

Б. М. ТАРЕЕВ

ФИЗИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов вузов, обучающихся по специальности «Электроизоляционная и кабельная техника»



МОСКВА ЭНЕРГОИЗДАТ 1982

ББК 31.234
Т19
УДК 537.226(075.8)

Рецензенты: кафедра электрической изоляции, кабелей и конденсаторов ЛИИ им. М. И. Калашникова и К. М. Поливанов

Тареев Б. М.

Т 19 Физика диэлектрических материалов: Учеб. пособие для вузов.—М.: Энергоиздат, 1982.—320 с., ил.

В пер.: 90 к.

Рассмотрены физические явления, происходящие в электропроводящих и других диэлектрических материалах под воздействием электрического поля; параметры, количественно определяющие электрические свойства диэлектрических материалов и компонентов, зависимость этих параметров от различных факторов; важнейшие общие физические (тепловые, радиационные и влажностные) свойства диэлектрических материалов.

Предназначена в качестве учебного пособия для студентов энергетических, электротехнических и радиотехнических вузов.

Т 2302020000-249
051(01)-82

ББК 31.234
6П2.1.06

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1973 г. издательство «Энергия» выпустило в свет книгу автора под названием «Физика диэлектрических материалов». При ее написании перед автором стояла задача: в легкодоступной для самостоятельного изучения форме изложить основные положения технической физики диэлектриков, необходимые как студентам и аспирантам, так и инженерно-техническим и научным работникам, которые занимаются разработкой, расчетами, испытаниями и эксплуатацией электрических машин и аппаратов, изоляторов, конденсаторов, проводов и кабелей, устройств радиоэлектроники и вычислительной техники и т. п.

Книга была хорошо принята читателями; на нее были опубликованы положительные отзывы в советской и зарубежной печати; она была использована в качестве учебного пособия вузами, в учебные планы которых входят электроматериаловедческие дисциплины. Издательство «Мир» выпустило книгу в переводах на английский (1975 г.; переиздание — 1979 г.) и испанский (1978 г.) языки.

При подготовке к изданию данного учебного пособия за основу была принята вышеупомянутая книга. Однако структура книги и многие разделы были существенно переработаны.

Была добавлена новая глава «Электрические свойства веществ (общие сведения)», введение которой позволило осуществить более обобщенный подход к рассмотрению различных электрических свойств материалов и связей этих свойств со свойствами изделий из этих материалов. В то же время из книги были исключены главы «Пробой диэлектриков» и «Нелинейные диэлектрики». Это вызвано чрезвычайно быстрым накоплением эксперимен-

тальных и теоретических достижений науки в направлениях, соответствующих тематике обеих исключенных глав, и невозможностью освещения этих важнейших достижений в ограниченном объеме книги. Уже во введении к «Физике диэлектрических материалов», изданной в 1973 г., отмечалась вынужденная краткость описания пробой диэлектриков; за последние годы проведены заслуживающие подробного освещения исследования в области статистической обработки результатов испытаний электрической прочности и прогнозирования надежности систем электрической изоляции, в области излучения частичных разрядов и тринига и т. п. Роль нелинейных (активных, управляемых) диэлектриков в устройствах новой техники, в частности в приборах квантовой электроники, также весьма возросла; так, уже в коллективном учебном пособии «Электрорадиоматериалы» [25], выпущенном издательством «Высшая школа» в 1978 г., объем текста, относящегося к физике активных диэлектриков, в несколько раз превышает объем главы «Нелинейные диэлектрики» в «Физике диэлектрических материалов» издания 1973 г.

Такое ограничение тематики учебного пособия, посвященного диэлектрикам, отнюдь не является новинкой. В целом ряде книг, вошедших в золотой фонд советских руководств и монографий по диэлектрикам, каковы книги А. А. Воробьевы и Е. К. Завадовской, Г. А. Воробьева, А. Н. Губкина, С. Н. Койкова, Г. С. Кучинского, Г. И. Сканави, В. Я. Ушакова, излагается лишь часть разделов физики диэлектриков; эти книги имеют подзаголовки «Область слабых полей», «Поляризация и диэлектрические потери», «Область сильных полей» и т. п. Книга Н. Н. Богородицкого, Ю. М. Волокобинского, А. А. Воробьева и Б. М. Тареева «Теория диэлектриков», допущенная Министерством высшего и среднего специального образования РСФСР в качестве учебника для вузов, также не содержала сведений о поведении диэлектриков в сильных электрических полях и пробое диэлектриков. Некоторые из вышеназванных книг являются первыми томами серии (руководство Г. И. Сканави было издано в двух томах большого объема). Автор па-

дется, что и настоящая книга впоследствии сможет быть дополнена выпусками, посвященными различным классам активных диэлектриков и явлениям в диэлектриках в сильных электрических полях.

Автор благодарен академику АН СССР Б. М. Вулу, чл.-корр. АН СССР, академику АН АрмССР С. Н. Мергеляну, доктору физ.-мат. наук С. Н. Койкову, доктору техн. наук А. В. Петушилу, доктору техн. наук К. М. Полявашову и доктору физ.-мат. наук Е. Е. Тареевой за ценные замечания и советы, использованные при подготовке к печати окончательного варианта рукописи.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Диэлектрические материалы — один из классов электротехнических материалов, т. е. материалов, обладающих определенными свойствами при их взаимодействии с электромагнитным полем и применяемых в технике с учетом этих свойств. Так как электромагнитное поле есть вид материи, имеющей две стороны — электрическое поле и магнитное поле, при изучении электромагнитных свойств веществ необходимо ознакомление как с электрическими, так и с магнитными свойствами этих веществ.

В этой книге будем рассматривать в основном лишь электрические свойства материалов. Магнитные свойства электротехнических материалов описаны в [2, 14, 15, 19, 25].

Важнейшим признаком для классификации электротехнических материалов по их электрическим свойствам является электропроводность, т. е. способность пропускать через себя постоянный ток под действием приложенного к телу постоянного (не изменяющегося во времени) электрического напряжения. Под диэлектрическими материалами понимают материалы, оказывающие весьма значительное сопротивление прохождению через них постоянного электрического тока; в этих материалах возможно существование сильных электрических полей.

Таким образом, диэлектрические материалы по их основным свойствам резко отличаются от проводниковых материалов, обладающих сильно выраженной электропроводностью, в связи с чем существование сильных электрических полей в этих материалах невозможно. Промежуточное положение между проводниками и диэлектрическими материалами занимают по-

лупроводниковые материалы, существенной особенностью которых, определяющей их громадное значение в современной технике, является также значительная изменяемость характеризующих количественно их электропроводность параметров при изменении различных условий (температуры, давления, освещенности, напряженности электрического поля и т. д.). Здесь ограничимся этими краткими замечаниями; в дальнейшем изложении определения диэлектрических, проводниковых и полупроводниковых материалов (или упрощенно, диэлектриков, проводников и полупроводников) будут уточнены.

Электротехнические материалы, в том числе диэлектрические, имеют чрезвычайно важное значение для техники. Очевидно, что никакое, даже наиболее простое, устройство электротехники или радиоэлектроники не может быть выполнено и не может правильно функционировать без применения в его конструкции как диэлектрических, так и проводниковых материалов. В простейших случаях их применения диэлектрики используются в качестве электроизоляционных материалов, из которых создается электрическая изоляция устройства. Назначение электрической изоляции сводится к тому, чтобы воспрепятствовать прохождению электрических токов путями, нежелательными для работы данной электрической схемы. Иногда диэлектрики создают среду, в которой определенным образом распространяются электромагнитные волны. Во всех этих случаях диэлектрики являются пассивными; их роль сводится лишь к созданию изоляции или среды для передачи электромагнитных колебаний, а изменяемость электрических параметров диэлектрического материала при изменениях внешних факторов и прочих не важна для действия устройства.

В электрических конденсаторах диэлектрик создает требуемую в данном конкретном случае электрическую ѹмкость; диэлектрик обычного (анийного) конденсатора все же может рассматриваться как пассивный диэлектрик. Однако в последние десятилетия в электротехнике и радиоэлектронике все большее значение приобретают активные («управляемые») диэлектрики, которые играют не только «пассивную» роль подобно обычным электроизоляционным материалам; в различных устройствах новой техники используется искусственно управ-

ляемая изменяемость свойств этих материалов под действием различных факторов.

К активным диэлектрикам принадлежат сегнетоэлектрики, диэлектрическая проницаемость которых сильно зависит от напряженности электрического поля и от температуры; пьезоэлектрики, приобретающие электрический заряд под действием механических напряжений и, наоборот, деформирующиеся под действием внешнего электрического поля; электреты, которые могут рассматриваться как электрические аналоги постоянных магнитов, так как они способны длительно сохранять электрический заряд, создающий в окружающем электрет пространстве электростатическое поле; жидкие кристаллы и т. п.

Таким образом, понятие «диэлектрический материал» значительно шире, чем понятие «электроизоляционный материал».

Еще несколько десятилетий тому назад вопрос выбора электротехнических материалов, в том числе электроизоляционных (активные диэлектрики в то время почти не использовались), был сравнительно простым. Часто в качестве электроизоляционных материалов использовались материалы, применявшиеся ранее в неэлектротехнических отраслях промышленности. Широкое применение для электрической изоляции находили материалы природного происхождения: дерево, хлопчатобумажное волокно, шелк, растительные масла, натуральный каучук, гуттаперча, природные смолы, каменные породы и др.

В последнее время условия, в которых работают диэлектрические материалы в электротехнических устройствах и аппаратуре автоматики и радиоэлектроники, стали значительно более жесткими. Повысились рабочие напряжения электрических машин и аппаратов, воздушных и кабельных линий электропередачи. Увеличились и единичные мощности машин (теперь передко один генератор имеет мощность, превышающую ту, которую полстолетия тому назад имела крупнейшая в те времена электрическая станция) и аппаратов, что паряду с ростом напряжений вызвало существенное увеличение размеров систем электрической изоляции в машинах и других устройствах; так, длина пазовой части статорного стержня современного крупного турбогенератора около десяти метров.

Одновременно существенно повысилась и удельная мощность (т. е. мощность, отнесенная к единице объема или массы) машин и т. п., что особенно важно для движущихся устройств и связано, в частности, с повышением рабочих температур изоляции. В ряде случаев высокие рабочие температуры требуются самим функциональным назначением устройства (электрические печи, электровакуумные приборы большой мощности и т. п.). В других случаях, в частности во многих устройствах радиоэлектроники, требуется получение весьма малых размеров компонентов и размещение многих компонентов в весьма ограниченных объемах (миниатюризация и микроминиатюризация; в частности, построение интегральных схем и даже размещение многофункциональных устройств в пределах одного кристалла); это также связано с преодолением весьма значительных трудностей и требует, помимо решения принципиальных схемных, расчетных и других задач, особо высокой культуры технологии. Кроме того, в радиоэлектронике приходится иметь дело с повышением частот электрических напряжений и с ужесточением требований к точности и стабильности настройки частоты колебательных контуров.

Кроме повышенных рабочих температур, часто приходится иметь дело с весьма низкими (криогенными) температурами, иногда приближающимися к абсолютному нулю, а также с резкими сменами температур («термоударами»). Иногда диэлектрики применяются в условиях повышенной влажности окружающей среды (открытые устройства, подвергающиеся действию атмосферных осадков; судовая аппаратура и пр.), механических усилий (в частности, высоких гидростатических давлений, ударов и вибраций) и пр. В ряде случаев указанные выше факторы, которые могут быть (как увидим ниже) чрезвычайно вредными для диэлектриков, действуют одновременно в различных комбинациях (например, электротехническое и радиотехническое оборудование морских судов, самолетов, спутников Земли, космических кораблей, атомных реакторов, магнитогидродинамических генераторов и т. п. или «тропическое» исполнение устройств, предназначенных для хранения и эксплуатации в странах с тропическим, в частности влажным тропическим, в том числе муссонным, климатом).

Существенно повышаются требования к надежности работы электротехнических устройств и аппаратуры радиоэлектроники и автоматики. Не говоря уже о том громадном ущербе для народного хозяйства страны, который наносит даже кратковременный простой мощного турбогенератора на электростанции, вызванный дефектом в его изоляции, отметим, что надежность работы многокомпонентной схемы микроэлектронного устройства во многих случаях определяется надежностью примененных при создании этой схемы диэлектриков.

Все вышеизложенные обстоятельства существенно затрудняют условия работы материалов, усложняют их выбор в каждом конкретном случае и требуют создания новых высококачественных диэлектрических материалов, без применения которых многие современные устройства вообще не могли бы быть изготовлены. Как правило, все новые, обладающие лучшими свойствами, электроизоляционные материалы — синтетического происхождения. В частности, большое значение имеют синтетические высокомолекулярные соединения — органические и элементоорганические полимеры, а также стекла, керамические материалы, ситаллы и монокристаллы. Разработана новая, прогрессивная технология изготовления в производственном масштабе электроизоляционных материалов, конструкций и систем.

Более того, в последнее время открыты новые виды электротехнических материалов (в том числе упоминавшихся выше активных диэлектриков), обладающих особыми, ранее неизвестными или лишь мало изученными свойствами, а также значительно расширились области применения и ранее известных материалов. На основе новых материалов изготавляются принципиально новые электротехнические устройства. Таковы многочисленные полупроводниковые и диэлектрические приборы, в том числе силовые; различные твердотельные схемы; разнообразные нелинейные резисторы, конденсаторы и характеризующиеся определенной индуктивностью устройства, основные электромагнитные параметры которых регулируются бесконтактными методами; различные сегнетоэлектрические, пьезоэлектрические и пироэлектрические устройства, усилители, преобразователи энергии, запоминающие устройства, элементы вычислительных устройств; электретные и фотоэлектретные устройства; устройства электрографии; электролюминесцентные

устройства; квантовые генераторы и усилители — лазеры; устройства для управления лазерным лучом; устройства для записи и прочтения голограмм; ферритовые устройства, в частности устройства для изменения плоскости поляризации электромагнитной волны; генераторы и датчики Холла; термоэлектрические и фотоэлектрические генераторы с высоким КПД; устройства оптоэлектроники, световодные и волноводные устройства, различные электрооптические и инициальнооптические устройства, дисплеи; разнообразные устройства криоэлектротехники и криоэлектроники, в частности использующие явление сверхпроводимости, и многие другие.

Для изготовления электротехнических материалов в настоящее время используют разнообразные приемы химического синтеза, различные виды обработки, включая искусственное выращивание монокристаллов, получение тонких пленок из различных материалов на различных подложках, различные виды особо тонкой очистки, а также внедрения малых количеств специальных примесей; воздействие на материалы ионизирующих излучений и пр.

Представляет большой интерес влияние на свойства материалов формы и геометрических размеров изделий; так, тонкие пленки, нити, мелкие частицы порошков могут обладать свойствами, существенно отличными от свойств того же материала в массивном образце.

В ряде случаев изготовление и обработка синтетического материала производится непосредственно в процессе получения готового изделия; в частности, это относится ко многим узлам и деталям радиоэлектронных устройств и элементам аппаратуры автоматики и вычислительной техники.

Для современного развития технологии электротехнических материалов характерна тесная взаимосвязь ее с развитием радиоэлектроники, автоматики, атомной энергетики и др. С одной стороны, разработка новых, более совершенных материалов создает основу для создания устройств новой техники. С другой стороны, благодаря развитию новых отраслей техники становится возможным и все расширяется использование в технологических процессах изготовления и обработки материалов воздействия ионизирующих излучений, весьма высоких и весьма низких температур, весьма больших дав-

лений и весьма высокого вакуума и пр. Поэтому тесное сотрудничество специалистов в различных областях науки и техники может быть весьма плодотворным. Многочисленные примеры такого успешного содружества можно найти в нашей стране.

Для того чтобы разобраться в требованиях, предъявляемых к диэлектрическим материалам, мы в первую очередь должны изучить те физические явления, которые имеют место в диэлектриках, взаимодействующих с электрическим полем, и те параметры диэлектрических материалов, которые количественно определяют их электрические свойства. Однако помимо электрических свойств диэлектрических материалов для суждения об их практической применимости необходимо знать и учитывать и общие физико-химические свойства этих материалов: механическую прочность, эластичность, твердость или вязкость, нагревостойкость, холодостойкость, теплопроводность, гигроскопичность, стойкость к действию растворителей и химически активных веществ, радиационную стойкость и ряд других свойств.

Изучение электрических и иных свойств диэлектриков в связи с их химическим составом и строением создает основу для получения новых материалов с заранее заданными свойствами. Такой подход к разработке новых материалов, характерный для современного материаловедения, заменил собой прежнюю практику получения новых материалов в результате несистематических попыток случайного изыскания новых диэлектрических материалов.

Физика диэлектриков, изучающая свойства диэлектриков, зависимость этих свойств от состава и строения вещества и от различных внешних факторов (температуры, влажности, воздействия радиации, механических воздействий, воздействия электрического поля различной частоты и напряженности и т. д.), в настоящее время развилась в чрезвычайно важную и сложную область науки.

Для ее глубокого усвоения необходимо знакомство со многими разделами современной науки: физикой твердого тела, кристаллографией, теорией поля, квантовой механикой, физикой плазмы, электрохимией, химией высокомолекулярных веществ и пр. Однако написание настоящей книги никоим образом не преследовало цели дать полную картину современного развития

физики диэлектриков. Ряд существенно важных вопросов дан лишь в кратком освещении или даже совсем не затронут. Многие вопросы изложены упрощенно с учетом конкретного применения приводимых сведений для решения практических задач электротехники и радиоэлектроники. В связи с этим обращалось особое внимание на четкое и строгое изложение вопросов, связанных с размерностями и единицами физических величин, чтобы читатели могли безошибочно применять в инженерных расчетах приводимые в книге формулы и диаграммы.

Изучающему книгу рекомендуется самостоятельно решить все задачи, помещенные в конце каждой главы. Для более глубокого изучения вопросов, рассмотренных в книге, может служить список литературы, приведенный в конце книги.

Глава первая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ (ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ)

1.1. Основные определения и закономерности

Явления, происходящие в веществе при его взаимодействии с электрическим полем, могут быть весьма разнообразными; они определяются как видом вещества (химический состав, структура, агрегатное состояние и т. п.) и условиями, в которых находится вещество (температура, давление, воздействие радиации и пр.), так и видом электрического поля (постоянное, переменное той или иной частоты или же импульсное воздействие, а также значение напряженности поля). Три протекающих в материалах процесса, с которыми особенно часто приходится иметь дело в технике — электропроводность, поляризация и рассеяние энергии. Более подробно эти процессы будут рассмотрены в гл. 2—4. Здесь же кратко обсудим лишь некоторые наиболее общие положения об электрических свойствах веществ в макроскопическом рассмотрении, т. е. при изучении поведения вещества в достаточно большом объеме, содержащем громадное количество молекул и атомов (как известно, число молекул в одном моле любого химически индивидуального вещества есть число Авогадро $A_0=6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$). Если вещество ионизировано, некоторая часть молекул распадается на ионы, заряженные положительно (катионы) или же отрицательно (анионы). В состав молекул, атомов и ионов входят элементарные частицы — электроны, протоны и т. п. (частным случаем аниона может быть электрон, а частным случаем катиона — протон). Ионы и многие элементарные частицы имеют вполне определенный по значению и по знаку (положительный или отрицательный) электрический заряд. Так, заряд электрона равен:

$$e = -0,1602 \text{ аКл} = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Электростатические взаимодействия между заряженными частицами определяют механические свойства (прочность и др.) вещества.

Некоторые (различные в различных веществах) виды заряженных частиц не связаны с определенными молекулами или атомами и под действием внешнего электрического поля способны передвигаться в веществе на расстояния, большие, чем размеры молекул и расстояния между молекулами. Такие заряженные частицы называют свободными носителями заряда (обычно сокращенно — носителями заряда или просто носителями).

Частицы вещества, в том числе и носители заряда, всегда — как при отсутствии, так и при наличии внешнего электрического поля — совершают беспорядочные, хаотические движения. Скорости этих движений и соответствующие кинетические энергии частиц тем больше, чем выше температура вещества, поэтому такие движения называются тепловыми. Так, средняя кинетическая энергия молекулы идеального газа, Дж, равна:

$$W = \frac{3}{2} kT, \quad (1.1)$$

а создаваемое тепловыми движениями молекул газа давление, Па:

$$p = kNT, \quad (1.2)$$

где k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; N — число молекул в единице объема газа, м^{-3} ; T — термодинамическая температура, К.

Так как различные направления в пространстве тепловых движений заряженных частиц вещества при отсутствии внешнего электрического поля в каждый момент времени равновероятны, геометрическая сумма векторов скоростей этих движений равна нулю и электрический ток в веществе без воздействия внешнего электрического поля, «сам собой», не возникает (как известно, электрический ток есть упорядоченное, т. е. имеющее определенное направление, перемещение в пространстве электрических зарядов, см. § 2.1).

Если же на вещество будет воздействовать электрическое поле, к каждому носителю заряда будет приложена сила во вполне определенном направлении. В электрическом поле с напряженностью E , В/м, на заряд q ,

Кл, действует сила F , И, равная

$$F = Eq \quad (1.3)$$

и совпадающая по направлению с направлением произведения Eq (иными словами, сила, действующая на положительный заряд, направлена по напряженности электрического поля, т. е. против градиента потенциала; сила же, действующая на отрицательный заряд, направлена по градиенту и против напряженности). Благодаря действию электрических сил носители заряда в добавление к хаотическим скоростям тепловых движений приобретают определенным образом направленную в пространстве составляющую скорости, так что в макроскопическом объеме вещества результирующая скорость носителей будет уже отлична от нуля по модулю и будет иметь определенное направление в пространстве, преимущественно вдоль E . Таким образом, под воздействием приложенного электрического напряжения в теле возникает электрический ток.

Ток в веществе, обусловленный направленным в пространстве переносом («дрейфом») носителей заряда под действием внешнего электрического поля, называется током проводимости (кондуктивным током), а возможность прохождения через вещество постоянного (не изменяющегося во времени) тока проводимости под действием приложенного постоянного электрического напряжения и есть не что иное, как уже упоминавшаяся электропроводность. Электропроводность может наблюдаться и под действием переменного электрического напряжения.

Заряженные частицы, не являющиеся свободными носителями заряда, «связаны» с молекулами вещества и под действием электрического поля могут лишь смещаться в веществе на ограниченные расстояния, не выходя за пределы данной молекулы. Упорядоченное смещение таких заряженных частиц может иметь место исключительно под действием изменяющейся во времени напряженности электрического поля: кратковременно — при включении под постоянное напряжение или вообще при ступенчатом изменении приложенного напряжения как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения или же длительно — под действием приложенного переменного напряжения. Явление упорядоченного смещения зарядов проявляется как поляризация (подроб-

нее — см. ниже) вещества, а вызванный смещением зарядов ток в веществе есть обусловленная наличием вещества в данном месте пространства составляющая тока смещения. Следует иметь в виду, что ток смещения, плотность которого равна:

$$j_{\text{см}} = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (1.4)$$

т. е. представляет собой производную по времени t электрического смещения D , обусловлен не только изменением со временем поляризованности P вещества, но и просто изменением напряженности электрического поля E [первый член в правой части уравнения (1.4)] и может наблюдаться и в вакууме (пример — вакуумный конденсатор); обозначения ϵ_0 и ϵ_r в (1.4) — см. (1.7) и (1.9).

Параметром вещества, количественно определяющим способность этого вещества к электропроводности в нем, является удельная электрическая проводимость γ , См/м. В технике весьма часто оказывается удобным вводить в расчеты и технические условия на материалы удельное электрическое сопротивление ρ , Ом·м, представляющее собой величину обратную удельной проводимости:

$$\rho = 1/\gamma. \quad (1.5)$$

Удельная проводимость материала определяется как коэффициент пропорциональности между плотностью тока проводимости J , А/м², и напряженностью электрического поля, вызвавшего этот ток E , В/м:

$$J = E\gamma; \quad (1.6)$$

на основании (1.5) формулу (1.6) можно переписать в виде

$$J = E/\rho. \quad (1.7)$$

Для тел из веществ, у которых γ и ρ не зависят от E («линейность» проводящего материала), соблюдается закон Ома, т. е. пропорциональность между приложенным к телу напряжением и силой тока, проходящего через тело.

Приведем здесь для предварительной ориентировки

читателя примерные диапазоны значений удельного сопротивления, Ом·м, для основных классов электротехнических материалов:

Для проводников	10^{-6} — 10^{-5}
Для полупроводников	10^{-6} — 10^{+9}
Для диэлектриков	10^{+7} — 10^{+17}

Эти значения ρ различных классов материалов (они наглядно представлены на рис. 1.1) относятся только к твердым веществам при нормальных условиях давления и температуры (101 325 Па; 273,15 К); для ненапитанных газов, например, значения ρ могут быть и более высокими. Необходимо отчетливо представлять себе, что само по себе значение ρ (или γ) еще никоим образом не является бесспорным признаком для отнесения во всех случаях материала к одному из указанных выше трех классов (это очевидно и из «перекрытия» особо низкими и особо высокими значениями ρ полупроводников областей ρ , соответствующих

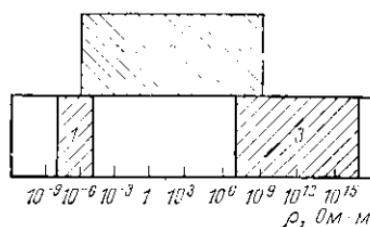


Рис. 1.1. Диапазоны значений удельного сопротивления ρ основных классов электротехнических материалов.

1 — проводники; 2 — полупроводники; 3 — диэлектрики.

проводникам и диэлектрикам); существенное, часто решающее значение имеет физический механизм электропроводности вещества (т. е., прежде всего, тип свободных носителей заряда и характер зависимости ρ от таких факторов, как температура, напряженность электрического поля, радиация, наличие малых примесей других веществ и пр.). Поэтому, хотя эта книга в основном посвящена диэлектрическим материалам, мы приводим в ней и краткое рассмотрение явлений электропроводности в проводниках и полупроводниках для наглядного сопоставления механизма электропроводности в материалах этого класса с механизмом электропроводности в диэлектриках. Основанием к тому является и то, что в ряде случаев по характеру электропроводности диэлектрики близки к полупроводникам (между проводниками и полупроводниками, а тем более между проводниками и диэлектриками различие в характере электропроводности выражено более отчетливо).

Отметим также, что вещество одного и того же химического состава при фазовых переходах, при изменениях температуры и давления, в различных структурных модификациях и т. п. может переходить из одного класса по электропроводности в другой. Так, металлы в твердом и жидком состоянии — типичные («металлические») проводники, а в газообразном (как и все газы вообще, правда, не при чрезмерно высоких температурах или напряженостях электрического поля, когда газы переходят в состояние плазмы) — диэлектрики. Кристаллический германий — широко применяемый в технике полупроводник; но при температурах, близких к абсолютному нулю, германий является диэлектриком, а расплавленный германий характеризуется металлической электропроводностью. Углерод в аллотропической модификации алмаза — диэлектрик, в модификации графита — проводник, в модификации карбина — полупроводник и т. д.

Таким образом, более строго не выделять какие-то определенные виды материалов в качестве диэлектриков, полупроводников или проводников, а рассматривать состояние диэлектрика, полупроводника или проводника как определенное состояние вещества, учитывая, что при изменении внешних условий не только порядок значения удельного сопротивления, но и сам характер электропроводности может изменяться. Обычно, когда в технике относят тот или иной материал к тому или иному классу по электропроводности, имеют в виду характер электропроводности материала при обычных условиях давления и температуры, при не слишком высоких значениях напряженности электрического поля и т. д.

Особое состояние, в котором при определенных условиях могут находиться некоторые материалы, — состояние сверхпроводимости, когда значение удельного сопротивления вещества практически равно нулю (вопросы сверхпроводимости будут кратко рассмотрены в § 2.3).

Способность к поляризации — важнейшее свойство диэлектриков. Поляризация наблюдается также и в полупроводниках, хотя для них это явление не столь характерно и обычно не столь важно практически. В металлических проводниках поляризация вообще не наблюдается.

Количественно способность вещества к поляризации оценивается его относительной¹ диэлектрической проницаемостью ϵ_r , являющейся безразмерной величиной.

Понятие диэлектрической проницаемости ϵ_r вещества может быть определено различными способами (подробнее — см. гл. 3). В частности, ϵ_r связывается со способностью диэлектрика образовывать электрическую емкость, как это показано в § 1.2. Здесь же отметим лишь соотношение векторов напряженности электрического поля E и электрического смещения («электрической индукции») D в веществе с диэлектрической проницаемостью ϵ_r :

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E, \quad (1.8)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; она характеризует электрическое поле в условиях отсутствия его взаимодействия с веществом и представляет собой по определению отношение алгебраической суммы Σq электрических зарядов, заключенных внутри любой замкнутой поверхности в вакууме, к потоку вектора напряженности электрического поля E через эту поверхность:

$$\epsilon_0 := \frac{1}{4\pi} \iint_S E_n dS; \quad (1.9)$$

здесь E_n — составляющая E , нормальная к элементу dS упомянутой поверхности. Таким образом, ϵ_0 должна выражаться в единицах

$$[\epsilon_0] = \frac{\text{Кл}}{(\text{В}\cdot\text{м})\cdot\text{м}^2} = \frac{\text{Кл}}{\text{В}\cdot\text{м}} = \frac{\Phi}{\text{м}},$$

Электрическая постоянная равна:

$$\epsilon_0 = \frac{10^7 \text{ м Гн}}{4\pi c^2}, \quad (1.9')$$

где c — скорость распространения электромагнитной волны (как обычно говорят, «скорость света») в вакууме.

Подставляя в (1.9') значение $c = 2,993 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, имеем:

$$\epsilon_0 = 8,854 \text{ пФ/м} = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$$

¹ В дальнейшем, говоря об относительной диэлектрической проницаемости ϵ_r , слово «относительная» для краткости будем опускать.

или, округляя c до $3 \cdot 10^8$ м/с,

$$\varepsilon_0 \approx \frac{1}{36\pi} \text{nF/m} = \frac{10^{-9}}{36\pi} \Phi/\text{m}, \quad (1.9'')$$

Легко видеть, что в (1.9) ε_0 действительно выражается в когерентных единицах СИ — фарадах на метр, так как

$$\frac{\text{м}\cdot\text{Гн}}{\text{м}\cdot\text{с}^2} = \frac{\text{с}^2}{\text{Гн}\cdot\text{м}} = \frac{\text{с}}{\text{Ом}\cdot\text{м}} = \frac{\Phi}{\text{м}};$$

строго выдержаны размерности и в (1.8), так как произведение размерности ε_0 :

$$\dim \varepsilon_0 = \text{L}^{-3} \cdot \text{M}^{-1} \cdot \text{T}^4 \cdot \text{I}^2$$

на размерность E :

$$\dim E = \text{L} \cdot \text{M} \cdot \text{T}^{-3} \cdot \text{I}^{-1}$$

равно размерности D , а именно

$$\dim D = \text{L}^{-2} \cdot \text{T} \cdot \text{I}.$$

Соотношение единиц соответствующих физических величин:

$$[D] : [\varepsilon_0] \cdot [E] = \frac{\Phi}{\text{м}} \cdot \frac{\text{В}}{\text{м}} = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Отметим, что в литературе иногда встречается неправильная запись формулы (1.9') — без множителя $\text{м}/\text{Гн}$ в числителе правой части формулы.

Произведение $\varepsilon_0 \varepsilon_r$, имеющее ту же размерность, что и ε_0 , называют абсолютной диэлектрической проницаемостью вещества.¹

В ряде случаев применения электротехнических материалов существенно важно и рассеяние (диссилия) энергии. Во всяком веществе, взаимодействующем с электромагнитным полем, часть энергии этого поля неминуемо рассеивается, переходя в теплоту. Обычно говорят о потерях электромагнитной (или электрической для непосредственно разбираемого нами сейчас случая электрического поля) энергии в веществе. Удельные потери p , Вт/м³, т. е. электрическая энергия, рассеиваемая за единицу времени в единице объема материала под действием электрического поля, в самом общем случае определяются формулой

$$p = E^2 \gamma_a, \quad (1.10)$$

¹ Согласно ныне действующему ГОСТ абсолютная диэлектрическая проницаемость обозначается ε , а относительная диэлектрическая проницаемость — ε_r . Однако в литературе еще обычно применение согласно прежнему ГОСТ обозначения ε для относительной диэлектрической проницаемости. Во избежание недоразумений в настоящей книге будем использовать для обозначения абсолютной диэлектрической проницаемости произведение $\varepsilon_0 \varepsilon_r$, а обозначения ε без индексов 0 или r (кроме лишь записей ТК ε и БК ε) будем избегать.

где γ_a — удельная активная проводимость материала.

Для металлического проводника величина γ_a идентична упоминавшейся выше удельной проводимости γ ; но в ряде случаев значение γ_a может существенно отличаться от γ (так, для диэлектриков, работающих в переменном электрическом поле, значение γ_a может быть не равно значению γ , измеренному для того же материала на постоянном напряжении, причем в формулу, выражающую γ_a , входит и частота переменного напряжения — подробнее см. гл. 4).

Из (1.10) следует, что в самом общем случае удельные потери во всяком материале при прочих равных условиях прямо пропорциональны квадрату напряженности электрического поля в рассматриваемой точке макроскопического объема материала.

Покажем, что размерности в левой и правой частях формулы (1.10) одинаковы. На самом деле, произведение квадрата размерности напряженности электрического поля на размерность удельной проводимости (очевидно, что размерность удельной активной проводимости равна размерности удельной проводимости) есть

$$(L \cdot M \cdot T^{-3} \cdot I^{-1})^2 (L^{-3} \cdot M^{-1} \cdot T^3 \cdot I^3) = L^{-1} \cdot M \cdot T^{-3},$$

а отношение размерности мощности к размерности объема

$$(L^2 \cdot M \cdot T^{-3}) / L^3 = L^{-1} \cdot M \cdot T^{-3}.$$

Проверим правильность когерентной единицы СИ для удельных потерь в соответствии с (1.10). Так как E выражается в вольтах на метр, а γ_a — в сименсах на метр, то единица p есть

$$[p] = \frac{V^2}{m^2} \cdot \frac{C \cdot m}{m} - \frac{V^2}{\Omega \cdot m^3} = \frac{V \cdot A}{m^3} = \frac{W \cdot m}{m^3}.$$

1.2. Связи электрических параметров вещества и тела

Введенные в § 1.1 основные электрические параметры вещества — ρ , ε_r , γ , γ_a — чрезвычайно важны для оценки качества материалов, применяемых при изготовлении электротехнических и радиоэлектронных устройств. В ряде случаев эти параметры непосредственно определяют условия работы устройства (например, когда речь идет о распространении или поглощении электромагнитной волны в той или иной среде, см. ниже). Однако весьма часто требуется уметь рассчитывать электрические параметры компонента электрической схемы, изготовленного из того или иного материала, или,

наоборот, по параметрам изделия или образца материала вычислять параметры материала. Поэтому нам необходимо ознакомиться с основными соотношениями между электрическими параметрами материала и электрическими параметрами тела заданных размеров и геометрической формы, выполненного из данного материала.

Рассмотрение этого вопроса в самом общем виде чрезвычайно упрощается тем обстоятельством, что основные закономерности, определяющие методы построения картины электрического поля в веществе, на основе которых производится расчет проводимости и емкости тела или, более обще, некоторого макроскопического объема вещества, одинаковы для расчета как электрической проводимости, так и электрической емкости. Более того, эти же закономерности справедливы и для расчета диффузии, теплопроводности, магнитной проводимости тела, что будет отмечено в дальнейшем изложении (см. § 3.7, 5.5, гл. 7).

Представим себе некоторое тело, выполненное из определенного материала; геометрическая форма этого тела может быть произвольной, сколь угодно сложной. К участкам 1 и 2 этого тела (рис. 1.2) подведено электрическое напряжение U , В, постоянное или переменное (в последнем случае под U понимается действующее значение переменного напряжения). Сделаем следующие упрощающие предположения:

1. Материал — однородный и изотропный, т. е. во всех макроскопических участках объема он имеет одинаковые свойства, причем эти свойства не зависят от направления вектора напряженности электрического поля (моноокристалл, например, анизотропен, так как свойства его в разных направлениях по отношению к его кристаллографическим осям неодинаковы; соответствующие уточнения будут даны ниже).

2. Поверхности 1 и 2 эквипотенциальны. Это означает, например, для тела из плохо проводящего электрический ток (диэлектрического или полупроводникового) материала, что на поверхности 1 и 2 наложены электроды из материала с пренебрежимо малым удельным со-

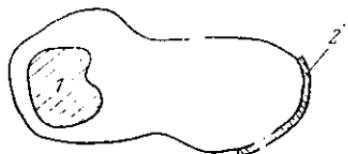


Рис. 1.2. К определению понятия приведенной длины А тела.

противлением. Считаем также, что между этими электродами и участками поверхности 1 и 2 тела нет переходных сопротивлений и не возникают ЭДС.

3. Исключаем из рассмотрения возможности образования на поверхности рассматриваемого тела между контурами участков 1 и 2 или же в окружающей тело среде электрической проводимости или емкости. Иными словами, пренебрегаем поверхностной проводимостью диэлектрика (см. § 2.9 и 3.2), полями рассеяния в окружающем пространстве и др.

Теперь можем сформулировать следующее важнейшее положение.

Для тела любой формы и любых размеров может быть найден геометрический параметр Λ — «приведенная длина», м, имеющий размерность длины и однозначно определяющий соотношение параметров тела — электрической проводимости G , См, электрического сопротивления R , Ом и электрической емкости C , Ф, между электродами 1 и 2, и параметров материала.

Так, проводимость тела равна:

$$G = \gamma \Lambda, \quad (1.1)$$

а емкость

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \Lambda, \quad (1.12)$$

т. е. для тела из данного материала G и C прямо пропорциональны приведенной длине тела Λ .

Величина, обратная приведенной длине тела

$$\Gamma = 1/\Lambda, \quad (1.12')$$

называется формфактором тела. Единица формфактора тела $[\Gamma] = \text{м}^{-1}$.

Из (1.12) следует, что абсолютная диэлектрическая проницаемость материала $\epsilon_0 \epsilon_r$ по аналогии с удельной проводимостью γ в (1.11) может рассматриваться как «удельная емкость» материала.

Так как γ и ρ , с одной стороны, и G и R , с другой стороны, — величины, взаимно обратные, очевидны следующие формулы:

$$G = \Lambda / \rho; \quad (1.13)$$

$$R = \rho / \Lambda; \quad (1.14)$$

$$R = 1 / \gamma \Lambda. \quad (1.15)$$

Активная проводимость тела может быть выражена формулой

$$G_a = \gamma_a \Lambda, \quad (1.16)$$

аналогичной формуле (1.11).

В соответствии с элементарными формулами электротехники ток проводимости I , А, проходящий через тело под действием приложенного между электродами 1 и 2 постоянного напряжения U , В, равен:

$$I = U/R = UG; \quad (1.17)$$

накапливаемый в теле, рассматриваемом как электрический конденсатор с обкладками 1 и 2, электрический заряд q , Кл, равен:

$$q = CU, \quad (1.18)$$

а потери мощности в теле P , Вт, составляют:

$$P = U^2 G_a. \quad (1.19)$$

В частном случае постоянного приложенного напряжения имеем: $G_a = G$ и

$$P = UI = U^2 R = U^2 G \quad (1.20)$$

(закон Джоуля—Ленца); иначе можем записать:

$$P = U^2 \Lambda / \rho = U^2 \gamma \Lambda. \quad (1.21)$$

Рассмотрим выражения для приведенной длины Λ тел некоторых простейших геометрических форм. Так, для тела длиной h , м, с поперечным сечением S , м², произвольной конфигурации, но одинаковым по всей длине тела, изображенного схематически на рис. 1.3 (примеры — проволока или токопроводящая жила кабеля; диэлектрик плоского конденсатора — рис. 1.4) сопротивление R , Ом, равно:

$$R = \rho h / S = h / \gamma S. \quad (1.22)$$

Вывод формулы (1.22) очевиден: R прямо пропорционально h , так как сопротивления частей тела, мысленно отделенных друг от друга плоскостями, параллельными торцам тела (т. е. обкладкам — в случае плоского кон-

диполятора), включены последовательно и должны суммироваться; R обратно пропорционально S , так как сопротивления частей тела, выделенных вдоль направления вектора плотности тока J или вектора напряженности электрического поля E в веществе, включены параллельно друг другу и теперь должны суммироваться уже про-

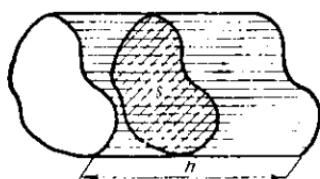


Рис. 1.3. К определению приведенной длины Λ тела с постоянным по длине поперечным сечением.

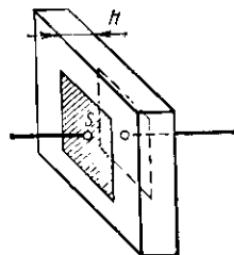


Рис. 1.4. Плоский конденсатор (схематически).

водимости этих частей, т. е. величины, обратные сопротивлениям. Из (1.11) следует, что для рассматриваемого случая Λ , м, определяется выражением

$$\Lambda = S/h \quad (1.23)$$

и в соответствии с (1.12) C , Ф, равна:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r S/h. \quad (1.24)$$

Из (1.23) очевидно, что, если будем рассматривать куб из данного материала, ток через который проходит от одной грани к противоположной, удельное сопротивление материала равно сопротивлению этого куба, умноженному на длину ребра куба. Так, если сопротивление куба с ребром 1 см = 10^{-2} м составляет 1 МОм, то удельное сопротивление материала, из которого выполнен куб, равно:

$$\rho = 10^6 \text{ Ом} \cdot 10^{-2} \text{ м} = 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Отметим, что иногда употребляемые единицы физической величины ρ Ом/м³, а также Ом/куб совершенно неправильны, так как удельное сопротивление материала относится к единице обратной величины приведенной длины тела, а не к единице объема тела; из одного и того же количества материала возможно изготовить тела разной формы — вытянутое по длине, но малого поперечного сечения или короткое, но большого поперечного сечения, — и сопротивления таких тел будут весьма различны. Неправильна также и единица ρ — Ом/м.

Весьма важен случай, когда тело имеет форму трубы, на внешнюю и на внутреннюю поверхности которой нанесены электроды [например, диэлектрик цилиндрического (трубчатого) конденсатора; изоляция одножильного коаксиального кабеля — рис. 1.9]. Обозначив осевую длину электрода через l , а внутренний и внешний радиусы трубы соответственно через r_1 и r_2 (рис. 1.5), можем найти сопротивление между электродами, рассмотрев его как результатирующее сопротивление последовательно соединенных сопротивлений dR бесконечно тонких слоев, имеющих толщину dx и радиус x . Сопротивление такого слоя в соответствии с (1.22) составляет:

$$dR = \rho dx / 2\pi x.$$

Интегрируя в пределах от $x=r_1$ до $x=r_2$, получаем:

$$R = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\rho}{2\pi l} \frac{dx}{x} = \frac{\rho}{2\pi l} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (1.25)$$

Следовательно, в этом случае

$$\Lambda = \frac{2\pi l}{\ln(r_2/r_1)} \quad (1.26)$$

и

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{2\pi l}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (1.27)$$

Если слой материала сравнительно тонок, т. е. разность $r_2 - r_1$ мала по сравнению с r_1 и r_2 , значение R может быть вычислено по приближенной формуле, получаемой путем подстановки в (1.22) толщины слоя $h=r_2-r_1$ и среднего арифметического площадей обоих электродов $S=\pi l(r_2+r_1)$. Тогда

$$R = \frac{\rho}{\pi l} \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}; \quad (1.28)$$

$$\Lambda = \pi l \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1}; \quad (1.29)$$

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \pi l \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1}. \quad (1.30)$$

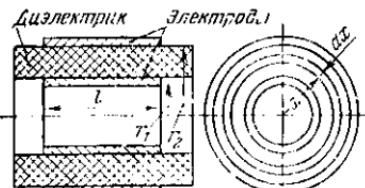


Рис. 1.5. Цилиндрический конденсатор (схематически).

Очевидно, что формулы (1.28) – (1.30), по сути дела, представляют собой формулы (1.22) – (1.24) в иной форме записи, так как разность $r_2 - r_1$ соответствует толщине плоского слоя материала, а произведение $\pi l(r_2 + r_1)$ — площади S слоя.

Формулы (1.28) – (1.30) могут быть преобразованы в формулы (1.22) – (1.24) и чисто математическим приемом, для чего следует принять $r_1 \approx r_2 = r$, разложить выражение

$$\ln \frac{r+h}{r} = \ln(1+h/r)$$

в ряд на основании известной формулы

$$\ln(1+x) = \frac{x}{1} - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots$$

сраведливой при $-1 < x < 1$, и при условии $x = h/r \ll 1$ ограничивающей первым членом ряда:

$$\ln(1+h/r) \approx -h/r.$$

Понятно также, что в (1.25) – (1.30) вместо радиусов r_1 и r_2 могут быть подставлены соответствующие диаметры $d_1 = 2r_1$ и $d_2 = 2r_2$.

Для неограниченного пространства, заполненного данным материалом, причем электродами, к которым подводится напряжение, служат два параллельных про-

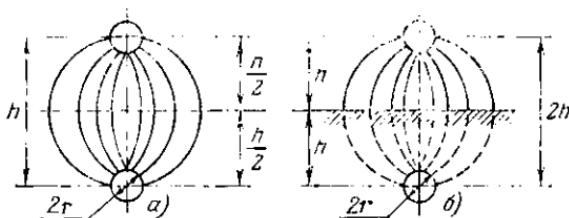


Рис. 1.6. Электрическое поле между двумя параллельными цилиндрическими электродами (а) и между цилиндрическим электродом и параллельной ему плоскостью (б).

водящих цилиндра длиной l , м, и радиусом r , м, каждый, при расстоянии между осями цилиндров h , м (на рис. 1.6, а для случая, когда цилиндры несут заряды противоположных знаков, намечены также силовые линии электрического поля или же линии тока, например, воздух между двумя проводами однофазной линии электропередачи при пренебрежении влиянием Земли), значение Λ , м, равно:

$$\Lambda = \frac{\pi l}{\ln(h/r)}. \quad (1.31)$$

Отметим также вариант формулы (1.31) для приведенной длины Λ , м, неограниченного пространства между цилиндрическим электродом длиной l , м, и радиусом r , м, и отстоящей от него на расстоянии h , м, плоскостью (рис. 1.6,б; пунктиром представлено «зеркальное отражение» цилиндра за плоскостью; например, воздух между одиночным проводом воздушной линии и Землей):

$$\Lambda = \frac{2\pi l}{\ln(2h/r)} \quad (1.32)$$

Формулы (1.31) и (1.32) справедливы в предположении $r \ll h$ и $h \ll l$.

Для промежутка между двумя концентрическими сферами — внутренней с радиусом r_1 и внешней с радиусом r_2 — приведенная длина равна:

$$\Lambda = \frac{4\pi}{1/r_1 + 1/r_2} \approx 4\pi \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}. \quad (1.33)$$

При весьма малой толщине слоя диэлектрика ($r_2 - r_1$) формула (1.33) аналогично формуле (1.26) преобразуется в формулу (1.23).

Если же в формуле (1.33) положить $r_1=r$ и $r_2=\infty$,

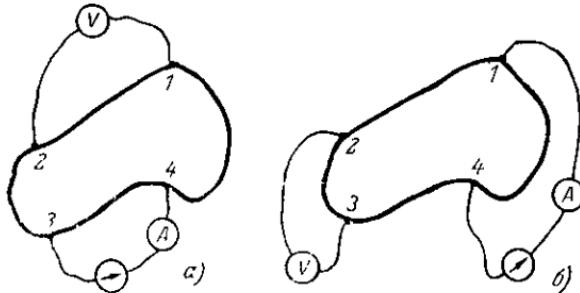


Рис. 1.7. Схема для измерения удельного сопротивления материала по способу Ван-дер-Пу (общий случай).

получим выражение приведенной длины для уединенного шара с радиусом r :

$$\Lambda = 4\pi r. \quad (1.34)$$

Из (1.34) следует, что емкость уединенного шара, находящегося в неограниченной среде с диэлектрической

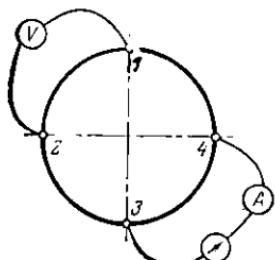


Рис. 1.8. Схема для измерения удельного сопротивления материала по способу Вандер-Поу (случай симметричной конфигурации образца и точек приложения электродов).

Напряжении или на не чрезмерно высоких частотах, когда размеры образца весьма малы по сравнению с длиной электромагнитной волны.

Приведем еще одно практическое важное соотношение, рассмотрев его применительно к определению удельного сопротивления ρ материала на постоянном напряжении. В этом случае образец имеет вид пластины с произвольным очертанием контура, но с одинаковой толщиной h , м, во всей площасти; в четырех точках контура к торцам пластины приложены узкие электроды 1—4 (рис. 1.7). К одной паре электродов через амперметр A присоединен генератор постоянного тока (положительное направление создаваемого им тока указано стрелкой в кружке), а ко второй паре — вольтметр V . Производятся два измерения:

Первое измерение — по рис. 1.7, а — при включении вольтметра между электродами 1 и 2 и генератора с амперметром — между электродами 3 и 4 (соотношения потенциалов φ на электродах: $\varphi_1 > \varphi_2$ и $\varphi_3 > \varphi_4$). По показаниям вольтметра U_{1-2} и амперметра I_{4-3} вычисляется первое сопротивление

$$R_1 = U_{1-2} / I_{4-3}.$$

Для второго измерения вольтметр включается между электродами 3 и 2 ($\varphi_3 > \varphi_2$), а генератор с амперметром — между электродами 4 и 1 ($\varphi_4 > \varphi_1$; рис. 1.7, б); аналогично вышеописанному вычисляется второе сопротивление

$$R_2 = U_{3-2} / I_{4-1}.$$

В рассматриваемом случае согласно теореме Вандер-Поу (L. J. van der Pauw) справедлива формула

$$\exp(-\pi h R_1 / \rho) \cdot \exp(-\pi h R_2 / \rho) = 1. \quad (1.36)$$

Способ измерения удельного сопротивления ρ образца материала в виде пластины (или, например, слоя жидкости, залитой в сосуд

проницаемостью ϵ_r , равна:

$$C = \pi \epsilon_0 \epsilon_r r. \quad (1.35)$$

Приведенные выше формулы широко используются как при расчете параметров компонентов по заданным параметрам материалов и размерам и форме изделия, так и в лабораторной практике при испытаниях электротехнических материалов, когда после определения сопротивления R между электродами образца производится пересчет на значения ρ (или γ), а также при определении емкости C производится пересчет на ϵ_r материала. Понятно, что такого рода испытания можно проводить лишь на постоянном напряжении или на не чрезмерно высоких частотах, когда размеры образца весьма малы по сравнению с длиной электромагнитной волны.

из непроводящего материала с горизонтальным дном и вертикальными стенками, и т. п.) по Ван-дер-Пу имеет большие преимущества: произвольность конфигурации образца, уменьшение влияния переходных сопротивлений между электродами и образцом.

Чрезвычайно упрощается расчет по материала при измерении по Ван-дер-Пу для симметричной конфигурации образца и точек приложения электродов (рис. 1.8), когда сопротивления R_1 и R_2 , очевидно, равны друг другу: $R_1=R_2=R$, и, вообще, достаточно одного измерения. В этом случае (1.36) приобретает вид:

$$2 \exp(-\pi h R / \rho) = 1 \\ \text{и, следовательно,} \\ \rho = \pi h R / \ln 2 \approx 4,53 h R. \quad (1.37)$$

Таким образом, в последнем рассмотренном случае приведенная длина пластинчатого образца равна:

$$\Lambda = \pi h / \ln 2 \approx 4,53 h. \quad (1.38)$$

Существенное практическое значение и большую теоретическую важность имеет вопрос о расчете свойств композиционных, т. е. макроскопически неоднородных, материалов, представляющих собой смеси различных веществ, а также тел из этих смесей. Этот вопрос, как имеющий особо большое значение для расчета диэлектрической проницаемости и емкости, рассмотрим в гл. 3.

1.3. Оценка управляемых изменений параметров материалов и компонентов

Чрезвычайно важное значение имеет также вопрос об изменяемости параметров материалов и изготовленных из них компонентов при изменении различных факторов. В ряде случаев важна стабильность, т. е. практическая неизменность, параметров. В других же случаях, наоборот, требуется изменяемость параметров по определенным заданным закономерностям; на такой изменяемости может быть основан сам принцип действия электротехнических и радиоэлектронных устройств, в частности ряда устройств новой техники, использующих полупроводники и активные (управляемые) диэлектрики.

