337, 364.
Эдди (Eddy)—328.
Эдлер (Edler)—125, 331, 344, 353, 357.
Эстерман (Estermann)—93.
Эрхарт (Earchart)—255.
Эррера (Errera)—103.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Электрическое поле.

Глава I. Аналитические методы расчета электрических полей.

1. Закон Кулона. Напряженность электрического поля	7
2. Графическое изображение электрического поля при помощи силовых линий и эквипотенциальных поверхностей	8
3. Поле плоского конденсатора	10
4. Поле шарового конденсатора	13
5. Поле цилиндрического конденсатора	16
6. Поле двух параллельных цилиндров	19
7. Поле двух сфер	26

Глава II. Метод конформного преобразования в применении к исследованию электрических полей.

8. Сущность конформного преобразования	32
9. Преобразование цилиндрического конденсатора в плоский	33
10. Преобразование двух параллельных цилиндров в цилиндрический конденсатор	34
11. Преобразование Шварца	38
12. Прямой угол против плоскости	40
13. Электрод с двумя прямыми углами против плоскости	46
14. Полу плоскость против плоскости	50
15. Конденсатор Роговского	52

Глава III. Электрическое поле в неоднородной среде.

16. Напряженность поля и электрическое смещение в среде с диэлектрическим коэффициентом (ϵ)	54
17. Закон преломления силовых линий на границе двух сред	56
18. Двуслойный плоский конденсатор	57
19. Двуслойный цилиндрический конденсатор	59

Глава IV. Графический метод построения электрического поля.

20. Сущность метода	62
21. Силовая трубка	—
22. Графическое построение поля в однородной среде	63
23. Проверка графического построения поля по способу Шпильрейна	68
24. Графическое построение поля в неоднородной среде	—

Глава V. Методы экспериментального исследования электрических полей.

25. Общая характеристика экспериментальных методов	69
26. Метод обыкновенного зонда	70
27. Метод электролитических моделей	71
28. Метод раскаленного зонда	73
29. Метод емкостного зонда	75
30. Методы измерения распределения силовых линий	78

2. Поведение диэлектриков в пределах электрической прочности.

Глава I. Поляризация диэлектриков.

1. Напряженность электрического поля, электрическое смещение и внутреннее поле	83
2. Уравнение Клаузиуса-Моссотти	86
3. Поляризуемость и теория Дебая	87
4. Определение величины поляризации, вычисление дипольного момента и температурный эффект	92
5. Дипольные моменты и структура молекул	95
6. Зависимость диэлектрического коэффициента от частоты	96
7. Сегнетова соль	103

Глава II. Электропроводность диэлектриков.

8. Механизм прохождения тока через газ	107
9. Подвижность ионов в газах	110
10. Ионы в жидкостях	116
11. Факторы, влияющие на подвижность ионов	119
12. Влияние различных факторов на электропроводность жидкости	121
13. Электропроводность коллоидных систем	126
14. Природа электропроводности твердых диэлектриков	128
15. Поляризация в твердых диэлектриках	130
16. Сопротивление твердых диэлектриков	143
17. Сквозной ток в диэлектриках	148
18. Электролиз в диэлектриках	150
19. Зависимость электропроводности от температуры	153
20. Электронная проводимость твердых диэлектриков	162

Глава III. Диэлектрические потери.

21. Классификация диэлектрических потерь	164
22. Формальная теория диэлектрических потерь	165
23. Диэлектрические потери твердых однородных диэлектриков	181
24. Диэлектрические потери жидких диэлектриков	190
25. Точная теория дипольных потерь Дебая и ее проверка	199

Глава IV. Диэлектрические потери в неоднородном диэлектрике.

26. Метод сеток и применение его для вычисления потерь в неоднородной среде	218
27. Потери в неоднородных диэлектриках, не обладающих поверхностной электропроводностью	224
28. Потери в неоднородных диэлектриках, обладающих поверхностной электропроводностью	235

3. Нарушение электрической прочности диэлектрика.

Введение.

Глава I. Пробой газов.

1. Различные виды электрических разрядов в газах	251
2. Начальное и пробивное напряжение при различной форме электродов	254
3. Зависимость пробивного напряжения газов от давления, времени и частоты	266
4. Теория ударной ионизации	273
5. Условия пробоя газов	285
6. Роль объемного заряда при пробое газа	293
7. Пробой газов в неоднородных электрических полях	300

8.	Корона на проводах	313
9.	Поверхностный пробой (перекрытие) твердых диэлектриков в газах	315

Глава II. Пробой жидких диэлектриков.

10.	Общие соображения о пробое жидких диэлектриков. Влияние загрязнения	327
11.	Опытные закономерности в явлении пробоя жидких диэлектриков	331
12.	Электропроводность жидкостей в сильных электрических полях	347
13.	Механизм пробоя жидких диэлектриков	351
14.	Поверхностные разряды и поверхностный пробой (перекрытие) в жидких диэлектриках. Влияние барьеров.	358

Глава III. Общие закономерности в явлении пробоя твердых диэлектриков.

15.	Тепловая форма пробоя	364
16.	Электрическая форма пробоя	367
17.	Химическая форма пробоя	369

Глава IV. Тепловой пробой твердых диэлектриков.

18.	Элементарная теория Вагнера	370
19.	Теория теплового пробоя для одномерного случая при переменном напряжении	372
20.	Зависимость пробивного напряжения от времени	383
21.	Опытная проверка тепловой теории пробоя	385
22.	Приложение тепловой теории пробоя к техническим расчетам	401

Глава V. Электрический пробой твердых диэлектриков.

23.	Электрический пробой в однородном поле	410
24.	Электрический пробой в неоднородном поле	420
25.	Методы борьбы с краевыми разрядами	439
26.	Неполный пробой твердых диэлектриков	447
27.	Неполный пробой кристаллов	452
28.	Последовательный пробой	457
29.	Пробой диэлектриков в тонких слоях	464

Глава VI. Теория электрического пробоя твердых диэлектриков.

30.	Разрыв молекулы и кристаллической решетки электрическим полем	467
31.	Разрыв диэлектрика электрическим полем с учетом влияния трещинок	472
32.	Механизм возникновения и распространения разрядов в твердых диэлектриках	475
33.	Пробой твердых диэлектриков в неоднородных электрических полях. Явление минимального пробивного напряжения	480

Глава VII. Технические диэлектрики и старение.

34.	Зависимость пробивного напряжения от величины поверхности электродов	481
35.	Старение диэлектриков	485
36.	Усталость диэлектриков	491
37.	Лаковая изоляция	493
38.	Кабельная бумажная изоляция	502
39.	Изоляция высоковольтных электрических машин	503

Добавления

Таблицы	529
Библиография	543
Предметный указатель	553
Указатель имен	556