Определение относительных изменений. В науке и технике широко распространен удобный и наглядный прием количественной оценки относительного изменения «управляемой» физической величины z , являющейся функцией другой («управляющей») физической вели-

чины u при малом изменении последней, по значению логарифмической («удельной») производной

$$\frac{1}{z} \frac{dz}{du} = \frac{d}{du} \ln z \approx 2,3 \frac{d}{du} \lg z \quad (1.39)$$

при заданном значении u . Приведем в настоящем параграфе некоторые общие соображения об этом приеме. Будем иметь в виду в первую очередь оценку изменяемости различных параметров применяемых в электротехнике и радиоэлектронике материалов и компонентов; однако излагаемые здесь положения могут иметь и более широкую область применения.

Обозначим в самом общем виде величину, определяемую (1.39), буквой L с записью (в скобках) обозначения величины z и, если требуется, с индексом при букве L — обозначением величины u . Область определения функции z в такой записи — совокупность всех возможных значений z , кроме $z=0$. Положительный знак $L(z)$ соответствует случаю, когда z в окрестностях данной точки при увеличении u возрастает и, наоборот (полагаем, что z положительно), значение $L(z)=0$ соответствует независимости z от u при данном значении u , а обращение $L(z)$ в бесконечность (при $u \neq 0$) соответствует скачкообразному изменению z .

Так, весьма употребительны оценки изменяемости различных физических величин z , когда управляющей величиной u является температура T . В этом случае величина

$$J_L(z) = \frac{1}{z} \frac{dz}{dT} \quad (1.40)$$

называется температурным (термическим) коэффициентом величины z и обозначается ТК z .

Чрезвычайно важное значение в технике имеет и такая управляющая величина, как давление p . Логарифмическая производная величины z по давлению

$$J_p(z) = \frac{1}{z} \frac{dz}{dp} \quad (1.41)$$

называется барическим коэффициентом величины z и обозначается БК z .

В то время как размерность обычной производной есть

$$\dim (dz/du) = (\dim z / \dim u),$$

т. е. она зависит как от размерности аргумента u , так и от размерности функции z , размерность логарифмической производной всякой физической величины z — величина, обратная размерности u :

$$\dim[\mathcal{L}_u(z)] = (\dim u)^{-1},$$

так как в левой части (1.39) одинаковые размерности z и dz сокращаются. Так, все температурные коэффициенты имеют размерность, обратную размерности температуры, и выражаются в К⁻¹; все барические коэффициенты имеют размерность, обратную размерности давления, и выражаются в Па⁻¹ и т. д.

Отметим также, что, в то время как произведение обычных производных взаимно обратных функций равно единице:

$$z'u' + \frac{dz}{du} \cdot \frac{du}{dz} = 1,$$

произведение логарифмических производных взаимно обратных функций есть

$$\mathcal{L}_u(z) \mathcal{L}_z(u) = \frac{1}{z} \cdot \frac{dz}{du} \cdot \frac{1}{u} \cdot \frac{du}{dz} = \frac{1}{zu}.$$

Поэтому в области определения функции $z(u)$ [или $u(z)$] упомянутое выше произведение двух логарифмических производных имеет минимальное значение для точки, в которой произведение координат максимально. Так, для кривых типа изображенной на рис. 2.12 минимум этого произведения соответствует некоторой точке, промежуточной между точками P и Q (при приближении к точкам P и Q это произведение стремится к бесконечности). Для гипербolicной кривой размагничивания магнитного материала, внешне сходной с кривой рис. 2.12, точка, для которой произведение $\mathcal{L}_u(H)\mathcal{L}_u(B)$ минимально, является точкой, соответствующей максимуму плотности магнитной энергии $BH/2$ (здесь B — магнитная индукция и H — напряженность магнитного поля в квадранте истили гистерезиса, соответствующем режиму размагничивания).

Обычно при графическом задании функции $z(u)$ логарифмические производные находятся графическим дифференцированием (конечно, с учетом масштабов по осям координат!) и делением найденной производной на текущее значение z . Если же масштаб по оси z логарифмический (примеры — рис. 2.32—2.34, 2.36), удобнее использовать выражение в правой части формулы (1.39). При аналитическом задании функции $z(u)$ возможно и аналитическое определение логарифмической производной $\mathcal{L}_u(z)$.

В ряде случаев оказывается целесообразным находить не истинные логарифмические производные $L_u(z)$ для отдельных точек u , z , а среднее относительное изменение величины для определенного интервала изменения u — от u_1 до u_2 :

$$\bar{L} \left|_{u_1}^{u_2} (z) \right. = \frac{1}{z_1} \frac{z_2 - z_1}{u_2 - u_1} \quad (1.42)$$

(при $u_2 > u_1$). Например, средний температурный коэффициент физической величины z в интервале температур от T_1 до T_2 равен:

$$\bar{T}Kz = \frac{1}{z_1} \frac{z_2 - z_1}{T_2 - T_1}. \quad (1.43)$$

Средние относительные изменения нередко включаются в технические условия на материалы и компоненты. Очевидно, что размерность среднего относительного изменения совпадает с размерностью логарифмической производной для тех же физических величин z и u .

В заключение отметим, что для оценки относительного изменения физической величины z , являющейся функцией величины u , иногда используют безразмерную величину, представляющую собой произведение величины u на логарифмическую производную $L_u(z)$:

$$\frac{u}{z} \frac{dz}{du} = \frac{d \ln z}{d \ln u} = \frac{d \lg z}{d \lg u}. \quad (1.43')$$

Так, вместо температурного коэффициента удельного сопротивления $T K \rho$ можно вводить безразмерный критерий

$$T T K \rho = \frac{T}{\rho} \frac{d \rho}{dT} = \frac{d \ln \rho}{d \ln T} = \frac{d \lg \rho}{d \lg T}. \quad (1.43'')$$

Алгебра формул управляемых изменений. С помощью элементарных приемов дифференциального исчисления легко могут быть получены формулы для выражений результата воздействия оператора L на различные функции:

$$L(a) \equiv 0; \quad (1.44)$$

$$L(ax) \equiv L(x); \quad (1.45)$$

$$L(1/x) \equiv L(x); \quad (1.46)$$

$$L(a/x) \equiv -L(x); \quad (1.47)$$

$$L(xy) \equiv L(x) + L(y); \quad (1.48)$$

$$J(x/y) = J(x) - J(y); \quad (1.49)$$

$$J(ax^m y^n \dots) = mJ(x) + nJ(y) + \dots; \quad (1.50)$$

$$J(b^x) = 1; \quad (1.51)$$

$$J(ab^{mx+n}) = m; \quad (1.52)$$

$$J(x + y + \dots) = \frac{x \cdot J(x) + y \cdot J(y) + \dots}{x + y + \dots}; \quad (1.53)$$

$$J(a + x + y + \dots) = \frac{x \cdot J(x) + y \cdot J(y) + \dots}{a + x + y + \dots}; \quad (1.54)$$

$$J(x) + J(y) = J(x + y) + J\left(\frac{xy}{x+y}\right); \quad (1.55)$$

$$J\left[\frac{(x+y)z}{x+y+z}\right] = \frac{(x+y)^2 J(z) + z[xJ(x) + yJ(y)]}{(x+y)(x+y+z)}; \quad (1.56)$$

$$J\left(\frac{xy}{x+y+z}\right) = \frac{(x+y)^2 zJ(z) + xy[xJ(y) + yJ(x)]}{(x+y)(xy + xz + yz)}; \quad (1.57)$$

где x, y, z — переменные; a, b, m, n — постоянные величины, отличные от нуля. Условие $n \neq 0$ для (1.52) и условие $a \neq 0$ для (1.54) не обязательны.

Очевидно, что среди формул (1.44) — (1.57) некоторые представляют собой частные случаи других.

Формулы (1.44) — (1.57) используются в различных главах книги. Здесь отметим лишь некоторые простейшие применения некоторых из этих формул. Так, из сопоставления (1.11) — (1.15) и элементарных геометрических соотношений (1.45) и (1.47) вытекает, что управляемые изменения сопротивления, проводимости, емкости, а также, например линейных размеров, площадей, объемов тела из данного материала (как и ранее, предполагаем материал однородным и изотропным) не зависят от геометрических размеров и конфигурации тела, а определяются исключительно свойствами материала. Логарифмическая производная абсолютной диэлектрической проницаемости материала $J_{(\epsilon_0)}$ равна логарифмической производной относительной диэлектрической проницаемости $J(\epsilon_r)$.

Из (1.45) следует имеющее принципиально важное значение положение о том, что выражения в средней и правой частях формулы (1.39) для $J(z)$ имеют вполне строгий математический смысл при любой размерности $\dim z$ физической величины z . В самом деле, представ-

ляя z как произведение безразмерного численного значения рассматриваемой величины на единицу этой величины $[z]$, можем исключить из рассмотрения не имеющий четкого смысла логарифм единицы величины. При определении $L(z)$ по графику в полулогарифмическом масштабе (см. выше) оказывается безразличным, в каких единицах выражено z : при изменении размера единицы z график $\log z = f(u)$ или же масштаб по оси ординат лишь смещается вверх или вниз, а угол между касательной к графику и осью абсцисс в любой точке графика остается неизменным.

Согласно (1.46) относительные изменения взаимно обратных величин одинаковы по абсолютному значению, но различаются знаком. Так,

$$L(R) + L(G) = 0; \quad L(\rho) + L(\gamma) = 0; \quad L(C) + L(H) = 0;$$

здесь R — сопротивление; G — проводимость; ρ — удельное сопротивление; γ — удельная проводимость; C — емкость; $H=1/C$ — «жесткость», т. е. величина, обратная емкости.

Из (1.47) следует, что

$$L(D) + L(V) = 0,$$

где D — плотность материала; V — объем тела.

Простейшие следствия из формулы (1.50) — соотношения:

$$L(V) = 3L(l); \quad L(S) = 2L(l),$$

где S — поверхность; l — линейный размер.

Частные случаи этих формул — формулы никольской физики

$$TKV = 3TKl; \quad (1.58)$$

$$TKS = 2TKl, \quad (1.59)$$

т. е. температурный коэффициент объема равен утроенному, а температурный коэффициент поверхности — удвоенному температурному коэффициенту длины (необходимо иметь в виду, что TKl можно рассматривать не только как TK произвольного линейного размера тела из данного материала, но и как полнозначный физический параметр материала; физическими параметрами материала могут быть и TKS и, что особенно наглядно и очевидно, TKV).

Так как электрическое сопротивление тела $R = \rho / \Lambda$, его проводимость $G = \gamma \Lambda$, а электрическая емкость конденсатора $C = \epsilon_0 \epsilon_r \Lambda$, где Λ — приведенная длина [см. (1.11), (1.12) и (1.14)], то с учетом того, что ТКА есть не что иное, как температурный коэффициент длины материала проводящего тела или же материала диэлектрика конденсатора, из (1.47) и (1.48) следует:

$$TKR = TK\rho - TKl = -TK\gamma - TKl; \quad (1.60)$$

$$TKG = TK\gamma + TKl = TKl - TK\rho; \quad (1.61)$$

$$TKC = TK\epsilon + TKl \quad (1.62)$$

[некоторые уточнения даны в соответствующих разделах книги; см., в частности, формулу (3.72)].

Коэффициент нелинейности. К введенным выше понятиям близко понятие коэффициента нелинейности, применяемое для оценки различных видов электрических и других нелинейностей: изменяемости сопротивления (т. е. отклонения от закона Ома) и емкости при изменении электрического напряжения и т. п.

Так, коэффициент нелинейности резистора определяется по формуле

$$k = \frac{U}{I} \frac{dI}{dU}, \quad (1.63)$$

где U — напряжение на резисторе; I — ток, проходящий через резистор.

Очевидно, что k — величина безразмерная и что

$$k = U \Pi_1(U); \quad (1.64)$$

для линейного резистора $k=1$, а для нелинейного k отлично от 1. Коэффициент нелинейности является постоянной (т. е. не зависящей от I и от U) величиной для вольт-амперной характеристики резистора вида

$$I = mU^k, \quad (1.65)$$

где m — постоянная величина.

Если вольт-амперная характеристика резистора отвечает уравнению (1.65), то сопротивление резистора в функции приложенного напряжения равно:

$$R = U/I = U^{1-k}/m;$$

отсюда

$$dR/dU = (1-k)U^{-k}/m$$

и, следовательно,

$$\Lambda_U(R) = (1 + k)/U; \quad (1.66)$$

размерность выражения, определяемого (1.66), есть

$$\dim \Lambda_U(R) = (\dim U)^{-1}.$$

Задачи к главе первой

1.1. Сколько молекул и сколько атомов содержится в куске мела массой 10 г?

По химическому составу мел представляет собой карбонат кальция CaCO_3 .

1.2. Сколько атомов содержится в кубическом метре водорода при нормальных условиях давления и температуры?

1.3. Чему равна средняя кинетическая энергия теплового движения молекулы: а) водорода, б) азота и в) аммиака NH_3 при температурах 20 и 100 °C?

1.4. Найдите электрическое сопротивление медного провода длиной 100 м и поперечным сечением 1 mm^2 .

Пусть между концами этого провода приложено постоянное напряжение 1 В. Расчитайте напряженность электрического поля в проводе, потери мощности во всем проводе и в 1 м длины провода и удельные потери мощности (на 1 m^3 объема провода).

Значение ρ можно взять из табл. 2.1.

1.5. Плоский конденсатор, диэлектриком которого является слюда толщиной 0,25 мм, имеет площадь каждой обкладки 100 cm^2 . Найдите приведенную длину Λ диэлектрика конденсатора, емкость C конденсатора и сопротивления его изоляции.

Для случая, когда этот конденсатор включен на постоянное напряжение 10 кВ, найдите заряд конденсатора, поверхностную плотность заряда на обкладках, напряженность электрического

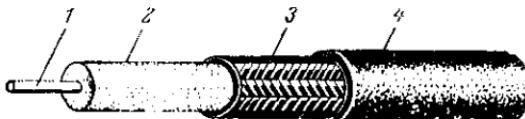


Рис. 1.9. Коаксиальный кабель со сплошной изоляцией из полистиролена.

1 - токопроводящая медная жила; 2 - изоляция; 3 - заземленный экран (металлическая оплетка); 4 - защитная пластмассовая оболочка.

поля в диэлектрике, электрическое сечение в диэлектрике, ток утечки, плотность тока утечки, полевые потери мощности в диэлектрике и удельные потери (на единицу объема диэлектрика).

Примите параметры слюды [при направлении электрического поля перпендикулярно плоскостям спайности (001)]: $\rho = 10^{13}$ Ом·м, а $\epsilon_r = 7,5$. Красивым эффектом в расчетах пренебречите.

1.6. Для кабеля с полистироловой изоляцией, конструкция которого изображена на рис. 1.9, с диаметром токопроводящей жилы 2 мм и внутренним диаметром экрана 10 мм определите:

1) приведенную длину Λ изоляции (между токопроводящей жилой и экраном) при длине кабеля 10 м;

- 2) то же при длине кабеля 100 м;
- 3) сопротивление изоляции при длине кабеля 10 м;
- 4) то же при длине кабеля 100 м;
- 5) емкость изоляции при длине кабеля 10 м;
- 6) то же при длине кабеля 100 м.

Примите для изолитизена значения $\rho=10^{15}$ Ом·м и $c_r=2,3$.

1.7. Определите:

- 1) значения ТК ρ технически чистого железа и электротехнической стали для трех значений температуры: 0, 200 и 500°C;
- 2) значения среднего температурного коэффициента удельного сопротивления ТК ρ технически чистого железа и электротехнической стали для двух интервалов температуры: от 0 до 200°C и от 0 до 500°C;
- 3) значение температурного коэффициента сопротивления ТК R проволоки из технически чистого железа при 200°C.

Зависимости ρ от температуры для рассматриваемых материалов возьмите по рис. 2.4. Значение температурного коэффициента длины технически чистого железа при 200°C примите равным $1,5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

1.8. Определите значение ТК ρ смеси 75% лака с 25% бензина в интервале температур от 20 до 50°C.

Исходные данные возьмите из рис. 2.33.

1.9. Определите значения ТК ρ стеклоэмали для трех значений температуры: 100, 300 и 500°C.

Зависимость ρ стеклоэмали от температуры возьмите по рис. 2.34.

1.10. Определите значения барического коэффициента удельного сопротивления БК ρ поливинилхлорида при давлении $p=150$ МПа и двух значениях температуры: 333 и 403 К.

Исходные данные возьмите из рис. 2.46.

Глава вторая

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВЕЩЕСТВ

2.1. Общие положения

Электрический ток есть упорядоченное (т. е. имеющее определенное направление в пространстве) перемещение в веществе электрических зарядов; необходимым и достаточным условием возможности электропроводности у вещества является наличие в нем свободных носителей заряда.

Однако электрический ток в проводящем теле можно представить себе иначе, а именно как движение в окружающей проводник диэлектрической среде электромагнитной волны, для которой проводник служит направляющей осью. В этом случае потери энергии в проводнике по (1.20) будут объясняться вхождением извне в про-

водник потока энергии, математически описываемого вектором Пойнтинга. Мы могли бы истолковывать две упомянутые, как бы взаимно исключающие одна другую физические модели явления электро проводности как частный случай принципа дополнительности Бора, общего для квантовомеханических явлений (необходимо оговориться, что такая точка зрения не является общепринятой). Впрочем, в этой книге нам достаточно будет ограничиться ранее упомянутой физической картины явления электропроводности.

Выведем общую формулу, выражающую связь удельной проводимости γ [или удельного сопротивления ρ , см. (1.4)] вещества с физическими величинами, характеризующими имеющиеся в веществе носители заряда. Предположим для упрощения, что в веществе имеются только однаковые по своей природе носители и что каждый из них имеет одинаковый по абсолютному значению и по знаку электрический заряд q . Кл. Положим далее, что в единице объема вещества (куб с ребром, равным единице длины) находится n носителей заряда (как часто говорят, концентрация носителей в веществе равна n , м^{-3}). Суммарный свободный заряд носителей в единице объема вещества равен, таким образом, nq , $\text{Кл}/\text{м}^3$.

Пусть в рассматриваемой части объема действует электрическое поле с напряженностью E , $\text{В}/\text{м}$, перпендикулярное одной из граней куба (рис. 2.1; полагаем

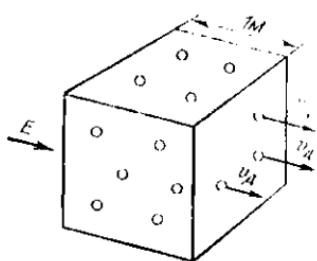


Рис. 2.1. К выводу общей формулы электропроводности.

поле во всем объеме куба равномерным; вопрос мы могли бы разобрать и более строго, не задаваясь условием равномерности поля и рассматривая элементарный объем, подобно тому, как это сделано в гл. 4 при рассмотрении рис. 4.2). При наличии такого поля на каждый носитель будет действовать сила, определяемая (1.3) и создающая упорядоченную составляющую v_d скорости носителя (скорость дрейфа или «электрическая» скорость в отличие от скорости v_t неупорядоченных тепловых движений) в ту или другую сторону, в зависимости

40

от знака q : положительные заряды имеют скорость дрейфа в направлении вектора E , отрицательные — против E . Так как скорости различных носителей различны и к тому же изменяются во времени, под v_d (так же как и под v_t) будем подразумевать среднюю скорость для всех носителей за некоторый, достаточно большой промежуток времени.

Произведение nq на v_d дает количество электричества, проходящее за единицу времени через единицу поперечного сечения проводящего тела, т. е. плотность тока:

$$J = nqv_d. \quad (2.1)$$

Сопоставление (2.1) с (1.5) и (1.6) приводит к формулам:

$$\gamma = nqv_d/E; \quad (2.2)$$

$$\rho = E/nqv_d. \quad (2.3)$$

Отношение дрейфовой скорости носителя заряда к вызывающей эту скорость напряженности электрического поля

$$u = v_d/E \quad (2.4)$$

называется подвижностью носителя. Очевидно, что для связанных зарядов $u=0$, а для свободных значение u отлично от нуля, причем для положительных носителей u положительно, а для отрицательных — отрицательно, так что знак u совпадает со знаком заряда q . Введя величину n из (2.1) в (2.2), запишем общую формулу удельной проводимости в ее простейшем виде:

$$\gamma = nqu. \quad (2.5)$$

Таким образом, независимо от знака заряда носителей удельная проводимость получается из (2.5) всегда положительной.

Если в веществе присутствуют одновременно m различных видов носителей, то независимо от знака их заряда вклады различных видов носителей в удельную проводимость вещества должны суммироваться арифметически, так что удельная проводимость выражается

формулой¹

$$\gamma = \sum_{l=1}^{i=m} n_l q_l u_l. \quad (2.6)$$

Формула (2.5) и следствия из нее относятся к изотропному веществу. Для анизотропных веществ удельная проводимость является тензором второго ранга и связь между векторами плотности тока и напряженности электрического поля имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} J_x &= \gamma_{xx} E_x + \gamma_{xy} E_y + \gamma_{xz} E_z; \\ J_y &= \gamma_{yx} E_x + \gamma_{yy} E_y + \gamma_{yz} E_z; \\ J_z &= \gamma_{zx} E_x + \gamma_{zy} E_y + \gamma_{zz} E_z. \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

Единица подвижности носителя есть отношение единицы скорости к единице напряженности электрического поля, т. е.

$$[u] = (\text{м}/\text{с}) / (\text{В}/\text{м}).$$

Выражение для единицы подвижности чаще всего записывают в виде

$$[u] = \text{м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с}),$$

причем, однако, теряется физический смысл этой единицы. Если сознательно постараться ясностью физического смысла, единицу подвижности в СИ можно записать и еще короче, а именно

$$[u] = \text{Tл}^{-1},$$

так как $\text{В} \cdot \text{с} = \text{Вб}$, а $\text{Вб}/\text{м}^2 = \text{Тл}$.

При выражении через основные единицы СИ единица подвижности приобретает вид:

$$[u] = \text{А} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{кг}^{-1}.$$

Формулы (2.5)–(2.7) являются общими для всех возможных видов электропроводности, поскольку при их выводе мы не делали никаких предположений о том, что же представляют собой в данном частном случае

¹ Нередко в литературе u рассматривается как отношение модулей v_d и E , т. е. как величина существенно положительная. В этом случае в (2.5) и (2.6) вместо q следует ввести абсолютное значение заряда $|q|$, и эти формулы принимают вид:

$$\gamma = n |q| u \text{ и } \gamma = \sum_{l=1}^{i=m} n_l |q_l| u_l.$$

носители заряда, и не устанавливали в связи с этим никаких ограничений. Однако в зависимости от природы носителей заряда в данном веществе в явлении электропроводности наблюдаются существенные различия. Основные виды электропроводности:

электронная: носителями являются элементарные отрицательно заряженные частицы — электроны;

ионная или электролитическая: носителями являются ионы, т. е. имеющие положительный или отрицательный заряд части молекул — атомы или группы атомов; прохождение тока через вещество сопровождается в этом случае явлением электролиза;

молионная или электрофоретическая: носителями являются заряженные группы молекул — молионы; прохождение тока через вещество сопровождается явлением электрофореза.

В ряде случаев наблюдается смешанная электропроводность, когда в веществе одновременно в наличии различные виды носителей заряда.

Электронная электропроводность наиболее отчетливо наблюдается у металлов (у которых она называется также металлической электропроводностью); кроме того, она обнаруживается у углерода (в модификациях графита и аморфного углерода), у некоторых соединений металлов с кислородом и серой и ряда других веществ. Она характерна, главным образом, для проводников, а также для многих полупроводников (так называемые электронные полупроводники, имеющие весьма важные применения в современной технике); относительно реже она встречается у диэлектриков. У практически применяемых электроизоляционных материалов, особенно аморфных, а также жидких часто встречается ионная, иногда молионная, электропроводность.

В дальнейшем изложении рассмотрим более подробно названные виды электропроводности у диэлектриков; для наглядного сопоставления и сравнения вкратце рассмотрим также основные вопросы, связанные с электропроводностью проводников и полупроводников.

2.2. Электропроводность металлов

Как уже отмечалось, для металлов характерна электронная электропроводность, при которой (в отличие от ионной и молионной электропроводности)

отсутствует «видимый» перенос вещества при прохождении через вещество электрического тока. При прохождении через металл больших количеств электричества, т. е. при длительном пропускании через металл большого постоянного тока, не удается обнаружить существенных изменений массы металла или изменений его химического состава (конечно, должны быть устранены окисление вследствие нагревания проводника током в атмосфере воздуха и тому подобные побочные явления); поправка составляющая электропроводности металлов ничтожна мала.

Как известно, в металлах и сплавах в большинстве случаев имеется большое число свободных (коллективизированных) электронов. Эти электроны и атомы решетки, совершают хаотические движения, скорость которых тем больше, чем выше температура металла. Размеры электронов чрезвычайно малы по сравнению с размерами атомов и тем более по сравнению со средним расстоянием между атомами. Таким образом, эти электроны в известной степени напоминают молекулы газа, поэтому иногда образно называются «электронным газом».

Непосредственное доказательство наличия при нормальных условиях в металлах свободных электронов проводимости было дано в 1913 г. русскими учеными

Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалески, открывшими существование электрониерционных явлений: если металлический проводник, находящийся в пространстве, защищенному от постоянных магнитных полей, привести в быстрое движение и затем внезапно остановить, то свободные электроны будут еще некоторое время двигаться по инерции, так что измерительный прибор, присоединенный к концам проводника, обнаружит бросок тока. Впоследствии электрониерционные явления изучались в различных вариантах, причем на

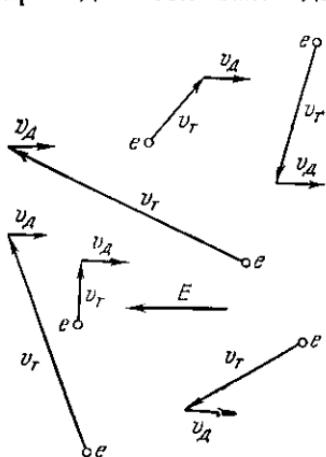


Рис. 2.2. К выводу формулы для удельного сопротивления металлического проводника.

основе опытов было вычислено отношение заряда электрона e к его массе m для электронов проводимости металлов: оно оказалось одинаковым для разных металлов и при том совпадающим со значением e/m , полученным ранее при изучении электронов в катодных лучах.

Когда на металл не действует внешнее электрическое поле, то распределение скоростей «теплового» движения электронов проводимости \mathbf{v}_t по различным направлениям равновероятно, поэтому геометрическая сумма этих скоростей для некоторого, достаточно большого объема металла в любой момент времени равна нулю и тока через металл в отсутствие приложенного пульсации напряжения нет.

Если же к металлу приложено напряжение так, что в металле создается напряженность E электрического поля (рис. 2.2), то на каждый электрон будет действовать дополнительное механическое усилие $F = Eq$. Рассматривая упрощенно каждый электрон как материальную частицу, обладающую массой и находящуюся в «пустом» междуатомном (междуузельном) пространстве, т. е. не встречающую препятствий движению в виде внутреннего трения среды, видим, что электрон получит постоянное ускорение преимущественно вдоль вектора E , равное

$$a = F/m = E(e/m),$$

где e — заряд электрона, равный по абсолютному значению $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл; m — масса покоя электрона, $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг; $|e|/m = 1,759 \cdot 10^{11}$ Кл/кг.

Через время t с момента начала движения составляющая скорости электрона, обусловленная внешним электрическим полем, достигнет значения

$$v_d = at = E(e/m)t;$$

полная скорость электрона будет равна геометрической сумме скоростей \mathbf{v}_t и \mathbf{v}_d .

Использование часто употребляющееся наглядное сопоставление, можно сравнить движение электронов в металле с движением роя моникры в неподвижном воздухе, а движение электронов в металле при наличии внеш-

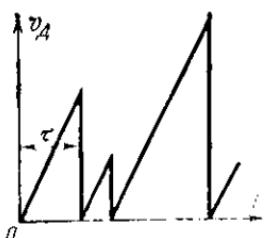


Рис. 2.3. График изменения по времени электрической (дрейфовой) скорости v_d свободного электрона в металле под действием электрического поля (схематически).

наибольшее значение v_d электрона в конце каждого периода ускорения, имеющего продолжительность τ («время свободного пробега» электрона), равно:

$$v_{d \max} = E(e/m)\tau,$$

а средняя скорость его за время τ

$$\bar{v}_d = E(e/m)\tau/2. \quad (2.7)$$

Среднее значение τ для всех электронов можно определить приближенно, полагая в соответствии с данными электронной теории металлов, что $v_r \gg v_d$:

$$\tau \approx l/\bar{v}_r, \quad (2.8)$$

где l — средняя длина свободного пробега электрона, т. е. определенное для данного металла значение; \bar{v}_r — средняя для всех электронов скорость их теплового движения.

Подстановка (2.8) в (2.7) дает среднее значение \bar{v}_d скоростей v_d для всех электронов в любой момент времени, т. е. ту величину, которую мы имели в виду при выводе формулы (2.2):

$$\bar{v}_d = E(e/m)l/2\bar{v}_r. \quad (2.9)$$

Благодаря наличию составляющих скоростей $v_r - v_d$ как уже отмечали, создается упорядоченное движение зарядов в направлении градиента электрического поля,

некоего электрического поля — с движением роя мошек, сносящего в одну сторону ветром.

Скорость дрейфа электрона не может возрастать под действием электрического поля безгранично, так как электрон будет испытывать соударения с квантами колебаний решетки и атомами примесей; после каждого соударения скорость электрона падает до нуля, а затем опять увеличивается с прежним значением ускорения. Таким образом, составляющая v_d скорости электрона должна изменяться в функции времени t согласно пилюобразному графику, схематически представленному на рис. 2.3. На-

т. е. через металл проходит электрический ток. Удельную проводимость металла можно определить по формуле (2.5), в которую надо подставить вместо q заряд электрона e , а вместо v_d — выражение \bar{v}_d из (2.9). Пропорции подстановки и сокращая E , получаем:

$$\gamma = ne^2 \bar{l} / 2m \bar{v}_d. \quad (2.10)$$

Отметим, что E в (2.10) не входит (что отражает независимость сопротивления металлического проводника от приложенного к этому проводнику напряжения в соответствии с законом Ома).

Попытаемся дать грубо приблизительные оценки параметров, характеризующих электропроводность обычных металлов при нормальных условиях температуры и давления. В кубическом метре металла имеется не более 10^{30} атомов (так что среднее расстояние между соседними атомами может приближаться к $\sqrt[3]{10^{-30}} = 10^{-10}$ м). Текущая скорость свободных электронов при нормальной температуре около 10^5 м/с = 100 км/с (не-правда ли, когда вы держите в руке чайную ложечку, это нелегко себе представить?). Годвижность свободных электронов $[u] = v_d/E$ порядка 10^{-3} м²/ (В·с), так что скорость дрейфа электронов даже при довольно большой (для металла!) напряженности электрического поля $E = 10^4$ В/м всего лишь

$$[10^{-3} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})] [10^4 \text{ В/м}] = 10^{-4} \text{ м/с} = 0,1 \text{ мм/с}$$

(вспомним крылатую фразу Лоренца «электрон ползет как улитка» — здесь имеется в виду, конечно, не тепловая скорость v_t , а скорость дрейфа v_d). Свободный электрон за каждую секунду испытывает около 10^{15} соударений, но, как ни ничтожно мало время свободного пробега электрона между двумя соударениями ($t = 10^{-15}$ с), за это время электрон (при $E = 10^4$ В/м) успеет пройти путь $\bar{l} = 10^{-8}$ м, т. е. минует до 100 узлов кристаллической решетки металла.

Весьма важно выяснить характер зависимости удельного сопротивления ρ металлов от температуры. Полагая, что кинетическая энергия теплового движения свободных электронов подчиняется тем же законам, что и тепловая энергия молекул идеального газа, имеем:

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT, \quad (2.11)$$

где k — постоянная Больцмана; T — термодинамическая температура, К.

Подстановка \bar{v}_t из (2.11) в (2.10) дает:

$$\gamma = ne^2 l / 2 \sqrt{3mkT} \quad (2.12)$$

или

$$\rho = 1/\gamma = 2 \sqrt{3mkT}/ne^2 l \quad (2.12')$$

Современная квантовая физика вносит важные уточнения в изложенные выше элементарные представления, но сущность решения при этом не изменяется.

Таким образом, пришли к важнейшему выводу: при повышении температуры удельное сопротивление металлов должно несколько возрастать (рис. 2.4). Иными словами,

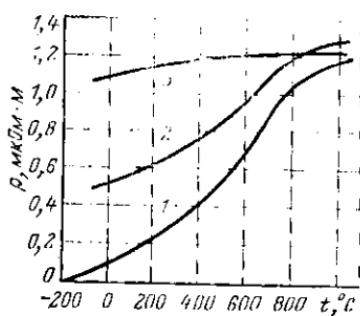


Рис. 2.4. Зависимость удельного сопротивления ρ от температуры для технически чистого железа (кривая 1) и сплавов: электрической стали с содержанием 4% Si (кривая 2) и сплава Fe-Ni-Cr (кривая 3).

Чем дальше проводника в глубь его (следствие отвода теплоты в окружающую среду). Это (так как TK_{ρ} материала отличен от нуля) приводит к неравномерности плотности тока по сечению. Если TK_{ρ} положителен, создается градиент плотности тока, направленный к периферии («тепловой поверхностиный эффект»), даже в том случае, когда идущий по проводнику ток — постоянный (Б. М. Тареев, 1930 г.).

Примеры значений ρ и TK_{ρ} , а также TK_{λ} и коэффициента теплопроводности λ для некоторых металлов даны в табл. 2.1.

коэффициент удельного сопротивления металлов TK_{ρ} — величина положительная. В соответствии с классической электронной теорией металлов Друде — Лоренца значение TK_{ρ} чистых металлов в твердом состоянии должно быть близко к TK объема идеальных газов, т. е.

$$1/273 \text{ K}^{-1} = 0,00367 \text{ K}^{-1}.$$

В проводнике, по которому проходит ток и в котором выделяется теплота, создается градиент температуры, направленный от периферии поперечного сечения

Таблица 2.1. Значения ρ , $T\kappa_{\rho}$, $T\kappa_l$ и λ металлов

Металл	ρ , мкОм·м	$T\kappa_{\rho}$, 10^{-4} К $^{-1}$	$T\kappa_l$, 10^{-6} К $^{-1}$	λ , Вт/(м·К)
Серебро	0,016	40	19	415
Медь	0,017	43	17	390
Золото	0,021	38	14	293
Алюминий	0,028	42	24	209
Бериллий	0,040	60	13	167
Вольфрам	0,055	46	4,4	168
Железо	0,098	60	11	73
Платина	0,105	39	9	71
Индиум	0,18	30	7,2	50
Свинец	0,21	37	29	35
Ртуть	0,96	9	61	10

Ранее была приведена формула (1.60), связывающая $T\kappa_R$ с $T\kappa_{\rho}$ и $T\kappa_l$ вещества. Так как у чистых металлов $T\kappa_{\rho} \gg T\kappa_l$, для них можно считать приближение

$$T\kappa_R \approx T\kappa_{\rho};$$

однако в ряде случаев (например, для резистивных сплавов с особо малым значением $T\kappa_{\rho}$) значением $T\kappa_l$ в (1.60) пренебречь уже нельзя.

При плавлении металлов ρ изменяется скачкообразно, причем обычно оно возрастает (рис. 2.5), а $T\kappa_{\rho}$ уменьшается (см. малое значение $T\kappa_{\rho}$ жидкой ртути в табл. 2.1). Возрастание ρ при плавлении (обычно примерно в 2 раза; у ртути даже почти в 4 раза) значительно больше, чем увеличение объема (так, увеличение объема меди при плавлении составляет всего лишь около 3%).

Для тех металлов (висмут, галлий, сурьма), у которых объем при плавлении не увеличивается, а уменьшается, т. е. плотность возрастает (такая же аномалия имеется и у воды; ведь лед плавает на воде, что имеет столь большое значение для жизни на нашей планете), наблюдается уменьшение ρ при плавлении (для висмута — на 54, для галлия — на 53, для сурьмы — на 29%).

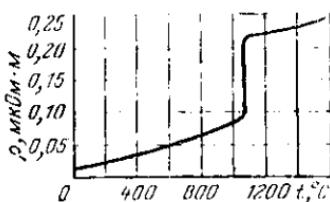


Рис. 2.5. Зависимость ρ меди от температуры. Скачок соответствует температуре плавления меди (1083°C).

Примеси к чистым металлам, образующие твердый раствор, повышают ρ и уменьшают ТК ρ металла (рис. 2.6; сравните также кривые 2 и 3 на рис. 2.4 с кривой 1 для чистого железа). В тех случаях, когда при определенных соотношениях компоненты сплава образуют друг с другом химические соединения — интерметаллиды (дальтоиды), на

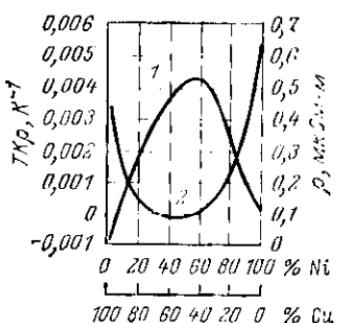


Рис. 2.6. Зависимости ρ (кривая 1) и ТК ρ (кривая 2) сплавов системы медь-никель от состава (содержание по массе).

так же как и искажение, вызываемое примесями, приводит к возрастанию ρ , а упорядочение строения решетки при отжиге — к снижению ρ .

При воздействии высокого гидростатического давления у некоторых металлов наблюдаются скачкообразные изменения ρ , вызванные перестройкой кристаллической структуры вещества (полиморфическими переходами); это показано на рис. 2.8. Такие скачки удельного сопротивления внемута, бария, таллия, свинца и других при изменении гидростатического давления используют в качестве реперных точек при измерении высоких давлений.

Отметим здесь же, что теплопроводность металлов определяется в основном теми же свободными электронами, которые ответственны и за электро проводность металлов. Так как число свободных электронов в единице объема металла весьма велико, то, как правило, коэффициент теплопроводности λ металлов значительно больше, чем диэлектриков (подробнее о теплопроводности вообще и о теплопроводности диэлектриков — см.

интерметаллиды (дальтоиды), на кривых зависимости ρ и ТК ρ от состава наблюдаются сингулярные точки; между этими точками (для не образующих интерметаллидов сплавов — бертоллидов) график ρ в функции состава представляет собой плавную кривую (рис. 2.7). А. Ф. Иоффе показал, что многие интерметаллиды — не вещества с металлическим характером электропроводности, а электронные полупроводники.

Искажение правильности кристаллической решетки металла, вызываемое наклепом,

§ 5.5). При прочих равных условиях, чем большее удельная электрическая проводимость γ (или чем меньше удельное сопротивление ρ) металла, тем больше должен быть его коэффициент теплопроводности λ ; это наглядно видно из табл. 2.1, в которой металлы расположены в порядке возрастания ρ . При повышении температуры,

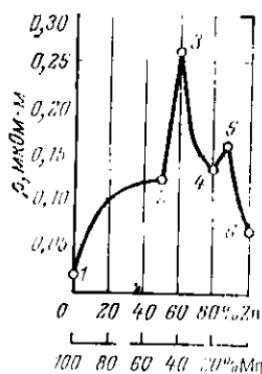


Рис. 2.7. Зависимости сплавов системы магний-цинк от состава (атомные доли).

1 — чистый Mg; 2 — интерметаллид MgZn; 3 — Mg₂Zn; 4 — Mg₃Zn₄; 5 — Mg₂Zn₆; 6 — чистый Zn.

когда подвижность электронов n и удельная проводимость γ металла уменьшаются, отношение λ/γ должно

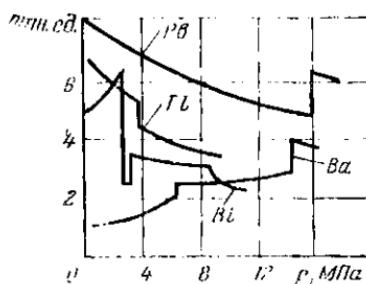


Рис. 2.8. Зависимости ρ висмута, бария, таллия и свинца от гидростатического давления p в мегапаскалях.

по возрастать. Математически это выражается законом, найденным экспериментально Видеманом и Францем (1853 г.) и теоретически обоснованным Лорентцем:

$$\lambda/\gamma = L_0 T, \quad (2.13)$$

где L_0 — число Лорентца, равное

$$L_0 = \pi^2 k^2 / 3e^2. \quad (2.14)$$

Подстановка в (2.14) значений постоянной Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К и заряда электрона $e = -1,6 \times 10^{-19}$ Кл дает:

$$L_0 = 2,443 \cdot 10^{-8} [\text{Дж}/(\text{К} \cdot \text{Кл})]^2 = 2,443 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2/\text{К}^2.$$

Закон Видемана — Франца — Лорентца довольно хорошо подтверждается при температурах, близких к нормальной или несколько более высоких (имеются и ис-

ключения, например, бериллий, марганец, рис. 2.9), но в области низких температур коэффициент при T в (2.13) уже не остается неизменным; так, для меди он при охлаждении проходит через минимум, а при подходе к абсолютному нулю он вновь приближается к теоретическому значению L_0 (рис. 2.9).

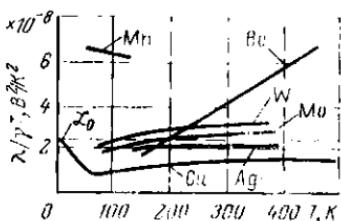


Рис. 2.9. Зависимости относительного удельного сопротивления $\lambda/\gamma T$ от температуры для различных металлов. Бериллий и марганец дают существенные отклонения от закона Видемана — Франца. Штриховая линия — теоретическое значение числа Лоренца L_0 .

Проверим справедливость закона Видемана — Франца — Лоренца для меди при комнатной температуре. Подставляя в (2.13) значения $T = 293$ К и параметров меди: $\gamma = 58$ МСм/м, чему соответствует $\rho = 0,01724$ мкОм·м (значения для «стандартной» проводниковой меди, применяемые в электротехнической промышленности, при расчетах и оценках удельного сопротивления металлов и сплавов в соединении с медью) и $\lambda = 390$ Вт/(м·К), получаем $\lambda/\gamma T = 2,3 \times 10^{-8}$ В²/К². При нормальной температуре отношение $\lambda/\gamma T$ для алюминия и натрия близко к $2,1 \cdot 10^{-8}$, для серебра — к $2,3 \cdot 10^{-8}$, для золота и цинка — к $2,4 \cdot 10^{-8}$, для свинца и олова — к $2,5 \cdot 10^{-8}$, для платины — к $2,6 \cdot 10^{-8}$, для железа — к $2,9 \cdot 10^{-8}$ В²/К².

Из основного содержания § 2.2 следует, что лучшие проводники электрического тока — металлы, и притом металлы наивысшей достижимой степени чистоты. Но не могут ли быть хорошими проводниковыми материалами представители других классов веществ?

В изданий еще в 1933 г. книге «Физика металлов» Я. Г. Дорфман и И. К. Кякони, касаясь вопроса о «возможности получения сплавов, обладающих большей электропроводностью, чем чистые компоненты», писали, что «ни в коем случае принципиально не может быть исключена возможность нахождения даже такого интерметаллического соединения, которое в электротехнике когда-либо заменит собой иные употребляемые материалы. Возможно ли это практически — покажет будущее».

Кроме того, отметим, что интерметаллиды теперь при надлежат к важнейшим сверхпроводникам; сверхпроводимость у интерметаллида Nb₃Sn была обнаружена в 1954 г. и температура сверхпроводящего перехода этого соединения оказалась примерно в 2 раза выше, чем

(изобретенная, утвержденная в 1930 г. и до сих пор не превзойденная для чистого металла) температура сверхпроводящего перехода ниобия (подробнее — см. § 2.3).

Более того, веществами с металлическим характером электропроводности («синтетическими металлами», или «суперметаллами») могут быть соединения металлов с неметаллическими элементами и даже соединения, совсем не содержащие в своих молекулах атомов металлов. Таковы, например, твердые (моноокристаллические или керамические) материалы, содержащие серебро Ag, йод I и рубидий Rb или окись алюминия Al_2O_3 с добавками оксидов щелочных металлов и прочих — это так называемые «сверхионные» проводники, в определенных температурных интервалах обладающие весьма высокой удельной проводимостью; эти материалы уже начинают находить применение для создания как электрических конденсаторов с высокой удельной емкостью, так и химических источников тока.

Весьма интересны некоторые органические материалы, например тетратнофульвален-тетрацианхионид-метан (материал обычно обозначаемый в литературе английской аббревиатурой TTF-TCNQ) представляет собой одномерную упорядоченную структуру с металлическим типом электропроводности. При комнатной температуре его удельная проводимость составляет приблизительно $1,8 \cdot 10^5 \text{ См}/\text{м}$, а в точке фазового перехода (при 58 К) около $1 \cdot 10^3 \text{ См}/\text{м}$. Значения удельной проводимости у этого материала при температуре 54–58 К (вблизи температуры фазового перехода) в сотни раз больше, чем при комнатной температуре (рис. 2.10). Для некоторых новых проводниковых материалов характерно весьма резкое изменение удельной проводимости (и даже иногда типа электропроводности) при изменении температуры в сравнительно весьма узком интервале: это своеобразные фазовые переходы («переключение» проводимости).

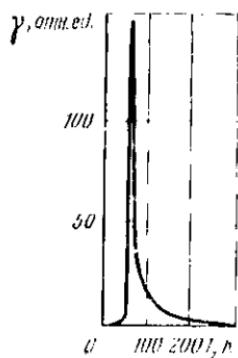


Рис. 2.10. Изменение относительной удельной проводимости от температуры для материала TTF-TCNQ.

Принципиально возможен перевод любого диэлектрика в проводящее (металлическое) состояние путем воздействия давления, достаточного для того, чтобы «сделать» внешние электронные оболочки атомов и сдвинуть освободившиеся электроны коллективизированными наподобие электронов проводимости в настоящих металлах.

Расчеты для некоторых веществ показали, что давление для такого фазового перехода диэлектрик — металл должно быть колоссальным — на 7–8 порядков выше нормального атмосферного давления. Некоторые вещества (гидриды металлов, т. е. соединения металлов с водородом) в виде малых образцов уже удалось в эксперименте перевести в состояние металлической электропроводности. Весьма интересные данные и обобщения по упомянутым выше вопросам приведены в гл. 12 «Фазовые переходы в диэлектриках» книги Ю. М. Поплавко [17].

2.3. Сверхпроводимость

Как уже упоминалось, для металлических проводников температурный коэффициент удельного сопротивления положителен; таким образом, при понижении температуры значения удельных сопротивлений ρ металлов уменьшаются. Представляет большой интерес электропроводность металлов и других проводников при весьма низких («криогенных») температурах, приближающихся к абсолютному нулю, когда тепловые колебания атомов, образующие препятствие для передвижения в металле электронов под действием внешнего электрического поля, становятся весьма незначительными.

В 1911 г. голландский физик Камерлинг-Оннес (H. Kamerlingh-Onnes), незадолго перед этим (в 1908 г.) впервые получивший жидкий гелий, который до тех пор еще не удавалось перевести в жидкое состояние, изучал электропроводность металлов при «гелиевых» температурах (температура сжижения гелия при нормальном давлении около 4,2 К; еще более низкие температуры были получены при испарении жидкого гелия). При этом Камерлинг-Оннес сделал поразительное открытие: он обнаружил, что при охлаждении до

некоторой определенной критической температуры T_c , равной приблизительно 4,15 К, удельное сопротивление ртути падает до чрезвычайно малого, практически равного нулю, значения. Таким образом, постоянный ток, однажды наведенный в кольце из замороженной ртути, может длительное время (годами) поддерживаться неизменным без подвода энергии извне; такое кольцо образует в окружающем пространстве магнитное поле, т. е. ведет себя аналогично постоянному магниту, если только температура кольца не поднимется выше значения T_c .

Такое необычное состояние вещества было названо сверхпроводимостью, вещества, способные переходить в это состояние, — сверхпроводниками, и температура T_c , при охлаждении до которой вещество обратимо переходит в сверхпроводящее состояние (или при нагреве до которой сверхпроводимость вещества нарушается), — температурой сверхпроводящего перехода.

В дальнейшем явление сверхпроводимости стало предметом чрезвычайно широкого изучения; без преувеличения можно сказать, что в настоящее время проблема сверхпроводимости и ее практического использования стала одной из наиболее актуальных проблем современной науки и техники.

Еще Камерлинг-Оннес открыл сверхпроводимость не только у ртути, но и у других металлов; в настоящие времена известно уже около 35 сверхпроводниковых элементов (число указано неточно, так как данные о некоторых элементах сомнительны) и многое более тысячи

Таблица 2.2. Параметры некоторых сверхпроводниковых материалов

Элементарные сверхпроводники	T_{K_0} , K	B_{K_0} , Тл	Сложные сверхпроводники	T_{K_0} , K	B_{K_0} , Тл
Иридий	0,14	0,002	Сплавы:		
Алюминий	1,2	0,010	Сплав 41% Nb + 56% Ti	8,7	12
Олово	3,7	0,031	Сплав 50% Nb + 50% Zr	9,5	11
Индий	3,4	0,030			
Ртуть	4,2	0,041	Соединения:		
Тантал	4,5	0,083	Галлий ванадия V_3Ga	14	50
Ванадий	5,3	0,13	Станинг-литний Nb_3Sn	18	22
Свинец	7,2	0,080	$Nb_{0,19}(Al_{0,75}Ge_{0,25})_{0,21}$	21	>41
Ниобий	9,4	0,195			

сверхпроводниковых сплавов и химических соединений различных элементов.

Параметры некоторых сверхпроводниковых материалов приведены в табл. 2.2 (необходимые пояснения будут даны ниже). Важно отметить, что помимо понижения температуры появлению сверхпроводимости способствует и повышение давления: у некоторых веществ, не переходящих в сверхпроводящее состояние при нормальном давлении, удалось обнаружить сверхпроводимость при воздействии на вещество высокого давления. Установлены сверхпроводящие свойства не только у провод-

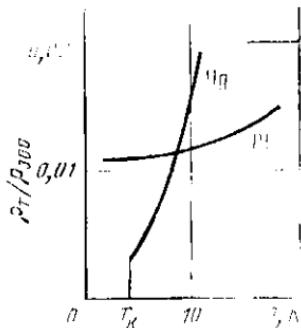


Рис. 2.11. Изменение относительного удельного сопротивления (отношение значения ρ_T при температуре T к значению ρ_{300} при температуре 300 К) ртути и платины при глубоком охлаждении.

ников (т. е. веществ, являющихся проводниками при нормальных условиях давления и температуры,— прежде всего у металлов, сплавов металлов и интерметаллических соединений), но и у многих полупроводников (например, у антимонида индия InSb, который имеет температуру сверхпроводящего перехода T_k около 5 К при давлении около 30 ГПа) и даже диэлектриков: так, в Институте высоких давлений АН СССР открыта сверхпроводимость у серы ($T_k=9,7$ К) и ксенона ($T_k=6,8$ К).

На протяжении ряда лет предполагалось, что магнитные материалы не могут быть сверхпроводниками (было установлено, что даже ничтожная примесь железа лишает некоторые сверхпроводниковые материалы возможности перехода в сверхпроводящее состояние); однако это предположение было опровергнуто открытием сверхпроводимости у америция — тяжелого искусственного радиоактивного элемента — актинида, обладающего магнитными свойствами. В то же время ряд металлов, в том числе такие «панлучине» с точки зрения классической электротехники (т. е. обладающие наименьшим удельным сопротивлением при нормальной

температурае) проводники, как серебро и медь, перевести в сверхпроводящее состояние до сих пор не удалось даже при наиболее низких, достигнутых в настоящее время температурах (несколько миллиikelвинов).

На рис. 2.11 представлены температурные зависимости удельного сопротивления ртути Hg , а также платины Pt , не являющейся сверхпроводником. График удельного сопротивления ртути типичен для сверхпроводников I рода, у которых сверхпроводящий переход очень резкий (скачкообразный).

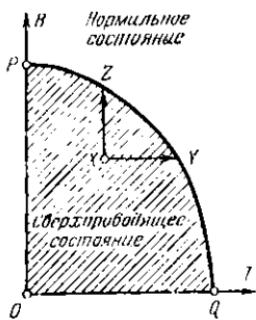


Рис. 2.12. Диаграмма состояния сверхпроводника I рода (схематически). Область сверхпроводимости заштрихована.

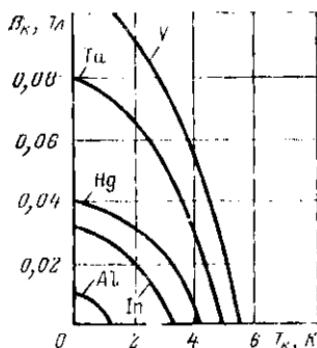


Рис. 2.13. Диаграммы состояния элементарных сверхпроводников.

Сверхпроводники I рода являются чистые сверхпроводниковые металлы (кроме ниобия, ванадия и тантала), которые по свойствам ближе к «сверхпроводникам II рода», см. ниже).

Сверхпроводники I рода обладают сравнительно низкими значениями магнитной индукции, нарушающей сверхпроводимость, как это видно из табл. 2.2. Оказывается, что нарушение («срыв») сверхпроводимости (т. е. переход вещества из сверхпроводящего в нормальное состояние, характеризующееся отличным от нуля значением ρ) происходит не только при превышении температурой T сверхпроводника значения T_K (переход из точки X на диаграмме состояния сверхпроводника — рис. 2.12 — через точку Y), но и при увеличении имеющей место на поверхности сверхпроводника магнитной индукции B более значения $B_{\text{кр}}$, возрастающего при снижении температуры T (переход из точки X через

точку Z); конечно, фазовый переход из сверхпроводящего состояния в нормальное или обратно может быть осуществлен пересечением границы раздела — кривой PQ — в любой точке.

На рис. 2.13 для некоторых сверхпроводниковых металлов дана связь между значениями B_k и T_k (приведенные в табл. 2.2) наибольшие возможные значения B_k и T_k , обозначенные B_{k0} и T_{k0} , относятся: B_{k0} — к температуре, весьма приближающейся к абсолютному нулю, а T_{k0} — к чрезвычайно малому значению магнитной индукции).

Аналитически связь величин T_k и B_k (рис. 2.12 и 2.13) сверхпроводниковых материалов выражается уравнением

$$\alpha(T_k/T_{k0})^2 + (B_k/B_{k0})^2 = 1, \quad (2.15)$$

где коэффициент α несколько большие единицы (часто $\alpha \approx 1,07$).

Из рис. 2.13 и табл. 2.2 видно, что, как общее правило, сверхпроводниковые материалы с более высокой температурой T_{k0} имеют и более высокую индукцию B_{k0} (в табл. 2.2 материалы расположены в порядке возрастающих значений T_{k0}). Еще более отчетливо это показано на рис. 2.14: в логарифмическом масштабе точки (B_{k0}, T_{k0}) для элементарных сверхпроводников I рода — титана Ti, цинка Zn, галлия Ga, таллия Tl, индия In, олова Sn, ртути Hg и свинца Pb — хорошо укладываются на прямолинейный график.

Опыт показывает, что (по крайней мере для сверхпроводников I рода) безразлично, вызвана магнитная индукция B_k внешним магнитным полем или же током, проходящим по самому сверхпроводнику. Это обстоятельство ограничивало ток, который может быть пропущен по выполненной из сверхпроводникового материала обмотке без нарушения сверхпроводимости, и почти на полстолетия затормозило практическое использование сверхпроводимости в электротехнических устройствах, где через сверхпроводники требуется пропускать большие токи. Лишь в 50—60-х годах в связи с получением сверхпроводников II рода с B_{k0} порядка десятков тесла (ср. правую половину табл. 2.2) интерес к сверхпроводникам существенно повысился: усилились теоретические разработки в области сверхпроводимости и началось

внедрение сверхпроводников в технику — прежде всего для создания «криогенных магнитов», имеющих охлаждаемые сверхпроводящие обмотки (такие «магниты» дают возможность получить сильные магнитные поля в больших объемах без затраты энергии, если не считать затраты энергии рефрижераторной установкой; плотность тока в обмотках «магнитов» доходит до 10^{10} А/м^2), а также для сверхпроводниковых электрических машин, трансформаторов, кабелей и т. п. Для запоминающих устройств, сверхпроводящих покрытий волноводов и т. п. могут использоваться также и сверхпроводники I рода.

Сверхпроводники II рода обладают рядом интересных особенностей, останавливаться на которых мы не имеем возможности. Отметим лишь, что у сверхпроводников II рода существует промежуточное состояние между нижним $B_{\text{кр1}}$ (кривая 1) и верхним $B_{\text{кр2}}$ (кривая 2) значениями критической магнитной индукции для данио-

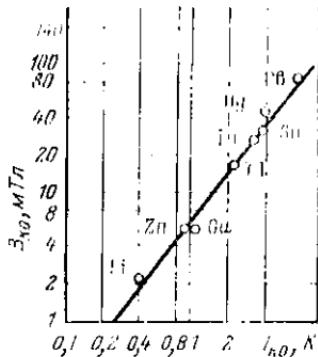


Рис. 2.14. Связь значений $B_{\text{кр}}$ и $T_{\text{кр}}$ для элементарных сверхпроводников. Масштабы по обеим осям — логарифмические. По Киттелю (Ch. Kittel).

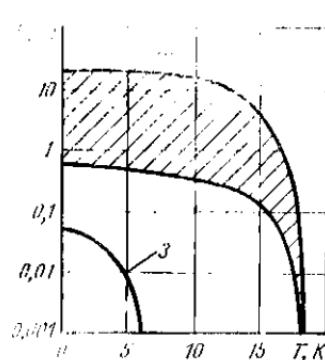


Рис. 2.15. Диаграмма состояния станида олова Nb_3Sn . Масштаб по оси ординат — логарифмический.

го значения температуры $T < T_{\text{кр}}$ (рис. 2.15); в промежуточном состоянии сверхпроводимость в постоянном напряжении сохраняется, т. е. $\rho = 0$, но эффект Майснера — Оксефельда (см. ниже) не сохраняется, т. е. магнитная проницаемость сверхпроводника $\mu \neq 0$. Для сопоставления на рис. 2.15 приведена диаграмма состояния для свинца Pb (кривая 3).

Еще одна замечательная особенность веществ в сверхпроводящем состоянии, помимо нулевого удельного электрического сопротивления, их «абсолютный диамагнетизм». В 1933 г. немецкие физики Майснер и Оксенфельд (W. Meissner, R. Ochsenfeld) открыли, что в толщу сверхпроводящего тела магнитное поле не проникает; если же переход тела в сверхпроводящее состояние произошел во внешнем магнитном поле, поле «выталкивается» из сверхпроводника (рис. 2.16). Эффект Майснера—Оксенфельда был наглядно продемонстрирован в 1935 г. советским ученым В. К. Аркадьевым в его знаменитом опыте с «висящим магнитом»: когда постоянный магнит 1 (рис. 2.17) опускается в сверхпрово-

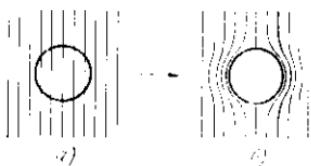


Рис. 2.16. Эффект Майснера—Оксенфельда.

а — охлаждаемый сверхпроводниковый шар во внешнем магнитном поле; *б* — при достижении сверхпроводящего состояния линии индукции поля выталкиваются из шара.

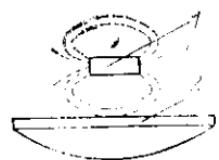


Рис. 2.17. Опыт В. К. Аркадьева («висящий магнит»).

дящую свинцовую чашку 2, он отталкивается от нее и остается в уравновешенном состоянии в воздухе, не касаясь чашки. Аналогично можно заставить сверхпроводящее тело висеть над поверхностью магнита. Взаимное отталкивание сверхпроводника и внешнего магнитного поля может быть использовано для работающих практически без трения опор гироскопов и подшипников с «магнитной смазкой», для «магнитного подвеса» вагонов сверхскоростного железнодорожного транспорта и т. п.

Эффект Майснера—Оксенфельда (абсолютный диамагнетизм вещества в сверхпроводящем состоянии) можно было бы предсказать, исходя из принципа дополнительности. На самом деле, сверхпроводящее состояние вещества обозначает отсутствие потерь мощности в сверхпроводнике при прохождении по нему электриче-

ского тока, т. е. отсутствие проникновения извне в сверхпроводник потока энергии, описываемого вектором Нойтнига. А равенство вектора Нойтнига нулю возможно лишь при отсутствии проникновения в сверхпроводник извне электромагнитного поля.

Большинство известных сверхпроводников имеет весьма низкую температуру перехода $T_{\text{к}}$. Поэтому устройства, в которых используется явление сверхпроводимости, обычно работают при охлаждении жидким гелием (температура сжижения гелия при нормальном давлении около 4,2 К), что сложно и дорого. Было бы очень заманчиво иметь сверхпроводники с $T_{\text{к}}$ выше температуры сжижения водорода (20,3 К) или тем более выше температуры сжижения азота (77,4 К). Совершенно исключительные возможности дали бы материалы, сохраняющие состояние сверхпроводимости при нормальной или еще более высоких температурах. Наиболее высокую $T_{\text{к}}$ имеет из всех известных элементарных сверхпроводников -- инобий, а из всех изготавляемых в производственном масштабе и применяемых в технике сверхпроводниковых материалов вообще -- сверхпроводник II рода станинд инобия Nb_3Sn , открытый в 1954 г. американским исследователем Маттиасом (B. T. Matthias). Впоследствии Маттиасом и другими исследователями сообщалось о получении материалов (в частности, в системах $\text{Nb} - \text{Ge}$ и $\text{Nb} - \text{Ge} - \text{Al}$) со значением $T_{\text{к}}$, превышающим температуру сжижения водорода, и к тому же с высоким значением $B_{\text{к}}$. В настоящее время (из еще не внедренных в промышленное производство) сверхпроводниковых материалов наивысшее значение $T_{\text{к}}$ (около 23 К) имеет Nb_3Ge , а наивысшее значение $B_{\text{к}}$ (около 60 Тл) -- $\text{Gd}_{0.2} \text{PbMo}_6\text{S}_6$.

Поиски «теплых» сверхпроводников усилию продолжаются. Особый интерес представляют (пока не подтвержденные) теоретические предположения о том, что «металлический» водород (который может быть получен из «обычного» твердого водорода, имеющего температуру плавления 14 К, посредством воздействия на него чрезвычайно высокого гидростатического давления -- порядка 10^{11} -- 10^{12} Па), а также некоторые органические соединения, соединения с квазинодимерным (интевидным) и квазидвумерным (плоскостным) строением молекул, сандвич-структуры (тонкая металлическая пленка между двумя слоями диэлектрика) и др. могут находи-

диться в состоянии сверхпроводимости при температурах в десятки и даже сотни кельвинов.

Теория сверхпроводимости исключительно сложна. В создание этой теории основной вклад внесли советские ученые — Л. Д. Ландау, Н. Н. Боголюбов, В. Л. Гинзбург, А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков и другие, а также ряд ученых зарубежных стран — Бардин (J. Bardeen), Купер (L. N. Cooper), Шриффер (J. Schrieffer) и др. По современным представлениям в основе явления сверхпроводимости лежит образование связанных пар электронов («кулеровских пар»); такая пара не может выделять энергию малыми дозами, так что обычные джоулевы потери мощности, которые наблюдаются в металлах при электропроводности в нормальных условиях, здесь уже не имеют места. Разъединение ассоциированных в кулеровскую пару электронов при повышении температуры или магнитной индукции представляет собой нарушение сверхпроводимости, т. е. фазовый переход сверхпроводника из сверхпроводящего состояния в нормальное. Отмечается глубокая аналогия в физической сущности явления сверхпроводимости и явления сверхтекучести, открытого у жидкого гелия-II Н. Л. Кашицей и теоретически разъясненного Л. Д. Ландау. Более подробное рассмотрение сверхпроводимости (и частично криопроводимости) — см. [8, 12, 20].

2.4. Криопроводимость

Помимо сверхпроводимости, внимание современной техники привлекает и криопроводимость (прежнее название — гиперпроводимость), т. е. достижение металлами весьма малого значения удельного сопротивления при криогенных температурах (но без перехода в сверхпроводящее состояние). Металлы, обладающие особо благоприятными свойствами для использования в таких условиях, называются криопроводиками.

Очевидно, что физическая сущность криопроводимости не сходна с физической сущностью явления сверхпроводимости. Криопроводимость — частный случай нормальной электропроводности металлов в условиях криогенных температур.

Весьма малое, но все же конечное значение ρ криопроводников ограничивает допустимую плотность тока в них, хотя эта плотность может быть все же гораздо выше, чем в обычных металлических проводниках при нормальной или повышенной температуре. Криопроводники, у которых при изменении температуры в широком диапазоне ρ меняется плавно, без скачков, не могут использоваться в устройствах, действие которых основано на триггерном эффекте возникновения и нарушения сверхпроводимости (например, в сверхпроводниковых запоминающих устройствах). Не обнаруживаются

при криопроводимости и другие, специфические для сверхпроводников явления, такие как эффект Майснера-Оксенфельда, не рассматриваемые в настоящей книге эффекты Джозефсона и т. д.

Применение криопроводников вместо сверхпроводников в электрических машинах, аппаратах и других электротехнических устройствах может иметь свои преимущества. Использование в качестве хладагента жидкого водорода или жидкого азота (вместо жидкого гелия, который значительно дороже других хладагентов) упрощает и удешевляет выполнение тепловой изоляции устройства и уменьшает расход мощности на охлаждение. Кроме того, в криопроводниковом контуре с большим током накапливается большое количество энергии магнитного поля, равное $I^2/2$, Дж (I — индуктивность, Ги; I — ток, А). При случайному понижении температуры или магнитной индукции свыше значений, соответствующих переходу сверхпроводника в нормальное состояние хотя бы в малой части сверхпроводящего контура, сверхпроводимость будет нарушена, что приведет к внезапному освобождению большого количества энергии. В случае же криопроводящей пленки такой опасности нет, так как понижение температуры может повлечь за собой лишь постепенное, плавное увеличение сопротивления.

Для того чтобы представить себе, сколь малим может быть удельное сопротивление криопроводника при рабочей температуре по сравнению с его удельным сопротивлением при нормальной температуре, достаточно рассмотреть рис. 2.18, на котором показано (в логарифмическом масштабе) изменение удельного сопротивления в функции температуры для трех практически наиболее важных проводниковых материалов — меди, алюминия и натрия, а также для бериллия. Как видно, наибольший интерес для применения в качестве криопроводникового материала представляют: при температуре жидкого водорода — алюминий, а при температуре жидкого азота — бериллий.

Таким образом, проблема выбора оптимального (т. е. имеющего при рабочей температуре наименьшее удельное сопротивление при наименших других техногеномических показателях) криопроводникового материала сводится в основном к следующему: применить легко доступный и дешевый алюминий и получить наименьшее возможное для криопроводника значение удельного сопротивления, но пойти на использование для охлаждения устройства жидкого водорода, что все же требует преодоления некоторых затруднений и, в частности, необходимости учета взрывоопасности водородовоздушной смеси; или же применить более дорогой, дефицитный, сложный в технологическом отношении бериллий, но зато использовать в качестве хладагента более дешевый и легко доступный жидкий азот и тем также уменьшить за-



Рис. 2.18. Температурные зависимости ρ криопроводников.

1 и $1'$ — медь; 2 и $2'$ — алюминий; 3 — бериллий; 4 — натрий (сплошные кривые относятся к особо чистым металлам, а штриховые — к обычным проводниковым меди и алюминию). Стрелками N_1 и N_2 отмечены температуры сжижения азота и водорода.

трату мощности на охлаждение. То, что бериллий дает наименьшее возможное значение удельного сопротивления при температуре жидкого азота (а также сжиженного природного газа, в основном состоящего из метана СН₄), соответствует выводам электронной теории металлов, согласно которой наиболее высокой температурой, соответствующей устанавливающемуся удельному сопротивлению, должен обладать металл, имеющий наиболее высокую температуру Дебая:

$$\Theta_D = hf_{\max}/k, \quad (2.16)$$

где h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; f_{\max} — наибольшая частота упругих колебаний в материале.

А как раз из всех изученных металлов наиболее высокую температуру Дебая, равную 980 К, имеет бериллий (отметим, что температура Дебая для железа равна 430 К, для алюминия — 390 К, для меди — 310 К, для серебра 220 К, для натрия — 160 К, для калия — 100 К и т. д.; для металлического водорода, по оценке В. Л. Гинзбурга, $\Theta_D \approx 3000$ К).

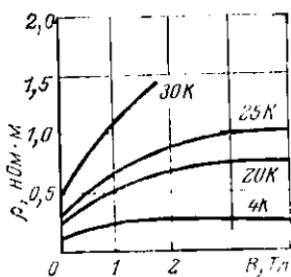


Рис. 2.19. Изменение удельного сопротивления алюминия высокой чистоты в функции магнитной индукции при различных температурах.

Во всех случаях для получения высококачественных криопроводников требуются исключительно высокая чистота металла (отсутствие примесей) и отсутствие наклена (отожженное состояние). Вредное влияние примесей (это ясно из сравнения графиков 1 с 1' и 2 с 2' на рис. 2.18) и наклона на удельное сопротивление металлов при криогенных температурах выражено значительно более сильно, чем при нормальной температуре. Отношение ρ при температуре 300 К к ρ при 20 К для различных видов алюминиевого провода составляет:

Чистота 99,5%, холоднотянутый провод	41
Чистота 99,5%, отожженный провод	57
Чистота 99,99%, отожженный провод	690
Чистота 99,9975%, отожженный провод	1100
Чистота 99,9992%, отожженный провод	2400
Алюминий зонной плавки	2700

В лабораторных условиях для алюминия особо высокой чистоты было получено отношение ρ_{300}/ρ_{20} , равное 6000 и даже выше.

При криогенных температурах может оказываться размерный эффект, если попеченные размеры проводника становятся соизмеримыми со средней длиной l свободного пробега электрона между двумя последовательными соударениями. Для алюминия $l=8$ мкм при 20 К и $l=20$ мкм при 4 К. Отношение удельного сопротивления $\rho(h)$ криопроводника толщиной h к удельному сопротивлению $\rho(\infty)$ при большой толщине, когда размерный эффект уже не оказывается, равно:

$$\rho(h)/\rho(\infty) = 1 + 3l/8h. \quad (2.17)$$

Для криопроводников при низких температурах и весьма малом удельном сопротивлении имеет значение также магнеторезистивный эффект, т. е. увеличение сопротивления в магнитном поле. Для учета влияния магнеторезистивного эффекта существуют различные формулы и графики; более точно вопрос должен решаться экспериментальной проверкой для каждого конкретного случая. Приближенно увеличение удельного сопротивления $\Delta\rho$, отнесенное к удельному сопротивлению $\rho(0)$, имеющему место в отсутствии поля, может быть описано формулой

$$\Delta\rho/\rho(0) = cB^2/(1+gB^2), \quad (2.18)$$

где B — магнитная индукция; c и g — постоянные.

Для алюминия (рис. 2.19), как и вообще для металлов нечетных — I, III и V групп системы Д. И. Менделеева, уже в относительно слабых полях отицнение $\Delta\rho/\rho(0)$ приближается к устанавлившемуся значению; у металлов четных — II, IV и VI групп системы Менделеева, в том числе для бериллия (рис. 2.20), такого «насыщения» не наблюдается. Отсюда следует важный вывод: в ряде случаев, когда криопроводник должен работать в сильных магнитных полях, применения бериллия нецелесообразно и лучше всего использовать алюминий.

2.5. Зонная теория твердого тела. Электропроводность полупроводников

Сравнение природы электропроводности в проводниках, полупроводниках и диэлектриках с электронным характером электропроводности может быть наглядно проведено с помощью зонной теории твердого тела, особо важной для рассмотрения полупроводников.

Как известно из физики, спектры излучения различных веществ в газообразном состоянии, когда отдельные атомы удалены друг от друга на весьма большие расстояния, являются линейчатыми. Это дает основание заключить, что в отдельных, не взаимодействующих друг с другом атомах имеются вполне определенные энергетические состояния (энергетические уровни) электронов. Чем дальше находится электрон от атомного ядра, тем выше его энергетический уровень.

В нормальном, невозбужденном состоянии атома часть уровней заполнена электронами, находящимися

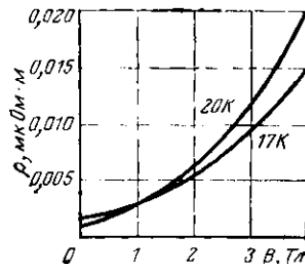


Рис. 2.20. Изменение удельного сопротивления бериллия высокой чистоты в функции магнитной индукции при различных температурах.

в устойчивом состоянии. При возбуждении атома внешними энергетическими воздействиями часть электронов переходит на более высокие уровни. Эти уровни не являются устойчивыми; возвращаясь в устойчивое состояние, атом отдаст свою излишнюю энергию в виде кванта излучения (фотона), обладающего энергией

$$\Delta W = W_1 - W_2 = hf = \hbar\omega, \quad (2.19)$$

где W_1 — энергия возбужденного состояния электрона; W_2 — энергия устойчивого состояния электрона; f — частота (ω — круговая частота) излучения; h — постоянная Планка (элементарный квант действия), равная $6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж/Гц; \hbar — вариант записи постоянной Планка («постоянная Дирака»),

$$\hbar = h/b,$$

где $b = 2 \cdot 3,14 \text{ с} \cdot \text{Гц}$, таким образом, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

Если же вещество находится в конденсированном (жидком или тем более в твердом) агрегатном состоянии, имеют место взаимодействия атомов; электронные уровни при этом смещаются и вместо отдельных уровней образуются полосы или зоны энергетических уровней, как это изображено схематически (для диэлектрика) на рис. 2.20 и 2.21.

Внешние (валентные) электроны атома на уровнях заполненной (валентной) зоны 2 диэлектрика не могут принимать участия в процессе переноса заряда и образования электрического тока в веществе. Они могут стать свободными носителями заряда только в случае получения ими извне значительного количества энергии ΔW . Поэтому в обычных условиях удельная проводимость диэлектриков ничтожна мала. У полупроводников, как это видно на рис. 2.22, б, ширина запрещенной зоны ΔW (не более 0,5 эДж или примерно 3 эВ) меньше, чем у диэлектриков; поэтому уже небольшие внешние энергетические воздействия (нагрев, облучение, электрическое поле) способны перебрасывать часть электронов из заполненной зоны в свободную зону (зону проводимости) и тем самым создавать электронную проводимость, значение которой существенно зависит от интенсивности внешних энергетических воздействий. Наконец, у проводников (рис. 2.22, в) лишь часть уровней валентной зоны занята электронами;

все электроны этой зоны участвуют в процессе электропроводности и поэтому удельная проводимость металлических проводников столь велика и не зависит от напряженности электрического поля (закон Ома!).

Таким образом, различие между диэлектриками и полупроводниками — не качественное, а лишь количественное и четкой границы между диэлектриками и полупроводниками не существует.

В полупроводнике переход электрона из заполненной зоны в свободную сопровождается образованием «дырки» в заполненной зоне; под действием внешнего электрического поля дырка может двигаться, но в направлении, противоположном направлению движения электрона — по полю, а не против поля.

Зонная теория твердого тела объясняет и роль донорных и акцепторных примесей в полупроводниках. На рис. 2.23,а представлена энергетическая диаграмма собственного полупроводника без примесей (*i*-полупроводника); как уже отмечалось выше, для перехода из заполненной зоны в свободную электрон должен воспринять извне некоторое количество энергии (около 0,05 эВ, т. е. $5 \cdot 10^{-20}$ Дж или примерно 3 эВ). Если же имеем полупроводник с донорной примесью или *n*-полупроводник (рис. 2.23,б), то благодаря наличию уровней донорной примеси, находящихся на сравнительно небольшом расстоянии ΔW_1 (примерно 2—20 фДж, т. е. $2 \cdot 10^{-15}$ — $2 \cdot 10^{-14}$ Дж) от нижнего края свободной зоны,

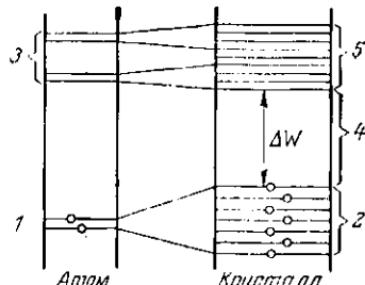


Рис. 2.21. Энергетические диаграммы изолированного атома (слева) и твердого кристаллического тела — диэлектрика (справа).

1 — нормальные энергетические уровни атома; 2 — заполненная электронами зона; 3 — уровни возбужденного атома; 4 — запрещенная зона; 5 — свободная зона; ΔW — ширина запрещенной зоны («экспериментальная щель»).

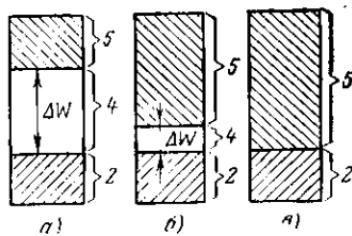


Рис. 2.22. Энергетические диаграммы твердых тел: диэлектрика (*a*), полупроводника (*b*) и проводника (*c*).
Обозначения те же, что и на рис. 2.21.

электроны примеси могут переходить в свободную зону под действием сравнительно незначительных внешних энергетических воздействий; это объясняет высокую удельную проводимость n -полупроводника с n -примесью по сравнению с собственным полупроводником. В случае же полупроводника с p -примесью (рис. 2.23, ν) уровни этой примеси находятся на небольшом расстоянии

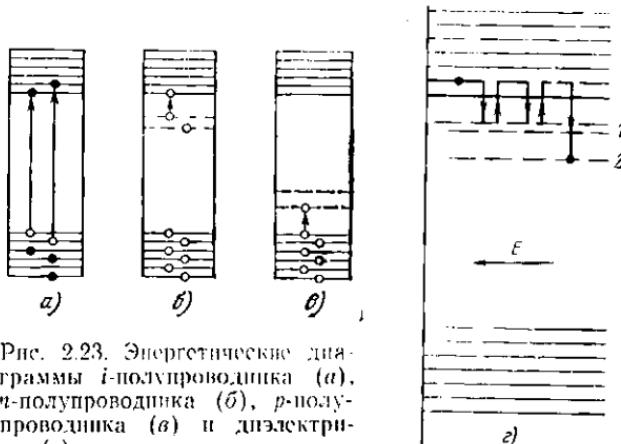


Рис. 2.23. Энергетические диаграммы i -полупроводника (а), n -полупроводника (б), p -полупроводника (в) и диэлектрика (г).

ΔW_2 (также примерно $2\text{--}20$ фДж, т. е. $2 \cdot 10^{-15}\text{--}2 \cdot 10^{-14}$ Дж) от верхнего края заполненной зоны, так что легко возможен уход электронов из заполненной зоны на незаполненные уровни примеси с образованием дырок (на рис. 2.20, как и на следующих рисунках, электроны обозначены черными, а дырки — светлыми кружками).

Рассматривая в качестве примера такой типичный электронный полупроводник, как кремний Si, мы должны иметь в виду, что кремний является элементом IV группы таблицы Менделеева, он четырехвалентен и каждый атом кремния связан с каждым из четырех ближайших соседей ковалентной связью, в которой участвуют два электрона (рис. 2.24). При разрыве такой связи образуются свободный электрон и незавершенная связь, которой на зонной диаграмме соответствует не занятное электроном состояние в заполненной зоне — дырка. При отсутствии внешнего электрического поля дырка, как и электрон, может совершать хаотические движения в пределах кристалла (переходы дырки из положения 1 в по-

ложения 2, 3 и 4, соответствующие переходам электрона в обратном направлении, что показано стрелками на рис. 2.24). Чистый (без примесей) кремний — полупроводник с собственной электропроводностью, или сокращение «собственный» полупроводник или *i*-полупроводник (обозначения *i*, *n* и *p* — первые буквы слов intrinsic, negative и positive).

Допорной примесью к кремнию может быть элемент V группы таблицы Менделеева, например мышьяк As. Пятый валентный электрон атома мышьяка является «лишним» и в ковалентной связи с атомами кремния Si не участвует (рис. 2.25). Энергия связи этого электрона со своим атомом в данном случае (примесь As в Si) всего лишь 0,01 эВ (в то время как энергия, необходимая для разрыва ковалентной связи между двумя атомами Si, равна 1,12 эВ). Так как тепловая энергия частицы при нормальной температуре имеет значение $kT = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ × 300 К ≈ 4,4 · 10⁻²³ Дж, или 0,03 эВ, вследствие тепловых колебаний кристаллической решетки свободные носители в примесном *n*-кремнии, т. е. свободные электроны, будут возникать уже при комнатной температуре.

Примесь элемента III группы таблицы Менделеева, например алюминия Al, будет уже акцепторной; атом Al имеет всего три ва-

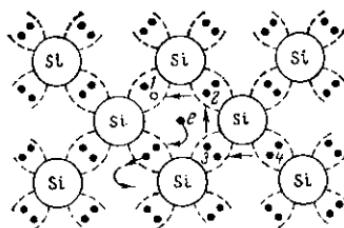


Рис. 2.24. Плоская модель кристаллической решетки *i*-кремния.

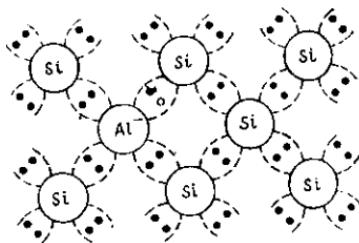


Рис. 2.25. Плоская модель кристаллической решетки *n*-кремния (легированного мышьяком).

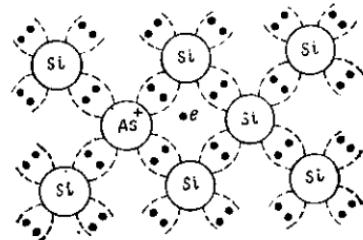


Рис. 2.26. Плоская модель кристаллической решетки *p*-кремния (легированного алюминием).

лентных электрона, т. е. меньше, чем это необходимо для завершения связей между атомами Si (рис. 2.26); при малой (порядка сотых долей электрон-вольта) энергии, необходимой для образования дырок, в кремнии, легированном алюминием, также легко могут образовываться свободные носители, но ими теперь будут дырки; иными словами, кремний с примесью алюминия — дырочный полупроводник p -кремний.

Очевидно, что чистый, нелегированный кремний имеет сравнительно высокое удельное сопротивление ρ , а кремний, легированный как донорами, так и акцепторными примесями, — весьма низкое ρ .

При повышении температуры ρ полупроводников сильно снижается вследствие образования новых свободных носителей заряда, т. е. температурный коэффициент удельного сопротивления ТК ρ полупроводников отрицателен (рис. 2.27). Это положение справедливо при изменении температуры в широких пределах; у примесных полупроводников на отдельных участках изменения температуры ТК ρ может быть и положительным.

Влияние давления на удельное сопротивление ρ полупроводников может быть весьма различным: в определенных диапазонах изменения давления барический коэффициент удельного сопротивления БК ρ может быть как положительным, так и отрицательным; при определенных значениях ρ значение ρ может проходить как через максимум, так и через минимум. У многих полупроводников при действии достаточно высоких гидростатических давлений ρ резко снижается, достигая иногда столь малых значений, которые характерны для проводников (переход в «металлическое состояние», или «металлизация» полупроводника). Так, снижение ρ на пятьдесят порядков наблюдается у кремния Si при давлении $p = (1,95 \pm 2,00) \cdot 10^{10}$ Па, а у германия Ge — при $p = (1,20 \pm 1,25) \cdot 10^{10}$ Па. У арсенида индия InAs при повышении ρ от значения нормального атмосферного давления до 10^{10} Па значение ρ плавно возрастает приблизительно на три порядка, а при достижении значения давления 10^{10} Па — скачкообразно снижается примерно на четыре порядка.

Удельное сопротивление ρ полупроводников сильно зависит от самых различных факторов, которые могут влиять на образование или рекомбинацию свободных носителей заряда (наличие примесей, температура,

освещенность, напряженность электрического поля и т. п.). Недаром П. А. Флоренский (1924 г.) называл полупроводники «изменчивыми проводниками». Именно эта изменчивость ρ электронных полупроводников и служит причиной столь широкого применения этих материалов в новой технике.

Отметим для сравнения, что электропроводность у диэлектриков может осуществляться рядом более сложных механизмов передачи зарядов, чем у полупроводников, например переносом заряда по ловушкам захвата различной глубины. Обычно в реальных кристаллических и аморфных диэлектриках имеется ряд структурных дефектов, к которым можно отнести: донорные и акцепторные примеси; ваканции, т. е. отсутствие в узле решетки атома или иона (в кристаллах), составляющих этот узел; междуузельные атомы и ионы; дислокации, т. е. искажения в построении решетки вещества, вызывающие обычно механические напряжения в ней; поверхности раздела монокристаллов в поликристаллах; межмолекулярные полости в полимерах и др.

В энергетической зонной диаграмме каждый из видов дефекта в запрещенной зоне (рис. 2.23,а) создает свой энергетический уровень 1 или 2, на который способен захватить свободный носитель заряда (электрон) на короткий промежуток времени. Такой уровень дефекта называется уровнем захвата или уровнем приятия, а сам дефект ловушкой захвата.

Условно ловушки захвата разделяются на мелкие, средние и глубокие. Первые имеют малую энергию активации (до 0,2 эВ), а глубокие более 0,8—1,0 эВ. Ловушки захвата расположены в запрещенной зоне вблизи границ энергетических зон и энергично обмениваются с этими зонами носителями заряда. Обмен состоит в том, что электрон зоны проводимости, захваченный ловушкой, расположенной вблизи дна этой зоны, не остается длительное время на уровне, а вследствие теплового возбуждения вновь переходит в зону проводимости. Такого рода обмен осуществляется непрерывно. При наличии внешнего электрического поля с напряжени-

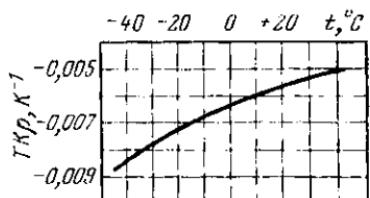


Рис. 2.27. Зависимость ТК ρ карбида кремния SiC от температуры. По В. В. Пасынкову.

постью E (рис. 2.23,г) захваченный на ловушку электрон осуществляет перескок на другой дефект, расположенный преимущественно вдоль вектора E .

Более подробные сведения о зонной теории твердого тела и об электропроводности полупроводников см. [3, 12, 15, 25].

2.6. Эффект Холла

В 1879 г. американский физик Холл (A. Hall) открыл интересное явление, ставшее на протяжении столетия предметом экспериментального и теоретического изучения, а за последние десятилетия — используемое в практике в ряде приборов. Необходимо сразу оговориться, что физическая сущность эффекта Холла чрезвычайно сложна, и приводимые ниже краткие и чрезвычайно элементарные сведения об этом эффекте можно рассматривать лишь как весьма упрощенное изложение вопроса.

Представим себе шину из проводящего материала с прямоугольным поперечным сечением $a \times b$, по которой проходит постоянный ток I (рис. 2.28). Длину шины считаем достаточно большой, чтобы плотность тока

$$J = I/ab$$

была постоянной по всей длине рассматриваемого участка шины.

Если создадим внешнее магнитное поле, перпендикулярное направлению J , то между краями шины появится поперечная разность потенциалов — напряжение Холла

$$U_{\perp} = XB/I/a = XBIb, \quad (2.20)$$

создающее поперечную напряженность электрического поля

$$E_{\perp} = U_{\perp}/b.$$

Здесь B — магнитная индукция (имеется в виду линия магнитной индукции, создаваемая внешним источником магнитного поля, но не магнитная индукция, вызываемая идущим вдоль полосы транспортным током I); X — параметр материала шины, называемый коэффициентом Холла.

Легко видеть, что размерность коэффициента Холла есть

$$\text{dim } X = L^3 \cdot T^{-3} \cdot F^{-1},$$

а единица

$$[X] = \text{м}^3/\text{Кл}$$

(метр в кубе на кулон).

Рассмотрим силу, действующую на движущийся электрон (носитель заряда, участвующий в образовании транспортного тока). Эта сила — сила Лоренца \mathbf{F} — имеет две составляющие:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_k + \mathbf{F}_d = eE + [e][vB]. \quad (2.21)$$

Первая составляющая \mathbf{F}_k — кулоновская сила, действующая как на неподвижный, так и на движущийся заряд [см. (1.3)]. Вторая составляющая \mathbf{F}_d , введенная Лоренцем, — сила, действующая только на движущийся в магнитном поле заряд (при неподвижном

заряде $v=0$ и $F_A=0$). Так как в рассматриваемом случае направления \mathbf{v} и \mathbf{B} взаимно перпендикулярны, так что имеем просто $F_A = |e|vB$.

Направление силы F_A может быть определено или по правилу образования векторного произведения (правило винта), или же по

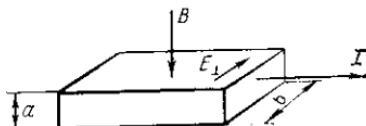


Рис. 2.28. К рассмотрению эффекта Холла.

правилу Флеминга «левой руки», но во втором случае надо учесть положительное направление тока, т. е. против дрейфа электронов. В случае рис. 2.28 электроны отжимаются к задней стенке пинны.

Если изменить одно из двух направлений — или I , или \mathbf{B} , направление холловского напряжения U_{\perp} изменится на обратное, но при одновременном изменении и I , и \mathbf{B} не изменится. Легко установить, что если в пинне движутся не электроны (отрицательные ионы), а положительно зарженные ионы (дырки в полупроводнике p -типа электропроводности), то они будут отжиматься к той же стенке, что и электроны.

Напряженность Холла E_{\perp} создает кулоновскую силу eE_{\perp} , противодействующую поперечному «сдуванию» электронов. При равенстве

$$evB \parallel eE_{\perp} = 0. \quad (2.22)$$

Умножим обе части этого уравнения на nab (где n , как и ранее, — концентрация носителей). С учетом того, что согласно (2.1) $nev=J$, а $I=Jab$, получим уравнение можно представить в виде

$$U_{\perp} = BI/aen. \quad (2.23)$$

Сравнивая (2.23) с (2.20), получаем весьма простое соотношение

$$X = -1/en. \quad (2.24)$$

Для дырочной электропроводности, рассуждая аналогично вышеприведенному, находим:

$$X = 1/ep, \quad (2.25)$$

где p — концентрация дырок.

Таким образом, знак коэффициента Холла дает возможность определить знак носителей (n - или p -электропроводность, что особенно важно для полупроводников), а соотношения (2.24) и (2.25) позволяют определить и концентрацию носителей заряда.

Учет рассеяния свободных носителей заряда на тепловых колебаниях кристаллической решетки полупроводника и на атомах примесей дает уточненные варианты формул (2.24) и (2.25):

$$X = -1,17/en; \quad (2.24')$$

$$X = 1,17/ep, \quad (2.25')$$

а при рассеянии на ионах примеси мы имеем соответственно

$$X = -1,93/en; \quad (2.21')$$

$$X = 1,93/ep. \quad (2.23')$$

«Сдувание» носителей заряда поперечным магнитным полем наряду с появлением паирожжения Холла создает и увеличение сопротивления ионы прохождению по ней транспортного тока (явление, в известной степени сходное с уже упоминавшимся магниторезистивным эффектом). Особо сильно выражено увеличение сопротивления в магнитеом поле у ионов.

Помимо применения для исследования физической природы электропроводности различных материалов, эффект Холла используется в различных устройствах: датчиках, генераторах и т. п.

2.7. Ионная и молионная электропроводности диэлектриков

В § 2.1—2.6 преимущественно рассматривалась электронная электропроводность различных веществ. Электропная электропроводность — важное явление, рассмотрение которого позволяет уточнить многие представления о строении вещества; это явление — главным образом в проводниках и полупроводниках — имеет и большое применение в технике.

Однако в технике электрической изоляции часто приходится иметь дело с ионной, а иногда и с довольно близкой к ней молионной электропроводностью.

В чрезвычайно отчетливом виде ионная электропроводность наблюдается у проводников II рода, как называются (в отличие от проводников I рода, т. е. металлов) электролиты — растворы (в воде и иных жидкостях) и расплавы солей, кислот, щелочей и других соединений, молекулы которых легко подвергаются электролитической диссоциации, т. е. расщепляются на две части — положительно и отрицательно заряженные ионы (катион и анион).

Ионная электропроводность может наблюдаться и у кристаллических диэлектриков, однако особенно характерна ионная электропроводность для аморфных веществ — смол, лаковых пленок, компаундов, стекол и ряда других веществ, весьма широко распространенных в технике электрической изоляции, а также для жидких диэлектриков. У керамических материалов типа фарфора, содержащих наряду с кристаллической фазой также и аморфную (стекловидную) фазу, электропроводность в значительной степени определяется аморфной фазой.

При движении ионов в электрическом поле имеет место электролиз, т. е. перенос вещества, связанный с образованием вблизи электродов новых химических веществ (примеры: выделение металлов на катоде при гальваниопластике, электрометаллургических процессах и пр.; рабочие процессы гальванических элементов и аккумуляторов; выделение кислорода на аноде и водорода на катоде при электролизе подкисленной воды, формовка алюминия, tantalа и других вентильных металлов).

При электролизе у проводников II рода количество перенесенных с током веществ пропорционально количеству прошедшего через вещество электричества в соответствии с законами Фарадея. Согласно первому закону Фарадея масса перенесенного с током и выделившегося на электроде вещества равна:

$$M = KQ, \quad (2.26)$$

где Q — количество прошедшего электричества, Кл; K — электрохимический эквивалент вещества, кг/Кл.

Второй закон Фарадея, дающий возможность определять значение K в (2.26) для различных веществ, устанавливает, что отношение прошедшего количества электричества к количеству (выраженному в молях) вещества, выделившегося на электроде, есть величина постоянная — «число Фарадея» F_0 . Ее значение равно:

$$F_0 = A_0 |e| = 96\,485 \text{ Кл/моль}, \quad (2.27)$$

где A_0 — число Авогадро; e — заряд электрона.

Под действием внешнего электрического поля анионы и катионы движутся в противоположных направлениях, так что общая проводимость вещества равна сумме анионной и катионной проводимостей [см. формулу (2.6)]. Доля общего количества электричества, неренесенная анионами и катионами, называется числом переноса анионов и катионов. Очевидно, что сумма обоих чисел переноса равна единице. В частных случаях в твердых диэлектриках в образовании электропроводности может принимать участие только один вид иона, обычно меньший по геометрическим размерам и поэтому более подвижный, так что число переноса этого иона равно единице; лишь при повышении температуры и соответствующем пони-

жении вязкости вещества начинает двигаться и второй ион.

Имеется ряд твердых электролитов, которые обладают весьма высокой ионной проводимостью. Таким является сверхионный проводник RbAg_4I_5 , имеющий удельную электрическую проводимость примерно $2,7 \cdot 10^{-3}$ См/м (при 25°C). На основе этого материала можно создать ряд устройств с высокой удельной емкостью (конденсаторы, источники тока, таймеры и др.) — ионисторов. Наиболее распространенная электрохимическая структура ионистора имеет вид: $—\text{Ag}|\text{RbAg}_4\text{I}_5|\text{C}^+$. При приложении источника тока (минус на серебряный электрод, плюс — на угольный) система $\text{Ag}|\text{RbAg}_4\text{I}_5|\text{C}$ заряжается. Во время зарядки подвижные ионы серебра Ag^+ , содержащиеся в твердом электролите RbAg_4I_5 , мигрируют к катоду Ag и оседают на нем в виде металлического серебра. На положительном угольном электроде C происходит разделение заряда и образование двойного слоя, который (обычно в сверхионных проводниках) сжат до размеров слоя Гельмгольца.

Описанный процесс электролиза в твердом электролите может протекать до напряжения его разложения ($U_p = 0,67$ В), по достижении которого на угольном электроде начинает выделяться свободный йод. Во время разряда конденсаторной структуры $\text{Ag}|\text{RbAg}_4\text{I}_5|\text{C}$ осевшее серебро растворяется и возвращается в электролит. Поскольку емкость ионистора определяется двойным электрическим слоем, то его рабочее напряжение не превышает напряжение разложения электролита U_p и обычно составляет около 0,5 В. Удельная емкость ионисторов с угольным анодом достигает примерно $8,5 \cdot 10^6$ Ф/м³ при удельном сопротивлении утечки приблизительно 10^8 Ом·м. Планарное изготовление ионистора с анодом из золота Au позволяет получать конденсаторы (толщиной 10—20 мкм) с удельной емкостью до 15 Ф/м² при рабочем напряжении до 0,45 В.

Диэлектрики, у которых имеет место ионная электропроводность, также подвергаются электролизу, но он выражен менее заметно, так как благодаря высокому удельному сопротивлению вещества пропустить через него большое количество электричества можно лишь в течение длительного времени при приложении относительно высокого постоянного напряжения; более отчетливо может наблюдаться электролиз в диэлектриках при

новышенных температурах, когда удельное сопротивление вещества понижено.

В ряде случаев электролизу подвергается основное вещество диэлектрика; примером может служить стекло, в котором благодаря его прозрачности можно непосредственно наблюдать выделение продуктов электролиза —



Рис. 2.29. Миграция серебра в слое увлажненной бумаги (микрофото среза, пропитанного канадским бальзамом для улучшения прозрачности).

1 — серебряный катод; 2 — депонты серебра; 3 — анод. По Коману (G. I. Komman).

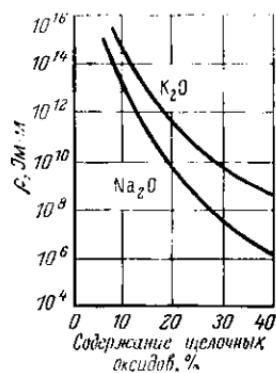
при пропускании постоянного тока через стекло, нагретое для уменьшения вязкости и повышения проводимости, у катода образуются характерные ветвистые отложения («дендриты») входящих в состав стекла металлов, чаще всего натрия. Образование дендритов наблюдается также и в щелочно-галогенидных кристаллах при длительном пропускании через них постоянного тока при повышенной температуре. Не следует смешивать приводимый здесь термин «дендрит» с передко применяемым (наряду с термином «триинг») для обозначения развивающегося под действием приложенного высокого напряжения местного пробоя в твердом диэлектрике термином «дендрит».

Отметим здесь же, что в некоторых случаях наблюдается прорастание в изоляцию дендритов, образующихся из металла одного из электродов (катода), переносимого («мигрирующего») в толщу изоляции. В частности, сравнительно склонно к миграции серебро (рис. 2.29). Понятно, что образование металлических дендритов может ухудшить качество изоляции.

Значительный интерес представляется электропроводность стекол различного химического состава. Кварцевое стекло (100% SiO_2) обладает высоким удельным сопротивлением (порядка $10^{15} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ при 500 К). Содержание других

Рис. 2.30. Зависимость удельного объемного сопротивления двухкомпонентных стекол систем $\text{SiO}_2-\text{Na}_2\text{O}$ и $\text{SiO}_2-\text{K}_2\text{O}$ от содержания (по массе) щелочного оксида, заменяющего часть SiO_2 в исходном высококремнеземистом стекле.

составных частей ухудшает электроизоляционные свойства силикатного стекла; особо резко оказывается на уменьшении введение оксидов щелочных металлов, что объясняется малым размером ионов щелочных металлов и соответственно их высокой подвижностью. Из двух практически наиболее важных щелочных металлов имеющий меньший размер ион натрия имеет подвижность больше, чем ион калия; поэтому с точки зрения уменьшения удельного сопротивления присутствие в составе силикатного стекла натрия более вредно, чем калия (рис. 2.30).



Введение в состав щелочного стекла тяжелых оксидов (например, BaO , PbO) повышает ρ стекла. При одновременном присутствии двух различных щелочных оксидов в составе стекла электроизоляционные свойства его могут быть значительно выше, чем при наличии только одного щелочного оксида в количестве, равном суммарному содержанию двух оксидов («полищелочной» или «нейтрализационный» эффект). Более того, иногда оказывается возможным улучшить электроизоляционные свойства щелочного стекла добавлением другого щелочного оксида, даже и без уменьшения содержания ранее имевшегося в стекле щелочного оксида («эффект давления»). Нейтрализационный эффект повышения удельного сопротивления у $\text{K}-\text{Li}$ -стекол выражен значительно сильнее, чем у $\text{K}-\text{Na}$ - или $\text{Na}-\text{Li}$ -стекол (рис. 2.31). При подборе оптимальных составов возможно получение стекол с высокими электроизоляционными свойствами при наличии высокого содержания щелочных оксидов. Эти стекла технологически более удобны, так как у них температура размягчения относительно невысока, а зависимость вязкости от температуры сравнительно пологая.

Выше говорилось об ионной электропроводности, обусловленной электролитической природой основного вещества диэлектрика. Но часто встречаются такие случаи (примеры — большинство органических полимеров), когда молекулы основного вещества диэлектрика не обладают способностью ионизироваться, но ионная элек-

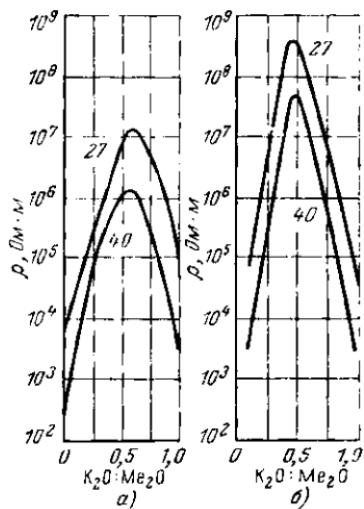


Рис. 2.31. Зависимость удельного объемного сопротивления ρ при температуре 150°C от доли содержания K_2O по отношению к суммарному содержанию обоих щелочных оксидов Me_2O для трехкомпонентных стекол систем $\text{SiO}_2-\text{Na}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}$ (a) и $\text{SiO}_2-\text{Li}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}$ (b). 27 и 40% — суммарное молекулярное содержание в стекле щелочных оксидов. По О. В. Мазурину и Е. С. Борисовскому.

тропроводность имеет место за счет практически неизбежно присутствующих в диэлектрике загрязнений — примесей влаги, солей, щелочей, кислот и т. п. Даже весьма малые, иногда с трудом обнаруживаемые химическим анализом примеси способны заметно влиять на проводимость вещества; поэтому-то при изготовлении диэлектриков и вообще в технике электрической изоляции весьма важны чистота исходных компонентов и отсутствие возможности загрязнения при технологических процессах.

У диэлектриков с чисто ионным характером электропроводности, как и у проводников II рода, строго соблюдается закон Фарадея, закон пропорциональности между количеством пропущенного через вещество электричества и количеством выделившихся на электродах веществ. Применимость закона Фарадея к ряду практически важных электронизоляционных материалов была подтверждена весьма точными опытами В. И. Пружининой-Грановской.

Молекулярная электропроводность по своей физической сущности довольно близка к ионной. Этот вид электропроводности наблюдается в коллоидных системах, которые представляют собой тесную смесь двух веществ (фаз), причем одна фаза в виде мелких частиц (капель, зерен, пылинок и т. п.) — дисперсная фаза — равномерно взвешена в другой фазе (дисперсионной среде). Из коллоидных систем наиболее часто встречаются в электроизоляционной технике эмульсии (обе фазы — жидкости) и суспензии (дисперсная фаза — твердое вещество, дисперсионная среда — жидкость). Стабильность эмульсий и суспензий, т. е. способность их длительно сохраняться без оседания дисперсной фазы на дно сосуда (или всплытия ее на поверхность) вследствие различия плотностей обеих фаз, объясняется наличием на поверхности частиц дисперсной фазы электрических зарядов; при одноименном заряде частицы взаимно отталкиваются. Такие заряженные частицы дисперсной фазы называются молюками; при наложении на коллоидную систему электрического поля молюки приходят в движение, т. е. имеет место явление электрофореза. Примеры практического использования явления электрофореза — покрытие металлических предметов каучуком и смолами из их суспензий, обезвоживание различных материалов в электрическом поле и пр.

Внешне электрофорез отличается от электролиза тем, что при электрофорезе не наблюдается образования новых веществ, а лишь меняется относительная концентрация дисперсной фазы в различных частях объема вещества. Молионная электропроводность наблюдается у некоторых диэлектриков — жидких лаков и компаундов, увлажненных масел и т. п.

В случае ионной и молионной электропроводности характер движения заряженных частиц (имеющих размеры порядка размеров молекул или еще более крупных) совершенно другой по сравнению с рассмотренным выше движением электронов при металлической электропроводности.

На электропроводность жидких, а также аморфных вязких материалов (смолы, компаунды и т. п.) весьма большое влияние оказывает вязкость вещества.

Различают два основных вида вязкости — динамическую (иначе абсолютную), или коэффициент внутреннего трения, и кинематическую.

Динамическая вязкость η — сила сопротивления двух слоев жидкости площадью, равной единице, находящихся на расстоянии друг от друга, равном единице, и перемещающихся относительно друг друга со скоростью, равной единице.

Кинематическая вязкость ν — отношение динамической вязкости η к плотности D вещества, измеренной при той же температуре:

$$\nu = \eta / D; \quad (2.28)$$

при выражении D в $\text{кг}/\text{м}^3$ получаем единицу СИ кинематической вязкости:

$$[\nu] = \frac{[\eta]}{[D]} = \frac{\text{Н} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}^3} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \cdot \frac{\text{с} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}^3} = \frac{\text{м}^2}{\text{с}},$$

т. е. ту же единицу, что и единица других коэффициентов переноса.

Динамическая вязкость η воды при 20°C равна примерно 0,0010, а при 0°C — 0,0018 Па·с (следовательно, кинематическая вязкость ν воды при этих значениях температуры близка соответственно к $1,0 \cdot 10^{-6}$ и $1,8 \cdot 10^{-6}$ $\text{м}^2/\text{с}$, так как плотность воды $D \approx 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$).

В электроизоляционной технике часто приходится также иметь дело с **условной вязкостью**, определяемой приборами более простыми, чем вискозиметры, служащие для определения абсолютной и кинематической вязкости. Условная вязкость для масел, лаков и других групп материалов связывается с абсолютной и кинематической вязкостью эмпирическими формулами.

По закону Стокса движение шара с радиусом r в вязкой среде (жидкость или аморфное вязкое вещество) под действием постоянной силы F равномерно и скo-

рость v его равна:

$$v = F / (6\pi r \eta), \quad (2.29)$$

где η — динамическая вязкость среды.

Закон Стокса действителен для малой скорости движения шара в неограниченном объеме жидкости.

Для иллюстрации практического использования закона Стокса в лабораторной практике отметим определение вязкости жидкости шариковым вискозиметром. В испытуемую жидкость под действием силы тяжести погружается стальной шарик, скорость погружения которого определяется хронометрированием его прохождения между двумя отмечками на сосуде с жидкостью. В этом случае в соответствии с законом Архимеда сила F в (2.29) равна:

$$F = (4\pi r^3 / 3) g (D' - D''), \quad (2.30)$$

где D' — плотность материала шарика; r — радиус шарика; D'' — плотность жидкости; g — ускорение силы тяжести.

Теперь динамическую и кинематическую вязкость жидкости можно рассчитать по соответствующим формулам:

$$\eta_a = \frac{F}{6\pi r v} = \frac{2}{9} \frac{r^2 g (D' - D'')}{v}; \quad (2.31)$$

$$\eta = \frac{\eta_a}{D'} = \frac{2}{9} \frac{r^2 g (D' - D'')}{v D'^2}. \quad (2.31')$$

Полагая условно, что ион (или молион) имеет шарообразную форму, и подставляя в (2.5) значения скорости v из (2.29) и движущей силы $F = Eq$, где q — заряд иона (молиона), получаем:

$$\gamma = \frac{q^2}{6\pi r} \frac{n}{\eta} \quad (2.32)$$

Как правило (если только при нагреве не имеют места полимеризация или другие побочные процессы), вязкость уменьшается при повышении температуры (пример — рис. 2.32).

Во многих случаях связь вязкости с температурой хорошо описывается формулой

$$\eta_2 = \eta_1 \exp [-c(T_2 - T_1)], \quad (2.33)$$

где η_1 — вязкость при температуре T_1 ; η_2 — вязкость при температуре T_2 ; c — постоянная.

Понижение вязкости при повышении температуры, как видно из (2.32), должно вести к повышению γ при росте температуры как при ионной, так и при молионной электропроводности. Значение n в случае молионной электропроводности при повышении температуры практически не изменяется, а в случае ионной электро проводности — возрастает (вследствие тепловой диссоциации молекул), что также ведет к увеличению γ . Таким образом, можем сделать заключение о том, что при повышении температуры значение γ большинства диэлектриков должно увеличиваться, а ρ — уменьшаться. Ряд примеров будет приведен ниже.

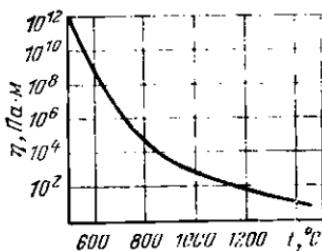


Рис. 2.32. Зависимость динамической вязкости η от температуры для циатриево-алюмосиликатного стекла.

Из (2.32) следует, что для данного вещества с ионным или молионным характером электропроводности при изменении температуры n , следовательно, вязкости в том случае, когда n от температуры не зависит (полагаем также, что r и q неизменны), должно соблюдаться «правило Л. В. Писаржевского — П. И. Вальдена»:

$$\gamma\eta = \eta/\rho = \text{const.} \quad (2.34)$$

Формула (2.32) для случая молионной электропроводности может быть преобразована следующим образом. Молионы заряжены до потенциала ζ («электрокинетический потенциал» или «дзета-потенциал») по отношению к дисперсионной среде. По эмпирическому правилу Кепа (Сохен, 1909 г.) обычно заряжается положительно та фаза (или молионы, или дисперсионная среда), у которой диэлектрическая про-

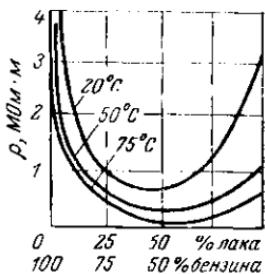


Рис. 2.33. Зависимость удельного объемного сопротивления ρ смесей маслянико-битумного лака с бензином от состава смеси и температуры. По Б. М. Тарееву и В. А. Баеву.

ицаемость больше. Полагая, что молион представляет собой шар радиусом r , м, находим его емкость $C = 4\pi\epsilon_0 r$ [см. (1.35)]; заряд молиона равен $q = C\xi = 4\pi\epsilon_0 r\xi$, Кл.

Подставляя получившее значение q в (2.32), получаем выражение для удельной проводимости при молионной электропроводности:

$$\gamma = \frac{8\pi}{3} \epsilon_0 \xi^2 r \frac{\tau n}{\eta}. \quad (2.35)$$

На рис. 2.33 представлены зависимости удельного объемного сопротивления ρ коллоидной системы — смеси масляно-битумного лака с разбавителем (бензином) — от состава смеси и температуры. Как видно, уже при добавлении весьма малых количеств лака к бензину ρ резко уменьшается вследствие возрастания n в формуле (2.35); при дальнейшем увеличении содержания лака значение ρ переходит через минимум и далее повышается

(вследствие возрастания η в той же формуле). Естественно, что при одной и той же концентрации коллоидного раствора значения ρ , соответствующие более высоким температурам, меньше, чем соответствующие более низким температурам.

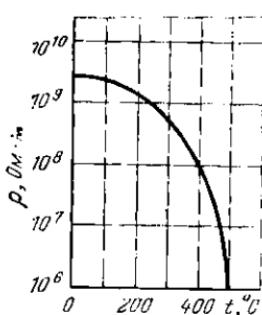
Пример температурной зависимости удельного сопротивления ρ диэлектрика с ионным характером электропроводности дан на рис. 2.34.

Таким образом, как правило, условия работы электрической изоляции ухудшаются при возрастании температуры. В частности, сопротивление изоляции электрических машин, аппаратов, печей и т. п. при рабочих температурах много ниже, чем при нормальной температуре (рис. 2.35).

Рис. 2.34. Зависимость ρ от температуры для стеклоэмали. По Б. М. Тарееву.

При весьма низких температурах, наоборот, даже низкокачественные (в обычных условиях) диэлектрики приобретают высокие значения ρ .

Если в материале происходят глубокие изменения его физико-химической природы, эти изменения существенно сказываются на проводимости. Так, на рис. 2.36



даны изменения удельной проводимости в функции времени полимеризации термореактивного олигоэфиракрилатного компаунда при различных содержаниях инициатора полимеризации; наблюдение за изменением электрических свойств материала, в данном случае ρ , может быть использовано для контроля степени полимеризации.

У диэлектриков, содержащих кристаллизационную воду и теряющих ее при нагреве до некоторой температуры, потеря кристаллизационной воды может привести к резкому возрастанию удельного сопротивления (рис. 2.37; в данном случае температура удаления кристаллизационной воды близка к 400°C). Потеря кристаллизационной воды бывает связана с существенным изменением физико-механических свойств материала (так, у аебестата и слюды при этом наблюдается изменение внешнего вида, снижение механической прочности и гибкости и т. п.).

Отметим еще одно весьма важное обстоятельство. Из (2.35) видно, что значение удельной проводимости γ ди-

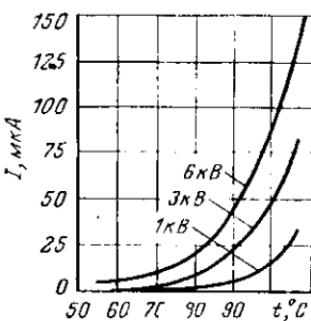


Рис. 2.35. Зависимости тока утечки через изоляцию тягового электродвигателя (при различных значениях испытательного напряжения постоянного тока) от температуры. По Одоку (A. M. Odok) и Судейману (T. M. Soelaiman).

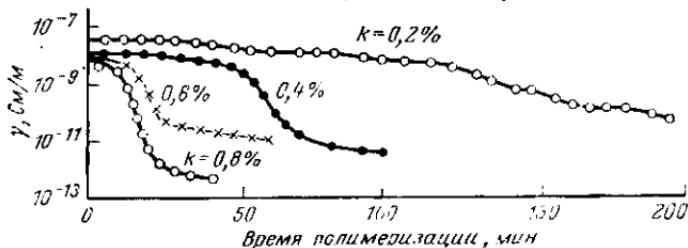


Рис. 2.36. Изменение удельной проводимости γ термореактивного олигоэфиракрилатного компаунда (диметакрилатгликоляфталата) при различных содержаниях k инициатора полимеризации в функции времени полимеризации при 20°C . По Б. М. Тарееву, Л. В. Ямановой и О. В. Смирновой.

электрика с молионным характером электро проводности существенно зависит от диэлектрической проницаемости дисперсионной среды так как в выражение для γ входит

ϵ_r^2 . Но и в случае нейтральной электропроводности высокая диэлектрическая проницаемость повышает диссоциирующую способность растворителя, т. е. ведет к повышению ρ и тем самым γ . Следствие (при наличии практически неизбежных загрязнений) — большая удельная проводимость воды ($\text{es} \epsilon_r \approx 80$), спирта, глицерина, ацетона и других обладающих высоким значением ϵ_r сильно полярных жидкостей (подробнее — см. гл. 3). Поэтому такие жидкости на практике в качестве электроизоляционных материалов используются лишь в особых случаях, но знание их свойств весьма важно, так как они часто присутствуют в виде примесей в электрической изоляции. Для твердых диэлектриков сказанное наглядно иллюстрирует рис. 2.38, на котором даны значения ϵ_r и ρ для некоторых технически чистых материалов.

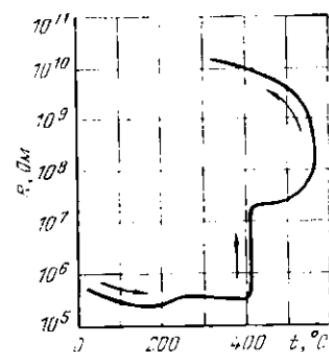
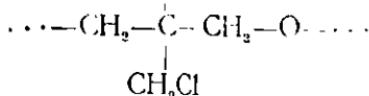


Рис. 2.37. Изменение сопротивления отрезка асбестовой ленты при повышении и последующем понижении температуры. По Б. М. Тареску.

сти с высокой температурой кипения) может привести к существенному ухудшению свойств композиции (см. также гл. 4). Как правило, порошкообразные или волокнистые наполнители также ухудшают электроизоляционные свойства полимеров. Однако оказалось возможным добавление наполнителя (например, каолина, талька, мела) к пластифицированному полимеру — пентапласту



новысить ρ (а также уменьшить угол диэлектрических потерь и повысить электрическую прочность) композиции (Г. П. Казанчян и К. О. Алтуниян, 1978 г.). Этот эффект объясняется тем, что на поверхности частиц па-

полнителя происходит адсорбция молекул пластификатора, находящегося в свободном объеме между надмолекулярными образованиями полимера, что приводит к уменьшению подвижности частиц пластификатора, принимающих участие в создании сквозной проводимости; взаимодействие между частицами наполнителя и пластификатора повышается с ростом температуры и в соответствии с этим увеличение удельного сопротивления композиции более заметно при повышенных температурах (рис. 2.39).

Как отмечалось, в некоторых случаях диэлектрические материалы обладают электронной электропроводностью. В твердых диэлектриках этот вид электропроводности в основном объясняется наличием в кристаллической решетке различного рода дефектов, концентрация которых может увеличиваться с ростом температуры.

При исследовании ряда галогенидов металлов при температурах порядка нескольких сотен градусов Цельсия было установлено, что для AgCl , AgBr и $\alpha\text{-AgI}$ значения чисел переноса: катионов $v_+=1$ и $v_-=0$, т. е. электропроводность полностью катионная (носители заряда — ионы серебра Ag^+), а для BaCl_2 , BaBr_2 , PbCl_2 и PbBr_2 , наоборот, $v_+=0$ и $v_-=1$, т. е. электропроводность полностью анионная (носители заряда — ионы хлора

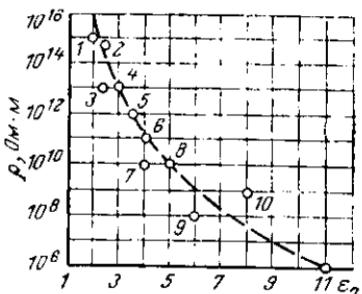


Рис. 2.38. Сравнение ориентировочных значений удельного сопротивления ρ и диэлектрической проницаемости ϵ для ряда диэлектриков.

1 — политетрафторэтилен; 2 — полистирол; 3 — полизитилен; 4 — полиметакрилат; 5 — кремнийорганическая резина; 6 — найлон; 7 — цианодиэлюза; 8 — фенолформальдегидная смола; 9 — эбонит; 10 — микалекс; 11 — натрий-бутадиеновая резина.

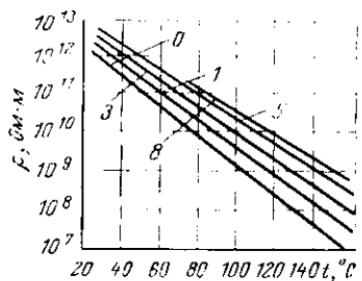


Рис. 2.39. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ пластифицированного пентапластика с различным содержанием наполнителя (каолина). Содержание наполнителя по массе, %, указано на графиках. По Г. П. Казаничю и К. О. Алтуничу.

Cl^- и брома Br^-), в то время как для PbI_2 значения чисел переноса: $v_+=0,667$ и $v_-=0,333$, т. е. две трети тока переносится катионами (ионами свинца Pb^{++}), а одна треть — анионами (ионами йода I^-). Для каменной соли NaCl при 425°C значения $v_+=1$ и $v_-=0$ (носители заряда — ионы натрия Na^+), но при дальнейшем повышении температуры появляется некоторая анионная электропроводность (в электропроводности начинают участвовать ионы хлора Cl^-); так, при 510°C значения v_+ и v_- составляют 0,981 и 0,019, а при 625°C — уже 0,929 и 0,071 соответственно. В то же время в $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$ около 99% тока переносится электронами. Рутил TiO_2 имеет электропроводность электронного типа. М. Д. Машкович обнаружила чисто электронный характер электропроводности у ряда титанатов (BaTiO_3 , BaTi_4O_9 , CaTiO_3 , SrTiO_3).

Удельную электрическую проводимость сегнетоэлектрика BaTiO_3 можно значительно увеличить путем его легирования оксидами редкоземельных металлов, а также добавкой оксидов других металлов (Ta, B, Sb и др.). При этом малые добавки в BaTiO_3 приводят к аномалии — резкому возрастанию ρ в температурной зависимости вблизи точки Кюри. Такое изменение удельного электрического сопротивления в сегнетоэлектриках-полупроводниках называется нозисторным эффектом. Этот эффект впервые в 1956 г. обнаружили Сойер и Флейшер (H. A. Sauer, S. S. Flasher) для малых добавок La_2O_3 . В твердых растворах подобного вида ионы бария Ba^{2+} или титана Ti^{4+} частично замещаются донорными ионами с большой валентностью. Например, замена двухвалентного бария трехвалентными ионами лантана La^{3+} , церия Ce^{3+} , индия In^{3+} и другими приводит к электропроводности n -типа. Наблюдается дырочная электропроводность p -типа при замещении иона Ti^{4+} , трехвалентными ионами (Fe^{3+} , Nd^{3+} и др.), которые создают акцепторные уровни и вызывают переход к дырочной проводимости.

Таким образом, путем изменения типа и количества легирующей добавки можно изменять вид температурной зависимости материала на основе BaTiO_3 (рис. 2.40, *a*, *b*). При температуре выше точки Кюри ρ снижается с ростом температуры, как у обычных диэлектриков и полупроводников. Область положительного ТК ρ находится в области перестройки решетки легированного материала BaTiO_3 при его фазовом переходе.

В. Н. Дмитриев установил, что в электроизоляционном фарфоре типа М-23 электропроводность в интервале температур от 200 до 1000°C полностью определяется катионами (ионами натрия Na^+ и калия K^+ из стекловидной фазы фарфора); в стеатитовых керамических материалах электропроводность смешанная, с заметным наличием или даже преобладанием электронной составляющей (так, в стеатите СИБ число переноса ионов Na^+ и K^+ равно 0,14, в то время как число переноса электронов 0,86); в корундите Л-24 при 900°C число переноса ионов Na^+ составляет 0,59, ионов K^+ — 0,30 и электронов — 0,11; у высоконагревостойких поликристаллических материалов состава MgO ; $9\text{ZrO}_2 \cdot \text{CaO}$ и $9,2\text{ZrO}_2 \times \times \text{Y}_2\text{O}_3$ высокотемпературная электропроводность почти целиком определяется анионами (ионами кислорода O^{2-}).

В ряде случаев при значительном повышении напряженности электрического поля помимо обычной ионной электропроводности появляется добавочная электронная электропроводность.

В ряде оксидов и сульфидов переходных металлов типа VO_2 , V_2O_3 , Ti_2O_3 , FeO_2 , NiS и других при повышении температуры резко возрастает удельная проводимость, обусловленная качественным изменением механизма электропроводности при их фазовом переходе диэлектрик — металл. Подобные материалы имеют кристаллические структуры (аналогичные TiO_2 или Al_2O_3), содержащие два и более атомов металла на элементарную ячейку. В диэлектрической фазе электрон проводи-

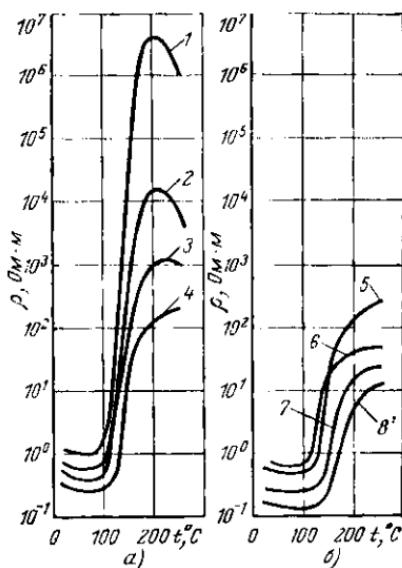


Рис. 2.40. Температурная зависимость удельного сопротивления материала на основе BaTiO_3 , легированного различными добавками, % (по массе).

1 — марганец 0,127; 2 — железо 0,021; 3 — хром 0,131; 4 — без добавок; 5 — никель 0,12; 6 — бор 1,0; 7 — алюминий 1,0; 8 — кремний 1,0.

мости поляризует в месте своего нахождения кристаллическую решетку (тем самым искажает ее) и при своем движении через кристалл переносит вместе с собой область искажения. Подвижность электрона проводимости в таком связанным (поляронном) состоянии чрезвычайно низка. При определенной критической температуре T_k кристалла происходит перестройка его структуры и связь электрона с решеткой резко ослабляется, а подвижность сильно возрастает. Таким образом, образуется резкий скачок в изменении удельной проводимости (рис. 2.41).

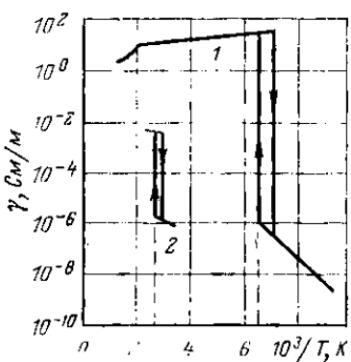


Рис. 2.41. Температурные зависимости удельной проводимости оксидов ванадия.
1 — V_2O_3 ; 2 — VO_2 .

Для изучения характера электро проводности твердых тел широко используется метод Тубандта (С. Тубандт). Этот метод в его основном виде требует изготовления трех образцов исследуемого материала в форме дисков с гладкими торцевыми поверхностями; на два диска наносятся электроды и диски вместе с электродами взвешиваются. Затем диски прижимаются друг к другу торцами и через них длительно пропускается постоянный ток, как это схематически представлено на рис. 2.43. После этого диски вновь взвешиваются. Если носители заряда — анионы, это устанавливается по увеличению массы катодного диска 1 и уменьшению массы анодного диска 3; если же электро проводность катионная, то, наоборот, обнаруживается увеличение массы диска 3 и уменьшение массы диска 1 (средний диск 2 используется для контрольных взвешиваний). Использование законов Фарадея дает возможность по изменению массы дисков установить число переноса как катионов v_+ , так и анионов v_- . Если из опыта Тубандта получает-

В слабых электрических полях точка перехода T_k диэлектрик — металл у оксидов ванадия составляет: 150 К для V_2O_3 и 340 К для VO_2 . Увеличение напряженности электрического поля в кристалле приводит к появлению перехода диэлектрик — металл при температурах ниже T_k (рис. 2.42).

Для изучения характера электро проводности твердых тел широко используется метод Тубандта (С. Тубандт).

ся соотношение

$$v_+ + v_- < 1,$$

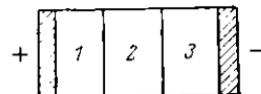
это означает наличие электронной составляющей электропроводности.

Чтобы получить надежные результаты, в ряде случаев установку для проведения опыта Тубандта приходится усложнять [4].

Существенный интерес представляется электропроводность газообразных диэлектриков. В обычных условиях (т. е. не при слишком низких давлениях и не слишком высоких температурах, при отсутствии сильной ионизирующей радиации) все газы и пары, как уже упоминалось выше, являются диэлектриками и обладают весьма малой удельной проводимостью. Электропроводность газов (в частности, атмосферного воздуха вблизи поверхности Земли) обусловлена наличием в них свободных носителей зарядов (обычно ионов, а также взвешенных частиц примесей). Ионы в воздухе образуются при воздействии радиации Земли и космоса.

Ионы, как и незаряженные молекулы газа, совершают беспорядочные тепловые движения. При соударении отрицательных и положительных ионов происходит их

Рис. 2.43. Схема для исследования природы электропроводности диэлектриков по методу Тубандта.



рекомбинация, т. е. объединение в не имеющие заряда частицы. При весьма слабых электрических полях удельное сопротивление воздуха порядка 10^{18} Ом·м и даже выше. В таких полях в воздухе соблюдается закон Ома (участок OA на рис. 2.44). При дальнейшем увеличении напряженности из-за возрастания скорости дрейфа ионов вероятность их рекомбинации уменьшается и в основном все ионы достигают электродов: это ток насыщения (участок AB); для воздуха при расстоянии между электродами 1 см насыщение достигается уже при напряженности около 0,5 В/м; плотность тока насыщения в газах без взвешенных частиц примесей весьма мала —

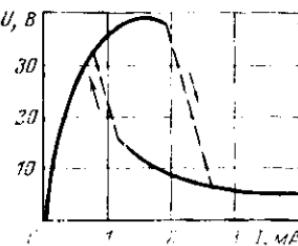


Рис. 2.42. Вольт-амперная характеристика двуокиси ванадия VO_2 .

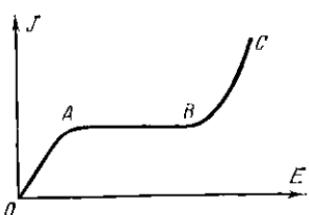


Рис. 2.44. Зависимость плотности тока через газ от напряженности электрического поля (схематически).

до 10^{-14} А/м². При дальнейшем повышении напряженности поля (участок *BC*) происходит уже значительное повышение плотности тока вследствие «ударной ионизации» вплоть до пробоя («область несобственной электро проводности газа» в отличие от «области собственной электропроводности» *OAB*).

Перенос под действием электрического поля заряженных частиц, взвешенных в газе, и их осаждение на электродах, как и электрофорез в жидкой среде, весьма эффективны для ряда технологических процессов.

2.8. Зависимость удельного сопротивления диэлектриков от различных факторов

Удельное сопротивление каждого диэлектрика, как и другие его электрические параметры, не является строго определенным и неизменным, а зависит от целого ряда факторов: наличия примесей, температуры, влажности, значения приложенного напряжения, времени выдержки под напряжением и т. п. Вопросы о зависимости ρ электрополяризационных материалов от температуры и наличия примесей были затронуты в предыдущих параграфах.

Рассмотрим вопрос о зависимости удельного сопротивления от влажности. Все вещества в большей или меньшей степени гигроскопичны, т. е. обладают способностью поглощать (впитывать) влагу при смачивании водой или же при нахождении в воздухе, содержащем водные пары (подробнее — см. гл. 7).

Присутствие даже малых количеств воды способно значительно уменьшить ρ диэлектрика. Это объясняется тем, что имеющиеся в воде примеси диссоциируют на ионы или же присутствие имеющей высокую диэлектрическую проницаемость воды может способствовать диссоциации молекул самого вещества. Таким образом, условия работы электрической изоляции ухудшаются при ее увлажнении.

Весьма сильно влияет увлажнение на изменение ρ волокнистых и некоторых других материалов, в которых

влага может образовывать сплошные пленки на поверхности волокон — «мостики», пронизывающие весь диэлектрик от одного электрода до другого.

Гигроскопичные материалы для защиты от действия влаги приходится после сушки прошитьвать или покрывать негигроскопичными лаками, компаундами и т. п., что может значительно уменьшить скорость увлажнения материала (рис. 2.45).

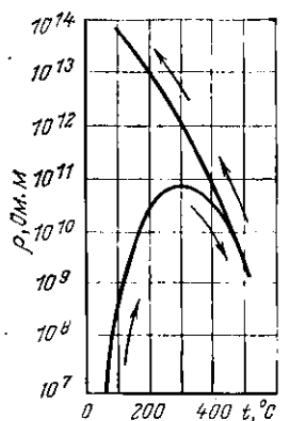
При сушке электрической изоляции влага из нее удаляется и сопротивление изоляции растет. Поэтому при нагревании увлажненного материала ρ спачала может

растти (влияние сушки перевешивает влияние повышения температуры) и только после удаления значительной части влаги начинается снижение ρ . При достаточно быстром снятии обратного хода кривой, когда высушенный материал не успевает впитывать влагу, могут быть получены значительно более высокие значения ρ при низких температурах (рис. 2.46).

Далее сопротивление изоляции не остается неизменным при изменении приложенного напряжения; обычно с повышением напряжения сопротивление уменьшается (рис. 2.47). Это обстоятельство имеет существенное практическое значение, так как из сказанного следует, что, измеря сопротивление изоляции (машинны, кабеля, конденсатора и т. п.) при напряжении ниже рабочего, как и при температуре ниже рабочей, можно получить завышенное значение этого сопротивления.

Рис. 2.45. Зависимость удельного объемного сопротивления мрамора от времени выдержки образца во влажной атмосфере.
1 — мрамор непронитанный; 2 — мрамор, пропитанный парафином.
По М. М. Михайлову.

и т. п.) при напряжении ниже рабочего, как и при температуре ниже рабочей, можно получить завышенное значение этого сопротивления.



Зависимость ρ от напряжения может быть объяснена рядом причин: образованием в диэлектрике объемных зарядов; изменением конфигурации включений влаги в порах диэлектриков под действием сил электрического поля (эффект Эвершеда, см. рис. 3.59); влиянием контактов с электродами (исследовано М. М. Михайловым) и др.

Из рис. 2.48 видно значительное снижение сопротивления асбестовой ленты при возрастании напряженности электрического поля (измерение проведено в диапазоне столь малых напряженностей, которые обычно при исследовании электрических свойств диэлектриков не используются).

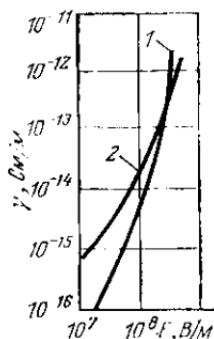


Рис. 2.47. Зависимость удельной проводимости γ полипропилена (график 1) и полиэтилентерефата (2) от напряженности электрического поля E . По Адамцу (V. Adamas).

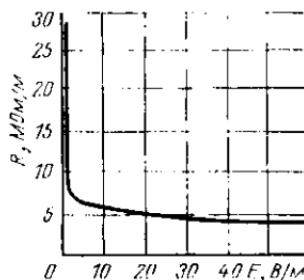


Рис. 2.48. Зависимость сопротивления асбестовой ленты от напряженности электрического поля. По Б. М. Таресову.

Кроме того, как уже упоминалось, при высоких напряжениях может происходить вырывание электронов из частиц вещества силами электрического поля; создающаяся при этом добавочная электронная электропроводность приводит к существенному увеличению общей проводимости.

Для многих диэлектриков зависимость удельной проводимости γ от напряженности E в очень сильных полях (с напряженностью более $10-100$ МВ/м) хорошо описывается законом, эмпирически установленным в 1921 г. Пулем (P. Poole):

$$\gamma = \gamma_0 \exp(-\beta_1 E). \quad (2.36)$$

В некоторых случаях более близким к истине оказывается теоретически выведенный в 1938 г. Я. И. Френкелем закон (приводим этот закон в упрощенном виде)

$$\gamma = \gamma_0 \exp(\beta_2 \sqrt{E}). \quad (2.36')$$

Формула (2.36') получена с учетом влияния внешнего электрического поля соответствующего знака на высоту стенок потенциальной ямы, в которой находится электрон, локализованный на примесном центре. При наличии внешнего электрического поля энергия активации заряженной примеси уменьшается, т. е. наблюдается своеобразное «облегчение» вырываания электрона полем, которое известно под названием механизма электростатической ионизации. Следует заметить, что зависимость (2.36') справедлива лишь для заряженных примесных центров.

Расширяя модельные представления о движении заряда по локализованным состояниям в веществе, А. И. Лучников и А. С. Сигов (Московский институт радиотехники, электроники и автоматики) в 1980 г. рассмотрели комбинированный процесс туннельной и термической ионизации примесного центра. В этом случае электрон частично преодолевает потенциальный барьер примесного центра за счет туннелирования, облегчающегося внешним электрическим полем, а частично — вследствие взаимодействия с тепловыми колебаниями решетки (фононами) диэлектрика. Расчет, проведенный упомянутыми авторами, дает результат (в упрощенном виде):

$$\gamma = \gamma_0 \exp(\beta_3 E^2). \quad (2.36'')$$

В (2.36), (2.36'), (2.36'') γ_0 — удельная проводимость материала в слабом электрическом поле; β_1 , β_2 , β_3 — параметры материала.

Если приложим к образцу диэлектрика постоянное напряжение и будем следить за током, то в большинстве случаев будет замечено постепенное спадание тока с течением времени, причем ток будет асимптотически приближаться к некоторому значению. Таким образом, проводимость образца диэлектрика будет уменьшаться, а сопротивление возрастать. Изменение проводимости с течением времени связано с влиянием образования объемных зарядов, с процессами электролиза в диэлектрике и другими причинами (см. также гл. 4).

Сказанное выше показывает, что при измерении сопротивления электрической изоляции (машины, кабеля, конденсатора и т. п.) или же удельного сопротивления образца диэлектрика следует соблюдать вполне определенные условия: температуру, влажность и приложенное напряжение, а также производить отсчет идущего через изоляцию тока через определенное время после момента включения изоляции под напряжение; иначе могут быть получены несопоставимые значения. Такие условия устанавливаются стандартами на методы испытания образцов электроизоляционных материалов и конструкций электрической изоляции.

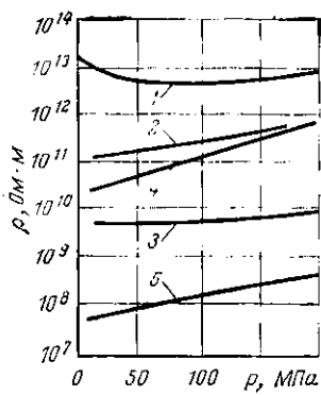


Рис. 2.49. Зависимости от давления p удельного сопротивления ρ резины марки ТСИ-50 (графики 1—3) и поливинилхлорида (4 и 5) при различных температурах.

1 — 303 К; 2 — 363 К; 3 — 413 К;
4 — 333 К; 5 — 403 К. По С. Н. Колесову, Я. З. Месенжнику и др.

но — ρ при повышении гидростатического давления может как увеличиваться, так и уменьшаться. Причины изменения ρ при изменении давления — изменение плотности, сил межмолекулярного взаимодействия и подвижности носителей заряда; может оказываться и диффузия в диэлектрик среды, передающей гидростатическое давление.

С. Н. Колесов, Я. З. Месенжник, Н. С. Волков и другие нашли, что при повышенных температурах для многих полимеров, в частности для полиэтилена, поливинилхлорида и различных фторлонов, значение ρ с ростом

В ряде случаев на электрическое сопротивление диэлектриков и особенно полупроводников оказывает большое влияние, помимо значения приложенного напряжения, также и знак этого напряжения; особенно важно это явление для структур, состоящих из слоев различных материалов или из материала, содержащего различные примеси; здесь может наблюдаться унипольярная проводимость (эффект выпрямления).

Влияние давления на электропроводность твердых диэлектриков оказывается в различных случаях различ-

давления p увеличивается по закону

$$\rho = \rho_0 \exp(Bp), \quad (2.37)$$

где ρ_0 — удельное сопротивление при нормальном давлении, так что (при неизменной температуре) барический коэффициент удельного сопротивления [по (1.58)]

$$B K \rho = B \quad (2.38)$$

является величиной постоянной в широком интервале давлений.

На рис. 2.49 представлены зависимости ρ от p для резины и поливинилхлорида при различных температурах.

2.9. Поверхностная электропроводность диэлектриков

Как уже отмечалось, благодаря неизбежному увлажнению, окислению и загрязнению поверхностных слоев электрической изоляции у твердых диэлектриков создается заметная поверхностная электропроводность, в отношении которой диэлектрик характеризуется значением удельного поверхностного сопротивления ρ_s .

У проводниковых материалов поверхностные токи исчезающие малы по сравнению с объемными; поэтому у этих материалов поверхностное сопротивление не учитывается. Так же обычно не определяется поверхностное сопротивление у жидких и газообразных диэлектриков. Не имеет смысла и определение поверхностного сопротивления тонких слоев диэлектриков (например, лаковых пленок), так как в этом случае практически невозможно отделить поверхностные токи утечки от объемных.

Формальное определение удельного поверхностного сопротивления вытекает из следующих соображений: поверхностное сопротивление участка поверхности твердого диэлектрика между параллельными друг другу кромками электродов длиной b , отстоящими друг от друга на расстоянии a (рис. 2.50), прямо пропорционально b и обратно пропорционально a . На самом деле, если мысленно разделим рассматриваемый участок поверхности на полоски линиями, параллельными кромкам электродов и проведенными на расстоянии друг от друга, равном единице, то увидим, что сопротивления этих полосок включаются последовательно. Если же разделим тот же

участок поверхности линиями с расстоянием между ними, также равным единице, по перпендикулярными кромкам электродов, то получим полоски, сопротивления которых включены параллельно друг другу. Следовательно, можем написать:

$$R_s = \rho_s a / b, \quad (2.39)$$

где коэффициент пропорциональности ρ_s и есть удельное поверхностное сопротивление,

$$\rho_s = R_s b / a. \quad (2.39')$$

Очевидно, что размерность ρ_s совпадает с размерностью сопротивления. Выражая в (2.39) величину R_s

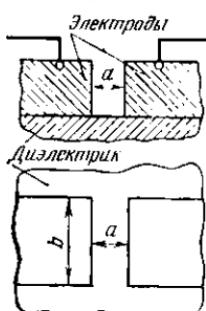


Рис. 2.50. К определению удельного поверхностного сопротивления.

в омах (отношение b/a — безразмерное), получаем единицу ρ_s — Ом. Можно сказать, что ρ_s есть сопротивление квадрата (любого размера) на поверхности диэлектрика, если ток идет от одной стороны квадрата к противоположной: при $a=b$ формула (2.39) дает $R_s = \rho_s$.

Иногда единицу ρ_s представляют как «ом на квадрат» ($\text{Ом}/\text{квадрат}$ или $\text{Ом}/\square$). Такая запись обычна для проводниковых или полупроводниковых пленок, наносимых на диэлектрическую подложку (в частности, в микроэлектронике).

Используемая иногда единица ρ_s — $\text{Ом}/\text{м}^2$ неправильна, так как удельное поверхностное сопротивление отнюдь не относится к единице поверхности материала.

Если изменить конфигурацию участка на поверхности материала между краями электродов, между которыми определяется поверхностное сопротивление, на другую, геометрически подобную прежней, то значение поверхностного сопротивления между этими электродами на

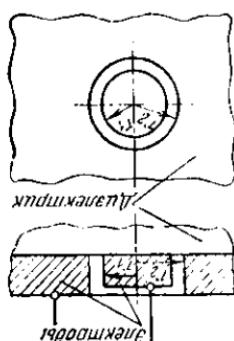


Рис. 2.51. Колышевые электроды для измерения удельного поверхностного сопротивления.

данном материале (при сохранении значения ρ_s) не изменится. Для случая объемного сопротивления этот «закон подобия» не имеет силы, так как при замене тела, вырезанного из данного материала, другим, геометрически ему подобным, приведенная длина участка изоляции Λ будет изменять свое значение.

Формулы (2.39) и (2.39') не строги, так как не учитывают влияния краев электродов; они тем более точны, чем меньше a по сравнению с b . Для более точного определения ρ_s может быть измерено поверхностное сопротивление R_s между помещенными на поверхности диэлектрика электродами в виде двух коаксиальных колец (рис. 2.51). В этом случае связь между R_s и ρ_s выражается уравнением

$$R_s = \frac{\rho_s}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (2.40)$$

или при $r_2 - r_1 \ll r_1$ приближение

$$R_s \approx \frac{\rho_s}{\pi} \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}. \quad (2.41)$$

Вывод формул (2.40) и (2.41) сходен с выводом формул (1.25) и (1.28). Конечно, и в (2.40) и (2.41) вместо радиусов

Рис. 2.52. Зависимость удельного поверхностного сопротивления ρ_s от относительной влажности воздуха для парафина (кривая 1), янтаря (кривая 2), шеллака (кривая 3) и слоя глазури на фарфоре (кривая 4). По Кертису (H. L. Curtiss) и Швайгеру (A. Schwager).

внутреннего и внешнего колец r_1 и r_2 могут быть подставлены соответствующие диаметры d_1 и d_2 .

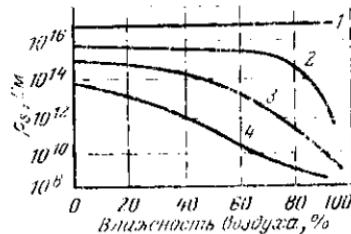
Для поверхностного сопротивления между двумя цилиндрическими (дисковыми) электродами радиусом r каждый при расстоянии между осями цилиндров h имеем:

$$R_s = \pi \rho_s / \ln(h/r). \quad (2.41')$$

Эта формула аналогична (1.31), относящейся к рис. 1.6, а.

Характер зависимости ρ_s диэлектриков от различных факторов (температуры, влажности, приложенного напряжения) в общем сходен с характером изменения ρ (рис. 2.52). Естественно, что при изменениях влажности окружающей среды значения ρ_s изменяются быстрее, чем значения ρ .

В большинстве случаев ρ_s увлажненного твердого диэлектрика тем ниже, чем меньше краевой угол смачивания.



ния β (см. гл. 7) и чем выше твердость. Это иллюстрируется данными (табл. 2.3), полученными экспериментально А. В. Толвинской (ЛПИ).

Таблица 2.3. Влажностные свойства диэлектриков

Материал	Краевой угол смачивания β	Твердость по шкале Мооса	$\rho_s \cdot 10^{10}$ Ом, при относительной влажности воздуха	
			$\varphi = 0\%$	$\varphi = 98\%$
Политетрафторэтилен	113°	1—2	500	500
Полистирол	98°	2	500	300
Полиметилметакрилат	73°	2—3	5	1,5
Аминопласт	65°	3	0,6	0,03
Ультрафарфор	50°	4—5	10	0,01
Плавленый кварц	27°	7	100	$6,5 \cdot 10^{-6}$

Задачи к главе второй

2.1. Считая известными параметры золота: удельное сопротивление 0,024 мкОм·м, относительную атомную массу 197 и плотность 19 300 кг/м³, рассчитайте для этого металла концентрацию и подвижность свободных электронов, а также коэффициент теплопроводности.

2.2. Какое количество электричества должно быть пропущено через электролитическую ванну с раствором CuSO₄ для очистки (рафинирования) меди, чтобы на катоде ванны выделилась одна тона чистой («катодной») меди?

2.3. Жидкий диэлектрик с чисто молионным характером электропроводности имеет при температуре 300 К динамическую вязкость 0,1 Па·с и удельное сопротивление 10¹¹ Ом·м. Определите удельное сопротивление и удельную проводимость этого диэлектрика при температуре 425 К, если известно, что при этой температуре его кинематическая вязкость равна 10⁻⁸ м²/с.

Плотность жидкости равна 800 кг/м³ (изменением плотности жидкости при изменении температуры в расчете пренебречите).

2.4. Цилиндрический стержень диаметром 5 мм и длиной 15 мм из фенолформальдегидной пластмассы с удельным объемным сопротивлением 10¹² Ом·м и удельным поверхностным сопротивлением 10¹² Ом покрыт с торцов слоями металла. Эти слои металла служат электродами, через которые стержень включен под постоянное напряжение 1 кВ. Определите сквозной ток утечки через стержень и потери мощности в нем.

Затем представьте себе, что стержень был подвергнут кратковременному увлажнению, в результате чего удельное поверхностное сопротивление снизилось до 10¹⁰ Ом, но удельное объемное сопротивление не успело измениться. Какие теперь будут значения сквозного тока и потерь мощности в стержне?

Глава третья

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

3.1. Основные определения и формулы

Одним из важнейших свойств диэлектриков является их способность поляризоваться под воздействием внешнего электрического поля. Представление о поляризации диэлектриков было введено в науку М. Фарадеем еще в 30-х годах XIX столетия. Согласно современным представлениям явление поляризации сводится к изменению положения в пространстве частиц диэлектрика, имеющих электрический заряд того или иного знака, в результате чего каждый макроскопический объем диэлектрика приобретает некоторый **наведенный** (индуцированный) электрический момент, которым этот объем диэлектрика до воздействия внешнего электрического поля не обладал.

Состояние диэлектрика, находящегося под воздействием электрического поля, может быть описано двумя векторными величинами: напряженностью электрического поля E и поляризованностью P .

Напряженность электрического поля характеризует силовое действие электрического поля на электрически заряженные тела или частицы. Она равна пределу отношения силы, с которой электрическое поле действует на неподвижное точечное заряженное тело, внесенное в рассматриваемую точку поля, к заряду этого тела, когда этот заряд стремится к нулю. За направление вектора напряженности электрического поля принимается направление этой силы в том случае, если заряд точечного тела положителен.

Согласно основному закону электростатики — закону Кулона — механическое усилие, действующее между точечными зарядами q_1 и q_2 , Кл, расположенными на расстоянии R , м, друг от друга в однородной диэлектрической неограниченно протяженной среде (рис. 3.1), равно:

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot 4\pi R^2} R_0; \quad (3.1)$$

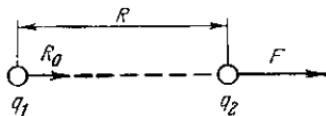


Рис. 3.1. К рассмотрению закона Кулона.

здесь \mathbf{R}_0 — единичный вектор, направленный по прямой, соединяющей точечные заряды (если оба заряда имеют одинаковый знак, они отталкиваются друг от друга, если же они имеют разные знаки — притягиваются друг к другу); ϵ_r — параметр, характеризующий данный диэлектрик — диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 — электрическая постоянная [см. (1.8) — (1.9'')].

Исходя из закона Кулона, легко получить выражение для напряженности электрического поля \mathbf{E} , создаваемой точечным зарядом q на расстоянии R от этого заряда. В соответствии с определением напряженности электрического поля и формулой (1.3) мы должны принять в (3.1) $q_1=q$ и $q_2=1$ Кл:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot 4\pi R^2} \mathbf{R}_0. \quad (3.2)$$

Очевидно, что модуль этой напряженности E одинаков во всех точках диэлектрика, удаленных на расстояние R от заряда, т. е. во всех точках сферы, имеющей центр в точке, в которой расположен заряд q , и равен отношению q к абсолютной диэлектрической проницаемости диэлектрика $\epsilon_0 \epsilon_r$ и к поверхности сферы $4\pi R^2$.

Для проверки правильности единицы E отметим, что

$$\frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{Кл}} = \frac{\text{В} \cdot \text{Кл}}{\text{м} \cdot \text{Кл}} = \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$

Диэлектрическая проницаемость ϵ_r всегда безразмерна и сохраняет свое числовое значение независимо от выбранной системы единиц и формы записи уравнений.

Для имеющего весьма большое практическое значение плоского конденсатора (см. рис. 1.3), т. е. двух обкладок, между которыми находится слой диэлектрика постоянной толщины h , м, напряженность электрического поля во всех точках диэлектрика в пространстве между обкладками постоянна и равна:

$$E = U/h. \quad (3.3)$$

В случае цилиндрического конденсатора (см. рис. 1.4) с радиусами внутренней и внешней обкладок r_1 и r_2 , м, соответственно напряженность электрического поля на расстоянии x от оси (при $r_1 < x < r_2$) равна:

$$E = U/x \ln(r_2/r_1), \quad (3.4)$$

т. е. ее значение обратно пропорционально расстоянию данной точки от оси. Через U в (3.3) и (3.4) обозначено

напряжение между обкладками конденсатора. Формулы (3.3) и (3.4) справедливы при условии, что диэлектрик конденсатора однороден, т. е. значение диэлектрической проницаемости ϵ_r его во всех точках одинаково; следует обратить особое внимание на то, что сама величина ϵ_r в выражения для E (3.3) и (3.4) не входит. Это же справедливо для конденсатора любой, совершенно произвольной конфигурации: поскольку диэлектрик конденсатора однороден, напряженность электрического поля в любой точке диэлектрика пропорциональна напряжению между обкладками конденсатора, но не зависит от ϵ_r диэлектрика.

Поляризованность P — это величина, количественно характеризующая явление поляризации диэлектрика. При отсутствии внешнего электрического поля каждый элемент объема диэлектрика (по-прежнему предполагаем, что этот элемент объема весьма велик по сравнению с размерами молекулы, так что в нем содержится весьма большое число молекул; поведение отдельных молекул диэлектрика под действием электрического поля рассмотрим ниже) не имеет электрического момента, так как алгебраическая сумма зарядов всех молекул диэлектрика в данном объеме равна нулю и центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают в пространстве. Под действием внешнего электрического поля происходит некоторое упорядочение расположения в пространстве зарядов молекул диэлектрика, как это (схематически) представлено на рис. 3.2. При этом рассматриваемый объем диэлектрика уже будет иметь некоторый отличный от нуля электрический момент, равный геометрической сумме Σp моментов всех поляризованных молекул диэлектрика, находящихся в этом объеме. Поляризованность P равна пределу отношения электрического момента объема диэлектрика к этому объему, когда последний стремится к нулю. В наиболее

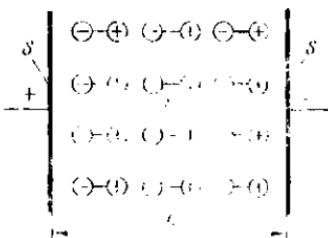


Рис. 3.2. Расположение зарядов в полностью поляризованном диэлектрике плоского конденсатора (схематически).

S — площадь обкладки конденсатора; h — расстояние между обкладками (толщина слоя диэлектрика); E — средняя напряженность электрического поля в диэлектрике (при микроскопическом рассмотрении).

простом случае однородного поля (плоского конденсатора) с объемом диэлектрика V

$$P = \Sigma p/V. \quad (3.5)$$

В подавляющем большинстве случаев (у так называемых линейных диэлектриков) поляризованность прямо пропорциональна напряженности электрического поля в данной точке диэлектрика. Коэффициент пропорциональности между этими величинами равен произведению безразмерного параметра диэлектрика — диэлектрической восприимчивости, обозначаемой k_0 , на электрическую постоянную ϵ_0 :

$$P = \epsilon_0 k_0 E. \quad (3.6)$$

Произведение $\epsilon_0 k_0$, Ф/м, называют абсолютной диэлектрической восприимчивостью.

У «нелинейных» диэлектриков, к которым относятся, в частности, сегнетоэлектрики, пропорциональности между векторами P и E нет.

У изотропных диэлектриков направления векторов P и E в каждой точке совпадают и коэффициент пропорциональности между ними, как и предполагалось при написании формулы (3.6), является скалярной величиной. В случае анизотропных диэлектриков связь между P и E тензорного вида.

Легко найти еще одно простое выражение для поляризованности. Будем рассматривать для простоты плоский конденсатор с поперечным сечением диэлектрика (т. е. площадью каждой обкладки) S , м², и толщиной слоя диэлектрика h , м (рис. 3.2). Пусть плотность связанных зарядов, выявившихся в результате поляризации на торцах диэлектрика, прилегающих к электродам, есть $\sigma_{\text{свз}}$, Кл/м². Поскольку, как это видно на рис. 3.2, положительные и отрицательные заряды в глубине диэлектрика взаимно компенсируют друг друга, электрический момент всего объема диэлектрика равен:

$$p = \sigma_{\text{свз}} Sh; \quad (3.7)$$

деление этой величины на «активный» объем диэлектрика между обкладками

$$V = Sh \quad (3.8)$$

дает модуль поляризованности

$$P = \sigma_{\text{свз.}} \quad (3.9)$$

Таким образом, поляризованность равна поверхностной плотности связанных зарядов в диэлектрике; $[P] = \text{Кл}/\text{м}^2$.

Помимо упомянутых выше векторных величин P и E , часто вводят еще одну векторную величину — электрическое смещение (электрическую индукцию) D . Это — геометрическая сумма вектора напряженности электрического поля в данной точке диэлектрика, умноженного на электрическую постоянную, и вектора поляризованности в той же точке:

$$D = \epsilon_0 E + P. \quad (3.10)$$

С другой стороны, смещение и напряженность поля связаны простым соотношением (1.7). Сопоставление (1.7) и (3.10) дает связь между диэлектрической проницаемостью и диэлектрической восприимчивостью

$$\epsilon_r = 1 + k_0. \quad (3.11)$$

Формула (3.11) особенно ясно показывает, что диэлектрическая проницаемость всякого вещества больше единицы: значение k_0 всякого вещества положительно, так что должно быть $\epsilon_r > 1$, и только для вакуума $k_0 = 0$ и, следовательно, $\epsilon_r = 1$.

Введение электрического смещения в расчеты полезно тем, что при его использовании теорема Гаусса, определяющая поток вектора электрической индукции через замкнутую поверхность, окружающую некоторый объем, равный алгебраической сумме свободных зарядов $\Sigma q_{\text{свз.}}$, находящихся внутри этого объема, может быть написана в виде

$$\oint_S D dS = \Sigma q_{\text{свз.}}, \quad (3.12)$$

где dS — элемент поверхности; в эту запись не входит диэлектрическая проницаемость ϵ_r диэлектрика.

Легко видеть, что в неоднородном диэлектрике, в различных местах которого значения ϵ_r различны, поле вектора E имеет более сложный характер, чем поле вектора D . Например, если имеем плоский конденсатор, состоящий из нескольких слоев диэлектриков с различными ϵ_r ,

то значения E в каждом слое будут различны, но значение D во всех слоях одно и то же. Единица измерения D — Кл/м² та же, что и единица измерения P .

Суммарный заряд каждой из обкладок конденсатора (или для краткости просто заряд конденсатора) обозначим через Q . Опыт показывает, что заряд Q пропорционален напряжению (разности потенциалов) между обкладками конденсатора U [см. (1-18)]. Коэффициент пропорциональности C есть емкость конденсатора (или вообще, данного участка изоляции).

Если в (1.18) напряжение U выражено в вольтах, а заряд Q — в кулонах, то C должно быть выражено также в единицах СИ — фарадах (Φ). Очевидно, что

$$\Phi = \text{Кл}/\text{В} = \text{А} \cdot \text{с}/\text{В} = \text{с}/\text{Ом}.$$

Так как фарад — чрезвычайно крупная единица, на практике чаще употребляются долевые единицы — микрофарад ($\mu\Phi$) и миллифарад ($\text{m}\Phi$). Соотношения этих единиц и СГСЭ единицы емкости — сантиметра:

$$1 \Phi = 10^6 \text{ мкФ} = 10^{12} \text{ пФ} \approx 9 \cdot 10^{11} \text{ см};$$

$$1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \Phi = 10^6 \text{ пФ} \approx 9 \cdot 10^5 \text{ см};$$

$$1 \text{ пФ} = 10^{-12} \Phi = 10^{-6} \text{ мкФ} \approx 0,9 \text{ см}.$$

Емкость C конденсатора (или, более обще, участка изоляции — см. § 1.3) зависит как от геометрических размеров и конфигурации диэлектрика и электродов (т. е. от приведенной длины участка изоляции Λ), так и от материала диэлектрика, причем параметром диэлектрика, определяющим его способность образовывать емкость, является диэлектрическая проницаемость ϵ_r (1.12)

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \Lambda.$$

Пусть имеется конденсатор произвольных формы и размеров; в пространстве между обкладками конденсатора находится вакуум («вакуумный конденсатор»); обозначим емкость этого конденсатора C_0 . Если теперь, не меняя размеров, формы и взаимного расположения обкладок конденсатора, заполним пространство между ними материалом с диэлектрической проницаемостью ϵ , то емкость конденсатора увеличится и достигнет значения

$$C = \epsilon_r C_0. \quad (3.13)$$

Таким образом, можем определить диэлектрическую проницаемость какого-либо вещества и как число показывающее, во сколько раз увеличится емкость вакуумного конденсатора, если, не изменения размеров и формы конденсатора, заполним его этим веществом (вспомним, что для вакуума значение диэлектрической проницаемости $\epsilon_r=1$).

Весьма важны также формулы, определяющие энергию электрического поля, накапливаемую в диэлектрике. Энергия, Дж, накапливаемая в конденсаторе емкостью C , Ф, при напряжении между обкладками U , В, равна:

$$W = \frac{1}{2} C U^2, \quad (3.14)$$

или с учетом (1.12)

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \cdot A U^2, \quad (3.14')$$

а с учетом (1.18):

$$W = \frac{1}{2} Q U. \quad (3.14'')$$

Энергия электрического поля, отнесенная к единице объема диэлектрика («плотность энергии»), Дж/м³, в точке диэлектрика, где напряженность электрического поля составляет E , В/м, а электрическое смещение — D , Кл/м², равна:

$$w = \frac{1}{2} E D, \quad (3.15)$$

или, если ввести выражение для D из (1.8),

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E^2. \quad (3.16)$$

Для простейшего случая равномерного поля в плоском конденсаторе, когда значения E и ϵ_r во всех точках диэлектрика один и те же, формула (3.16) может быть получена из (3.14') подстановкой вместо U его выражения $U = Eh$ из (3.3) и делением найденной величины на активный объем диэлектрика между обкладками $V = Sh$ [см. (3.8)].

Параметр ϵ_r (вместе с безразмерным параметром μ_r — относительной магнитной проницаемостью) определяет и условия распространения электромагнитных волн в веществах, что особенно важно для радиоэлектроники.

Введем в рассмотрение, помимо электрической постоянной ϵ_0 , также магнитную постоянную μ_0 , равную

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м} \approx 1,257 \text{ мкГн/м}. \quad (3.17)$$

Согласно электромагнитной теории света Максвелла скорость c света в вакууме связана с ϵ_0 и μ_0 соотноше-

нием

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad (3.18)$$

справедливость которого легко проверить непосредственной подстановкой вышеприведенных значений ϵ_0 и μ_0 (при учете того, что $\Phi = c/Om$, а $G = Bb/A = B \cdot c/A = Om \cdot c$, величина c получается в метрах в секунду).

Скорость электромагнитной волны в веществе с параметрами ϵ_r и μ_r равна:

$$v = 1/\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r} \quad (3.19)$$

(отметим, что произведение $\mu_0 \mu_r$ по аналогии с $\epsilon_0 \epsilon_r$ называется абсолютной магнитной проницаемостью вещества) или с учетом (3.18)

$$v = c/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (3.20)$$

Для всякого вещества $\epsilon_r > 1$ (лишь в вакууме $\epsilon_r = 1$), а μ_r или весьма близко к единице (для парамагнитных и диамагнитных веществ), или же значительно больше единицы (например, для ферритов); поэтому для диэлектриков обычно $\epsilon_r \mu_r > 1$, т. е. скорость распространения электромагнитной волны v в диэлектрике меньше, чем в вакууме. Таким образом, при входе из вакуума в вещество волна замедляется.

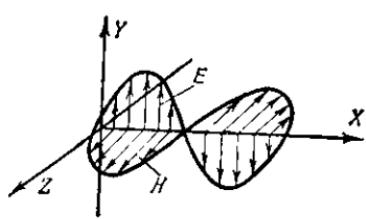


Рис. 3.3. Плоская электромагнитная волна в диэлектрике.

а μ_r или весьма близко к единице (для парамагнитных и диамагнитных веществ), или же значительно больше единицы (например, для ферритов); поэтому для диэлектриков обычно $\epsilon_r \mu_r > 1$, т. е. скорость распространения электромагнитной волны v в диэлектрике меньше, чем в вакууме. Таким образом, при входе из вакуума в вещество волна замедляется.

Но безразмерное отношение c/v есть не что иное, как показатель преломления диэлектрика n . Следовательно,

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.21)$$

или для немагнитных диэлектриков, принимая $\mu_r = 1$, получаем:

$$\epsilon_r = n^2. \quad (3.22)$$

В дальнейшем покажем, что соотношение (3.22) имеет лишь ограниченную область применения.

Волна в веществе короче, чем в вакууме. На самом деле, при переходе электромагнитной волны из одной среды в другую период колебания T не изменяется (мы не имеем здесь в виду некоторые специальные случаи):

$$\lambda_{\text{вак}} = cT, \quad (3.23)$$

а длина волны в веществе

$$\lambda_{\text{вещ}} = vT; \quad (3.23')$$

так как $v < c$, то $\lambda_{\text{вещ}} < \lambda_{\text{вак.}}$.

Плоская электромагнитная волна, движущаяся без затухания в диэлектрической среде в направлении оси X , показана на рис. 3.3. В этом случае векторы напряженности электрического поля E и напряженности магнитного поля H взаимно перпендикулярны; отношение их модулей

$$Z = E/H \quad (3.24)$$

называется волновым сопротивлением вещества; оно имеет размерность сопротивления, и, действительно, его единица есть

$$[Z] = (\text{В/м}) / (\text{А/м}) = \Omega.$$

Волновое сопротивление диэлектрического материала связано с двумя другими его параметрами—диэлектрической проницаемостью ϵ_r и магнитной проницаемостью μ_r соотношением

$$Z = \sqrt{\mu_0 \mu_r / \epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (3.25)$$

Для вакуума $\mu_r = 1$ и $\epsilon_r = 1$, так что волновое сопротивление вакуума равно:

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}, \quad (3.26)$$

т. е.

$$Z_0 = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \Gamma_{\text{Н/м}}}{(10^7 \text{ м/Гн}) / 4\pi c^2}} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_{\text{Н}}}{\text{м}} \cdot c = 376,73 \Omega$$

или с учетом приближенной формулы (1.9'')

$$Z_0 \approx 120 \pi \Omega.$$

Из вышесказанного очевидно, что четыре фундаментальные физические постоянные ϵ_0 , μ_0 , c и Z_0 связаны друг с другом таким образом, что задание любых двух из этих постоянных однозначно определяет две остальные; каждая из этих постоянных может быть выражена через любые две из оставшихся. То же относится и к четырем параметрам диэлектрического материала: ϵ_r , μ_r и Z .

Так, для вакуума имеем:

$$\begin{aligned}\epsilon_0 &= 1/\mu_0 c^2 = \mu_0/Z_{\text{в}}^2 = 1/c Z_0; \\ \mu_0 &= 1/\epsilon_0 c^2 = \epsilon_0 Z_{\text{в}}^2 = Z_0/c; \\ c &= 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 1/\epsilon_0 Z_0 = Z_0/\mu_0; \\ Z_0 &= \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 1/\epsilon_0 c = \mu_0 c.\end{aligned}\quad (3.27)$$

Преобразованием уравнений (3.18), (3.19), (3.24), (3.25) легко также получить выражения для отношений попарно сгруппированных отношений модулей векторных величин, характеризующих электромагнитное поле как в вакууме:

$$E/B = H/D = c; \quad B/D = E/H = Z_0, \quad (3.28)$$

так и в веществе:

$$E/B = H/D = c \sqrt{\mu_r/\epsilon_r}; \quad B/D = E/H = Z_0 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r}. \quad (3.28')$$

Таким образом, правые части уравнений (3.28') представляют собой правые части соответствующих уравнений (3.28), умноженные на корень квадратный из отношения магнитной и диэлектрической проницаемостей вещества.

Как для волн в вакууме, так и для волн в веществе справедливы соотношения:

$$EH/BD = c^2 \text{ и } BH = DE.$$

Последняя формула имеет особо четкий физический смысл: она указывает на равенство электрической и магнитной энергий, переносимых волной. Действительно, среднее значение плотности электрической энергии согласно (3.15) и (3.16) равно (для случая волны в веществе при $\epsilon_r \neq 1$):

$$w = ED/2 = \epsilon_0 \epsilon_r E^2/2;$$

плотность магнитной энергии выражается формулой, аналогичной (3.15) и (3.16):

$$w_m = BH/2 = \mu_0 \mu_r H^2/2;$$

так как $BH = DE$, получаем, что $w = w_m$.

Полная плотность энергии зоны равна:

$$w + w_m = 2w_m = \epsilon_0 \epsilon_r E^2 = \mu_0 \mu_r H^2.$$

Поток мощности, Вт/м², переносимый волной, равен произведению полной плотности энергии волны на скорость распространения волны v :

$$(w + w_m)v = EH. \quad (3.29)$$

Замечания к формуле (3.29): произведение EH есть модуль вектора Пойнтинга (следует иметь в виду, что в данном случае $E \perp H$, рис. 3.3); единица выражения в левой части:

$$[w/v] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2};$$

единица выражения в правой части:

$$[EH] = \frac{\text{В}}{\text{м}} \cdot \frac{\text{А}}{\text{м}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}.$$

Необходимо помнить, что ϵ_r (как и диэлектрическая восприимчивость $k_3 = \epsilon_r - 1$) является макроскопическим параметром диэлектрика, отображающим свойства вещества в достаточно большом объеме, а не свойства отдельных атомов и молекул вещества.

Диэлектрическая проницаемость газов весьма близка к единице и нередко при ориентировочных расчетах принимается равной единице; так, для воздуха при нормальных условиях давления и температуры $\epsilon_r = 1,00058$. Для громадного большинства практически применимых жидких и твердых электроизоляционных материалов ϵ_r порядка нескольких единиц, реже нескольких десятков и весьма редко более 100. Для всех известных жидкостей (при измерении в самых различных условиях) ϵ_r колеблется в пределах от 1,05 (жидкий гелий Нe) до 158 (цианильная кислота HCN) и 175 (плавиковая кислота HF при 200 K). Некоторые представители особого класса кристаллических диэлектриков — уже упоминавшиеся выше сегнетоэлектрики — в определенных условиях могут иметь исключительно высокие значения ϵ_r — порядка тысяч и десятков тысяч. Таким образом, диэлектрики могут значительно различаться по диэлектрической проницаемости, хотя это различие выражено все же не так сильно, как различие в удельных сопротивлениях (см. гл. 2).

3.2. Постоянная времени участка изоляции

Перемножив левые и правые части формул (1.12) и (1.14), получим:

$$CR = \epsilon_0 \epsilon_r \rho. \quad (3.30)$$

Таким образом, произведение емкости на объемное сопротивление любого конденсатора (с однородным и изотропным диэлектриком) не зависит от геометрических размеров и формы конденсатора и определяется исключительно свойствами диэлектрика.

В (3.30) входит объемное сопротивление участка изоляции R . Однако в ряде случаев (например, для изоляции длинного кабеля или для изоляции конденсатора с широкими закраинами) поверхностная утечка мала по сравнению с объемной утечкой, так что под R в упомянутой формуле можно подразумевать общее сопротивление участка изоляции $R_{\text{из}}$.

Произведение CR имеет и вполне определенный физический смысл. Зарядим конденсатор, имеющий емкость C и сопротивление изоляции R , до некоторого напряжения U_0 . Оставленный разомкнутым после отключения источника напряжения конденсатор будет постепенно разряжатьсяся. Уравнение процесса спада напряжения и на обкладках конденсатора в функции времени с момента отключения источника напряжения (рис. 3.4) для схемы замещения рис. 3.5 имеет вид:

$$u = U_0 \exp(-t/\tau) = U_0 \exp(-t/CR). \quad (3.31)$$

Таким образом, произведение $CR=\tau$ есть постоянная времени саморазряда конденсатора (или сокращенно постоянная времени конденсатора). В соответствии со свойствами уравнения (3.31) постоянная времени равна тому промежутку времени, в течение которого (начиная с любого момента) напряжение на конденсаторе уменьшается в $e=2,718 \dots$ раза; она может быть представлена на чертеже как подкасательная к кривой $u(t)$ в любой ее точке (на рис. 3.4 построена подкасательная OB для точки $u=U_0$, т. е. точки A пересечения кривой с осью ординат, а также подкасательная BD для точки кривой, для которой $u=U_0/e$).

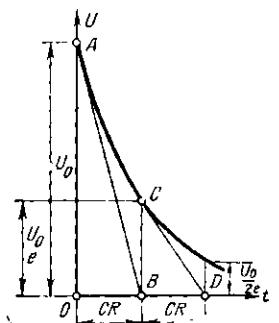


Рис. 3.4. Зависимость мгновенного значения напряжения u на конденсаторе в процессе саморазряда от времени t . $CR=\tau$ — постоянная времени саморазряда конденсатора.

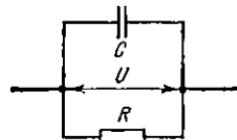
Если выражать C в фарадах, а R — в омах (или, как часто делают на практике, выражать C в микрофарадах, а R — в мегаомах), произведение CR получается в секундах, так как

$$\text{мкФ} \cdot \text{МОм} = \Phi \cdot m = (c \cdot \text{Ом}/\text{Ом}) = c.$$

Понятно, что чем больше произведение CR , т. е. чем больше постоянная времени τ конденсатора (или, более обще, любого участка изоляции), тем выше качество изоляции. Постоянная времени — важный параметр электрической изоляции; опытное определение ее весьма несложно.

Оценим порядок постоянной времени различных электрических конденсаторов и конструкций электрической изоляции; мы увидим, что различие здесь может быть весьма большим. Так, для алюминиевого электролитического (оксидного) конденсатора, в котором диэлектриком является пленка оксида алюминия Al_2O_3 с ϵ_r порядка 10 и ρ порядка $10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, т по (3.31) получается всего лишь 10 с. Для пропитанной бумажной изоля-

Рис. 3.5. Схема замещения конденсатора для рассмотрения процесса саморазряда.



ции силового кабеля с $\epsilon_r=3$ и $\rho=10^{15} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ значение τ достигает уже примерно 10 ч. Для керамической подложки печатного монтажа микроэлектронной схемы с $\epsilon_r=6$ и $\rho=10^{16} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ постоянная времени равна приблизительно одной неделе. Пленочный полистирольный конденсатор с $\epsilon_r=2,6$ и $\rho=10^{17} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ характеризуется постоянной времени саморазряда, равной примерно одному месяцу.

Левая и правая части формулы (3.30) в сопоставлении с формулами (1.48) и (1.50) дают два выражения для температурного коэффициента постоянной времени конденсатора

$$TK\tau = TKC + TKR = TK\epsilon_r + TK\rho. \quad (3.32)$$

Приведенные выше выкладки не являются строгими, так как мы пренебрегли фактически имеющей место зависимостью R от времени, от значения напряжения на конденсаторе в данный момент времени и т. п. (см. гл. 2).

Отношение R/C , МОм/мкФ, вводимое иногда в расчеты, не может быть использовано для оценки качества участка изоляции; эта величина является случайной и зависит не только от качества диэлектрического материала, но и от размеров и формы изоляции и электродов.

3.3. Неполярные и полярные диэлектрики

Уже весьма давно исследователи изучали вопрос о связи способности веществ к поляризации с их химической природой. В частности, П. И. Вальден (Риж-8—1364

ский политехнический институт) в 1910 г., рассматривая в основном органические диэлектрики, разделил важнейшие радикалы, из которых составляются органические вещества, на две группы: диэлектротроны, к которым принадлежат $-H$, $-CH_3$, $-C_2H_5$, $-C_6H_5$ и другие углеводородные остатки, и диэлектрофоры (т. е. «носители диэлектрических свойств»), к которым относятся $-OH$, $>CO$, $-NH_2$, $>NO_2$ и др. П. И. Вальден установил, что вещество, молекула которого составлена из двух диэлектротронов, может обладать лишь малой диэлектрической проницаемостью ϵ_r ; но вещество, молекулы которого образованы диэлектротроном и диэлектрофором, имеет повышенную ϵ_r ; добавление к такой молекуле еще диэлектрофорной группы может как повысить, так и понизить ϵ_r ; молекулы, состоящие из двух диэлектрофорных групп, как правило, образуют вещество с малой ϵ_r .

Работа П. И. Вальдена для своего времени имела большое значение. Однако она еще не раскрыла ясный физический смысл появления малого или повышенного значения диэлектрической проницаемости у различных веществ. Дальнейшим существенным вкладом в теорию влияния химической природы вещества на процесс диэлектрической поляризации в нем явились работы Дебая (P. J. W. Debye); первая основополагающая статья его по рассматриваемому вопросу появилась в 1912 г.

В настоящее время общепринято разделение большей части диэлектриков на два класса:

- 1) неполярные (нейтральные) диэлектрики и
- 2) полярные (дипольные) диэлектрики.

Это разделение чрезвычайно важно для рассмотрения не только электрических, но и общих физико-химических свойств веществ.

Молекула любого вещества состоит из частиц (атомов или групп атомов, ионов), каждая из которых имеет определенный электрический заряд — положительный или отрицательный. Силы взаимодействия между этими зарядами определяют собой в конечном счете механическую прочность вещества. Алгебраическая сумма всех зарядов в молекуле любого вещества равна нулю, так как вещество в достаточно большом объеме (если только оно не наэлектризовано действием какой-нибудь внешней причины) не обнаруживает наличия электрического заряда. Но пространственное расположение зарядов

в молекуле у различных веществ может быть различным.

Если заменим все положительные и все отрицательные заряды молекулы одним положительным и одним отрицательным зарядами, равными по абсолютному значению между собой и расположеными в центрах тяжести положительных и соответственно отрицательных зарядов (эти центры находятся по тем же правилам, по которым определяется в статике положение центров тяжести систем точечных масс), то эти суммарные заряды могут либо совпадать в пространстве, либо не совпадать. В первом случае имеем неполярную молекулу и вещество, состоящее из таких молекул, также называем неполярным. Во втором случае, когда даже при отсутствии внешнего электрического поля молекула представляет собой электрический диполь (рис. 3.6) с отличным от нуля собственным электрическим моментом (как иногда говорят, постоянный, перманентный или «жесткий» диполь), молекула является полярной, и состоящее из таких молекул вещество (если при этом жесткие диполи способны к переориентации внешним электрическим полем) мы называем полярным. Вещество, состоящее из различных молекул — как неполярных, так и полярных, мы должны рассматривать как полярие.

Электрический момент молекулы¹ равен:

$$\mu = ql, \quad (3.33)$$

где q — суммарный положительный (или численно равный ему суммарный отрицательный) электрический заряд молекулы; l — плечо диполя (рис. 3.6).

В большинстве случаев собственный электрический момент полярных молекул бывает порядка 10^{-30} Кл·м, так как абсолютное значение заряда электрона $|e| \approx 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а плечо — порядка 10^{-10} м.

В литературе встречается единица электрического момента — дебай (обозначение Д), названная в честь Дебая; $1 \text{Д} = 10^{18}$ единиц электрического момента системы СГСЭ = $3,333 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

¹ Здесь и в дальнейшем изложении будем обозначать буквой μ собственный электрический момент молекулы, которым молекула обладает при отсутствии внешнего электрического поля, а не индуцированный электрический момент, появляющийся у молекул под действием на диэлектрик внешнего электрического поля, который обозначим в § 3.4 буквой ρ_0 , см. (3.34).

Понятно, что у молекул неполярных веществ $\mu=0$ и потому $\mu=0$.

Постоянный электрический момент полярной молекулы, как и всякий электрический момент, является векторной величиной. В настоящей книге будем принимать за направление вектора μ : направление от отрицательного заряда к положительному (как это показано на рис. 3.6).

Независимо от результатов, которые могут быть получены при изучении электрических свойств вещества, о наличии у молекул этого вещества собственного электрического момента можно судить по химическому



Рис. 3.6. Схема строения полярной молекулы.

$+q$ и $-q$ — центры суммарных положительного и отрицательного зарядов молекулы; l — расстояние между суммарными зарядами (плечо диполя).

строению его молекул. И, наоборот, экспериментальное определение дипольного момента μ дает возможность делать весьма важные заключения о структуре его молекул. Очевидно, что молекулы, которые построены симметрично (при наличии центра симметрии), являются неполярными, так как в этом случае центры тяжести как положительных, так и отрицательных зарядов молекулы совпадают с центром симметрии молекулы, а следовательно, и друг с другом (при этом можем даже не интересоваться знаком заряда отдельных атомов и ионов, из которых построена молекула); наоборот, несимметричные молекулы являются жесткими диполями.

Так, одноатомные молекулы (He, Ne, Ar, Kr, Xe) и молекулы, состоящие из двух одинаковых атомов, соединенных друг с другом гомеополярной связью (H_2 , N_2 , Cl_2 и т. п.), неполярны, а молекулы такого типичного ионного (с гетерополярной связью) соединения, как йодистый калий KI (рис. 3.7,а), имеют весьма большой постоянный электрический момент $\mu=23 \cdot 10^{-30}$ Кл·м; направлен этот момент от отрицательно заряженного иона I^- к положительно заряженному иону K^+ .

Чем больше отличаются друг от друга электроотрицательности атомов, образующих двухатомную молекулу, т. е. чем сильнее смешена в сторону одного из атомов их общая электронная пара, тем больше

электрический момент такой молекулы. Например, по мере уменьшения электроотрицательности галогенов в ряду от фтора к йоду уменьшается дипольный момент μ молекул галогеноводородов:

Вещество	HF	HCl	HBr	HІ
$\mu, 10^{-30}$ Кл·м	6,7	3,5	2,6	1,3

Очень важно заметить, что при суждении о полярности молекулы по ее строению необходимо учитывать не только условное написание химической формулы вещества, но и фактическое расположение зарядов в пространстве. Так, формулы угольного ангидрида и воды в записях CO_2 и H_2O похожи, но в действительности молекула угольного ангидрида имеет симметричное строение с центром симметрии (рис. 3.7,б) и потому угольный ангидрид неполярен, а молекула воды имеет вид равнобедренного треугольника (рис. 3.7,в) и потому вода имеет резко выраженные полярные свойства (для молекулы воды $\mu=6,1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м).

Все углеводороды представляют собой вещества неполярные или слабополярные ($\mu=0$ или весьма мало). Однако при замене отдельных атомов водорода атомами галогенов F, Cl, Br или I либо группами $-\text{OH}$, $-\text{NO}_2$ и пр. (т. е. диэлектрофорами Вальдсена) образуются несимметричные молекулы, обладающие $\mu>0$.

Так, рассмотрим простейший углеводород — метан CH_4 (молекула его в пространстве имеет вид тетраэдра, в центре которого расположен атом C, а по вершинам — атомы H, см. рис. 3.7,г) и продукты замещения в нем водорода хлором — хлористый метил CH_3Cl , двуххлористый метилен CH_2Cl_2 , хлороформ CHCl_3 и четыреххлористый углерод (тетраформ) CCl_4 . Очевидно, что для

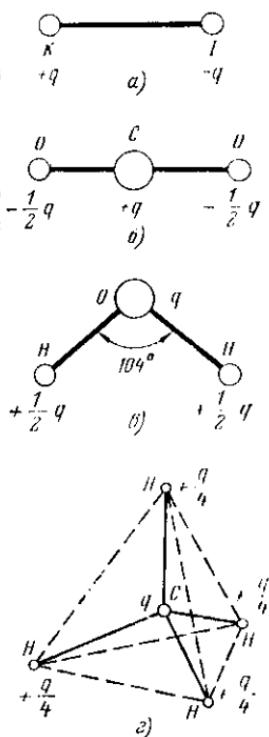


Рис. 3.7. Схемы пространственного строения молекул: йодистого калия (а), угольного ангидрида CO_2 (б), воды H_2O (в) и метана CH_4 (г).

метана $\mu=0$. Молекулы CHCl_3 , CH_2Cl_2 и CHCl_2 асимметричны и для них соответственно $\mu=6,2 \cdot 10^{-30}$; $5,17 \times 10^{-30}$ и $3,8 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, но молекула CCl_4 вновь симметрична и имеет $\mu=0$.

Бензол C_6H_6 —вещество неполярное; при замещении одного атома водорода в бензоле другим элементом или группой получаем полярные вещества:

монохлорбензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$ ($\mu=5,17 \cdot 10^{-30}$ Кл·м);

моноиодбензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{I}$ ($\mu=4,3 \cdot 10^{-30}$ Кл·м);

фенол $\text{C}_6\text{H}_5-\text{OH}$ ($\mu=5,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м);

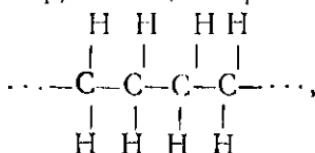
анилин $\text{C}_6\text{H}_5-\text{NH}_2$ ($\mu=5,1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м);

нитробензол $\text{C}_6\text{H}_5-\text{NO}_2$ ($\mu=13,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м) и т. д.

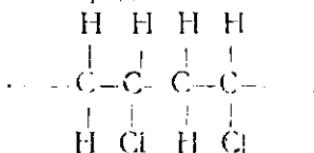
Ацетон $\text{CH}_3-\text{CO}-\text{CH}_3$ вследствие наличия в молекуле группы $>\text{CO}$ полярен; для него $\mu=9,7 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

Примеры неорганических веществ с высоким значением μ : йодид алюминия AlI_3 ($\mu=16,5 \cdot 10^{-30}$ Кл·м) и хлорид олова SnCl_4 ($\mu=17,0 \cdot 10^{-30}$ Кл·м).

Из числа применяемых в электроизоляционной технике органических материалов практически неполярными являются такие вещества углеводородного состава, как полиэтилен—полимер, имеющий строение (упрощенно):

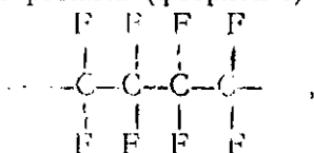


а также парафин, перезин, полизобутилен, полипропилен, полистирол, певулканизированный каучук, эскапон, нефтяные электроизоляционные масла и др. Сильно полярны: поливинилхлорид

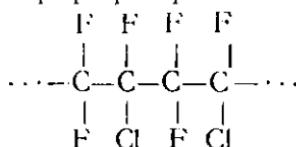


поливиниловый спирт и его производные, целлюлоза и ее производные, фенолформальдегидные смолы и т. п.

Политетрафторэтилен (фторлон-4)



который можно рассматривать как полимерный углеводород (полиэтилен), в котором атомы водорода полностью замещены атомами фтора, благодаря симметричной структуре каждого звена молекулярной цепочки неполярен; но полигексафторхлорэтилен (фторлон-3)



имеет несимметричное строение и потому полярен.

В ряде случаев при расчете постоянного электрического момента μ многоатомной молекулы оказывается удобным исходить из определенных векторных значений дипольных моментов отдельных групп атомов или междуатомных связей и затем производить геометрическое сложение их по всей молекуле. Значения моментов для некоторых групп и связей, практически важные для расчета μ органических диэлектриков, приведены в табл. 3.1. Связи между

Таблица 3.1. Постоянные электрические моменты групп и связей

Группа или связь	Тип соединений, для которого выполняется расчет	$\mu, 10^{-30}$ Кл·м	Направление момента
$-\text{CH}$	Предельные соединения	1,33	$\text{C}\rightarrow\text{H}$
$-\text{OH}$	Спирты	5,27	$\text{O}\rightarrow\text{H}$
$-\text{NH}$	—	5,53	$\text{N}\rightarrow\text{H}$
$-\text{NO}_2$	—	13,2	$\text{O}_2\rightarrow\text{N}$
$\text{C}\equiv\text{N}$	—	2,03	$\text{N}\rightarrow\text{C}$
$\text{C}\equiv\text{N}$	—	13,1	$\text{N}\rightarrow\text{C}$
$\text{C}\sim\text{O}$	Эфиры	3,73	$\text{O}\rightarrow\text{C}$
$\text{C}\sim\text{Cl}$	Предельные соединения	6,83	$\text{Cl}\rightarrow\text{C}$
$\text{C}\sim\text{Cl}$	Замещенные бензолы	5,17	$\text{Cl}\rightarrow\text{C}$
$\text{C}\sim\text{F}$	—	6,10	$\text{F}\rightarrow\text{C}$

атомами углерода всех трех возможных видов (т. е. $\text{C}-\text{C}$, $\text{C}=\text{C}$ и $\text{C}\equiv\text{C}$) имеют моменты, равные нулю. Понятно, что моменты связей $\text{C}-\text{H}$ и $-\text{CH}_3$ должны быть равны друг другу, так как молекула метана CH_4 симметрична и неполярна (см. выше); но момент молекулы метана можем рассчитать как геометрическую сумму направленных в противоположные стороны моментов связей $\text{C}-\text{H}$ и $-\text{CH}_3$.

Однако при таком расчете могут получиться неточности из-за непримития во внимание взаимного влияния связей, благодаря которому, в частности, направление дипольного момента связи может не точно совпадать с направлением линии, соединяющей в пространстве центры двух связанных друг с другом атомов. Во многих слу-

Таблица 3.2 Постоянные электрические моменты молекул бензола и его хлорзамещенных

Вещество	Структурная формула	Векторное изображение	Электрический момент молекулы	
			Вычисленная величина μ , 10^{-30} К \cdot м	Экспериментальная величина μ , 10^{-30} К \cdot м
Бензол			0	0
Монохлорбензол			—	5,17
Ортодихлорбензол			8,94	7,57
Метадихлорбензол			5,17	4,93
Параадихлорбензол			0	0

Продолжение табл. 3.2

Вещество	Структурная формула	Электрический момент молекулы		
		Векторное изображение	Валентная величина μ , 10^{-30} Кл·м	Экспериментальная величина μ , 10^{-30} Кл·м
1, 2, 4-трихлорбензол			5,17	4,17
1, 3, 5-трихлорбензол			0	0
Гексахлорбензол			0	0

чаях расчет указанным путем дает удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными.

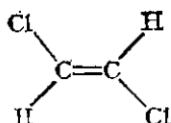
В виде примера рассмотрим определение расчетным путем постоянных моментов молекул некоторых хлорзамещенных бензола. Бензольное кольцо C_6H_6 представляет собой правильный шестиугольник; очевидно, что бензол имеет строго симметричную структуру молекул и является веществом неполярным. Направления валентностей замещения лежат в плоскости бензольного кольца и при наличии нескольких заместителей могут образовывать между собой углы 60; 120 или 180°. Для моноклорбензола C_6H_5Cl $\mu = 5,17 \times 10^{-30}$ Кл·м. Двухзамещенный бензол (дихлорбензол) $C_6H_4Cl_2$

образует три изомера: ортодихлорбензол, метадихлорбензол и пара-дихлорбензол. Для парадихлорбензола должно быть $\mu=0$, так как два численно равных момента связей C—Cl направлены взаимно противоположно. Для ортодихлорбензола должно быть $\mu=5,17 \times 10^{-30} \sqrt{3}=8,94 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, а для метадихлорбензола $\mu=5,17 \times 10^{-30}$ Кл·м.

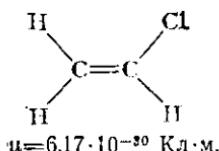
Рассмотрим два изомера трехзамещенных соединений $C_6H_3Cl_3$: 1, 2, 4-трихлорбензол, для которого моменты двух связей C—Cl взаимно уравновешиваются и остается $\mu=5,17 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, и симметричный трихлорбензол (1, 3, 5-трихлорбензол), у которого в силу симметрии должно быть $\mu=0$. Наконец, если заместим все шесть атомов водорода в бензоле атомами хлора, то получим гексахлорбензол C_6Cl_6 , для которого из-за симметрии построения молекулы оиянья-тики мы выравниваем $\mu=0$. В табл. 3.2 приведены называемые вещества с их структурными формулами (бензольное кольцо обозначено упрощенно в виде шестиугольника), изображением геометрически складываемых векторов и значения электрического момента μ и молекулы, вычисленные (см. выше) и полученные из опыта.

Мы видим, что для всех рассмотренных здесь соединений, которые изображают симметрии строения молекулы предположим неполярными, действительно $\mu=0$; у полярных соединений мы имеем лишь качественное совпадение вычисленных и экспериментально полученных значений. Относительно лучше совпадение для случая метадихлорбензола. Хуже результат для ортодихлорбензола и для 1, 2, 4-трихлорбензола; это объясняется неучтенным в нашем упрощении расчете сильным взаимодействием электронов связей C—Cl и бензольного кольца.

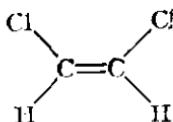
Приведем еще один яркий пример влияния строения молекулы на ее полярность: из двух пространственных изомеров дихлорэтена $C_2H_2Cl_2$ (все валентности углеродных атомов расположены в одной плоскости) транс-изомер



имеющей симметрично построенную молекулу, неполярен ($\mu=0$), а для несимметричной молекулы цис-изомера



Наконец, для третьей возможной формы стереоизомера



постоянный момент молекулы $\mu=3,93 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

3.4. Физическая сущность поляризации диэлектриков

Поляризация представляет собой сопровождающееся некоторым упорядочением в пространстве перемещение в пределах диэлектрика электрически заряженных частиц под действием сил внешнего электрического поля, вызывающее образование некоторого электрического момента как у всего объема диэлектрика, так и у каждой отдельной поляризующейся частицы (атома, иона, молекулы) диэлектрика.

У линейных диэлектриков существует прямая пропорциональность между приобретаемым поляризующейся частицей при поляризации электрическим моментом p_0 («индуцированным моментом») и значением напряженности E электрического поля, действующей на рассматриваемую частицу:

$$p_0 = \alpha E. \quad (3.34)$$

Коэффициент пропорциональности α в (3.34) называется поляризуемостью данной частицы.

При выражении p_0 в Кл·м, а E — в В/м получаем единицу СИ для поляризуемости:

$$[\alpha] = \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{В/м}} = \frac{\text{Кл}}{\text{В}} \cdot \text{м}^2 = \text{Ф} \cdot \text{м}^2.$$

Отношение α к электрической постоянной ϵ_0 (или, иначе, отношение индуцированного момента частицы не к напряженности электрического поля, а к электрическому смещению D)

$$\beta = \alpha / \epsilon_0 = p_0 / \epsilon_0 E = p_0 / D \quad (3.35)$$

называем геометрической поляризуемостью.

Единица геометрической поляризуемости

$$[\beta] = \frac{\Phi \cdot \text{м}^2}{\Phi / \text{м}} = \text{м}^3;$$

размерность β совпадает с размерностью объема, т. е. L^3 .

В ряде случаев целесообразно вводить в рассмотрение безразмерную величину — относительную поляризуемость, равную отношению поляризуемости (или геометрической поляризуемости) к поляризуемости (или соответственно к геометрической поляризуемости) какой-либо частицы, принимаемой за эталонную. Удоб-

нее всего в качестве такой частицы избрать атом химического элемента, обладающего весьма малой относительной атомной массой и к тому же являющегося инертным газом, образующим лишь одноатомные молекулы — а именно изолированный атом гелия, для которого геометрическая поляризуемость β может быть приближенно принята равной $2 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$.

Поляризуемость отображает свойства отдельной частицы вещества, а не некоторого содержащего весьма большое число частиц объема и представляет собой важнейший микроскопический электрический параметр диэлектрика.

Так как поляризация, как и электропроводность обусловлена перемещением в пространстве электрически заряженных частиц диэлектрика, между этими двумя явлениями существует известное сходство. Полезно установить некоторые характерные различия этих двух явлений.

1. При поляризации (по крайней мере, при электронной, ионной и дипольной поляризации, см. ниже) имеет место перемещение зарядов, которые не могут выходить за пределы данной молекулы, в то время как электропроводность обусловлена движением («дрейфом») носителей, которые могут под действием внешнего электрического поля перемещаться в веществе на сравнительно большие расстояния, в предельном случае — сквозь всю толщу диэлектрика, от одного электрода до другого.

2. Поляризация во многих случаях имеет место во всех молекулах диэлектрика — это его «массовое» свойство. В то же время электропроводность диэлектрика часто практически полностью обусловливается наличием незначительного количества примесей (загрязнений), а не основным веществом диэлектрика и при тщательной очистке диэлектрика может существенно ослабляться. Поэтому, в частности, при смешении друг с другом двух (или нескольких) не реагирующих между собой химически диэлектриков диэлектрическая проницаемость получающейся смеси в первом приближении может быть оценена по арифметическому правилу смешения (подробнее — см. § 3.7). Для подсчета же удельного сопротивления диэлектрика это правило может оказаться совершенно непригодным, так как уже малая примесь другого вещества может иногда на несколько порядков снизить удельное сопротивление диэлектрика. Еще более

резко бывает иногда выражено влияние ничтожных количеств примесей на удельное сопротивление полупроводников.

Таким образом, можем упрощенно представить себе физическую картину поляризации диэлектрика как перемещение в пространстве весьма большого количества заряженных частиц вещества, но на ничтожно малые расстояния, а физическую картину электропроводности диэлектрика — как перемещение относительно малого количества заряженных частиц, но на относительно большие расстояния.

3. Смещение при поляризации (по крайней мере, в некоторых случаях) может рассматриваться как «упругий» сдвиг зарядов. По прекращению действия приложенного к диэлектрику напряжения смещенные заряды могут иметь тенденцию к возвращению в исходные положения, что для явления электропроводности не имеет места.

4. В то время как ток проводимости существует все время, пока к диэлектрику приложено извне постоянное электрическое напряжение, емкостный ток возникает только при включении или выключении постоянного напряжения или вообще при изменении значения приложенного напряжения; длительно может существовать емкостный ток в диэлектрике лишь под действием переменного напряжения. При наличии синусоидального переменного напряжения ток проводимости совпадает по фазе с напряжением, а емкостный ток (в линейном диэлектрике), будучи также синусоидальным, опережает по фазе напряжение на четверть периода.

Существует несколько видов поляризации, каждый из которых объясняется собственным физическим механизмом явления. Из числа этих видов поляризации рассмотрим здесь лишь три наиболее типичных: электронную, ионную и дипольную.

Электронная поляризация — смещение (под действием внешнего электрического поля E) орбит, по которым движутся отрицательно заряженные электроны вокруг положительно заряженного атомного ядра (рис. 3.8,а; через p обозначен индуцированный электрический момент).

Электронная поляризация происходит во всех атомах или ионах и, таким образом, независимо от возможности наличия в диэлектрике других видов поляризации

наблюдается во всех диэлектриках. Характерной особенностью электронной поляризации является то, что при наложении внешнего электрического поля она совершается за чрезвычайно короткое время (порядка 10^{-15} — 10^{-14} с), сравнимое с периодом световых колебаний.

Неполярные диэлектрики, в которых имеется только один вид поляризации, а именно электронная поляризация, обычно удовлетворяют уравнению $\epsilon_r = v^2$ (3.22), являющемуся следствием теории Максвелла.

При более строгом рассмотрении вопроса следует учитывать явление дисперсии света, т. е. изменяемость показателя преломления при изменении длины волны, и

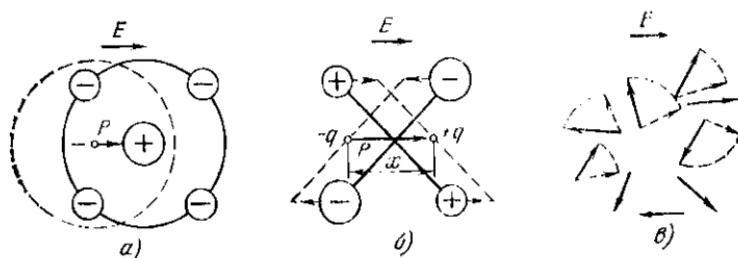


Рис. 3.8. Различные виды поляризации (схематически).

в (3.22) подставлять значения v и ϵ_r , измеренные при одной и той же длине электромагнитной волны. Однако в связи с тем, что изменения v и (ϵ_r) (как увидим далее) ϵ_r у неполярных диэлектриков от частоты электромагнитных колебаний выражены незначительно, этим обстоятельством на практике часто пренебрегают и в расчет вводят, например, показатель преломления n_d , измеренный при желтом свете, соответствующем спектральной линии D патрия.

Поскольку показатель преломления v измеряется значительно проще и с большей степенью точности, чем диэлектрическая проницаемость ϵ_r , в ряде случаев измерение вещества может быть заменено измерением v .

То, что соотношение (3.22) действительно соблюдается для тех диэлектриков, которые практически можно считать неполярными, легко видеть из табл. 3.3, в которой приведены данные для некоторых неполярных диэлектриков в различных агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном.

Таблица 3.3. Сопоставление значений v , v^2 и ϵ_r (при нормальных давлениях и температуре) для неполярных диэлектриков

Диэлектрик	Агрегатное состояние	v	v^2	ϵ_r
Водород H_2	Газообразное	1,00014	1,00028	1,00027
Кислород O_2		1,00027	1,00054	1,00055
Азот N_2		1,00030	1,00060	1,00060
Этилен C_2H_4		1,00065	1,00130	1,00138
Тетраформ CCl_4	Жидкое	1,46	2,13	2,24
Бензол C_6H_6		1,50	2,25	2,28
Толуол C_7H_8		1,50	2,25	2,39
Трансформаторное масло		1,50	2,25	2,25
Парафин	Твердое	1,44	2,10	2,2
Полистирол		1,55	2,40	2,6
Сера		1,92	3,69	3,8
Алмаз		2,40	5,76	5,7

Ионная поляризация — смещение относительно друг друга ионов, составляющих гетерополярную (ионную) молекулу. Процесс ионной поляризации для своего установления требует малого времени, но все же большего, чем для электронной поляризации, а именно 10^{-13} — 10^{-12} с. Уравнение $\epsilon_r = v^2$ (имеется в виду, что ϵ_r определена при частоте той же или значительно более низкой, чем v) при наличии ионной поляризации уже не соблюдается; в этом случае $\epsilon_r > v^2$, что иллюстрирует табл. 3.4, представляющая сводку значений v , v^2 и ϵ_r для некоторых ионных кристаллов, т. е. веществ, для которых особенно характерна ионная поляризация рассматриваемого здесь вида («поляризация ионного смещения») (рис. 3.8, б, в; через p здесь также обозначен индуцированный момент, равный произведению заряда q на плечо x).

В целом процессы электронной и ионной поляризации довольно сходны между собой. Оба эти явления можно рассматривать как разновидности деформационной поляризации, представляющей собой сдвиг зарядов относительно друг друга в направлении электрического поля (но не поворот диполей, как при ориентационной поляризации, см. ниже). Помимо уже отмечавшейся вы-

Таблица 3.4. Сопоставление значений ν , ν^2 и ϵ_r для ионных кристаллов

Диэлектрик	ν	ν^2	ϵ_r
Хлористый калий KCl	1,49	2,22	4,8
Хлористый натрий (каменная соль) NaCl	1,54	2,37	6,0
Кальцит CaCO ₃	1,66	2,78	6,1
Глет PbO	2,60	6,76	26
Рутил TiO ₂	2,7	7,3	114*

* В поликристаллическом состоянии; для моноокристалла параллельно главной кристаллографической оси $\epsilon_r \approx 173$.

шее весьма большой скорости установления состояния поляризации, важно иметь в виду, что на процесс деформационной поляризации

(поскольку рассматриваем поляризацию отдельной молекулы) практически не оказывает влияния температура диэлектрика, а также то, что процесс деформационной поляризации (по крайней мере, в пределах той точности измерений, которая может быть достигнута в настоящее время) не связан с необратимым рассеянием энергии на низкой частоте. Электрическая энергия, которая требуется для поляризации молекулы, полностьюозвращается источнику электрической энергии после снятия

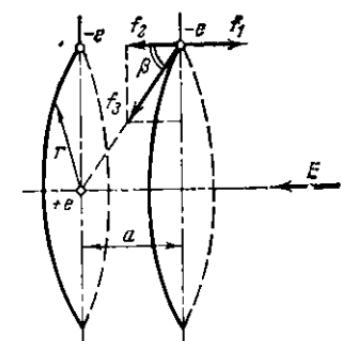


Рис. 3.9. Электронная поляризация атома водорода. Слева показана орбита электрона до установления поляризации, справа — после установления поляризации.

напряжения; поэтому деформационная поляризация не вызывает возникновения диэлектрических потерь (кроме линий резонансных потерь, возникающих при весьма высоких частотах).

Схематически процесс электронной поляризации в простейшем атоме — атоме водорода, который будем рассматривать изолированным, а не входящим в состав молекулы, представлен на рис. 3.9. Атом водорода имеет всего лишь один электрон, имеющий отрицательный заряд $|e|$ и вращающийся вокруг ядра, положительный заряд которого по абсолютному значению также равен $|e|$. Изобра-

жной леже орбита, в плоскости которой находится ядро атома, — орбита, существовавшая до наложения внешнего электрического поля, а изображенная правее орбита смешена относительно ядра после наложения электрического поля с напряженностью E (как в на рис. 3.8,а). При поляризации атом, который ранее не обладал постоянным электрическим моментом ($\mu=0$), приобретает индуцированный электрический момент p_s , равный

$$p_s = ea. \quad (3.36)$$

На основании (3.31) поляризуемость

$$\alpha = p_s/E;$$

подстановка значения p_s из (3.36) дает:

$$\alpha = ea/E. \quad (3.37)$$

Пайдем единицу a , пользуясь элементарными представлениями о сплах, действующих внутри атома (квантовомеханические соображения дают уточнение расчета, которое здесь не будем рассматривать). Сила, с которой электрическое поле действует на электрон, равна:

$$f_1 = Ee.$$

Эта сила должна уравновешиваться упругой силой f_2 , представляющей собой проекцию на направление электрического поля силы f_3 притяжения между ядром атома и электроном:

$$f_2 = f_3 \sin \beta.$$

Согласно закону Кулона (3.1) модуль силы f_3 равен:

$$f_3 = q_1 q_2 / \epsilon_0 e_0 4\pi R^2;$$

подставляя $q_1 = q_2 = |e|$ и $e_0 = 1$ и приравнивая расстояние между точечными зарядами R радиусу электронной орбиты r , имеем:

$$f_3 = e^2 / \epsilon_0 4\pi r^2.$$

Ввиду того что $a \ll r$, так что угол β весьма мал, возможно заменить синус этого угла его тангенсом, равным a/r . Таким образом,

$$f_2 = f_3 a / r = e^2 a / 4\pi \epsilon_0 r^3.$$

Приравнивая друг другу выражения для f_1 и f_2 , находим:

$$a = 4\pi \epsilon_0 E r^3 / e.$$

Подстановка полученного значения a в (3.37) дает:

$$a = 4\pi \epsilon_0 r^3 \quad (3.38)$$

и в соответствии с (3.35) геометрическая поляризованность

$$\beta = a / r^2 = 4\pi r^3. \quad (3.39)$$

Таким образом, геометрическая поляризованность при электронном механизме поляризации — величина, непосредственно связанныя с размерами атома водорода (она равна утроенному объему атома $4/3 \pi r^3$). Так как для атома водорода $r = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м, формулы (3.38) и (3.39) дают $a = 1,67 \cdot 10^{-41}$ Ф·м² и $\beta = 1,96 \cdot 10^{-30}$ м³, что по порядку значений соответствует экспериментальным данным (более точный результат дает квантовомеханический расчет).

Для атомов различных веществ электронная поляризуемость тем больше, чем больше размер атома, так как при увеличении радиуса внешней электронной оболочки атома становится слабее связь электронов с ядром атома. В частности, при переходе от одного элемента к следующему при движении сверху вниз по данной главной подгруппе таблицы Д. И. Менделеева поляризуемость атома должна увеличиваться. Проиллюстрируем это положение на примере галогенов:

Элемент	$\beta \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$
Фтор F	5
Хлор Cl	30
Бром Br	45
Йод I	73

Для кристаллических веществ, построенных из ионных решеток, важна оценка электронной поляризуемости не отдельных атомов, а ионов. Электронная поляризуемость ионизированного атома того же порядка, что и ионизированного; при ионизации поляризуемость атома может как увеличиваться, так и уменьшаться. Различные ионы обладают существенно различными значениями отношения геометрической электронной поляризуемости к кубу радиуса, т. е. β/r^3 . Для иона натрия Na^+ значение $\beta = 24,8 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$ при радиусе $r = 9,9 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, так что отношение β/r^3 составляет 2,64; для иона калия K^+ это отношение равно 4,77, для иона кальция Ca^{2+} — 5,52 и т. д. Особенно велико отношение β/r^3 для ионов кислорода O^- , титана Ti^{4+} , циркония Zr^{4+} , свинца Pb^{4+} . Для веществ, содержащих такие ионы, следует ожидать повышенных значений ϵ_r (ср. две последние строчки в табл. 3.4).

Значение поляризуемости иона при ионном смещении примерно того же порядка, что и электронная поляризуемость атома или иона. Естественно, что при одном и том же порядке плотности вещества у ионных диэлектриков диэлектрическая проницаемость ϵ_r больше, чем у неполярных, так как в ионных диэлектриках, помимо механизма электронной поляризации, дополнительно действует и механизм ионного смещения, усиливающий общую поляризацию. Это легко видеть из сопоставления данных табл. 3.3 (для твердых веществ) и 3.4.

Ионное смещение в ионных кристаллах должно быть выражено особенно сильно в тех случаях, когда ионы

сравнительно слабо связаны друг с другом и несут большие электрические заряды (т. е. являются многовалентными). В частности, к таким ионам относятся уже упоминавшиеся нами ионы кислорода, титана, циркония и свинца.

Вопрос о высокой диэлектрической проницаемости некоторых ионных кристаллов, в частности являющихся соединениями титана (впервые примененный в электроизоляционной технике А. Ф. Иоффе и Б. М. Вулом руттил TiO_2 , который долгое время считался веществом, имеющим вообще наибольшее возможное значение ϵ_r ; церовскит $CaTiO_3$, впервые изученный Г. И. Сканави, и др.), чрезвычайно сложен. Первые важные теоретические работы в этой области принадлежат Г. И. Сканави, который нашел, что в таких кристаллах ионное смещение создает добавочное местное поле, усиливающее электронную поляризацию, и произвел соответствующие расчеты. Г. И. Сканави, А. И. Демениши и А. М. Карапанова, исходя из теоретических предпосылок о природе поляризации в кристаллах, получили поликристаллические (керамические) материалы, в частности принадлежащие к системам $TiO_2 - V_2O_3$ и $ZnO - V_2O_3$, со значением ϵ_r порядка 70-100; Г. А. Смолецкий с сотрудниками получил и исследовал ряд соединений, в частности Pb_3NiNbO_9 , со значениями ϵ_r , доходящими до 2000, и т. д.

Способностью к *дипольной* или *ориентационной* поляризации обладают полярные диэлектрики. Сущность этого вида поляризации упрощенно сводится, как это впервые предположил Дебай, к повороту (ориентации) в направлении электрического поля имеющих постоянный дипольный момент молекул полярного диэлектрика; схематически это представлено на рис. 3.8,в, где силовыми стрелками показаны жесткие диполи до наложения внешнего электрического поля, векторовыми — после наложения поля. В первоначальной теории, впоследствии уточнявшейся как самим Дебаем, так и другими авторами, моделью ориентирующей полярной молекулы служил шар, врачающийся с преодолением трения в вязкой среде. Если рассматривать ориентационную поляризацию более строго, ее надо истолковывать не как непосредственный поворот полярных молекул под действием электрического поля, а как внесение электрическим полем некоторой упорядоченности в положение

полярных молекул, непрерывно совершающих хаотические «тепловые» движения. Поэтому дипольная поляризация по самой своей природе связана с тепловым движением молекул и на явление дипольной поляризации должна оказывать существенное влияние температура.

В чистом виде дипольная поляризация может проявляться только в газах, жидкостях и аморфных вязких телах; в кристаллических телах при температуре ниже точки плавления диполи, говоря образно, «заморожены», т. е. закреплены на своих местах настолькоочноочно, что не могут ориентироваться, и дипольная поляризация в них не может осуществляться. Однако дипольная поляризация все же наблюдается в некоторых кристаллических телах с неплотной «упаковкой» молекул, например во льде (вспомним, что лед имеет плотность, меньшую, чем вода в жидкой фазе; поэтому лед плавает в воде). Иногда (например, в некоторых органических полимерах) может иметь место поляризация не целых молекул, а отдельных частей («сегментов») их.

Процесс установления (после включения диэлектрика под напряжение) дипольной поляризации и процесс ликвидации состояния дипольной поляризации (после снятия напряжения с диэлектрика) требует относительно большого (по сравнению с практически почти безынерционными явлениями деформационной поляризации) времени. Это время в разных случаях может быть различным; в частности, очевидно, что оно тем больше, чем большие размеры молекул и чем большее абсолютная (динамическая) вязкость (коэффициент внутреннего трения) вещества. Во всяком случае, приходится считаться с тем, что это время может быть уже того же порядка, что и время полунернода переменных напряжений, применяемых в современной радиотехнике и электротехнике, и даже больше этого времени. Поэтому ориентационная поляризация должна быть отнесена к числу медленных или релаксационных видов поляризации.

К числу других видов релаксационной поляризации принадлежат также процессы, связанные с перебросами в другие положения слабо связанных ионов вещества («ионно-релаксационная», «тепловая релаксационная» или «структурная», т. е. связанная с рыхлостью структуры вещества, поляризация). Такие процессы харак-

терны для аморфных веществ как неорганических (стекла, некоторые керамические материалы со стекловидной фазой), так и органических (некоторые органические полимеры).

Если полярный диэлектрик поместить во внешнее электрическое поле с напряженностью E , то суммарный индуцированный момент полярных молекул $P = Np_0$ в некотором макроскопическом объеме со временем t будет увеличиваться, достигая стационарного значения $P_0 = \epsilon_0(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty})E$ при $t \rightarrow \infty$ ^{*}. Скорость возрастания добавочной поляризованности пропорциональна разности между достигаемой в статических условиях P_0 и фактически достигнутой $P(t)$ в данный момент времени t , что можно выразить соотношением Дебая

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{1}{\tau} [P_0 - P(t)], \quad (3.40)$$

решением которого будет функция нарастания поляризации

$$P(t) = P_0[1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (3.40')$$

После снятия внешнего электрического поля с диэлектрика в момент t_0 поляризованность $P(t_0) = P_0$ уменьшается по закону

$$P(t - t_0) = P_0 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right). \quad (3.40'')$$

Постоянную времени этого процесса τ , равную промежутку времени, в течение которого поляризованность уменьшается со значения P_0 до $1/e$ части значения этой величины, принято называть временем релаксации (от латинского *relaxatio* — расслабление) диэлектрика.

Для дебаевской шаровой модели молекулы, вращающейся в жидкой среде и обладающей динамической вязкостью η , время релаксации равно:

$$\tau = 4\pi\eta r^3/kT = 3\eta V/kT, \quad (3.41)$$

где r — радиус; V — объем молекулы; k — постоянная Больцмана; T — термодинамическая температура.

* $(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) = \Delta\epsilon_r$ — инкремент диэлектрической проницаемости, см. (3.71).

Например, для воды при $r \approx 2 \cdot 10^{-10}$ м и $\eta \approx 1$ мПа·с (при нормальной температуре) расчет дает $\tau \approx 10^{-11}$ с. Это очень малое значение, но легко себе представить, что для веществ с более крупной молекулой и с более высокой вязкостью значение τ будет гораздо больше.

Дипольная поляризация, как и другие виды релаксационной поляризации, вызывает рассеяние электрической энергии, переходящей в диэлектрике в теплоту, т. е. она приводит к появлению диэлектрических потерь (подробнее — см. гл. 4).

У веществ с дипольной поляризацией, как и у веществ с поляризацией ионного смещения (см. выше), диэлектрическая проницаемость больше квадрата показателя преломления света: $\epsilon_r > n^2$. Несколько примеров дано в табл. 3.5.

Таблица 3.5. Сопоставление значений n , n^2 и ϵ_r для полярных газов и жидкостей

Диэлектрик	Агрегатное состояние	n	n^2	ϵ_r
Аммиак NH_3	Газообразное	1,00018	1,00037	1,00072
Хлористый водород HCl		1,00045	1,0009	1,003
Хлороформ CHCl_3	Жидкое	1,446	2,09	5,1
Монохлорбензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$		1,523	2,33	10,3
Питробензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{-NO}_2$		1,553	2,41	36,5
Вода H_2O		1,333	1,78	81

Естественно ожидать, что значение диэлектрической проницаемости полярной жидкости (или полярного газа) будет тем больше, чем больше постоянный электрический момент μ молекулы (см. выше), а также чем меньше размер молекулы. Относительно весьма высокое значение ϵ_r воды связано с весьма малыми размерами ее молекулы. Все одноатомные спирты имеют практически один и тот же постоянный электрический момент $\mu = 5,27 \cdot 10^{-30}$ Кл·м (см. табл. 3.1), но при усложнении молекулы спирта, т. е. при увеличении ее неоднородной части — углеводородного остатка, значение ϵ_r уменьшается.

Иллюстрирующие примеры для трех первых членов гомологического ряда спиртов приведены в табл. 3.6.

Большой интерес представляет рассмотрение связей макроскопических параметров диэлектрика [диэлектрическая проницаемость ϵ_r или диэлектрическая восприимчивость ($\epsilon_r - 1$), показатель преломления n , плотность вещества D , относительная молекулярная масса M] с микроскопическим параметром (поляризуемостью молекулы a). Первые важнейшие положения в этой области были установлены почти одновременно немецким физиком Клаузинусом (R. Clausius), итальянским физиком Мосотти (O. F. Mosotti), голландским физиком Лорентцем (H. A. Lorentz) и датским физиком Лоренцем (L. Lorenz).

Выше было отмечено, что индуцированный момент поляризованной молекулы p_a согласно (3.34) равен произведению поляризуемости a этой молекулы на напряженность электрического поля («поля Лоренца»), действующего на эту молекулу. При более детальном рассмотрении надо иметь в виду, что эта «внутренняя» напряженность поля в том месте, где находится молекула, окруженнная со всех сторон другими поляризованными молекулами вещества, вообще говоря, не равна «внешней» напряженности поля в данной точке диэлектрика, которая вычисляется по обычным законам макроскопической теории электрического поля и для простейшего случая однородного поля (плоского конденсатора) согласно (3.3) равна отношению напряжения между электродами к расстоянию между ними U/h .

Внутренняя напряженность, которую в дальнейшем будем обозначать E' , представляет собой геометрическую сумму внешней напряженности E и составляющих напряженности, вызванных действием на рассматриваемую молекулу других поляризованных молекул вещества.

Таблица 3.6. Приближенные значения ϵ_r для спиртов

Спирт	Структурная формула	ϵ_r
Метиловый	<pre> II II-C-OH II </pre>	34
Этиловый	<pre> II II II-C-C-OH II II </pre>	26
Пропиленовый	<pre> II II II II-C-C-C-OH II H H </pre>	22

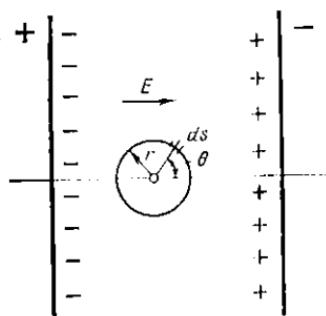


Рис. 3.10. К выводу выражения для внутренней напряженности электрического поля в диэлектрике.

сферы, создадут в центре сферы составляющую напряженности E_1 , а находящиеся внутри сферы — составляющую напряженности E_2 . Таким образом, внутренняя напряженность будет равна:

$$E' = E + E_1 + E_2. \quad (3.42)$$

Для вычисления E_1 представим себе, что диэлектрик внутри сферы изъят. Но при этом, чтобы не была исказена фактически существующая картина электрического поля, на сфере следует разместить поверхностийный электрический заряд, поверхность которого в каждой точке сферы равна произведению $\sigma = P$ согласно (3.9) на косинус угла θ между радиусом сферы и направлением E :

$$\sigma = P \cos \theta.$$

Заряд на элементе поверхности dS сферы будет равен:

$$dq = \sigma dS = P \cos \theta dS;$$

он создаст в центре сферы напряженность поля согласно (3.2) при $\epsilon = 1$:

$$dE_1 = \frac{dq}{\epsilon_0 4\pi r^2} = \frac{P}{\epsilon_0 4\pi r^2} \cos \theta dS.$$

Представим dE_1 как сумму двух составляющих: параллельной направлению E

$$dE_1 \cos \theta = \frac{P}{\epsilon_0 4\pi r^2} \cos^2 \theta dS$$

ства. Для оценки зависимости между E' и E применим следующий прием, предложенный Лорентцем.

Опишем в диэлектрике (рис. 3.10) сферу, в центре которой находится рассматриваемая нами молекула; радиус r этой сферы выберем произвольным, но достаточно большим по сравнению с размерами молекул и в то же время достаточно малым по сравнению с расстоянием между электродами конденсатора. Молекулы, находящиеся в объеме диэлектрика вне

и перпендикулярной направлению \mathbf{E}

$$dE_1 \sin \theta = \frac{P}{\epsilon_0 4\pi r^2} \cos \theta \sin \theta dS.$$

Полная напряженность E_1 всего заряда на сфере определяется интегрированием dE_1 по всей поверхности сферы; очевидно, что перпендикулярные \mathbf{E} составляющие верхней и нижней (на рис. 3.10) половин сферы компенсируют друг друга и можно произвести интегрирование только параллельных \mathbf{E} составляющих. Результат интегрирования:

$$E_1 = P / 3\epsilon_0; \quad (3.43)$$

направление E_1 , очевидно, совпадает с направлением \mathbf{E} .

Для простейшего случая, когда нет преобладающего влияния каких-либо соседних зарядов на рассматриваемую молекулу, значение составляющей напряженности E_2 из соображений симметрии может быть принято равной нулю.

Таким образом, подставляя в (3.42) значение E_1 из (3.43) и заменяя геометрическое сложение алгебраическим, получаем:

$$E' = E + P / 3\epsilon_0. \quad (3.44)$$

Приравнивая друг другу правые части уравнений (3.10) и (3.11) или заменяя в (3.6) k_a на $(\epsilon_r - 1)$, получаем связь P с E :

$$P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E. \quad (3.45)$$

Подставляя (3.45) в (3.44), имеем:

$$E' := E + \frac{P}{3\epsilon_0} = E \left(1 + \frac{\epsilon_r - 1}{3} \right) = E \frac{\epsilon_r + 2}{3}. \quad (3.46)$$

Мы пришли к весьма существенному выводу: в то время как внешняя (макроскопическая) напряженность электрического поля в плоском конденсаторе с однородным диэлектриком при заданных напряжении между электродами и толщине слоя диэлектрика не зависит от материала диэлектрика, внутренняя напряженность поля зависит от материала, так как в выражение для E' входит ϵ_r . Лишь для случая вакуумного конденсатора с $\epsilon_r = 1$ отношение $(\epsilon_r + 2)/3$ в (3.46) обращается в единицу и E' совпадает с E .

Значение поляризованности P , как электрического

Момента единицы объема диэлектрика, можем рассчитать по формуле

$$P = Np_0 = NaE', \quad (3.47)$$

где N — количество молекул в единице объема вещества.

Подставляем в (3.47) вместо E' его выражение из (3.46):

$$P = NaE \frac{\epsilon_r + 2}{3}$$

и приравниваем это выражение выражению (3.45):

$$\epsilon_0(\epsilon_r - 1)E = Na \frac{\epsilon_r + 2}{3} E;$$

после сокращения на E и преобразования получаем:

$$(\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2) = Na / 3\epsilon_0. \quad (3.48)$$

Уравнение (3.48), замечательное тем, что оно дает связь между макроскопическим параметром диэлектрика ϵ_r и его микроскопическим параметром a , называют уравнением Клаузуса — Массотти.

Величина

$$P_{уд} = (\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2) \quad (3.49)$$

называется удельной поляризацией диэлектрика. Эта величина безразмерна, так как ϵ_r безразмерна; очевидно, что и правая часть уравнения (3.48) безразмерна (N выражается в м^{-3} , a — в $\Phi \cdot \text{м}^2$, а ϵ_0 — в $\Phi / \text{м}$).

В том случае, когда диэлектрик представляет собой химически индивидуальное вещество, удобный для практических расчетов вариант уравнения Клаузуса — Массотти может быть получен умножением обеих частей формулы (3.48) на молярный объем, т. е. отношение M/D , где M — относительная молекулярная масса вещества, а D — его плотность:

$$(\epsilon_r - 1)M / (\epsilon_r + 2)D = NaM / 3\epsilon_0 D \quad (3.50)$$

(так как в СИ единицей количества вещества является не киломоль, а моль, M выражается в г/моль и соответственно D здесь должно быть выражено не в когерентных единицах СИ, а в граммах на кубический сантиметр!). Заменив в (3.50) выражение NaM/D числом Авогадро A_0 , равным числу молекул в одном моле вещества,

получим:

$$(\epsilon_r - 1)M / (\epsilon_r + 2)D = A_0 a / 3\epsilon_0. \quad (3.51)$$

Подстановка в (3.51) значений $A_0 = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ и $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м дает:

$$(\epsilon_r - 1)M / (\epsilon_r + 2)D = 2,36 \cdot 10^{37} a, \quad (3.52)$$

где a — в $\Phi \cdot m^2$.

Обозначим через Π левые части уравнений (3.50) — (3.52):

$$\Pi := \frac{(\epsilon_r - 1)M}{(\epsilon_r + 2)D} = \frac{P_{yд} M}{D}. \quad (3.53)$$

Величину Π называют молярой поляризацией диэлектрика. Очевидно, что ее размерность равна отношению размерности относительной молекулярной массы к размерности плотности, т. е. отношению размерности объема к размерности количества вещества; единица СИ для Π есть $[\Pi] = \text{м}^3/\text{моль}$; $1 \text{ м}^3/\text{моль} = 10^6 \text{ см}^3/\text{моль}$.

Уравнение Клаузинса — Мосотти не может быть справедливым для всех линейных диэлектриков. Ограничение, сделанное при его выводе предположением $E_2 = 0$, дает основание применять это уравнение лишь к диэлектрикам с неполярными молекулами, расположенным в хаотическом беспорядке или же образующими кубическую или иную высокосимметричную структуру. Наиболее строго это уравнение должно выполняться для неполярных жидкостей и особенно для неполярных газов, у которых молекулы весьма удалены друг от друга.

Согласно (3.24) для неполярных диэлектриков значение ϵ_r должно быть равно квадрату показателя преломления вещества v^2 . Заменяя ϵ_r на v^2 в (3.48), (3.51) и (3.52), получаем варианты уравнения Клаузинса — Мосотти, традиционно называемые уравнениями Лорентца — Лоренца:

$$(v^2 - 1) / (v^2 + 2) = N\alpha / 3\epsilon_0; \quad (3.54)$$

$$(v^2 - 1)M / (v^2 + 2)D = A_0 a / 3\epsilon_0 \quad (3.55)$$

и

$$(v^2 - 1)M / (v^2 + 2)D = 2,36 \cdot 10^{37} a. \quad (3.56)$$

Левую часть уравнений (3.55) и (3.56):

$$R = (v^2 - 1)M / (v^2 + 2)D \quad (3.57)$$

называют молярной рефракцией; для ненаполяризующих диэлектриков она должна равняться молярной поляризации.

Приводим на рис. 3.11 удобные для расчетов, основанные на формулах Клаузинуса — Мосотти и Лорентца — Лоренца, графики зависимостей величины $(\epsilon_r - 1) \times 1000 / (\epsilon_r + 2) D$ (где D — плотность вещества, кг/м³) от ϵ_r и от $v = \sqrt{\epsilon_r}$ при различных D . Кривая для $D = 1000$ кг/м³ дает функцию $f(\epsilon_r) = (\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2)$, при неограниченном возрастании ϵ_r стремящуюся к единице.

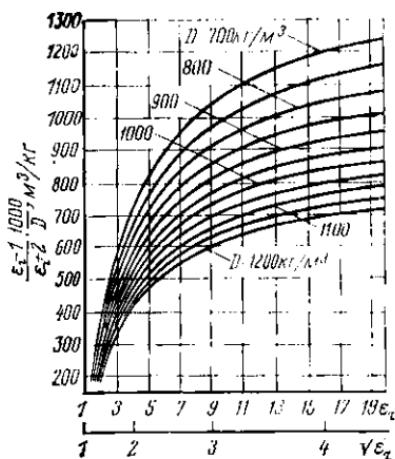
Из вышеизложенного следует, что для тех диэлектриков, для которых справедливы уравнения Клаузинуса — Мосотти — Лорентца — Лоренца, молярная поляризация и молярная рефракция не должны зависеть от давления и температуры и, в частности, должны оставаться постоянными даже при изменении агрегатного состояния вещества, когда скачкообразно изменяются значения N , D , ϵ_r и v .

Это положение хорошо подтверждается на опыте для многих ненаполяризующих диэлектриков; так, для бензола C_6H_6 в жидком состоянии при $+10^\circ C$ молярная поляризация $P = 26,62 \text{ см}^3/\text{моль}$, в твердом состоянии при $+5^\circ C$ (бензол обладает необычно высокой для низкомолекулярного углеводорода температурой плавления) $P = 26,70 \text{ см}^3/\text{моль}$ и для пара бензола $P = 27,01 \text{ см}^3/\text{моль}$. При нормальном давлении для газообразного кислорода $P = 3,869 \text{ см}^3/\text{моль}$, а для жидкого кислорода $P = 3,878 \text{ см}^3/\text{моль}$, т. е. эти значения также весьма близки друг к другу, хотя плотность жидкого кислорода в 800 раз больше, чем газообразного.

Рис. 3.11. Зависимости $\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \times \frac{1000}{D}$ от ϵ_r и $\sqrt{\epsilon_r}$ при различных значениях плотности диэлектрического материала D .

ния) $P = 26,70 \text{ см}^3/\text{моль}$ и $P = 27,01 \text{ см}^3/\text{моль}$. При нормальном давлении для газообразного кислорода $P = 3,869 \text{ см}^3/\text{моль}$, а для жидкого кислорода $P = 3,878 \text{ см}^3/\text{моль}$, т. е. эти значения также весьма близки друг к другу, хотя плотность жидкого кислорода в 800 раз больше, чем газообразного.

Если диэлектрик представляет собой не химически



индивидуальное вещество, а смесь нескольких неполярных жидкостей или газов, так что в единице объема содержится не N одинаковых молекул, а сумма ΣN_i различных молекул, обладающих разными значениями электрической поляризуемости α_i , то в уравнения Клаузиуса — Мосотти — Лоренца вместо $N\alpha$ следует ввести выражение $\Sigma N_i \alpha_i$.

Существенно упрощается уравнение Клаузиуса — Мосотти для газов. Так как для газов $\epsilon_r \approx 1$, можно считать, что $(\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2) = (\epsilon_r - 1) / 3$

и уравнение (3.48) преобразуется в уравнение

$$\epsilon_r = 1 + N\alpha/\epsilon_0 = 1 + N\beta \quad (3.58)$$

[с большим или меньшим приближением к истине формула (3.58) в ряде случаев может быть использована и для конденсированных фаз — жидких и твердых диэлектриков].

При нормальных условиях давления (101 325 Па) и температуры (0°C или 273 K) число молекул в единице объема идеального газа составляет $2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ (число Лошмидта), и поэтому значение ϵ_r газов может быть определено из формулы

$$\epsilon_r = 1 + \frac{2,68 \cdot 10^{25}}{8,854 \cdot 10^{-12}} \alpha = 1 + 3,03 \cdot 10^{16} \alpha, \quad (3.58')$$

где α — в $\Phi \cdot \text{м}^2$.

Если диэлектрик характеризуется не только электрическим, но и ионным механизмом поляризации, то в уравнении Клаузиуса — Мосотти и различных его вариантах под α следует понимать общую деформационную («упругую») поляризуемость, т. е. сумму электрической α_e и ионной α_i поляризуемостей:

$$\alpha_{\text{деф}} = \alpha_e + \alpha_i \quad (3.59)$$

или аналогично для геометрических поляризуемостей:

$$\beta_{\text{деф}} = \beta_e + \beta_i. \quad (3.59')$$

Для полярных диэлектриков Дебай видоизменил уравнение Клаузиуса — Мосотти добавлением к деформационной поляризуемости $\alpha_{\text{деф}}$ поляризуемости $\alpha_{\text{ор}}$, обусловленной ориентационной (дипольной) поляризацией:

$$\alpha = \alpha_{\text{деф}} + \alpha_{\text{ор}} = \alpha_e + \alpha_i + \alpha_{\text{ор}}. \quad (3.59'')$$

Ориентационная поляризуемость $a_{\text{ор}}$ находится из следующих соображений.

Потенциальная энергия обладающей постоянным электрическим моментом μ (без учета $a_{\text{диф}}$) молекулы в электрическом поле с напряженностью E равна:

$$W = -(\mu E) = -\mu E \cos \theta,$$

где θ — угол между направлениями векторов μ и E ; $\mu \cos \theta$ — составляющая момента в направлении E .

Согласно классической статистике Максвелла — Больцмана часть молекул (из общего числа молекул для некоторого макроскопического объема), направления моментов которых входят в элементарный телесный угол $d\Omega$, равна:

$$e^{-W/kT} d\Omega = e^{-\left[\frac{\mu E}{kT} \cos \theta\right]} d\Omega.$$

Отсюда вытекает выражение для среднего момента молекул в направлении E :

$$\bar{m} = \frac{\int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\mu E}{kT} \cos \theta\right) \mu \cos \theta d\theta}{\int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\mu E}{kT} \cos \theta\right) d\theta}.$$

Интегрирование дает результат:

$$\bar{m} = \mu L(\mu E / kT). \quad (3.60)$$

Здесь L — символ функции, введенной Ланжевеном (P. Langevin, 1905 г.) при рассмотрении теории магнетизма,

$$L(x) = \operatorname{cth} x - 1/x.$$

Разлагая гиперболический котангенс в ряд:

$$\operatorname{cth} x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots,$$

имеем:

$$L(x) = \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots$$

При малых значениях x (в нашем случае, когда $x = \mu E / kT$, это соответствует слабым электрическим полям или сравнительно высоким температурам) этот ряд быстро сходится [при $x \rightarrow \infty$ $L(x) \rightarrow 1$] и, ограничиваясь

первым его членом, можно записать (3.60) в упрощенном виде

$$\bar{m} = \mu^2 E / 3kT. \quad (3.60')$$

Так как $\bar{m} = a_{\text{ор}} E$, получаем выражение для ориентационной поляризуемости:

$$a_{\text{ор}} = \mu^2 / 3kT. \quad (3.61)$$

и, например, (3.51) с поправкой Дебая приобретает вид:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{M}{D} = \frac{1_a}{3\epsilon_0} \left(\alpha_{\text{деф}} + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (3.61')$$

Легко убедиться в том, что единицы, в которых выражаются слагаемые в скобках в (3.61'), совпадают, μ выражается в кулонметрах, а kT — в джоулях; следовательно,

$$\begin{aligned} \left[\frac{\mu^2}{3kT} \right] &= \frac{\text{Кл}^2}{\text{Дж}} \cdot \text{м}^2 = \text{Кл} \cdot \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{(\text{В} \cdot \text{А} \cdot \text{с})} \cdot \text{м}^2 = \\ &= \frac{\text{Кл}}{\text{В}} \cdot \text{м}^2 = \Phi \cdot \text{м}^2, \end{aligned}$$

что идентично $[\alpha_{\text{деф}}] = \Phi \cdot \text{м}^2$.

Легко также убедиться и в том, что выражение в скобках в (3.60) безразмерно (очевидно, что функция Ланжевена может быть взята только от безразмерного аргумента). Размерность электрического момента есть

$$\dim \mu = \text{L} \cdot \text{T} \cdot \text{I},$$

размерность напряженности электрического поля

$$\dim E = \text{L} \cdot \text{M} \cdot \text{T}^{-3} \cdot \text{I}^{-1}$$

и размерность энергии

$$\dim (kT) = \text{L}^2 \cdot \text{M} \cdot \text{T}^{-2},$$

откуда

$$\frac{(\text{L} \cdot \text{T} \cdot \text{I})(\text{L} \cdot \text{M} \cdot \text{T}^{-3} \cdot \text{I}^{-1})}{\text{L}^2 \cdot \text{M} \cdot \text{T}^2} = \text{L}^0 \cdot \text{M}^0 \cdot \text{T}^0 \cdot \text{I}^0.$$

Наличие второго слагаемого $a_{\text{ор}}$ в (3.61), добавляемого к $\alpha_{\text{деф}}$, приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость ϵ_r полярных веществ может быть намного больше, чем неполярных веществ (примеры были приведены выше).

Уравнение Клаузиуса — Мосотти — Дебая (3.61') является лишь приближенным; оно выполняется сравнительно более точно, если отдельные полярные молекулы

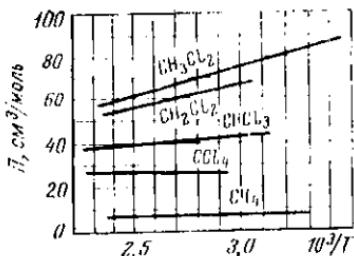


Рис. 3.12. Зависимости молярной поляризации $\Pi = \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} M$

от обратной термодинамической температуры $1/T$ для ненаполярных (CH_4 и CCl_4) и наполярных (CH_3Cl_2 , CH_2Cl_2 и CHCl_3) газов и паров.

молярной поляризации Π , вычисляемой по значениям ϵ_r , D и M ,

В первом случае — случае полярного газа или пара (рис. 3.12) зависимость Π от обратной термодинамической температуры $1/T$ имеет вид

$$\Pi = A - \frac{B}{T}. \quad (3.62)$$

Сопоставляя (3.61) и (3.62), видим, что экстраполяция к $1/T=0$ дает значение Π_0 , равное

$$\Pi_0 = A_0 a / 3\epsilon_0,$$

откуда можно получить значение поляризуемости

$$a = 3\epsilon_0 A / A_0 = 4,4 \cdot 10^{-35} \text{ А} \quad (3.63)$$

в $\Phi \cdot \text{м}^2$, если A выражено в $\text{м}^3/\text{моль}$. Из наклона графика Π ($1/T$) к оси абсцисс находим коэффициент B

$$B = A_0 t^2 / 9\epsilon_0 k,$$

откуда вычисляем:

$$\mu = 3V \sqrt{\epsilon_0 k B / A_0} = 4,27 \cdot 10^{-29} V_B \quad (3.64)$$

в $\text{Кл} \cdot \text{м}$, если V выражено в $\text{м}^3 \cdot \text{К}/\text{моль}$.

Во втором случае — случае слабого раствора полярной жидкости в ненаполярной формулу (3.61) можно записать в виде

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{k_1 M_1 + k_2 M_2}{D} = \frac{A_0}{3\epsilon_0} \left(k_1 \alpha_1 + k_2 \alpha_2 + \frac{\mu^2}{3kT} \right), \quad (3.65)$$

где ϵ_r и D — соответственно диэлектрическая проницаемость и плотность раствора; M_1 и M_2 — относительные молекулярные массы соответственно ненаполярной (растворителя) и полярной жидкостей; k_1 и k_2 — молярные концентрации ненаполярной и полярной жидкок-

диэлектрика удалены друг от друга на значительные расстояния. Это имеет место в двух случаях: во-первых, в полярных газах (или парах полярных жидкостей) и, во-вторых, в разбавленных растворах полярных жидкостей в ненаполярных жидкостях (или же в смесях полярных газов с неполярными). Оба эти случая широко применяются для определения поляризуемости и постоянного электрического момента молекул диэлектриков, для чего обычно используются температурные зависимости

стей, равные соответственно

$$k_1 = N_1 / (N_1 + N_2) \text{ и } k_2 = N_2 / (N_1 + N_2);$$

N_1 и N_2 — число молекул в единице объема раствора соответственно ненаполярной и полярной жидкости, причем $k_1 > k_2$; a_1 и a_2 — деформационные поляризуемости молекул ненаполярной и полярной жидкостей; μ — постоянный электрический момент молекулы полярной жидкости.

Отметим также два приема оценки содержания полярных примесей в ненаполярной жидкости (в частности, содержания продуктов старения в нефтяном электроизоляционном масле): по «числу поляризации» Вермана (Wermann)

$$We = (\epsilon_r - v^2) / (\epsilon_r + 2)(v^2 + 2) \quad (3.66)$$

и по введенному в практику эксплуатации электроизоляционного масла Шутой (J. Szuta) в НИР и Дворжаком (E. Dvořáček) в ЧССР параметру

$$SzDv = \epsilon_r - v^2, \quad (3.67)$$

где ϵ_r — диэлектрическая проницаемость (на низкой частоте) и v — показатель преломления жидкости.

Очевидно, что при отсутствии в ненаполярной жидкости полярных примесей должно быть $\epsilon_r = v^2$, а потому $We = 0$ и $SzDv = 0$.

Для сильнополярных жидкостей, в применении к которым теория Дебая не дает удовлетворительных результатов, были разработаны более сложные теории связи макроскопических поляризационных свойств вещества. Таковы: теория Онесагера (L. Onsager), которая приводит к формуле

$$\frac{(\epsilon_r - 1)(2\epsilon_r + 1)}{\epsilon_r} = \frac{3N}{\epsilon_0(1 - s\alpha)} \left[\alpha + \frac{\mu^2}{3(1 - s\alpha)kT} \right], \quad (3.68)$$

где $s = 2(\epsilon_r - 1)/(2\epsilon_r + 1)r^2$; r — радиус молекулы;

теория Керквуда (J. C. Kirkwood), дающая формулу

$$\frac{(\epsilon_r - 1)(2\epsilon_r + 1)}{\epsilon_r} = \frac{3N}{\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{\mu^2 g}{3kT} \right), \quad (3.69)$$

где g — «фактор структуры», учитывающий воздействие на рассматриваемую молекулу ее ближайших соседей и равный увеличенному на единицу произведению числа ближайших соседей Z на среднее значение косинуса угла γ между направлениями диполей рассматриваемой и соседней молекул, т. е. $g = Z \cos \gamma + 1$; прочие обозначения в формулах (3.68) и (3.69) — прежние. Эти теории дают значительно лучшее совпадение расчетных данных с экспериментальными, но все же для жидкостей с большими значениями ϵ они недостаточно надежны.

3.5. Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов

Как и другие электрические параметры диэлектриков, диэлектрическая проницаемость ϵ_r зависит от изменяющихся внешних факторов: частоты приложенного к диэлектрику напряжения, температуры, давления,

влажности и т. п. Эти зависимости в ряде случаев имеют весьма большое практическое значение.

Зависимость ϵ_r от частоты. Как уже отмечалось, время установления электропроводной или ионной поляризации весьма мало по сравнению со временем изменения знака напряжения (т. е. с полупериодом переменного напряжения) даже для наиболее высоких практически применяемых в электротехнике и радиотехнике частот. Поэтому поляризация диэлектриков, для которых характерен лишь деформационный механизм поляризации,

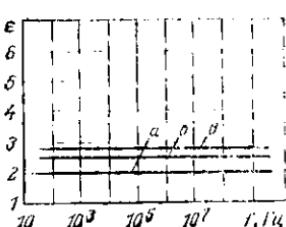


Рис. 3.13. Зависимости диэлектрической проницаемости ϵ_r от частоты для твердых неполярных диэлектриков (органических полимеров с симметричной структурой звена молекулы).

a — политетрафторэтилен; *b* — полистирол; *c* — полидихлорстирол. По Б. М. Тарееву и П. И. Завалишину.

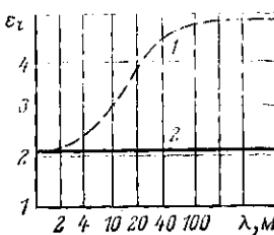


Рис. 3.14. Зависимости ϵ_r от длины волны λ для жидкого неполярного диэлектрика — трансформаторного масла (кривая 1) и для того же масла с добавкой 20% сильнополярной жидкости — пи-тробензола $C_6H_5NO_2$ (кривая 2).

успевает полностью установиться за время, чрезвычайно малое по сравнению с полупериодом напряжения, и нет оснований для того, чтобы появилась практически существенная зависимость ϵ_r от частоты у таких диэлектриков.

Как видно из рис. 3.13, диэлектрическая проницаемость неполярных диэлектриков не зависит от частоты при изменении последней в чрезвычайно широких пределах.

Иначе обстоит дело в случае дипольной поляризации. При повышении частоты переменного напряжения значение ϵ_r полярного диэлектрика сначала также остается неизменным, но, начиная с некоторой критической частоты f_0 , когда поляризация уже не успевает полностью установиться за один полупериод, ϵ_r снижается,

приближаясь при весьма высоких частотах к значениям, характерным для неполярных диэлектриков (рис. 3.14).

Значение f_0 может быть приближенно получено приравниванием времени релаксации τ из (3.41) полупериоду напряжения $1/2f_0$, откуда

$$f_0 \approx kT/8\pi\eta r^3. \quad (3.70)$$

Так, для воды, для которой было найдено $\tau \approx 10^{-11}$ с, значение f_0 должно быть примерно 10^{11} Гц, т. е. 100 ГГц.

При повышении температуры, помимо увеличения T в числителе (3.70), уменьшается и η в знаменателе, поэтому f_0 должно возрастать. Это иллюстрирует рис. 3.15.

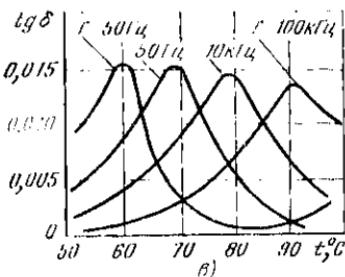
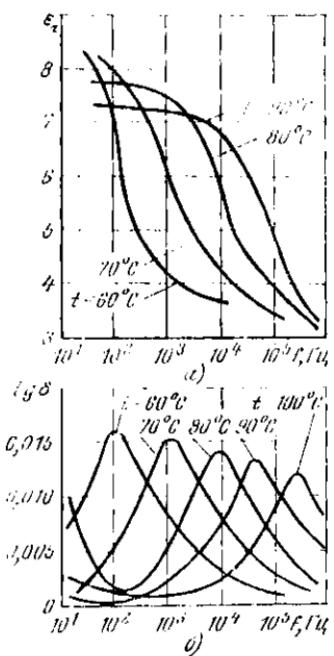


Рис. 3.15. Зависимости ϵ_r (а), $\operatorname{tg} \delta$ (б) от частоты f при различных температурах t и $\operatorname{tg} \delta$ (а) от t при различных частотах f для полярного полимера — поливинил acetата.

В резко неоднородных диэлектриках, в частности в диэлектриках с включением воды, наблюдается явление миграционной поляризации. Миграционная поляризация (другие, нестандартные ее названия: высоковольтная, междуслойная, объемная поляризация) представляет собой накопление электрических зарядов на границах раздела различных диэлектриков (в случае увлажненного диэлектрика — на поверхности включений воды). Процессы установления миграционной поляризации сравнительно весьма медленны и могут протекать на протяжении минут и даже часов. Поэтому увеличе-

ние емкости изоляции вследствие увлажнения последней тем больше, чем ниже частота приложенного к изоляции переменного напряжения. Сказанное дает основание к оценке степени увлажнения некоторых видов изоляции, в частности волокнистой, по

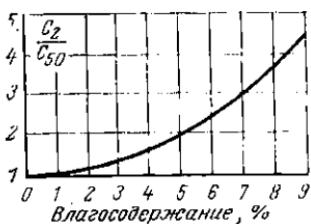


Рис. 3.16. Зависимость отношения значений емкости C образца электропроводящего картона при значениях частоты 2 и 50 Гц от влагосодержания (по массе). Температура 20°C (293 К). По В. Б. Кулаговскому.

электрика при различных влажностях представляет значительный интерес.

Как правило [мы не рассматриваем здесь явления резонансной поляризации, которое вызывает появление максимумов в зависимостях $\epsilon_r(f)$ при очень высоких значениях частоты f], при повышении f может наблюдаться или практическая независимость ϵ_r от частоты, или снижение ϵ_r , но не повышение ϵ_r .

При одновременном наличии в диэлектрике нескольких физических механизмов медленной (релаксационной) поляризации (дипольных — за счет ориентации различных групп молекул или ориентации молекул разных компонентов смешанного диэлектрика, миграционных и т. п.) с различными временами релаксации τ (набор времен релаксации) картина зависимости $\epsilon_r(f)$ может быть усложненной; так, в этом случае при повышении f в графике $\epsilon(f)$ может наблюдаться не одно, а несколько спадов.

Зависимость $\epsilon_r(f)$ по аналогии с дисперсией света, т. е. наличием зависимости показателя преломления n от частоты колебаний $v(f)$, называется дисперсией

диэлектрической проницаемости. Разность значений диэлектрической проницаемости, определяемых (при новышении f) до начала спада, вызванного тем или иным механизмом релаксационной поляризации, и

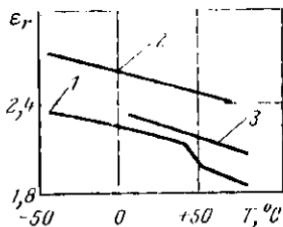


Рис. 3.17. Зависимости ϵ_r от температуры для неполярных диэлектриков.
1 — парафин; 2 — полистирол; 3 — бензол C_6H_6 .

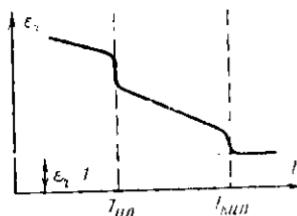


Рис. 3.18. Зависимость ϵ_r неполярных диэлектриков от температуры при ее изменении в широких пределах (схематически).
 $T_{пл}$ — температура плавления;
 $T_{кип}$ — температура кипения.

по окончании этого спада называется глубиной релаксации для данного механизма поляризации.

Очевидно, что наибольшее возможное значение ϵ_r диэлектрика есть ϵ_{rc} , измеренное на постоянном напряжении (или при инфракраской частоте); это — так называемая статическая диэлектрическая проницаемость ϵ_{rc} , а наименьшее — $\epsilon_{r\infty}$, измеренное на чрезвычайно высокой частоте, приближающейся к частоте световых колебаний; это — оптическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{r\infty}$. Разность этих значений, равная глубине релаксации (в случае одного механизма релаксационной поляризации) или сумме всех значений глубин релаксации в интервале частот от нулевой до оптических (в случае набора времен релаксации), называется микрентом диэлектрической проницаемости:

$$\Delta\epsilon_r = \epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}. \quad (3.71)$$

Дополнительные данные об изменении диэлектрической проницаемости различных диэлектриков при изменении частоты приводятся в гл. 4.

Зависимость ϵ_r от температуры. У неполярных диэлектриков на сам процесс электронной поляризации

в отдельных атомах, ионах или молекулах вещества изменение температуры влияния не оказывает; электронная поляризуемость α (или β) этих диэлектриков от температуры T не зависит. Однако благодаря термическому расширению вещества и уменьшению плотности D количество молекул в единице объема (и соответственно отношение числа молекул в данном объеме диэлектрика к приведенной длине Λ диэлектрика) T уменьшается, поэтому ϵ_r при этом должна уменьшаться (рис. 3.17). Сравнительно резкое изменение ϵ_r , хорошо заметное на графике 1 рис. 3.17 для кристаллического материала — нарафина, объясняется переходом материала из твердого

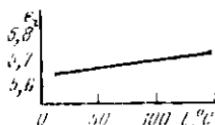


Рис. 3.19. Зависимость ϵ_r каменной соли NaCl от температуры. Частота 50 Гц.

состояния в жидкое (или при охлаждении — обратно), что связано с относительно большим изменением объема. Если при дальнейшем нагреве жидкость испарится, то произойдет следующий скачок и ϵ_r достигнет значения, характерного для газообразного состояния вещества, т. е. весьма близкого к единице. Ход изменения ϵ_r

в функции температуры при изменении последней в широких пределах (в предположении, что вещество не претерпевает химических изменений) схематически представлен на рис. 3.18.

У твердых ионных линейных диэлектриков характер зависимости диэлектрической проницаемости от температуры может быть различным. В большинстве случаев при ионном механизме поляризации наблюдается увеличение ϵ_r при росте температуры; это можно видеть из рис. 3.19 для типичного щелочно-галогенидного кристалла — каменной соли, из рис. 3.20 для неорганических стекол различного состава (для сплавов, а также борных стекол

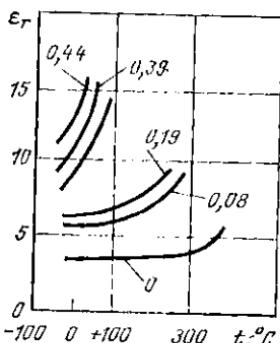


Рис. 3.20. Зависимости ϵ_r от температуры для боронатривых стекол системы $(\text{B}_2\text{O}_3)_{1-x}(\text{Na}_2\text{O})_x$. Значения x указаны при кривых. По Г. И. Скапни.

увеличение содержания щелочных оксидов вызывает увеличение ϵ_r) и из рис. 3.21 для фарфора — керамического материала с большим содержанием стекловидной фазы. Однако в некоторых случаях у тех веществ, у которых ионное смещение усиливает внутреннее поле и тем самым электроподвижную поляризацию (например, некоторые соединения титана: рутил TiO_2 и перовскит $CaTiO_3$), значение ϵ_r при росте температуры может и уменьшаться (рис. 3.22).

У полярных диэлектриков, как уже отмечалось выше, в низкотемпературной области ориентация молекул в большинстве случаев невозможна. При повышении температуры возможность ориентации диполей облегчается, что приводит к возрастанию диэлектрической проницаемости. Но при дальнейшем повышении температуры оказывается усиление хаотических тепловых колебаний молекул, что уменьшает степень упорядоченности их ориентации. Это приводит к тому, что кривая зависимости $\epsilon_r(T)$ проходит через максимум и затем снижается. Типичный пример дан на рис. 3.23 для хлорированного дифенила.

В случае химически индивидуального полярного вещества, имеющего резко выраженную температуру плавления, может наблюдаться скачкообразное изменение ϵ_r при плавлении; пример дан на рис. 3.24 для нитробензола.

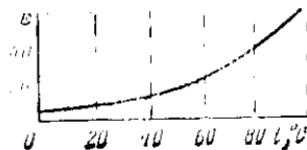


Рис. 3.21. Зависимость ϵ_r электротехнического фарфора от температуры. Частота 50 Гц.

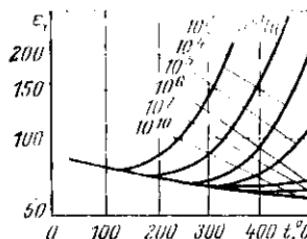


Рис. 3.22. Зависимости ϵ_r титансодержащей конденсаторной керамики от температуры при различных частотах f . По Хиннелю (A. von Hippel).

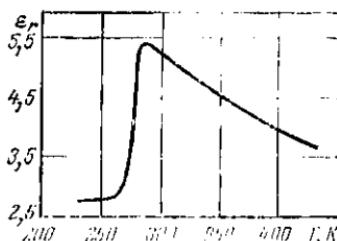


Рис. 3.23. Зависимость ϵ_r хлорированного дифенила от температуры. По Штофе (J. Stořík), Поновой (А. Йоновой) и Олаху (O. Olach).

Характерные семейства кривых получаются при спя-ти зависимости диэлектрической проницаемости силь-вонполлярных диэлектриков от двух изменяющихся фак-торов – частоты и температуры (рис. 3.25, а).

Видно, что при повышении частоты дипольные макси-мумы в температурном ходе ϵ_r смещаются в сторону более высоких температур. Это смещение объясняется уменьшением вязкости с возрастанием температуры; благодаря этому уменьшаются и время релаксации τ [см. (3.41)] и критическая частота f_0 [см. (3.68)].

Температурные коэффициенты емкости и диэлекти-ческой проницаемости. Весьма часто для оценки темпера-турной зависимости диэлектрической проницаемости ϵ_r диэлектриков, а также емкости C конденсаторов ис-пользуют температурный коэффициент диэлектрической проницаемости¹ ма-териала

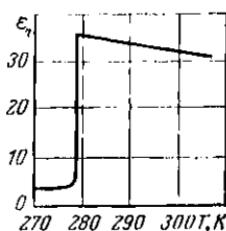


Рис. 3.24. Зависи-
мость ϵ_r нитробен-
зола $C_6H_5NO_2$ от
температуры. Тем-
пература плавле-
ния $T_{пл} = 279$ К.
По Смиту (C. R.
Smith) и Хичкоку
(K. S. Hitchcock).

и соответственно температурный коэф-
фициент емкости

$$TKC := JI_r(C) = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT}$$

(ср. (1.40)).

Формула (1.62), дающая связь между ТКС конденсатора и ТКε его диэлектрика справедлива, если изме-
нения размеров обкладок при измене-
нии температуры совпадают с измене-
ниями размеров диэлектрика; это предположение зако-
номерно, в частности его обкладки представляют собой тонкие (напыленные) металлические слои, прочно со-
единенные с твердым (например, керамическим) диэлек-
триком.

Для случая «автономных», т. е. не связанных адге-
зионно с диэлектриком, обкладок (1.62) заменяется (для

¹ Для температурного и барического коэффициентов относи-
тельной диэлектрической проницаемости будем применять вместо стандартных обозначений TKe_r и BKe_r упрощенные обозначения $TK\epsilon$ и $BK\epsilon$. Это не может вызвать недоразумений, так как логарифмические производные относительной и абсолютной диэлек-
трических проницаемостей одинаковы.

плоского конденсатора) формулой

$$TKC = TK\epsilon_r - 2TKl_0 - TKl, \quad (3.72)$$

где TKl_0 — температурный коэффициент длины материала обкладок; прочие обозначения — прежние.

Формула (3.72) выводится дифференцированием по температуре уравнения (1.24) с учетом равенств $TKS = -2TKl_0$ [согласно (1.59)] и $TKh = TKl$.

Для тех диэлектриков, к которым применима формула Клаузиуса — Мосotti, $TK\epsilon$ может быть рассчитан

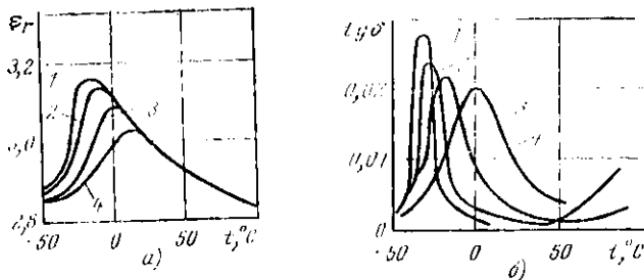


Рис. 3.25. Зависимости ϵ_r (а) и $\operatorname{tg} \delta$ (б) полифенилэтилсиликсановой жидкости от температуры при различных частотах.
1 — 200 Гц; 2 — 1 кГц; 3 — 50 кГц; 4 — 1,5 МГц. По М. В. Соболевскому, О. А. Музовской и Г. С. Попелевой.

путем дифференцирования по температуре (3.48), причем от T зависят как ϵ_r , так и N . В результате дифференцирования имеем:

$$\frac{3}{(\epsilon_r + 2)^2} \frac{d\epsilon_r}{dT} = \frac{\sigma}{3\epsilon_0} \frac{dN}{dT}.$$

Умножив и разделив левую часть последнего уравнения на ϵ_r , а правую на N и заменив в левой части $d\epsilon_r / (\epsilon_r dT)$ на $TK\epsilon$, а в правой части $dN / (N dt)$ на $(-TKV)$ или на $(-3TKl)$, а также $N\alpha/3\epsilon_0$ на $(\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2)$, имеем окончательно

$$TK\epsilon = -\frac{(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r + 2)}{3\epsilon_0} TKV = -\frac{(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r + 2)}{\epsilon_r} TKl, \quad (3.73)$$

где TKl и TKV — соответственно температурные коэффициенты длины и объема вещества.

Формулы для $TK\epsilon$ газов (в предположении изобарного процесса, т. е. изменения температуры и объема газа при неизменном давлении) могут быть получены

преобразованием формул Клаузуса — Мосотти и Клаузуса — Мосотти — Дебая с упрощающей заменой $\epsilon_r + 2$ на 3, так как для газов ϵ_r близко к единице. Получаемые формулы имеют вид:

для ненаполярных газов

$$TK\epsilon = -(\epsilon_r - 1)/T; \quad (3.74)$$

для полярных газов

$$TK\epsilon = -(2\epsilon_r - v^2 - 1)/T, \quad (3.75)$$

где T — термодинамическая температура; v — показатель преломления.

Формула (3.74) может быть непосредственно получена из (3.73), так как для газов $TKV \approx 1/T$. Формула (3.74) является также частным случаем (3.75), если в последней принять $v^2 = \epsilon_r$.

Для сильнонаполярных жидкостей формулы Онсагера (3.68) и Керквуда (3.69) после дифференцирования по температуре при некоторых упрощающих предположениях дают один и тот же результат

$$TK\epsilon = -1/T. \quad (3.76)$$

т. е. $TK\epsilon$ этих жидкостей равен взятому со знаком минус обратной величине термодинамической температуры. Очевидно, что этот результат может соответствовать лишь падающей части зависимости $\epsilon_r(T)$ для данной полярной жидкости (ср. диапазон температур выше 20°C на рис. 3.23 и выше 280 K на рис. 3.24) и что для каждой данной температуры значение $TK\epsilon$ по (3.76) должно быть для всех сильнонаполярных жидкостей одинаковым; например, для температуры 20°C = 293 K это значение должно составлять $-0,0035 \text{ K}^{-1}$ (опытные данные: для метилового спирта CH_3OH $TK\epsilon = -0,0059$, для этилового спирта $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ $TK\epsilon = -0,0057$, для хлороформа CH_2Cl_2 $TK\epsilon = -0,0041 \text{ K}^{-1}$).

Для весьма большого количества разнообразных керамических диэлектриков Г. И. Сканави установил наличие зависимости между значениями ϵ_r и $TK\epsilon$: при возрастании ϵ_r значение $TK\epsilon$ убывает, переходя при $\epsilon_r \approx 15$ из области положительных значений ($TK\epsilon > 0$) в область отрицательных значений ($TK\epsilon < 0$). Это иллюстрирует рис. 3.26, на котором точки соответствуют различным титано-титановыми массам, алюминоксиду, широфиллиту, тиконду, конденсе, темне, диаконду, массам эпидот-тимаг (ср. рис. 3.45) и титано-магнезиально-кальциевым массам. Однако точки ϵ_r , $TK\epsilon$ для некоторых керамических диэлектриков не попадают на кривую Сканави.

Зависимость ϵ_r от давления. У диэлектриков, подчиняющихся закону Клаузиуса-Мосotti, значение ϵ_r должно несколько возрастать при повышении гидростатического давления, так как при этом увеличивается плотность вещества D и, следовательно, количество поляризующихся молекул в единице объема N [см. (3.48)], что влечет за собой увеличение удельной поляризации $P_{уд} = (\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2)$, а следовательно, и ϵ_r .

Для неполярных газов, используя упрощенное уравнение (3.58), которое запишем в виде

$$\epsilon_r = 1 + ap, \quad (3.77)$$

где p — давление; a — постоянный коэффициент, видим, что ϵ_r неполярных газов возрастает с повышением дав-

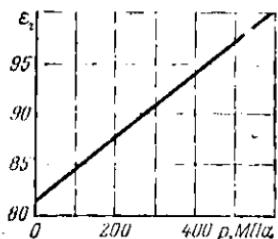


Рис. 3.27. Зависимость ϵ_r воды от давления p . По Скэйфу (B. K. Skellie).

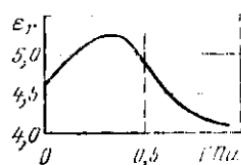


Рис. 3.28. Зависимость ϵ_r касторового масла от давления. Температура +32°C. По Л. Ф. Верещагину.

ления (имеется в виду изотермический процесс, т. е. изменение давления при неизменной температуре) линейно.

Барический коэффициент диэлектрической проницаемости, $\text{БК} \epsilon$, диэлектриков в соответствии с (1.41) равен:

$$\text{БК} \epsilon = JI_p(\epsilon_r) = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dp}.$$

Для неполярных газов БК ϵ определяется из (3.77) дифференцированием по p , делением на ϵ_r и подстановкой вместо a его выражения из (3.77):

$$\text{БК} \epsilon = a/\epsilon_r = (\epsilon_r - 1)/\epsilon_r p$$

или приближение с учетом того, что для газов $\epsilon_r \approx 1$,

$$BKe \approx (\epsilon_r - 1) / p. \quad (3.78)$$

Уравнение (3.78) может быть выведено и для полярных газов исходя из формулы (3.77) с введенной в нее дебаевской поправкой.

Давление оказывает также влияние на диэлектрическую проницаемость жидкостей и твердых тел. Так, ϵ_r воды в интервале давлений p от нормального атмосферного до 600 МПа монотонно возрастает (рис. 3.27). В ряде случаев у полярных жидкостей в зависимости $\epsilon_r(p)$

может наблюдаться максимум. Пример: ϵ_r глицерина (температура 278 К, частота 1 МГц) при абсолютном

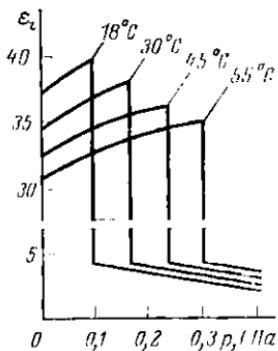


Рис. 3.29. Изменение ϵ_r нитробензола при изотермическом повышении давления. По Гильчеру (T. Hiltzger).

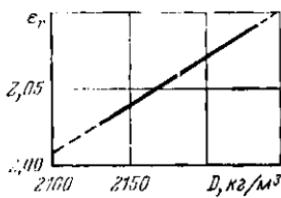


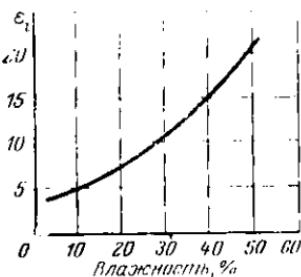
Рис. 3.30. Зависимость ϵ_r политетрафторэтилена от плотности. Температура 25°C (298 К). По данным фирмы «Дюпон» (США).

давлении $p=0,1$ МПа равно 49,3; при повышении давления ϵ_r растет, проходит через максимум ($\epsilon_r=53,2$) при $p=407$ МПа и далее снижается, доходя до значения $\epsilon_r=33,6$ при $p=950$ МПа. Аналогичный пример — рис. 3.28.

На рис. 3.29 даны значения ϵ_r нитробензола, снятые при разных температурах (18; 30; 45 и 55°C) и изотермическом новышении давления; интервалы повышения давления включали фазовый переход из жидкого состояния в твердое, вызванный только действием давления. При фазовом переходе наблюдается скачкообразное изменение ϵ_r (ср. рис. 3.24).

Помимо гидростатического давления, действующего на изучаемый диэлектрик во время измерения ϵ_r , аналогичное влияние на диэлектрическую проницаемость исследуемых при нормальном атмосферном давлении твердых диэлектриков оказывает и изменение технологии, приводящее к получению продуктов различной плотности D . Так, диэлектрическая проницаемость

Рис. 3.31. Зависимость ϵ_r древесины (береза, вдоль волокон) от влажности (содержания воды по массе, %). По А. В. Неступину.



ϵ_r политетрафторэтилена (C_2F_4)_n в зависимости от его плотности представлена на рис. 3.30. Отметим, что политетрафторэтилен (фторлон-4) при нормальных условиях давления и температуры обладает ϵ_r меньшей, чем какой бы то ни было другой твердый сплошной (не имеющий пор) материал. Большой практический интерес представляет диэлектрическая проницаемость разных типов полиэтилена (C_2H_4)_n. Но Ланце (U. L. Lanza) и Герману (D. B. Herrmann) зависимость ϵ_r полиэтилена от его плотности D может быть выражена формулой

$$\epsilon_r = 2,276 + 0,00201(D - 920), \quad (3.79)$$

где D — численное значение плотности вещества, кг/м³.

Зависимость ϵ_r от влажности. У гигроскопичных диэлектриков (рассматриваются диэлектрики, ϵ_r которых меньше ϵ_r воды) ϵ_r заметно возрастает при увлажнении. Пример дан на рис. 3.31.

Конечно, использовать как положительный факт явление увеличения емкости диэлектрика при увлажнении, например в конденсаторах, трудно, так как при увлажнении существенно ухудшаются важные параметры диэлектрика — уменьшается удельное сопротивление, увеличивается угол диэлектрических потерь, уменьшается электрическая прочность. Следует, однако, отметить, что в последнее время в связи с разработкой ме-

тодов весьма совершенной очистки воды ионообменными смолами ставится вопрос об использовании высокочистой воды в некоторых конструкциях конденсаторов. Для расчета ϵ_r влажного воздуха может быть применена номограмма рис. 3.32. Влияние увлажнения на ϵ_r диэлектрика при различных частотах было показано на рис. 3.16.

Зависимость ϵ_r от напряжения. Сильно выраженная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ_r от приложенного к диэлектрику напряжения характерна для сегнетоэлектриков. Что же касается лишайных диэлек-

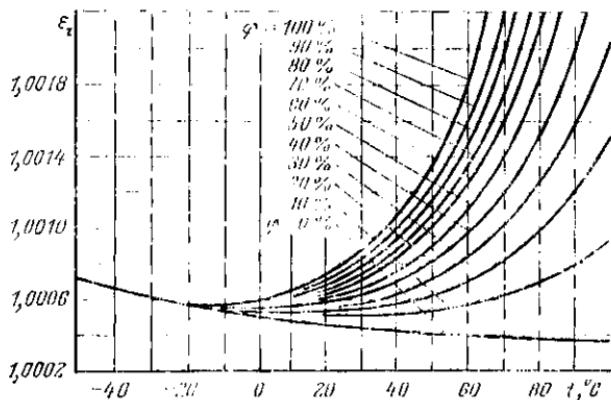


Рис. 3.32. Зависимости от температуры диэлектрической проницаемости ϵ_r воздуха при различных значениях относительной влажности ϕ . По А. Р. Вольшерту.

триков, которые рассматриваются в настоящей главе, то для них ϵ_r в большинстве случаев может считаться практически не зависящей от напряжения. Однако, как было показано в теориях Дебая и Онсагера, существенно уточненных впоследствии Я. И. Френкелем и А. И. Ансольмом, для полярных жидкостей и газов следует ожидать «эффекта насыщения», т. е. у этих веществ диэлектрическая проницаемость в очень сильном поле должна быть на $\Delta\epsilon_r$ меньше, чем диэлектрическая проницаемость ϵ_r в очень слабом поле. Например, для воды $\Delta\epsilon_r/\epsilon_r$ около 0,11 %. Таким образом, эффект насыщения в диэлектриках выражен значительно слабее, чем аналогичное явление у ферромагнитных веществ в магнитном поле.

Польские физики братья Пекара (A. Piekara и B. Piekara) обнаружили на весьма тщательно очищенном нитробензоле положительный эффект насыщения, т. е. увеличение диэлектрической проницаемости в сильных электрических полях ($\Delta\epsilon_r < 0$). Однако растворы нитробензола в неполярном растворителе дают нормальный («отрицательный») эффект насыщения. Такой эффект был назван «положительным эффектом с инверсией». Впоследствии А. Пекара совместно с Хэлковским (A. Chelkowski) и Келихом (S. Kielich) открыли положительный эффект без инверсии у эфира и хлорбензола, которые дают $\Delta\epsilon_r < 0$ как в чистом виде, так и в растворах, в неполярных растворителях. А. Пекара разработал теорию положительного эффекта насыщения и показал возможность использования эффекта насыщения для исследования межмолекулярного взаимодействия и молекулярной структуры вещества.

3.6. Термокомпенсированные системы конденсаторов

В ряде случаев при построении электротехнических устройств, радиоэлектронной аппаратуры, устройств автоматики, телемеханики и вычислительной техники и т. п. требуется создание электрического конденсатора, емкость которого изменяется в функции и изменяющейся температуры по определенному, заранее заданному закону. В частности, во многих случаях необходимо иметь конденсатор, емкость которого в некотором температурном диапазоне практически не изменяется, т. е. так называемый термокомпенсированный конденсатор.

Конденсаторы различного конструктивного исполнения, изготовленные с применением различных электродных и особенно диэлектрических материалов, могут иметь весьма различающиеся зависимости емкости от температуры. Так, сравнительно слабо выражена зависимость емкости от температуры у конденсаторов, диэлектрик которых образован пленкой из неполярного полимера (полиэтилена, винилорида, политетрафторэтилена и т. п.). Однако практически невозможно изготовить полностью термокомпенсированный конденсатор в виде единичного конденсатора с индивидуальным (однородным) диэлектриком. Какие бы материалы ни выбрали для изготовления такого конденсатора, значение емкости его всегда будет изменяться при изменении температуры, т. е. его температурный коэффициент емкости будет равен нулю лишь при некотором одном значении (или при нескольких значениях) температуры в диапазоне рабочих температур этого конденсатора.

Задача изготовления термокомпенсированного конденсатора может быть решена двумя путями.

Первый путь — создание системы нескольких (двух или более) соединенных друг с другом единичных конденсаторов. Температур-

ные коэффициенты емкости части этих конденсаторов должны быть положительными, другой части - отрицательными.

Для случая параллельного соединения двух конденсаторов с емкостями C_1 и C_2 и температурными коэффициентами емкости соответственно $\text{TK}C_1=\alpha_1$ и $\text{TK}C_2=\alpha_2$ (рис. 3.33, а) результирующая емкость системы равна:

$$C_p = C_1 + C_2; \quad (3.80)$$

и соответствующий температурный коэффициент результирующей емкости рассматриваемой системы

$$\alpha_p = \text{TK}(C_1 + C_2) = \frac{C_1\alpha_1 + C_2\alpha_2}{C_1 + C_2}, \quad (3.81)$$

иначе

$$\alpha_p = (C_1/C_p)\alpha_1 + (C_2/C_p)\alpha_2. \quad (3.81')$$

Для того чтобы было удовлетворено условие температурной компенсации емкости $\alpha_p=0$, должен равняться нулю числитель в правой части уравнения (3.81), так как знаменатель величина, отличная от нуля. Таким образом, для термокомпенсированной системы двух параллельно соединенных конденсаторов должно быть выдержано соотношение

$$C_1\alpha_1 + C_2\alpha_2 = 0. \quad (3.82)$$

При последовательном соединении двух конденсаторов (рис. 3.33, б) результирующая емкость системы C_s находится из условия

$$1/C_s = 1/C_1 + 1/C_2, \quad (3.83)$$

откуда

$$C_s = C_1C_2/(C_1 + C_2), \quad (3.83')$$

и температурный коэффициент результирующей емкости равен:

$$\alpha_s = (C_1\alpha_1 + C_2\alpha_2)/(C_1 + C_2), \quad (3.84)$$

иначе

$$\alpha_s = (C_s/C_1)\alpha_1 + (C_s/C_2)\alpha_2. \quad (3.84')$$

Числитель правой части (3.84) отличается от числителя правой части (3.81) лишь тем, что в двучлене значения емкостей умножаются не на «свои», а на «чужие» температурные коэффициенты. Условие температурной компенсации емкости системы двух последовательно соединенных конденсаторов имеет вид:

$$C_1\alpha_1 + C_2\alpha_2 = 0. \quad (3.85)$$

Очевидно, что условия (3.82) и (3.85) могут быть удовлетворены только в том случае, если α_1 и α_2 имеют разные знаки, т. е. если $\alpha_1\alpha_2 < 0$.

Для вывода (3.85) преобразуем (3.83) в соответствии с (1.44):

$$\text{TK}\left(\frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}\right) - \alpha_1 + \alpha_2 = \text{TK}(C_1 + C_2). \quad (3.86)$$

приравниваем правую часть (3.86) нулю, подставляем вместо $\text{TK}(C_1 + C_2)$ его выражение из (3.81), умножаем обе части на $(C_1 + C_2)$ и производим сокращения.

¹ В настоящем параграфе для краткости обозначаем ТКС единичных конденсаторов и систем конденсаторов буквой α с соответствующим индексом.

Попутно получаем также [переносом последнего члена (3.86) в левую часть] весьма простую формулу

$$\alpha_p - \alpha_s = \alpha_1 - \alpha_2; \quad (3.87)$$

таже формула может быть выведена сопоставлением (3.80) и (3.83) с (1.55) или же непосредственным сложением левых и правых частей (3.81) и (3.84):

$$\begin{aligned} \alpha_p + \alpha_s &= \frac{C_1 \alpha_1 + C_2 \alpha_2 + C_1 \alpha_2 + C_2 \alpha_1}{C_1 + C_2} = \\ &= \frac{(C_1 + C_2)(\alpha_1 + \alpha_2)}{C_1 + C_2} = \alpha_1 + \alpha_2. \end{aligned}$$

Теорема, выражаемая уравнением (3.87), может быть дана в следующей словесной формулировке:

Для любой пары единичных конденсаторов алгебраическая сумма ТКС систем, полученных параллельным и последовательным соединением этих конденсаторов, равняется алгебраической сумме

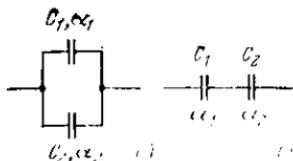


Рис. 3.33. Схема параллельного (*p*-схема, *a*) и последовательного (*s*-схема, *b*) соединения двух конденсаторов. C_1 и C_2 — емкости конденсаторов; α_1 и α_2 — температурные коэффициенты этих емкостей.

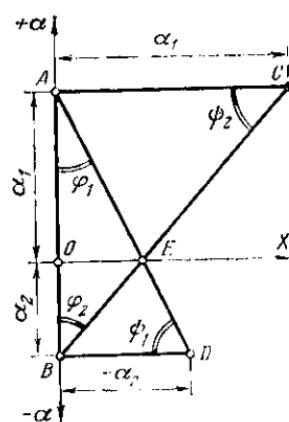


Рис. 3.34. Диаграмма треугольников температурных коэффициентов емкости систем двух конденсаторов. По Б. М. Тарееву.

температурных коэффициентов емкости этих единичных конденсаторов (Б. М. Тареев, 1974).

В частном случае, если температурная компенсация в одном варианте — или при параллельном, или при последовательном соединении — будет достигнута при соотношении $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$, то компенсация будет обеспечена и во втором варианте соединения, т. е. в этом случае одновременно $\alpha_p = 0$ и $\alpha_s = 0$.

Совместное решение (3.80) и (3.81') дает удобные формулы для определения емкостей двух параллельно соединенных конденсаторов с температурными коэффициентами емкости α_1 и α_2 , образующих термокомпенсированную систему с заданной результи-

рующей емкостью C_p :

$$C_1 = \frac{\alpha_2}{\alpha_2 - \alpha_1} C_p; \quad C_2 = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 - \alpha_2} C_p. \quad (3.88)$$

Аналогично для термокомпенсированной системы двух последовательно соединенных конденсаторов совместное решение уравнений (3.83) и (3.84) дает:

$$C_1 = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2} C_s; \quad C_2 = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1} C_s. \quad (3.89)$$

Если запишем условия (3.88) и (3.89) в виде

$$C_1 = k_{p1} C_p; \quad C_2 = k_{p2} C_p$$

и соответственно

$$C_1 = k_{s1} C_s; \quad C_2 = k_{s2} C_s,$$

то легко можем заметить, что коэффициенты k_{p1} и k_{s1} , и соответственно k_{p2} и k_{s2} — величины взаимно обратные, т. е.

$$k_{p1} k_{s1} = k_{p2} k_{s2} = 1. \quad (3.90)$$

Значения k_{p1} , k_{p2} , k_{s1} и k_{s2} не изменятся, если, не изменив абсолютных значений α_1 и α_2 , заменим их знаки на противоположные; это видно как из (3.88) и (3.89), так и особенно наглядно из диаграммы треугольников (рис. 3.34).

Из (3.88) и (3.89) следует, что для термокомпенсированной параллельной системы конденсаторов должно соблюдаться условие

$$k_{p1} + k_{p2} = 1, \quad (3.91)$$

а для термокомпенсированной последовательной системы

$$1/k_{s1} + 1/k_{s2} = 1, \quad (3.92)$$

или

$$k_{s1} + k_{s2} = k_{s1} k_{s2}. \quad (3.92')$$

Формулы (3.88) и (3.89) могут быть наглядно представлены графически. Соответствующая «диаграмма треугольников» (для случая: $\alpha_1 > 0$; $\alpha_2 < 0$; $|\alpha_1| > |\alpha_2|$) изображена на рис. 3.34; длина отрезка $OA = AC = |\alpha_1|$, а $OB = BD = |\alpha_2|$. Тангенсы или котангенсы острых углов прямоугольных треугольников ABC и ABD равны коэффициентам k_{p1} , k_{p2} , k_{s1} и k_{s2} , а именно:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 &= \operatorname{ctg} \psi_1 = \left| \frac{\alpha_2}{\alpha_2 - \alpha_1} \right| = \frac{|\alpha_2|}{|\alpha_1| + |\alpha_2|} = k_{p1} = \frac{1}{k_{s1}}, \\ \operatorname{tg} \psi_1 &= \operatorname{ctg} \varphi_1 = \left| \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2} \right| = \frac{|\alpha_1| + |\alpha_2|}{|\alpha_2|} = k_{s1} = \frac{1}{k_{p1}}, \\ \operatorname{tg} \varphi_2 &= \operatorname{ctg} \psi_2 = \left| \frac{\alpha_1}{\alpha_1 - \alpha_2} \right| = \frac{|\alpha_1|}{|\alpha_1| + |\alpha_2|} = k_{p2} = \frac{1}{k_{s2}}, \\ \operatorname{tg} \psi_2 &= \operatorname{ctg} \varphi_2 = \left| \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1} \right| = \frac{|\alpha_1| + |\alpha_2|}{|\alpha_1|} = k_{s2} = \frac{1}{k_{p2}}, \end{aligned} \right\} \quad (3.93)$$

а точка E пересечения прямых AD и BC лежит на горизонтальной оси OX , причем длина отрезка OE равна:

$$\overline{OE} = \frac{|\alpha_1 \alpha_2|}{|\alpha_1| + |\alpha_2|} = k_{p1} |\alpha_1| = \frac{|\alpha_1|}{k_{s1}} = k_{p2} |\alpha_2| = \frac{|\alpha_2|}{k_{s2}}. \quad (3.94)$$

Рассмотрим также системы, состоящие не из двух, а из произвольного числа m конденсаторов.

Для случая параллельного соединения m конденсаторов результирующая емкость системы равна:

$$C_p = \sum_{i=1}^m C_i, \quad (3.95)$$

где C_i — емкость каждого единичного конденсатора системы;

температурный коэффициент результирующей емкости системы в соответствии с (1.53) равен:

$$\alpha_p = \left(\sum_{i=1}^{l-m} C_i \alpha_i \right) \left/ \sum_{i=1}^{l-m} C_i \right. \quad (3.96)$$

Условие температурной компенсации системы:

$$\sum_{i=1}^{l-m} C_i \alpha_i = 0, \quad (3.97)$$

Для случая последовательного соединения m конденсаторов обратная величина результирующей емкости системы равна:

$$1/C_s = \sum_{i=1}^{l-m} (1/C_i) \quad (3.98)$$

или

$$H_s = \sum_{i=1}^{l-m} H_i, \quad (3.98')$$

где H_s и H_i — величины, обратные емкостям («жесткости») системы и соответственно i -го конденсатора:

$$H_s = 1/C_s; \quad H_i = 1/C_i.$$

В силу полной аналогии формулы (3.98) формуле (3.96) сразу можем написать формулу для температурного коэффициента жесткости рассматриваемой системы:

$$\text{TK } H_s = \left(\sum_{i=1}^{l-m} H_i \text{TK } H_i \right) \left/ \sum_{i=1}^{l-m} H_i \right. \quad (3.99)$$

В соответствии с (1.46) температурные коэффициенты величины H должны быть равны по абсолютному значению, но обратны по знаку температурным коэффициентам соответствующих емкостей, т. е.

$$\text{TK } H_s = -\alpha_s; \quad \text{TK } H_i = -\alpha_i.$$

Подставив в (3.99) значение $-\alpha_i$ вместо соответствующих $\text{TK } H_i$ и умножив обе части на отрицательную единицу, получим:

$$\alpha_s = \sum_{i=1}^{l-m} (\alpha_i/C_i) \left/ \sum_{i=1}^{l-m} (1/C_i) \right. \quad (3.100)$$

условие температурной компенсации емкости системы имеет вид:

$$\sum_{i=1}^{i=m} (\alpha_i C_i) = 0. \quad (3.101)$$

Формула (3.101) может быть получена также приравниванием нулю числителя правой части (3.99) (так как условию $\text{TKH}_s=0$ соответствует автоматически и условие $\alpha_s=0$), последующей заменой TKH_i на $-\alpha_i$ и H_i на $1/C_i$ и умножением на отрицательную единицу.

Естественно, что формулы для расчета температурных коэффициентов результирующих емкостей и условий ее температурной

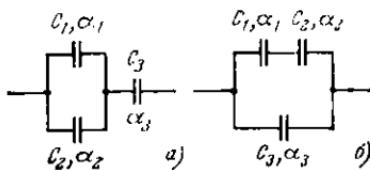


Рис. 3.35. Схемы смешанного соединения (*ps*- и *sp*-схема) трех конденсаторов.
Обозначения аналогичны обозначениям на рис. 3.33.

компенсации, приведенные выше для системы двух конденсаторов, являются частными случаями (3.95) — (3.101) при $m=2$.

Аналогично вышеприведенным выкладкам могут быть проведены расчеты и для конденсаторов в смешанном соединении. Так, для системы трех конденсаторов по рис. 3.35, а (*ps*-схема) результирующая емкость равна:

$$C = \frac{1}{(1/C_1 + 1/C_2) + (1/C_3)} = \frac{(C_1 + C_2) C_3}{C_1 + C_2 + C_3}, \quad (3.102)$$

а ее температурный коэффициент в соответствии с (1.56) равен:

$$\alpha_{ps} = \frac{(C_1 + C_2)^2 \alpha_3 + C_3 (C_1 \alpha_1 + C_2 \alpha_2)}{(C_1 + C_2) (C_1 + C_2 + C_3)}, \quad (3.102')$$

для системы по рис. 3.35, б (*sp*-схема):

$$C_{sp} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} + C_3 = \frac{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3}{C_1 + C_2}; \quad (3.103)$$

согласно (1.57):

$$\alpha_{sp} = \frac{(C_1 + C_2)^2 C_3 \alpha_3 + C_1 C_2 (C_1 \alpha_2 + C_2 \alpha_1)}{(C_1 + C_2) (C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3)}. \quad (3.103')$$

Приравнивание нулю чиселителей правых частей уравнений (3.102') и (3.103') дает соответствующие условия температурной компенсации.

Нахождение условий температурной компенсации емкости более сложных систем конденсаторов в смешанном соединении представляют практического интереса.

Второй путь для получения температурной компенсации емкости — использование в электрической схеме только одного конденсатора, но имеющего сложный (композиционный) диэлектрик, представляющий собой смесь двух (или большего числа) индивидуальных диэлектриков, имеющих разные знаки температурных коэффициентов.

иентов диэлектрической проницаемости. К рассмотрению этого вопроса возвращимся в § 3.7 (раздел, посвященный рассмотрению вопроса о температурных коэффициентах диэлектрической проницаемости смесей диэлектриков).

В заключение настоящего параграфа напомним читателю, что резонансная частота, $\Gamma_{\text{ц}}$, колебательного LC -контура равна:

$$f_p = 1/2\pi \sqrt{LC} \quad (3.104)$$

и ее температурный коэффициент в соответствии с (1.50) равен:

$$\text{TK } f_p = -\frac{1}{2} (\text{TK } L + \text{TK } C), \quad (3.104')$$

а в соответствии с (1.47) температурный коэффициент длины волны, соответствующей резонансной частоте,

$$\text{TK } \lambda_p = -\frac{1}{2} (\text{TK } L + \text{TK } C). \quad (3.104'')$$

Как из (3.104'), так и из (3.104'') следует условие температурной компенсации резонансной частоты или резонансной длины волны LC -контура

$$\text{TK } L = -\text{TK } C. \quad (3.105)$$

Так как в радиоэлектронной аппаратуре $\text{TK } L$ катушек обычно положителен, для термоокомпенсации f_p (или λ_p) LC -контуров часто используют конденсаторы с отрицательным значением температурного коэффициента емкости.

3.7. Диэлектрическая проницаемость композиционных диэлектриков

Весьма часто электротехнические материалы, в том числе диэлектрические, являются композиционными материалами, т. е. представляют собой смеси двух (или большего числа) различных веществ — компонентов смеси, например пластические массы (основные их компоненты — связующее и наполнитель), керамические материалы, волокнистые и иные пористые материалы, как пропитанные, так и непропитанные, и др. Рассмотрим основные закономерности, используемые для расчета параметров смеси заданного состава (в первую очередь — диэлектрической проницаемости смеси) и для расчета состава смеси, которая должна обладать заданными свойствами.

При рассмотрении этого важнейшего вопроса предполагаем, что смесь — физическая, т. е. ее компоненты не вступают друг с другом в химические реакции. Все рассмотрение (как и в гл. 1) ведем здесь как макроскопическое, считая «зерна», слои и т. п. компонентов смеси содержащими громадное число молекул (однако некоторые из приводимых в этом параграфе формул

оказываются справедливыми и для молекулярных растворов) и полагая «зерна» компонентов однородными и изотропными, обладающими определенными параметрами, постоянными по всему объему каждого зерна.

Простейшие модели смесей. Нам требуется рассчитать «эффективную» диэлектрическую проницаемость ϵ_r^* неоднородного диэлектрика, т. е. такое значение диэлектрической проницаемости фиктивного однородного диэлектрика, который при заполнении им пространства между обкладками конденсатора создает такую же емкость, как и емкость этого конденсатора с рассматриваемым неоднородным диэлектриком. Особенно легко произвести такой расчет в двух случаях, когда неоднородный диэлектрик состоит только из

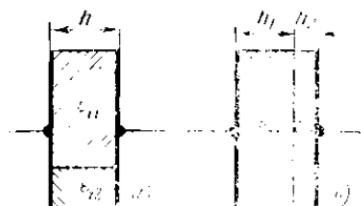


Рис. 3.36. Конденсаторы с двумя параллельно (р-схема, а) и последовательно (с-схема, б) включенными диэлектриками.

двух сплошных макроскопических объемов двух различных однородных диэлектриков, соединенных между собой параллельно или последовательно. Таким образом, плоский конденсатор с неоднородным диэлектриком можно рассматривать как два параллельно или последовательно соединенных конденсатора, каждый из которых имеет однородный диэлектрик. В первом случае (параллельное соединение, рис. 3.36, а) результирующая емкость C_p конденсатора составляет (3.80)

$$C_p = C_1 + C_2;$$

подставляя в (3.80) вместо C_1 и C_2 их выражения согласно (1.21), имеем:

$$C_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r1} S_1}{h} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r2} S_2}{h},$$

так как C_1 и C_2 — емкости конденсаторов с обкладками площадью S_1 и S_2 соответственно и с одинаковой толщиной диэлектрика h ; диэлектрическая проницаемость диэлектрика первого конденсатора есть ϵ_{r1} , а второго ϵ_{r2} . Приравнивая в соответствии с вышесказанным емкость C_p емкости конденсатора с площадью обкладок $S_1 + S_2$, толщиной диэлектрика h и диэлектрической проницае-

мостью диэлектрика ϵ_r^* :

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon_r^* (S_1 + S_2) / h,$$

получаем выражение для эффективной диэлектрической проницаемости неоднородного двухкомпонентного диэлектрика

$$\epsilon_r^* = \frac{S_1}{S_1 + S_2} \epsilon_{r1} + \frac{S_2}{S_1 + S_2} \epsilon_{r2};$$

заменив отношения $S_1/(S_1+S_2)$ и $S_2/(S_1+S_2)$ значениями y_1 и y_2 , представляющими собой долю объемного содержания (объемные концентрации) в сложном диэлектрике первого и соответственно второго компонентов, имеем окончательно:

$$\epsilon_r^* = y_1 \epsilon_{r1} + y_2 \epsilon_{r2}. \quad (3.106)$$

Во втором случае (последовательное соединение, рис. 3.35, б)

$$1/C_s = 1/C_1 + 1/C_2;$$

рассуждая аналогично предыдущему, можем записать:

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_{r1} S / h; \quad C_2 = \epsilon_0 \epsilon_{r2} S / h;$$

$$C_s = \epsilon_0 \epsilon^* S / (h_1 + h_2);$$

$$y_1 = h_1 / (h_1 + h_2); \quad y_2 = h_2 / (h_1 + h_2),$$

где h_1 и h_2 — толщины слоев с диэлектрическими проницаемостями ϵ_{r1} и соответственно ϵ_{r2} ; S — одинаковая для всех трех рассматриваемых конденсаторов площадь обкладок, откуда

$$1/\epsilon_r^* = y_1/\epsilon_{r1} + y_2/\epsilon_{r2} \quad (3.107)$$

или

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} / (y_1 \epsilon_{r1} + y_2 \epsilon_{r2}). \quad (3.107')$$

Для более общего случая смеси, состоящей не из двух, а из произвольного числа m компонентов, можем использовать вместо (3.106) и (3.107) формулу для емкости системы конденсаторов, соединенных параллельно (3.95) или последовательно (3.98); при этом формула (3.106) преобразуется в формулу

$$\epsilon_r^* = \sum_{i=1}^{l=m} y_i \epsilon_{ri}, \quad (3.108)$$

а формула (3.107) — в формулу

$$1/\epsilon_r^* = \sum_{t=1}^{l=m} (y_t/\epsilon_{rt}). \quad (3.109)$$

Возможно также исходить из моделей конденсаторов в смешанном соединении; формулы для расчета емкости результирующей емкости систем трех конденсаторов в смешанном соединении для *ps*- и *sp*-схемы были приведены выше [см. (3.102) и (3.104)].

Формулы (3.106) — (3.109) могут быть использованы в ряде практических случаев. Так, (3.107) и (3.109) пригодны, когда диэлектрик явно состоит из нескольких слоев (например, полимерных пленок). Более того, В. Т. Рение установил, что для бумаги (в частности, конденсаторной) достаточно хорошо подходит модель последовательно соединенных слоев твердого вещества бумаги, т. е. клетчатки (целлюлозы) и воздуха (для случая непропитанной бумаги) или слоев клетчатки, пропиточной массы и остатков воздуха (для случая пропитанной бумаги).

Три основные формулы для расчета диэлектрической проницаемости бумаги, выведенные В. Т. Рение путем преобразования формулы (3.107'), имеют вид:

1) для сухой непропитанной бумаги

$$\epsilon_r^* = \frac{1}{1 - (D_0/D_k) [1 - (1/\epsilon_{rk})]}; \quad (3.110)$$

2) для бумаги, пропитанной жидкой пропиточной массой (с полным вытеснением из пор бумаги воздуха и замещением его пропитанной массой),

$$\epsilon_r^* = \frac{\epsilon_{rm}}{1 - (D_0/D_k) [1 - (\epsilon_{rm}/\epsilon_{rk})]}; \quad (3.111)$$

3) для бумаги, пропитанной твердеющей после пропитки пропиточной массой (имеется в виду, что масса при отвердевании дает усадку, благодаря чему она не целиком заполняет поры бумаги и в них остается некоторое количество воздуха),

$$\epsilon_r^* = \frac{\epsilon_{rk}\epsilon_{rm}}{(1 - k)\epsilon_{rk}y_0 + k\epsilon_{rk}\epsilon_{rm}y_0 + \epsilon_{rm}(1 - y_0)}. \quad (3.112)$$

В (3.110) — (3.112) обозначено: ϵ_{rk} — диэлектрическая проницаемость клетчатки ($\epsilon_{rk} \approx 6,5$); ϵ_{rm} — диэлектрическая проницаемость пропиточной массы; D_0 — средняя плотность (т. е. масса единицы полного объема

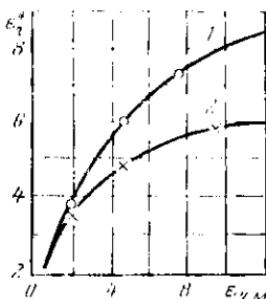
йористого материала, включая объем пор) бумаги; D_k — плотность клетчатки ($D_k \approx 1500 \text{ кг}/\text{м}^3$); k — коэффициент объемной усадки пропиточной массы; y_p — объемная концентрация пор в бумаге, равная $y_p = 1 - D_b/D_k$.

При выводе (3.110) и (3.112), как и других практически применяемых упрощенных формул для расчета диэлектрической проницаемости твердого диэлектрика с газовыми включениями, значение ϵ_r газа принимается равным единице, а плотность газа — равной нулю. Формула (3.111), если в ней принять $\epsilon_{rm} = 1$, преобразуется в (3.110), а формула (3.112), если в ней принять $k = 0$, преобразуется в (3.111).

На рис. 3.37 приведены значения диэлектрической проницаемости ϵ_r^* конденсаторной бумаги со средней

Рис. 3.37. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* пропитанной конденсаторной бумаги (средняя плотность $1000 \text{ кг}/\text{м}^3$) от диэлектрической проницаемости пропиточной массы ϵ_{rm} .

1 — расчетные данные по (3.121) для жидких пропиточных масс; 2 — то же по (3.122) для твердых пропиточных масс при значении коэффициента усадки $k = 15\%$; о — экспериментальные данные для пропитки жидкими массами; \times — то же для пропитки твердыми. По В. Т. Ренине.



плотностью $D_b = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$ при пропитке жидкими и твердеющими пропиточными массами, обладающими различными значениями диэлектрической проницаемости ϵ_{rm} .

Статистические смеси. Хотя, как мы видели выше, в отдельных случаях для расчета значения эффективной диэлектрической проницаемости композиционных диэлектриков и могут применяться формулы, вывод которых основан на использовании простейших моделей, в большинстве практически важных случаев композиционные диэлектрики представляют собой хаотические (статистические) смеси, в которых зерна компонентов расположены в пространстве неупорядоченно, хаотически. При этом уже ни схема замещения рис. 3.36, а, ни схема замещения рис. 3.36, б непригодны и, следовательно, непригодны и формулы, выведенные на основании этих схем. Истинное значение эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* статистической смеси

должно лежать между значениями, определяемыми формулами (3.106) и (3.107); это положение называется «неравенствами Винера» (O. Wiener):

$$\frac{1}{\sum_{i=1}^{t=m} (y_i/\epsilon_{ri})} \leq \epsilon_r^* \leq \sum_{i=1}^{t=m} y_i \epsilon_{ri} \quad (3.113)$$

и наглядно иллюстрируется графиками рис. 3.38, а, а также рис. 3.42. Обозначаем, как и ранее: ϵ_r^* — эффективная диэлектрическая проницаемость смеси, ϵ_{ri} — диэлектрические проницаемости компонентов смеси, y_i — объемные концентрации компонентов в смеси и $t = m$ — число компонентов в смеси. На рис. 3.39 дан график

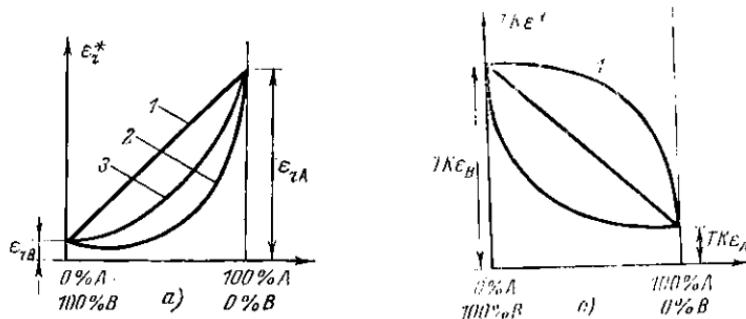


Рис. 3.38. Зависимости эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* (а) и температурного коэффициента ТК ϵ (б) смеси компонентов A и B от их объемного содержания в смеси (схематически). 1 — p -схема; 2 — s -схема; 3 — статистическая смесь.

зависимости ϵ_r^* для смеси двух жидкых диэлектриков от соотношения содержания в смеси компонентов.

Для расчета диэлектрической проницаемости статистических смесей предложено большое число формул, вывод которых основан на различных теоретических предпосыпках и экспериментальных данных. Весьма широкое применение имеет удобная для расчетов формула Лихтенекера (K. Lichtenegger), иначе логарифмический закон смешения, имеющая вид для смеси двух компонентов

$$\lg \epsilon_r^* = y_1 \lg \epsilon_{r1} + y_2 \lg \epsilon_{r2} \quad (3.114)$$

ИЗН

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_{r_1}^{y_1} \varepsilon_{r_2}^{y_2}, \quad (3.114')$$

а в более общем виде для смеси m компонентов

$$\lg \varepsilon^* := \sum_{i=1}^{l=m} y_i \lg \varepsilon_{ri} \quad (3.115)$$

ИЗН

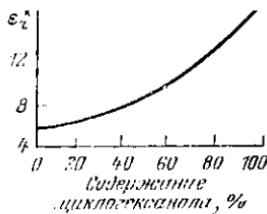
$$\varepsilon_r^* = \prod_{i=1}^{l=m} \varepsilon_{ri}^{y_i}. \quad (3.115')$$

Для вывода (3.115) отметим, что (3.108) и (3.109) могут рассматриваться как предельные случаи обобщенной формулы

$$\varepsilon_r^{\beta} := \sum_{i=1}^{l=m} y_i \varepsilon_{ri}^{\beta}, \quad (3.116)$$

где показатель степени $\beta = +1$ для случая параллельного соединения компонентов смеси (3.108) и $\beta = -1$ для случая последовательного соединения (3.109). При-

Рис. 3.39. Зависимость ε_r^* смеси двух полярных жидкостей — циклогексанола $C_6H_{11}\cdot OH$ и этилацетата $C_2H_5\cdot COO\cdot CH_3$ от объемного содержания в смеси циклогексанола. По Лэнгтону (N. H. Langton) и Мэттьюсу (D. Matthews).



мем, что случай статистической смеси может соответствовать промежуточному значению показателя $\beta = 0$. Так как непосредственная подстановка значения $\beta = 0$ в (3.116) дает лишь самоочевидное тождество

$$\sum_{i=1}^{l=m} y_i = 1,$$

используем следующий прием раскрытия неопределенности: дифференцируем (3.116) по β , что дает:

$$\varepsilon_r^{\beta} \ln \varepsilon_r^* = \sum_{i=1}^{l=m} y_i \varepsilon_{ri}^2 \ln \varepsilon_{ri};$$

теперь подстановка в последнее уравнение $\beta = 0$ и замена натуральных логарифмов на более удобные для практических расчетов десятичные логарифмы дает формулу (3.115).

Приведем также вариант формулы Лихтенекера для расчета эффективной диэлектрической проницаемости пористых, в том числе «вспененных», материалов — пенопластов, поропластов, пенокерамики и других, т. е.

твердых материалов, в которых имеется большое число малых пор, заполненных газом. Такие материалы, обладающие весьма малым значением ϵ_r при малом значении угла потерь δ (см. гл. 4), используются в радиоэлектронике в качестве «радиопрозрачных» материалов, пропускающих сквозь себя электромагнитные волны с ничтожно малым затуханием последних. Пористые материалы используются также в различных областях техники в качестве легковесных конструкционных материалов (в том числе для поплавков в плавучих устройствах), теплоизоляционных и звукоизоляционных материалов и др. Примем в (3.114) за первый компонент (индекс 1) твердый материал, а за второй компонент (индекс 2) — газ. Обозначим плотность сплошного (без пор) твердого материала $D_{спл}$ и среднюю плотность пористого материала D^* , диэлектрическую проницаемость сплошного твердого материала $\epsilon_{r спл}$; для газа будем считать приближенно диэлектрическую проницаемость равной единице, а плотность равной нулю, как и при выводе формул В. Т. Ренне (3.110) — (3.112). Тогда, учитывая, что отношение $D^*/D_{спл}$ равняется y_1 , можем переписать (3.114) в виде

$$\lg \epsilon_r^* = \frac{D^*}{D_{спл}} \lg \epsilon_{r спл}, \quad (3.117)$$

т. е. график зависимости логарифма эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* пористого материала от его средней плотности D^* должен изображаться прямой линией. На рис. 3.40 дан такой график для вспененного полистирола (пенополистирола), построенный

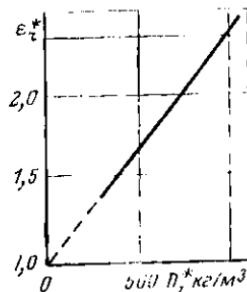


Рис. 3.40. Зависимость ϵ_r^* пенополистирола от его средней плотности D^* .

по (3.117) для значений $\varepsilon_{\text{см}} = -2,6$ и $D_{\text{см}} = 1050 \text{ кг}/\text{м}^3$, хорошо подтверждаемый экспериментальными данными.

На рис. 3.41 дана удобная для практических расчетов номограмма, построенная на основе (3.114). На левой вертикальной оси отложено отношение $\varepsilon_{r1}/\varepsilon_{r2}$ значений диэлектрической проницаемости обоих компонентов смеси (предполагается, что $\varepsilon_{r1} > \varepsilon_{r2}$), а на правой вертикальной оси — отношение $k = \varepsilon^*/\varepsilon_{r2}$ эффективной диэлектрической проницаемости смеси ε^* к диэлектрической проницаемости второго компонента; на наклонной оси отложено объемное

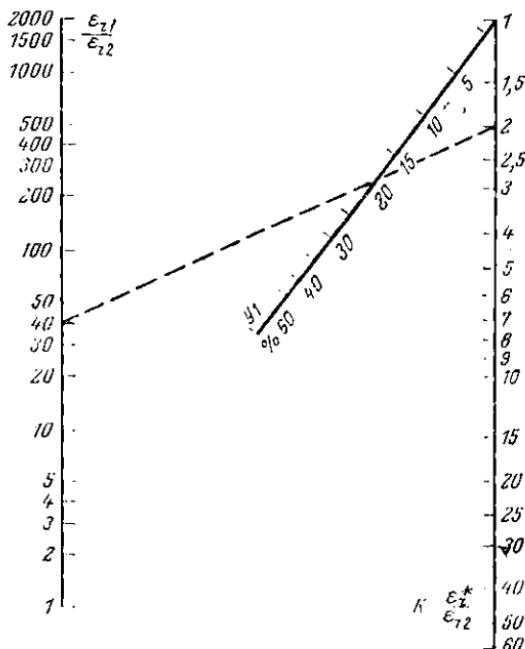


Рис. 3.41. Номограмма для расчета эффективной диэлектрической проницаемости ε^* статистических двухкомпонентных смесей по формуле Лихтенекера (3.114). Случай $\varepsilon_{r1} > \varepsilon_{r2}$.

содержание в смеси первого компонента y_1 (в процентах). Соединив прямой линией соответствующие данному конкретному случаю точки на двух шкалах, на пересечении этой прямой (или ее продолжения) с третьей наклонной найдем требующееся значение y_1 (если были заданы $\varepsilon_{r1}/\varepsilon_{r2}$ и k) или же k (если были заданы $\varepsilon_{r1}/\varepsilon_{r2}$ и y_1); в последнем случае, умножив k на ε_{r2} , получим ε^* . Пунктирная прямая на рис. 3.40 дает пример построения для решения задачи: какое соотношение компонентов должно быть взято для изготовления пластической массы, состоящей из рутила TiO_2 с $\varepsilon_{r1} =$

= 114 и политрифторхлорэтилена (CF_3Cl) n с $\epsilon_{r2}=2,85$, чтобы диэлектрическая проницаемость пластмассы ϵ^*_r была в 2 раза большее диэлектрической проницаемости ϵ_{r2} чистого (непанопленного) полимера? Имеем:

$$\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2} = 114/2,85 \text{ и } k = \epsilon^*_r/\epsilon_{r2} = 2;$$

следовательно, пластмасса должна содержать 18% (по объему) наполнителя (рутила) и 82% связующего (политрифторхлорэтилена).

Из других формул для расчета эффективной диэлектрической проницаемости статистических смесей диэлектриков, предложенных различными авторами, отметим:

формулу Л. Д. Ландау и Е. М. Либиница

$$\sqrt[3]{\epsilon^*_r} = \sum_{i=1}^{l-m} y_i \sqrt[3]{\epsilon_{ri}}; \quad (3.118)$$

формулу Беера (Бегер)

$$\sqrt{\epsilon^*_r} = \sum_{i=1}^{l-m} y_i \sqrt{\epsilon_{ri}}; \quad (3.119)$$

формулу Лоренца —Лоренца (для смесей исполярных диэлектриков — следствие теории Клаузинса—Мосотти—Лоренца—Лоренца)

$$\frac{\epsilon^*_r - 1}{\epsilon^*_r + 2} = \sum_{i=1}^{l-m} y_i \frac{\epsilon_{ri} - 1}{\epsilon_{ri} + 2}; \quad (3.120)$$

формулу Винера (она отличается от формулы Лоренца—Лоренца введением в нее характеризующего смесь параметра z , не равного 2)

$$\frac{\epsilon^*_r - 1}{\epsilon^*_r + z} = \sum_{i=1}^{l-m} y_i \frac{\epsilon_{ri} - 1}{\epsilon_{ri} + z}; \quad (3.121)$$

и формулу В. И. Оделевского для двухкомпонентных статистических смесей

$$\epsilon^*_r = A - \frac{1}{A} \sqrt{A^2 - \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{2}}, \quad (3.122)$$

где

$$A = \frac{1}{4} [(3y_1 + 1)\epsilon_{r1} + (3y_2 + 1)\epsilon_{r2}].$$

Приведем также весьма простую формулу, выражающую среднее арифметическое значений ϵ^*_r для двух-

компонентных статистических смесей, даваемых формулами (3.106) и (3.107'):

$$\epsilon_r^* := \frac{1}{2} \left(y_1 \epsilon_{r1} + y_2 \epsilon_{r2} + \frac{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}}{y_1 \epsilon_{r2} + y_2 \epsilon_{r1}} \right); \quad (3.123)$$

эта формула была использована Г. П. Самхарадзе для расчета ϵ_r^* ряда смесей.

В качестве конкретного примера, иллюстрирующего результаты расчета ϵ_r^* , двухкомпонентных статистических смесей по некоторым из вышеприведенных формул, приводим рис. 3.42, дающий графики зависимостей ϵ_r^* от состава смеси при существенном различии значений диэлектрических проницаемостей компонентов (отношение $\epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}=10$; очевидно, что при меньшем значении этого отношения расхождения между значениями ϵ_r^* из различных формул будут меньше). Понятно, что ординаты точек графика 6 равны полу суммам ординат соответствующих точек графиков 1 и 2.

Корректные формулы для расчета диэлектрической проницаемости статистических смесей должны удовлетворять определенным условиям. Так, если значения ϵ_{ri} всех компонентов смеси изменяются в одном и том же отношении, ϵ_r^* должно изменяться в том же отношении («постулат пропорциональности»); в частности, формула должна оставаться справедливой, если в нее будут подставлены значения соответствующих абсолютных диэлектрических проницаемостей $\epsilon_0 \epsilon_i$ и $\epsilon_0 \epsilon_{r_i}$. Формула должна быть симметричной в отношении всех компонентов, т. е. ϵ_r^* не должно изменяться при изменении номеров i , которые будем приписывать тем или иным компонентам. Если значения ϵ_i для всех компонентов одинаковы, ϵ_r^* должно совпадать с этим единственным значением; если в смеси имеется лишь

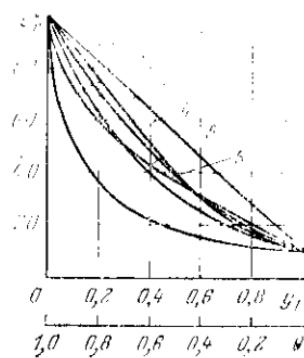


Рис. 3.42. Значения ϵ_r^* статистических двухкомпонентных смесей в функции объемных содержаний компонентов y_1 и y_2 . Диэлектрические проницаемости компонентов: $\epsilon_{r1}=10$; $\epsilon_{r2}=100$.
1 — по (3.106); 2 — по (3.107);
3 — по (3.118); 4 — по (3.122);
5 — по (3.114); 6 — по (3.123).
По Б. М. Тарееву,
А. Л. Скуснову и В. Н. Ови-
нову.

один компонент, т. е. $m=1$ и $y_1=1$, значение ϵ^*_r также должно совпадать с ϵ_r . Все эти условия достаточно очевидны, и приводим их лишь потому, что в литературе встречаются формулы, не удовлетворяющие этим условиям, а также неравенствам Винера (3.113).

Многие формулы для расчета ϵ^*_r статистических смесей могут быть представлены в общем виде

$$\Phi(\epsilon^*_r) = \sum_{i=1}^{i=m} y_i \Phi(\epsilon_{ri}), \quad (3.124)$$

т. е. простому арифметическому закону смешения подчиняются не сами значения ϵ_{ri} и ϵ^*_r , а некоторые функции Φ этих значений.

Очевидно, что арифметический закон смешения справедлив лишь для случая параллельного соединения компонентов: формуле (3.95) соответствует функция $\Phi(\epsilon_r) = \epsilon_r$. Последовательному соединению компонентов [формула (3.107')] соответствует функция $\Phi(\epsilon_r) = 1/\epsilon_r$, а формулам Лихтенекера, Ландау—Лифшица, Беера, Лоренца—Лоренца и Винера соответствуют функции

$$\Phi(\epsilon_r) = \lg \epsilon_r; \quad \Phi(\epsilon_r) = \sqrt{\epsilon_r}; \quad \Phi(\epsilon_r) = \sqrt[3]{\epsilon_r};$$

$$\Phi(\epsilon_r) = (\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + 2); \quad \Phi(\epsilon_r) = (\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + z).$$

Матричные смеси. Во многих случаях ставится задача расчета эффективной диэлектрической проницаемости ϵ^*_r матричных смесей, представляющих собой сплошной диэлектрик («матрицу»), в который введены отдельные включения — частицы («зерна») другого материала. Иногда оказывается возможным рассматривать матричные смеси как частные случаи описанных выше двухкомпонентных статистических систем, в которых содержание одного из компонентов мало, так что его зерна не соприкасаются друг с другом. В некоторых случаях для расчета ϵ^*_r матричной системы могут дать удовлетворительный результат приведенные выше формулы для статистических систем [так, мы уже отмечали хорошую применимость формулы (3.117) и графика рис. 3.40 для пенопластов, которые, по сути дела, представляют собой матричные смеси]. Однако в распоряжении работающих со смешанными диэлектриками имеются и специальные формулы для расчета ϵ^*_r матричных систем. Понятно, что на эти формулы требова-

иные симметрии по отношению к обоим компонентам смеси уже не распространяется.

Так, для диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r1} , в который введены равномерно распределенные по его объему шарообразные включения из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r2} (объемная концентрация включений равна y), по Максвеллу

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1} \frac{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} - 2y(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} + y(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})}. \quad (3.125)$$

Формула, традиционно называемая в литературе формулой В. И. Оделевского для матричных смесей

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1} \left(1 + \frac{y}{(1-y)\epsilon_{r1}/3(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})} \right), \quad (3.125')$$

представляет собой измененную запись формулы Максвелла. На самом деле,

$$1 + \frac{y}{(1-y)\epsilon_{r1}/3(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})} = \frac{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} - 2y(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} + y(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})}.$$

Легко также получить упрощенный вариант формулы Максвелла для $y \ll 1$:

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1} \left(1 + 3y \frac{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}} \right). \quad (3.125'')$$

Большой теоретический и практический интерес представляют матричные системы, в которых включения образованы не диэлектриком, а проводником. Пример формулы для расчета ϵ_r^* таких систем — формула Брюгемана (D. A. Bruggeman)

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1} / (1 - y)^3. \quad (3.126)$$

В (3.126), как и ранее, через ϵ_{r1} обозначена диэлектрическая проницаемость материала матрицы, через y — объемная концентрация включений.

Для расчета ϵ_r^* диэлектрических матриц, содержащих проводящие включения, могут быть использованы соответствующие формулы для диэлектрических матриц с диэлектрическими же включениями, если положить в этих формулах $\epsilon_{r2} \rightarrow \infty$.

Формулы для расчета ϵ_r^* матричных систем, приведенные выше, могут быть представлены в весьма на-

глядном и удобном для расчетов виде, если разделить левые и правые части этих формул на ϵ_{r1} . Обозначив отношение $\epsilon^*_r/\epsilon_{r1}=z$ и отношение $\epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}=n$, можем выразить увеличение диэлектрической проницаемости материала матрицы ϵ_{r1} , вызванное введением включений, как функцию y и n :

$$z=f(n, y).$$

Так, (3.125) можно записать в виде

$$z = \frac{2+n+2y(n-1)}{2+n-y(n-1)}. \quad (3.127)$$

Очевидно, что $z > 1$ при $n > 1$; $z = 1$ при $y = 0$ и при $n = 1$.

Формула (3.127) может быть существенно упрощена в предположении о том, что n весьма велико:

$$z = (1+2y)/(1-y). \quad (3.128)$$

К значению, даваемому (3.128), стремится точное значение z (из 3.127) при $n \rightarrow \infty$. Для иллюстрации приведена на рис. 3.43 зависимость $z(n)$ при $y=0,5$ по

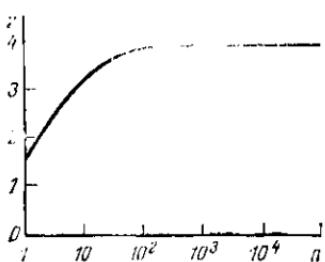


Рис. 3.43. Зависимость коэффициента z увеличения диэлектрической проницаемости материала матрицы при введении включений от отношения n проницаемости материала включений к проницаемости материала матрицы. Объемное содержание в композиции включений равно 50%. По Б. М. Тарееву.

(3.128). Этот график дает наглядное подтверждение следующему положению.

Нельзя получить большого выигрыша в значении ϵ^* матричной системы за счет большого n , т. е. выбора материала включений (наполнителя) с исключительно высокой диэлектрической проницаемостью¹.

Легко видеть, что (3.125) при $\epsilon_2 \rightarrow \infty$ и в предполо-

¹ Это положение не распространяется на большие значения концентрации включений y , когда проявляется эффект перколяции.

жении весьма малого значения y принимает вид:

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r1}(1+3y). \quad (3.129)$$

В (3.129) преобразуется и (3.126) при $y \ll 1$. Очевидно, что и (3.128) при $y \rightarrow 0$ даст аналогичный результат

$$z = 1 + 3y. \quad (3.130)$$

На рис. 3.44 даны экспериментальные значения ϵ_r^* для диэлектрика с различным объемным содержанием у шарообразных проводящих включений и для сравнения графики, построенные по (3.126) и (3.129). Видно хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными в диапазоне малых значений y .

В ряде случаев системы: матрица-диэлектрик, включения-проводник обнаруживают эффект переколяции («протекания»). Этот эффект заключается в следующем: при возрастании объемного содержания проводящей фазы y происходит объединение отдельных проводящих включений в группы (клusters); при достижении некоторого критического значения становится возможным протекание тока проводимости по «бесконечному кластеру», т. е. в диэлектрической матрице формируется проводящий скелет. Так, Е. В. Харитонов и С. Д. Ханин при исследовании керметных пленок состава $Ni-SiO_2$ при увеличении содержания никеля до $y=0.4\text{--}0.5$ обнаружили скачок удельного сопротивления кермета с $10^8\text{--}10^6$ до $10^4\text{--}10^6$ Ом·м, сопровождающийся изменением знака температурного коэффициента удельного сопротивления с отрицательного на положительный, что соответствует появлению металлического механизма электропроводности системы.

Иногда при расчете приходится иметь дело не с объемными содержаниями компонентов в смеси y , а с их массовыми содержаниями x . В этом случае пересчет делается на основании элементарных формул, получает-

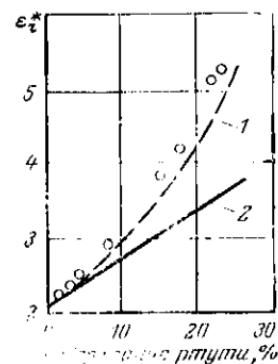


Рис. 3.44. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* , эмульсии ртути в вазелине от объемного содержания ртути в композиции.

1 — по (3.126); 2 — по (3.129). Точки — экспериментальные данные Наики (T. Naiki) и Матсунаги (Sh. Matsunaga).

мых из арифметического закона смешения

$$y_i = x_i \frac{D^*}{D_i}; \quad x_i = y_i \frac{D_i}{D^*}; \quad (3.131)$$

$$D^* = \sum_{i=1}^{l-m} y_i D_i,$$

где D^* и D_i — соответственно плотности смеси и компонентов.

В некоторых случаях (например, некоторые системы жидкостей, при смешении которых происходит контракция, т. е. объем смеси меньше суммы объемов смешиваемых жидкостей) формулы (3.131) являются уже неточными.

Понятно, что всегда

$$\sum_{i=1}^{l-m} y_i = \sum_{i=1}^{l-m} x_i = 1.$$

Помимо указанных выше авторов, предложивших формулы для расчета ϵ^*_r , в области изучения диэлектрической проницаемости композиционных материалов много работали и другие исследователи, в том числе А. В. Нетушил, Е. В. Харитонов, Пекара (A. Pickara) и др. Значительный интерес представляет фундаментальная обзорная статья А. В. Нетушила (см. «Электричество», 1975, № 10, с. 1—8).

В заключение этого параграфа сделаем еще некоторые замечания. Законы формирования электростатических полей во многом сходны с законами формирования полей температуры, полей диффузии веществ через пористые среды и т. п. Поэтому приведенные здесь формулы для расчета эффективной диэлектрической проницаемости композиционных материалов, как правило, должны быть справедливы и для расчета эффективного коэффициента теплопроводности λ^* , эффективного коэффициента влагопроницаемости Π^* и т. д., а также эффективной магнитной проницаемости μ^*_r композиционного материала, если в эти формулы вместо ϵ_r компонентов и смеси подставлять соответственно λ , Π , μ_r и т. д. компонентов и смеси. К этому вопросу еще будем возвращаться в соответствующих главах книги. Здесь лишь напомним правило о слабой зависимости параметра матричной смеси от значения пара-

метра материала включений в тех случаях, когда параметр включения вообще чистого превосходит соответствующий параметр материала матрицы.

Так, все магнитодиэлектрики (т. е. пластические массы, в которых наполнителем является порошок сильнотомагнитного материала, а связующим — немагнитный электроизоляционный материал) не могут иметь высокую эффективную магнитную проницаемость даже и в тех случаях, когда в качестве наполнителя выбирается материал с рекордно высоким значением μ_r , например пермаллой. Необходимо сделать еще одну существенную оговорку: формулы для расчета параметров матричных смесей справедливы лишь при условии, согласно которому включения рассеяны в материале матрицы более или менее равномерно и не соприкасаются непосредственно друг с другом (см. также сказанное выше об эффекте протекания). Так, если даже весьма малое количество проводящей примеси будет введено в диэлектрик в виде металлической проволочки, соединяющей электроды, формулы типа формулы (3.126) и ей подобных будут уже совершенно неприменимы — здесь будем иметь короткое замыкание электродов.

При макроскопическом рассмотрении для композиционных материалов формулы § 3.7 должны быть справедливы и при расчете удельной диэлектрической проводимости γ^* , но при таких расчетах возможны ошибки, совершенno искажающие результат, за счет перехода свободных носителей заряда от одних компонентов к другим, за счет влияния пограничных слоев на границах раздела компонентов и т. д. Так, для проводников, а тем более для полупроводников и диэлектриков уже незначительные количества примесей способны изменить сам физический механизм электропроводности и порядок удельного сопротивления (или удельной проводимости) материала, к которому добавляется примесь.

Определим теперь температурный коэффициент диэлектрической проницаемости двухкомпонентной статической смеси, положив справедливой формулу (3.114). Дифференцирование этой формулы по температуре дает:

$$-\frac{d}{dT} \ln \epsilon_{r*} = y_1 \frac{d}{dT} \ln \epsilon_{r1} + y_2 \frac{d}{dT} \ln \epsilon_{r2},$$

что в соответствии с (1.39) может быть непосредственно переписано в виде

$$TK\epsilon^* = y_1 TK\epsilon_1 + y_2 TK\epsilon_2. \quad (3.132)$$

Таким образом, логарифмический закон смешения для диэлектрических проницаемостей (3.114) соответствует арифметическому закону смешения для температурных коэффициентов диэлектрической проницаемости, т. е. прямолинейному графику зависимости $TK\epsilon^*$ от объемных содержаний компонентов в смеси, в то время как законы для простейших моделей смесей (3.106) и (3.107) приводят к криволинейным графикам зависимости $TK\epsilon^*$ от y_1 и y_2 (рис. 3.38, б), причем, как и на рис. 3.38, а, график для параллельного соединения компонентов смеси проходит выше, а график для последовательного соединения ниже графика для статистической смеси.

Тем же приемом, которым была получена формула (3.132), исходя из (3.117), легко получить формулу

$$TK\epsilon^* = (D^*/D_{спл}) TK\epsilon_{спл}. \quad (3.132')$$

Таким образом, не только эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ^*_r пористого материала меньше, чем диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{спл}$ сплошного (не имеющего пор) материала [см. (3.117)], но и температурный коэффициент эффективной диэлектрической проницаемости $TK\epsilon^*$ пористого материала по абсолютному значению меньше, чем температурный коэффициент диэлектрической проницаемости $TK\epsilon_{спл}$ сплошного материала (так как $D^* < D_{спл}$):

$$|TK\epsilon^*| < |TK\epsilon_{спл}|$$

(знак $TK\epsilon^*$, очевидно, тот же, что и знак $TK\epsilon_{спл}$).

Для случая m компонентов (3.132) приобретает вид:

$$TK\epsilon^* = \sum_{i=1}^{I-m} y_i TK\epsilon_i. \quad (3.133)$$

В общем виде для формул типа (3.124) дифференцирование по температуре с почленным умножением и делением на соответствующие проницаемости дает:

$$\epsilon_r^* - \frac{d\Phi(\epsilon_r^*)}{d\epsilon_r^*} TK\epsilon^* = \sum y_i \epsilon_{ri} \frac{d\Phi(\epsilon_{ri})}{d\epsilon_{ri}} TK\epsilon_i. \quad (3.134)$$

Так, если функция $\Phi(\epsilon_r)$ имеет вид $\Phi(\epsilon_r) = \epsilon_r^n$, то

$$\epsilon_r^{*n} T K_{\epsilon_r}^{*n} := \sum_{i=1}^m y_i \epsilon_{ri}^n T K_{\epsilon_{ri}}; \quad (3.134')$$

например, для формулы Ландау—Лифшица $n=1/3$, для формулы Беера $n=1/2$ и т. п.

Возратимся теперь к рассмотрению второго намеченного выше пути для получения термокомпенсированного конденсатора с диэлектриком, представляющим собой смесь двух компонентов. Формула (3.132) дает основание считать, что смешанный диэлектрик будет иметь $T K_{\epsilon^*} = 0$ при условии

$$y_1 T K_{\epsilon_1} + y_2 T K_{\epsilon_2} = 0, \quad (3.135)$$

откуда с учетом условия $y_1 + y_2 = 1$ можем определить соответствующие температурной компенсации значения y_{1k} и y_{2k} ; зная y_{1k} и y_{2k} , находим и диэлектрическую

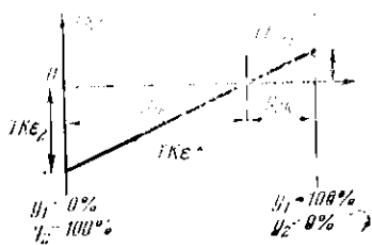


Рис. 3.45. Пример графического расчета состава двухкомпонентного диэлектрика для термокомпенсированного конденсатора.

проницаемость смеси ϵ_r^* по (3.114). На рис. 3.45 дан не требующий пояснения чертеж для определения состава термокомпенсированного диэлектрика графическим путем.

На рис. 3.46 даны экспериментальные значения ϵ_r^* и $T K_{\epsilon^*}$ для керамических материалов системы тидол — тимаг при различных соотношениях содержаний компонентов по массе (в процентах). В данном случае

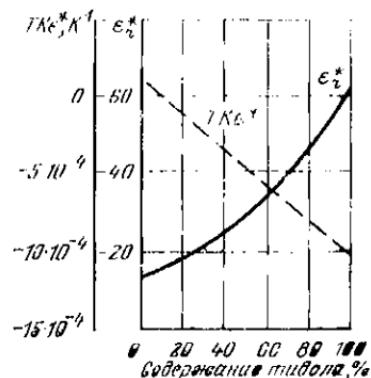


Рис. 3.46. Зависимости ϵ_r^* и $T K_{\epsilon^*}$ керамических материалов системы тидол — тимаг от массового содержания тидола. По Г. И. Сканави.

термокомпенсированному материалу отвечает состав 90% титана (композиция рутил—магнезит) и 10% титанола (композиция рутил—доломит).

При более точных расчетах термокомпенсированных конденсаторов со смешанным диэлектриком следует принимать во внимание температурные коэффициенты длины материалов диэлектрика и электрода [см. (3.72)].

3.8. Электрические поля в неоднородных диэлектриках

С изложенными в § 3.7 вопросами расчета эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* , диэлектриков, диэлектрическая проницаемость которых в различных частях их объема идентична, самым тесным образом связаны вопросы расчета электрического поля в макроскопически неоднородных диэлектриках.

Предположим сначала, что рассматриваемый диэлектрик находится в переменном электрическом поле и что проводимостью и диэлектрическими потерями (см. гл. 4) его можно пренебречь, т. е. будем считать, что во всех частях объема диэлектрика $\rho = \infty$ (или $\gamma = 0$) и $\operatorname{tg} \delta = 0$.

При этих допущениях единственным параметром диэлектрического материала, который может оказывать влияние на распределение напряженности электрического поля по объему диэлектрика, является диэлектрическая проницаемость ϵ_r .

При макроскопически однородном по всему объему диэлектрике напряженность электрического поля в каждой точке диэлектрика вообще не зависит от ϵ_r диэлектрического материала. Так, в случае плоского конденсатора (см. рис. 1.3) напряженность поля определяется (3.3) для всех точек диэлектрика между обкладками; поле равномерное. Цилиндрический конденсатор (см. рис. 1.4) дает нам простейший пример электрического поля; согласно (3.4) максимальная напряженность имеет место в точках, расположенных в непосредственной близости от внутренней обкладки (при $x = r_1$), и равна:

$$E_{\max} = U/r_1 \ln(r_2/r_1). \quad (3.136)$$

а минимальная — в точках в диэлектрике, расположенных в непосредственной близости от внешней обкладки

($x=r_2$):

$$E_{min}=U/r_2 \ln(r_2/r_1). \quad (3.136')$$

Понятно, что в плоском конденсаторе, содержащем два (или более) различных диэлектрика, соединенных параллельно (см. рис. 3.36, а), поле также равномерно и его напряженность опять-таки определяется формулой (3.3).

Рассмотрим теперь конденсатор с различными диэлектрическими материалами, слои которых соединены последовательно друг с другом (слоистый диэлектрик). Напряженность поля в каждом из последовательно соединенных слоев уже неодинакова; именно (для случая плоского многослойного конденсатора, рис. 3.36, б и 3.47) она будет обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости материала данного слоя. Действительно, смещение D в плоском конденсаторе постоянно во всем объеме диэлектрика; обозначая, как указано на рис. 3.47, для двухслойного плоского конденсатора E_1 и E_2 — напряженности в слоях 1 и 2 и ϵ_{r1} и ϵ_{r2} — диэлектрические проницаемости материала этих слоев, имеем согласно (3.11)

$$D=\epsilon_0\epsilon_{r1}E_1=\epsilon_0\epsilon_{r2}E_2,$$

откуда

$$\epsilon_{r1}E_1=\epsilon_{r2}E_2. \quad (3.137)$$

Рассчитаем значения напряженности поля в слоях двухслойного плоского конденсатора. Обозначив h_1 и h_2 — толщины слоев и U_1 и U_2 — напряжения на них (см. рис. 3.47), получим при последовательном соединении

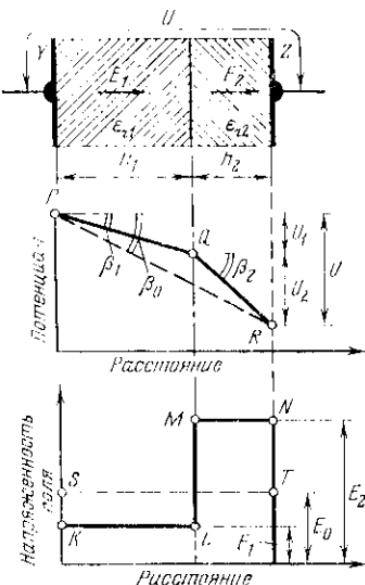


Рис. 3.47. Электрическое поле в плоском двухслойном конденсаторе (напряжение переменное — после включения под напряжение режим установившийся; углы потерь обоих компонентов приняты равными нулю; $\epsilon_{r1}>\epsilon_{r2}$).

иений словес:

$$U = U_1 + U_2 = E_1 h_1 + E_2 h_2, \quad (3.138)$$

где U — полное напряжение на конденсаторе.

Решение системы уравнений (3.137) и (3.138) дает значения напряженности поля в обоих слоях

$$E_1 = \epsilon_{r2} \frac{U}{h_1 \epsilon_{r2} + h_2 \epsilon_{r1}}, \quad E_2 = \epsilon_{r1} \frac{U}{h_1 \epsilon_{r2} + h_2 \epsilon_{r1}}, \quad (3.139)$$

после чего находим и напряжения на слоях

$$U_1 = E_1 h_1; \quad U_2 = E_2 h_2.$$

График падения потенциала представлен на рис. 3.47 ломаной линией PQR , а график значений напряженности поля — $KLMN$. Очевидно, что

$$\operatorname{tg} \beta_1 = c E_1; \quad \operatorname{tg} \beta_2 = c E_2,$$

где c — коэффициент, учитывающий масштабы по осям координат на рис. 3.47.

Если бы мы имели в пространстве между обкладками конденсатора Y и Z только один диэлектрик (с совершенно произвольной диэлектрической проницаемостью), то для него падение потенциала определилось бы штриховой прямой PR , а напряженность поля — штриховой прямой ST , и тогда напряженность поля во всем активном объеме диэлектрика согласно (3.3) одинакова и равна:

$$E_0 = U/h = (\operatorname{lg} \beta_0)/c,$$

причем при $\epsilon_{r1} > \epsilon_{r2}$

$$E_1 < E_0 < E_2.$$

В общем случае плоского многослойного (m слоев) конденсатора

$$E_i = \frac{U}{\sum_{l=1}^m (h_l / \epsilon_{rl})}; \quad (3.140)$$

здесь U — полное напряжение; E_i , h_i , ϵ_{ri} — соответственно напряженность поля, толщина и диэлектрическая проницаемость для каждого отдельного слоя.

Для многослойного цилиндрического конденсатора (общий случай m слоев) напряженность на расстоянии

x от оси (в i -м слое)

$$E_x = \frac{U}{\epsilon_{ri}x \sum_{i=1}^{l=m} \left\lfloor \left(\ln \frac{r_{2i}}{r_{1i}} \right) / r_i \right\rfloor}, \quad (3.141)$$

где r_{2i} и r_{1i} — соответственно внешний и внутренний радиусы i -го слоя [ср. с рис. 3.52)].

Как видно из (3.140) и (3.141), в отличие от случая многослойного плоского конденсатора порядок расположения материалов в слоях цилиндрического конденсатора существенно влияет на напряженность поля в отдельных слоях. Для того чтобы получить наиболее выгодное распределение (получение более низких максимальных значений E_i), нужно стремиться во внутренние слои многослойного цилиндрического конденсатора поместить диэлектрики с большей ϵ_r («градирование изоляции»), применяемое, например, в технике силовых кабелей высокого напряжения). Это частный случай общего правила: в неравномерном поле для уменьшения электрической нагрузки электроизоляционных материалов следует в места с наибольшим электрическим смещением помещать материалы с наибольшим значением ϵ_r .

В соответствии с тем, что направления силовых линий электрического поля и линий индукции совпадают, но плотность линий индукции при переходе из одной среды в другую не изменяется, а плотность силовых линий изменяется [см. (3.137)], при расчете электроизоляционных конструкций в случае перехода силовых линий (или линий индукции) из одного диэлектрика в другой под углом к поверхности раздела имеем (рис. 3.48):

$$\lg a_1 / \lg a_2 = \epsilon_{r1} / \epsilon_{r2}. \quad (3.142)$$

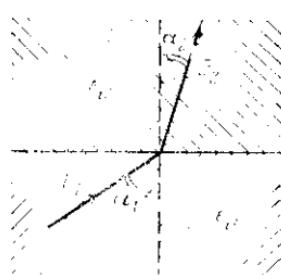


Рис. 3.48. Преломление силовых линий электрического поля на границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_{r1} и ϵ_{r2} (случай $\epsilon_{r1} > \epsilon_{r2}$).

В частном случае прохождения силовой линии по нормали к поверхности раздела (случай плоского и цилиндрического многослойных конденсаторов) $a_1=a_2=\dots=0$ независимо от значений ϵ_{r1} и ϵ_{r2} .

Предположим теперь, что в диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r1} , в которой существует равномерное электрическое поле с напряженностью E_0 , вводятся отдельные включения другого диэлектрического материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r2} , т. е. получаем матричную систему. Это весьма важный случай, который можно рассматривать для моделирования электрического поля в таких неоднородных электроизоляционных материалах, как содержащие наполнители компаунды, пластмассы, пропитанная волокнистая изоляция и т. п. При введении включений поле искажается; это показано схематически на рис. 3.49, а— ε для цилиндрических или шаровых включений; ε для цилиндрических или шаровых включений; на этом рисунке изображены силовые линии (их плотность соответствует напряженности поля в данном месте). Искажение поля будет тем более сильно выражено, чем больше различие значений ϵ_{r1} и ϵ_{r2} и чем более удлиненную, вытянутую в направлении E_0 форму имеют включения (в предельном случае, когда включение имеет вид плоской пластиинки, перпендикулярной E_0 , см. рис. 3.47, поле вне включений остается равномерным, хотя напряженность его и изменяется).

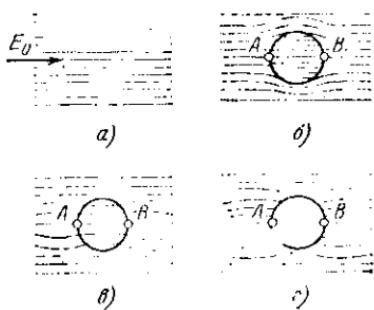


Рис. 3.49. Искажение равномерного электрического поля при введении в него цилиндрических или шаровых включений (схематически).

a — равномерное поле с напряженностью E_0 до введения включений; b — картина силовых линий при различии диэлектрического включения (случай $\epsilon_{r2} < \epsilon_{r1}$); c — то же, случай $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r1}$; d — картина силовых линий при наличии проводящего включения.

женностя поля в данном месте). Искажение поля будет тем более сильно выражено, чем больше различие значений ϵ_{r1} и ϵ_{r2} и чем более удлиненную, вытянутую в направлении E_0 форму имеют включения (в предельном случае, когда включение имеет вид плоской пластиинки, перпендикулярной E_0 , см. рис. 3.47, поле вне включений остается равномерным, хотя напряженность его и изменяется).

Рисунок 3.49, б соответствует случаю $\epsilon_{r2} < \epsilon_{r1}$; при этом имеет место разрежение силовых линий в окружающей диэлектрической среде вблизи включения и сгущение силовых линий внутри включения; наоборот, при $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r1}$ (рис. 3.49, в) силовые линии в окружающей

диэлектрической среде вблизи включения сгущаются, так что наибольшая напряженность поля образуется в точках A и B , находящихся в непосредственной близости от поверхности включения, но внутри включения силовые линии разрекаются.

Для случая включений цилиндрической формы (оси цилиндров перпендикуляры E_0), расположенных в окружающей диэлектрической среде равномерно (рис. 3.50), напряженность в точке A (или B) приближенно равна:

$$E_A \approx E_0 \frac{\frac{2\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} + y(\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2})}}{y}, \quad (3.143)$$

где y , как и ранее (см. § 3.7), — объемное содержание включений в системе, равное в данном случае $y = \pi r^2/a^2$ (r — радиус цилиндра; a — расстояние между осями соседних цилиндров).

На рис. 3.51 представлены значения отношения $k = E_A/E_0$ в функции y для различных значений отноше-

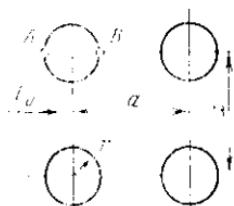


Рис. 3.50. Равномерное распределение цилиндрических включений в диэлектрической среде.

ния $m = \epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}$; при больших y формула (3.153) становится петочкой. При весьма малом y , когда влияние отдельных включений друг на друга уже не оказывается (уединенный цилиндр в равномерном поле),

$$E_A = E_0 \frac{2\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}. \quad (3.144)$$

Поле внутри цилиндрического включения будет равномерным; его напряженность E' определится согласно

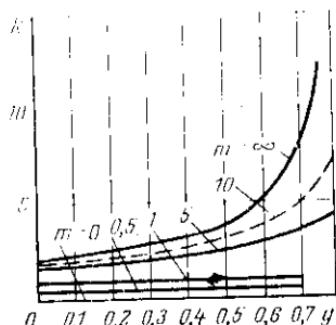


Рис. 3.51. Зависимости отношения $k = E_A/E_0$ от объемного содержания y цилиндрических включений (случай рис. 3.50) при различных значениях отношения $m = \epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}$ [см. (3.153)].

(3.11) из условия $E' \epsilon_{r2} = E_A \epsilon_{r1}$ для точки A (или B), в которой силовая линия перпендикулярна поверхности раздела среды и включения; таким образом,

$$E' = E_0 \frac{2\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}. \quad (3.145)$$

При весьма большом отношении $m = \epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}$ формула (3.144) дает $E_A = 2E_0$, т. е. введение малого (по отношению к расстоянию между электродами участка изоляции, в котором имелось равномерное поле с напряженностью E_0) цилиндрического диэлектрического включения с высокой диэлектрической проницаемостью способно создать удвоение напряженности в окружающей диэлектрической среде.

При весьма малом m по (3.145) имеем $E' = 2E_0$, т. е. значение напряженности поля внутри малого цилиндрического включения с малой относительной диэлектрической проницаемостью может в 2 раза превысить значение E_0 .

Значительную степень неравномерности поля создают и шаровые включения. В этом случае (при $y \ll 1$):

$$E_A = E_0 \frac{3\epsilon_{r2}}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}} \quad (3.146)$$

и соответственно

$$E' = E_0 \frac{3\epsilon_{r1}}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}. \quad (3.147)$$

Таким образом, уединенный шар из материала с высокой диэлектрической проницаемостью способен создать увеличение напряженности поля в диэлектрической среде в 1,5 раза ($E_A = 1,5E_0$), а внутри шара с весьма малой диэлектрической проницаемостью по сравнению с диэлектрической проницаемостью среды напряженность поля будет в 1,5 раза превышать напряженность, имевшую место до введения шара ($E' = 1,5E_0$).

Отметим также, что формулы (3.144) и (3.146) при $\epsilon_{r2} \rightarrow \infty$ пригодны и для рассмотрения случая проводящего цилиндрического или шарового включения; при этом также будем иметь увеличение напряженности поля в точках A и B соответственно в 2 или 1,5 раза; силовые линии будут подходить к поверхности проводящего включения нормально к поверхности раздела компонентов [см. (3.142)], т. е. в направлении радиусов

цилиндра или шара; поле внутри проводящего включения, как это следует из основных положений электростатики, отсутствует (см. рис. 3.49, *г*), т. е. $E' = 0$, что вытекает и из (3.145) и (3.147) при подстановке в них $\epsilon_{r2} = \infty$.

В ряде случаев (см. рис. 3.47 и 3.49, *б*) введение в диэлектрик включений другого диэлектрика с меньшей диэлектрической проницаемостью создает повышение напряженности поля в этом включении; электрический материал с высокой диэлектрической проницаемостью стремится «разгрузиться» и «переложить» большую часть электрического напряжения на материал с меньшей диэлектрической проницаемостью, включенный последовательно с первым. Особо неблагоприятные условия для работы всей системы изоляции в целом создаются при наличии включений воздуха или другого газа с $\epsilon_r \approx 1$, так как в таких включениях легко могут возникнуть частичные разряды (надо иметь в виду, что электрическая прочность газов сравнительно низка).

Более того, как это наглядно видно из рис. 3.47, введение в воздушный зазор между двумя находящимися под напряжением электродами прослойки из твердого диэлектрика, обладающего значительно более высокой электрической прочностью (но и более высокой диэлектрической проницаемостью!) по сравнению с воздухом, может повысить напряженность поля в оставшейся части воздушного зазора до опасного значения и, таким образом, не только не повысить, но даже снизить надежность всей системы изоляции в целом.

Однако если поле (до введения прослойки твердого диэлектрика) было неоднородным, то такая прослойка может создать градированную изоляцию с повышенной

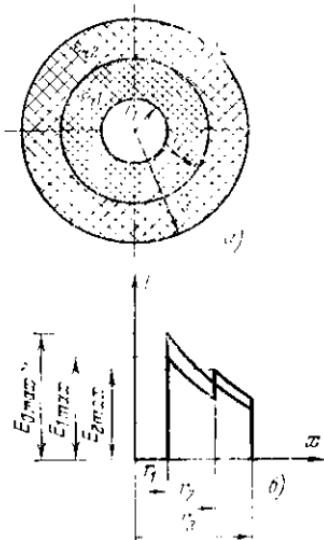


Рис. 3.52. К расчету оптимальной конструкции изоляции коаксиального кабеля по Бушу (K. Busch).

надежностью. Так, для коаксиального кабеля с воздушной (или вообще газовой) изоляцией покрытие жилы кабеля слоем твердого диэлектрика (рис. 3.52, а) может уменьшить максимальное значение поля в воздухе и тем самым повысить надежность изоляции. Обозначив r_1 , r_2 и r_3 — соответственно радиус жилы, внешний радиус твердой изоляции и радиус проводящей оболочки (экрана) кабеля, ϵ_{r1} и ϵ_{r2} — диэлектрические проницаемости воздуха и твердого электроизоляционного материала и U — напряжение между жилой и экраном, можно определить оптимальное значение $r_{2\text{опт}}$ радиуса r_2 , соответствующее наименьшему значению максимальной (имеющей место у наружной поверхности твердой изоляции) напряженности поля в воздухе $E_{2\text{max}}$ по формуле Буша (K. Busch):

$$r_{2\text{опт}} = (r_1/e)(r_3/r_1)^{\epsilon_{r2}/(\epsilon_{r2}-\epsilon_{r1})}; \quad (3.148)$$

если расчет по (3.148) дает значение $r_{2\text{опт}} \geq r_3$, оптимизация изоляции в данном случае невозможна. Соответствующее $r_2=r_{2\text{опт}}$ значение $E_{2\text{max}}$ равно:

$$E_{2\text{max}} = \frac{Ue}{r_1(1-\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2})(r_3/r_1)^{\epsilon_{r2}/(\epsilon_{r2}-\epsilon_{r1})}}, \quad (3.149)$$

в (3.148) и (3.149) e — основание натуральных логарифмов.

Для наглядности на рис. 3.52, б даны схематически графики напряженности поля в функции расстояния x от оси коаксиального кабеля. На рис. 3.52 обозначено: E_0 — напряженность для чисто воздушной изоляции (без введения твердой изоляции), равная согласно (3.6)

$$E_0 = \frac{U}{x \ln(r_3/r_1)},$$

для $r_1 \leq x \leq r_3$; E_1 — напряженность в твердой изоляции и E_2 — напряженность в воздушном зазоре, оставшемся между твердым диэлектриком и экраном; максимальные значения этих напряженностей соответственно $E_{0\text{max}}$, $E_{1\text{max}}$ и $E_{2\text{max}}$ (в данном случае соотношение $E_{2\text{max}} < E_{0\text{max}}$ обеспечено).

Легко видеть, что все приведенные в § 3.8 формулы для расчета напряженностей электрического поля в компонентах макроскопически неоднородного диэлектрика [а также (3.142) для расчета преломления силовых линий на границах раздела компонентов] дадут неизмен-

ные значения напряженностей E_i и углов α_i , если значения диэлектрических проницаемостей ϵ_{ri} всех компонентов изменяется в одном и том же отношении. Иными словами, для оценки распределения напряженностей поля важны не сами значения диэлектрических проницаемостей компонентов, а их отношения.

Вышеизложенные формулы для расчета E_i справедливы для работы многокомпонентной изоляции при переменном напряжении. Для расчета установившихся (через достаточно большое время после включения напряжения) напряженностей электрического поля в многокомпонентной изоляции, работающей при постоянном напряжении, в эти формулы вместо значений ϵ_{ri} компонентов нужно подставить значения удельной объемной проводимости $\gamma_i = 1/\rho_i$ соответствующих компонентов. Это объясняется тем, что вместо условия непрерывности вектора электрического смещения

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}_i$$

в основу расчета для случая постоянного напряжения должно быть положено условие непрерывности вектора плотности тока проводимости

$$\mathbf{J} = \mathbf{E}_i \gamma_i = \mathbf{E}_i / \rho_i.$$

Следует иметь в виду, что в двухслойном (в более общем случае — в многослойном) диэлектрике отношение диэлектрических проницаемостей слоев, как правило, не соответствует отношению их удельных проводимостей ($\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2}$ отлично от γ_1/γ_2), в связи с чем распределение напряженности электрического поля по толщине изоляции при напряжении постоянного и переменного тока будет различным. Кроме того, распределение напряженности в изоляции при напряжении переменного тока значительно меньше зависит от перенада температур в изоляции, чем при напряжении постоянного тока, так как ϵ_r значительно меньше зависит от температуры, чем γ .

Так, распределение напряженностей электрического поля по толщине изоляции кабеля высокого напряжения в случае работы его при переменном напряжении практически не зависит от перенада температур в изоляции, а в случае работы его при постоянном напряжении вследствие наличия перепада температур в изоляции имеет место (из-за резкой зависимости γ от

температуры) снижение напряженности в более нагретых зонах изоляции (вблизи поверхности токопроводящей жилы) и повышение напряженности в менее нагретых зонах (вблизи металлической оболочки) по сравнению с распределением напряженности в кабеле при отсутствии перепада температур в изоляции.

В заключение настоящего параграфа поставим вопрос о том, какое значение диэлектрической проницаемости является оптимальным в тех или иных случаях.

Совершенно очевидно, что электроизоляционные материалы высокого качества должны иметь большие значения удельных сопротивлений ρ и ρ_s (см. гл. 2) и электрической прочности $E_{\text{пр}}$ и малое значение угла диэлектрических потерь δ (см. гл. 4). Вопрос же о значении ϵ высококачественного диэлектрика в различных случаях не может быть решен однозначно. Очевидно, что в тех случаях, когда нам требуется изготовить конденсатор большой емкости при ограниченных габаритных размерах и массе, выгодно использовать диэлектрик с возможно большим значением ϵ_r .

Один из основных «удельных параметров» конденсатора — удельная емкость $C_{\text{уд}} = \Phi / V$, представляет собой емкость конденсатора C , отнесенную к единице объема V . Для плоского конденсатора, учитывая только активный объем диэлектрика (без учета объема обкладок, корпуса и т. п.) по (3.8), имеем:

$$C_{\text{уд}} = \frac{C}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S / h}{Sh} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{h}, \quad (3.150)$$

т. е. удельная емкость прямо пропорциональна ϵ_r диэлектрика и обратно пропорциональна квадрату толщины диэлектрика h^2 . Уменьшение значения h ограничивается или технологическими соображениями, или значением электрической прочности диэлектрика.

Однако во многих случаях иметь большую емкость нежелательно; например, в кабельных линиях электропередачи увеличение емкости изоляции приводит к увеличению зарядного тока линий.

При работе изоляции при переменном напряжении, как будет показано ниже, большое значение ϵ_r диэлектрика при прочих равных условиях приводит к значительным диэлектрическим потерям.

Наконец, для техники высоких напряжений весьма существенно то, что большое значение ϵ_r диэлектриков

при наличии в них газовых включений способствует развитию в этих включениях частичных разрядов.

Таким образом, во многих конкретных случаях использования диэлектриков в качестве электроизоляционных материалов высокое значение ϵ_r для этих материалов нежелательно.

3.9. Механические силы в диэлектриках в электрическом поле

С процессом поляризации неразрывно связано появление в диэлектрике при его взаимодействии с электрическим полем механических (пондеромоторных) сил.

Рассмотрим простейший случай плоского конденсатора (см. рис. 1.4). Энергия заряженного и отсоединенного от источника напряжения конденсатора равна:

$$W = CU^2/2.$$

Для увеличения расстояния h между обкладками конденсатора на dh необходимо затратить работу

$$dA = F dh,$$

где F — сила, действующая между обкладками. Эта работа равна изменению dW энергии W :

$$dA = -dW$$

(знак минус перед dW указывает на то, что сила F противодействует перемещению обкладок, т. е. F есть сила притяжения обкладок друг к другу, а не сила отталкивания). Таким образом, модуль силы равен:

$$F = \frac{dW}{dh} = \frac{U^2 dC}{2dh}.$$

Подставив в последнее уравнение вместо емкости конденсатора C ее выражение (1.24), с помощью простых преобразований получим различные формулы для F :

$$F = \epsilon_0 \epsilon_r U^2 S / 2h^2; \quad (3.151)$$

$$F = 1/2 \epsilon_0 \epsilon_r E^2 S = 1/2 D E S; \quad (3.151')$$

$$F = Q^2 / 2 \epsilon_0 \epsilon_r S = \sigma^2 S / 2 \epsilon_0 \epsilon_r, \quad (3.151'')$$

где Q — полный заряд конденсатора; σ — поверхностная плотность заряда обкладки.

Сила, отнесенная к единице площади обкладки (адгезионное давление), равна:

$$p = F/S,$$

или на основании (3.151), (3.151') и (3.151''):

$$p = \epsilon_0 \epsilon_r U^2 / 2h^2; \quad (3.152)$$

$$p = 1/2 \epsilon_0 \epsilon_r E^2 = 1/2 D E; \quad (3.152')$$

$$p = \sigma^2 / 2 \epsilon_0 \epsilon_r. \quad (3.152'')$$

Как легко заметить, соблюдаются следующие, весьма важные соотношения:

$$Fh = W; \quad (3.153)$$

$$pV = W; \quad (3.154)$$

$$p = w, \quad (3.155)$$

где V — активный объем диэлектрика в конденсаторе, определяемый (3.8); w — объемная плотность электрической энергии в диэлектрике конденсатора, выражаемая (3.15) и (3.16).

Строго говоря, вышесложенные соображения справедливы только для конденсатора с жидким или газообразным диэлектриком. Сила F между обкладками конденсатора представляет собой результатирующую силу кулоновского притяжения между расположено заряженными обкладками и сил, втягивающих жидкость (или газ) в пространство между обкладками (в котором имеется электрическое поле) и оказывающих давление изнутри на обкладки конденсатора. Понятно, что вторая группа сил уменьшает кулоновские силы взаимодействия обкладок. В случае конденсатора с твердым диэлектриком, к которому обкладки прилегают вплотную, сила F может быть рассчитана только более сложным путем с учетом упругих механических напряжений, возникающих в твердом диэлектрике при его деформации.

Следует иметь в виду, что в самом общем случае расчета механических сил в конденсаторе исходить только из закона Кулона (3.1), не принимая к тому же во внимание краевых эффектов на периферии обкладок, — путь, который может привести к существенным ошибкам. Надо иметь в виду, что закон Кулона, строго говоря, относится только к взаимодействию между двумя точечными электрическими зарядами, расположеными в неограниченной однородной диэлектрической среде.

На поверхности раздела двух диэлектриков, обладающих различными значениями диэлектрической проницаемости, в электрическом поле возникает механическая сила. Эта сила независимо от направления электрического поля направлена по нормали к поверхности раздела диэлектриков и действует в сторону того диэлектрика, у которого диэлектрическая проницаемость меньше.

Для случая шара с радиусом r из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r2} , висящего в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ_{r1} , если поле в диэлектрике равно E_1 (полагаем, что размеры шара настолько малы, что поле в месте, занятом шаром, до висения шара можно было считать однородным), сила, действующая на шар, определяется формулой

$$\mathbf{F} = \frac{\epsilon_{r1} (\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1})}{2 (\epsilon_{r2} + 2\epsilon_{r1})} r^3 \operatorname{grad} \mathbf{E}_1. \quad (3.156)$$

Направление силы \mathbf{F} в (3.156) таково, что, если $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r1}$, шар стремится переместиться в область, где напряженность поля больше; если же $\epsilon_{r2} < \epsilon_{r1}$, шар стремится переместиться в область, где напряженность поля меньше. Так, капля воды ($\epsilon_{r2} \approx 80$) в нефтяном электроизоляционном масле ($\epsilon_{r1} \approx 2,2$) будет втягиваться в область с более высокой напряженностью поля; наоборот, пузыrek воздуха ($\epsilon_{r2} \approx 1$) в масле будет выталкиваться из области с более высоким значением E . Однако в сильном электрическом поле находящиеся в масле пузырьки воз-

духа ионизируются, их диэлектрическая проницаемость (как и удельная проводимость) возрастает и может превышать ϵ_r масла; таким образом, в определенных условиях и пузырьки воздуха в масле могут втягиваться в области с более высоким значением E ; это может облегчить развитие пробоя масла.

Эффект Йонсена — Рабека. Как следует из (3.154), при низких напряжениях, приложенных к диэлектрику, механические усилия в диэлектрике не могут быть большими. Однако в ряде случаев даже незначительное напряжение, приложенное к обкладкам конденсатора, может создать заметное притяжение обкладок к диэлектрику. Это явление было открыто Йонсеном и Рабеком (Johnsen, Rabbeck, 1921 г.).

Эффект Йонсена — Рабека наблюдается у твердых диэлектриков со сравнительно малым удельным сопротивлением ρ [корядка, например, 10^4 — 10^6 Ом·м (ферриты, инфэр, гинс, агат, галазит

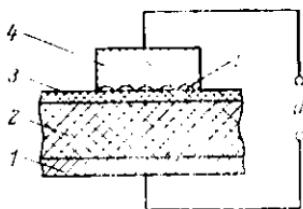


Рис. 3.53. Электростатическое крепежное устройство.

1 — электрод; 2 — полупроводящий слой; 3 — диэлектрическое покрытие; 4 — закрепляемая проводящая деталь — электрод; 5 — воздушный зазор.

и т. п.)] и объясняется резкой неравномерностью распределения напряженности по толщине диэлектрика и возникновением весьма большой напряженности поля E в неизбежно возникающем (даже в случае полированной поверхности пластинки твердого диэлектрика или полупроводника) воздушном зазоре между диэлектриком и обкладками; в соответствии с (3.154) при большом E развивается большое механическое усилие даже при малом общем напряжении между обкладками. Если на поверхность полупроводящего диэлектрика, используемого в таком конденсаторе, нанести тонкую пленку другого более высокоменного диэлектрика (рис. 3.53), то механическое усилие притяжения его обкладок сильно возрастает (рис. 3.54). В этом случае более высокоомная тонкая диэлектрическая пленка 3 (рис. 3.53) служит основным ди-

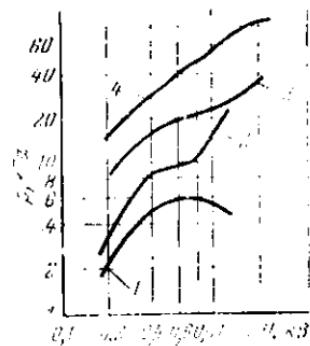


Рис. 3.54. Изменение давления p электродов конденсатора (рис. 3.53) от постоянного напряжения U (удельное объемное сопротивление материала полупроводящего слоя 10^4 — 10^6 Ом·м).

1 — конденсатор без покрытия; 2 — с покрытием изоляционным лаком АК-540 толщиной 30 мкм; 3 — с покрытием пленкой полизэтилентерефталата 10 мкм; 4 — с покрытием поликарбонатом 4 мкм.

электриком конденсатора, а более низкоомный слой 2 выполняет функцию распределенного сопротивления, ограничивающего токи утечки конденсатора 1, 4. Использование эластичной диэлектрической пленки 3 позволяет свести к минимуму воздушный зазор 5.

В Московском институте радиотехники, электроники и автоматики был исследован ряд диэлектрических полимерных покрытий (рис. 3.55) и были получены высокие значения поверхностной плотности силы — до 0,7—1 МПа. Использование радиоэлектрета в качестве активного диэлектрического слоя в конденсаторе (рис. 3.56) позволило разработать электростатические крепежные устройства без внешних источников напряжения. В этом случае механическая сила F приложения обкладок конденсатора 1 и 3 (рис. 3.56) возникает при их взаимодействии с объемным электрическим зарядом (с эффективной плотностью σ_0 в иллюминации x_0). В простейшем случае для электрода 3 давление можно оценить по формуле

$$p = \sigma_0^2 / 2\epsilon_r \epsilon_0 (1 + x_0/h)^2,$$

давление на практике может достигать 30—50 кПа.

Эффект Йонсена — Рабека в ряде случаев применяется практически; особое значение приобрели «электростатические крепежные устройства» (ЭКУ) для крепления различных мелких деталей на

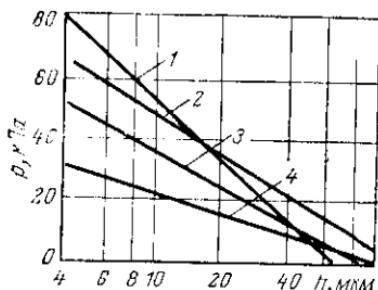


Рис. 3.55. Изменение давления p электродов конденсатора (рис. 3.53) от толщины h диэлектрического покрытия. Напряжение внешнего источника $U=1,3$ кВ.

1 — поликарбонат; 2 — полиэтилентерефталат; 3 — политетрафторэтилен; 4 — полистирол. По А. П. Лучникову.

лись на кафедре диэлектриков им. В. И. Ульянова (Ленина) под руководством В. В. Пасынкова и В. И. Таирова.

Электроstriction. Механические усилия, возникающие в диэлектрике под действием электрического поля, стремятся деформировать диэлектрик. Теория показывает, что характер деформации определяется знаком производной диэлектрической проницаемости вещества по его плотности. Если при сжатии вещества, т. е. при возрас-

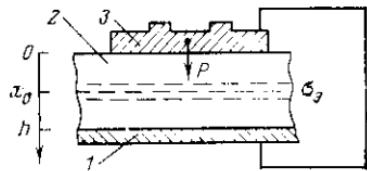


Рис. 3.56. Электретное конденсаторное крепежное устройство.

1 — электрод-подложка, 2 — радиоэлектрет; 3 — закрепляемый полупроводниковый кристалл. По А. П. Лучникову.

станках для их обработки; обычное механическое крепление требует большой затраты времени и не обеспечивает требуемой точности, так как обрабатываемое изделие может деформироваться. Важнейшие исследования и разработки в области ЭКУ выполня-

тации его плотности D , диэлектрическая проницаемость ϵ_r увеличивается, т. е. $\partial\epsilon_r/\partial D > 0$, то тело стремится уменьшить свой объем; если же $\partial\epsilon_r/\partial D < 0$, тело стремится увеличить объем. Так как у реальных диэлектриков обычно $\partial\epsilon_r/\partial D > 0$ [ср., например, формулу (3.17)], диэлектрики в электрическом поле сжимаются. Деформация диэлектрика в электрическом поле называется **электрострикцией**.

Обычно эффект электрострикции выражен количественно весьма незначительно и часто маскируется другими явлениями. Однако в ряде случаев этот эффект оказывается заметным; так, фарфоровые изолиторы высокого напряжения, крепящиеся на цементе, иногда растрескиваются в результате электрострикционных процессов.

Деформация тела при электрострикции пропорциональна квадрату напряженности поля E^2 и не изменяется при изменении направления поля на обратное; электрострикция — четный эффект. Электрострикция, которая наблюдается во всех веществах, не следует смешивать с обратным пьезоэлектрическим эффектом, который наблюдается лишь у некоторых кристаллических веществ — пьезоэлектриков и в ряде случаев выражен более заметно, нежели электрострикция. Знак деформации при пьезоэлектрическом эффекте зависит от направления электрического поля, меняясь на обратный при изменении направления поля; пьезоэлектрический эффект — нечетный эффект.

Эффект Герца — Квинке. Этот эффект, впервые обнаруженный Герцем в 1881 г., впоследствии исследовался немецким физиком Квинке (G. Quincke), японским физиком Сумото (I. Sumoto) и другими исследователями. Особенно глубокое изучение эффекта Герца — Квинке проводилось в последние годы К. М. Поливановым (МЭИ).

Сущность рассматриваемого явления: цилиндр (или шар) из диэлектрика, внесенный в жидкую (или газообразную) диэлектрик, под действием постоянного электрического поля (рис. 3.57) может приходить в быстрое вращение. Направление вращения неустойчиво; если цилиндру дать первоначальный импульс, он продолжает вращаться в том же направлении, так как при небольшом отклонении цилиндра от первоначального положения возникает пара сил, стремящаяся увеличить это отклонение. Для того чтобы вращение продолжалось, помимо достаточно малого сопротивления трению, требуется выполнение условия К. М. Поливанова:

$$\epsilon_{r2}/\epsilon_{r1} > \gamma_2/\gamma_1, \quad (3.157)$$

где индексы 1, 2 относятся соответственно к жидкости и материалу цилиндра.

Если неравенство (3.157) не выдержано, цилиндр остается неподвижным.

Эффект Фарадея — Сумото. В 1836 г. Фарадей заметил, что если приложить постоянное напряжение между погруженными в диэлектрическую жидкость обкладками конденсатора, происходит поднятие мениска жидкости вдоль обкладок. В 1926 г. Дьюман (A. Guymant) установил, что это поднятие пропорционально квад-

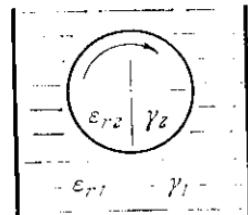


Рис. 3.57. К пояснению Герца — Квинке.

рату напряжения на конденсаторе. В 1955 г. это явление подробно изучал Сумото, и в литературе часто применяется название явления «эффект Фарадея — Сумото». Поднятие может быть очень значительным; при высоких напряжениях явление осложняется фонтанированием и бурным кипением жидкости.

Электрокапиллярные явления в композиционных диэлектриках. В композиционных пористых диэлектриках, капиллярные поры которых полностью или частично заполнены жидкостью или газом, при наложении электрического поля помимо обычных капиллярных сил могут наблюдаться дополнительные силы электрического происхождения; явления, вызываемые этими силами, носят общее название электрокапиллярных явлений.

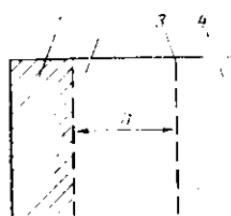


Рис. 3.58. К пояснению расчета времени пропитки пористой изоляции с наложением электрического поля. По В. Г. Кирикасу.

Инерционное электрическое поле, создаваемое напряжением, приложенным между электродами 1 и 3; электрод 1 — стеклянный, а электрод 3 — сетчатый, так что сквозь него свободно может проникать жидкость пропиточная масса 4. Вначале поры в слое заполнены воздухом при давлении p_0 ; через сетку 3 в слой поступает жидкость под внешним механическим давлением p , к которому добавляется давление сил электрического поля p_e . Согласно исследованием В. Г. Кирикаса (ВНИИВЭ, г. Донецк) время пропитки t_p (т. е. время достижения электрода 1 фронтом жидкости, движущейся от электрода 3) равно:

$$t_p = \frac{h}{kq_V E} \left[1 - \frac{\Delta p}{q_V E h} \ln \left(1 + \frac{q_V E h}{\Delta p} \right) \right], \quad (3.158)$$

где k — коэффициент напорной фильтрации, находимый из закона Дарси, определяющего скорость v движения жидкости в пористой среде под действием градиента механического давления p :

$$v = -k \operatorname{grad} p; \quad (3.159)$$

q_V — объемная плотность сторонних зарядов, представляющих собой подвижную часть диффузного двойного слоя Гельмгольца, возникающего на границе раздела твердой фазы с жидкостью. Значение q_V равно отношению коэффициента электроосмотической фильтрации k_s к упомянутому выше коэффициенту напорной фильтрации k :

$$q_V = k_s / k. \quad (3.160)$$

Коэффициент k_a может быть найден экспериментально из выражения для объемной скорости V/t перемещения жидкости в вористой среде под действием только силы электрического поля:

$$V/t = k_a m S E = k_a S_0 E \quad (3.161)$$

где V — объем жидкости, прошедший через вористый образец за время t ; m — относительная вористость образца; S_0 — площадь электрода, соприкасающегося с образцом; $S = m S_0$ — суммарная площадь пор в направлении поля и потока жидкости; E — напряженность электрического поля.

Через Δp в (3.158) обозначено выражение $\Delta p = p - p_0$, где p_0 — капиллярное давление.

С учетом (3.160) формула (3.158) может быть переписана в виде

$$t_p = \frac{h}{k_a E} \left[1 - \frac{h \Delta p}{k_a E h} \ln \left(1 + \frac{k_a E h}{\Delta p} \right) \right]. \quad (3.162)$$

Если вористая изоляция перед пропиткой была вакуумирована, так что $p_0=0$, в (3.158) и (3.162) $\Delta p=p+p_0$; пренебрегая значением p_0 , можно положить просто $\Delta p=p$.

Понятно, что при пропитке с применением только внешнего механического давления без наложения электрического поля $E=0$, так что формулы (3.158) и (3.162) принимают простой вид, соответствующий основным представлениям гидродинамической теории фильтрации:

$$t'_p = h^2 / 2 k_a \Delta p. \quad (3.163)$$

Если же обычные механические давления отсутствуют и на изоляцию действует только электрическое поле, $\Delta p=0$ и

$$t''_p = h / k_a E. \quad (3.164)$$

Пример. Пропитка изоляции из стеклослюдникововой ленты толщиной $h=2$ мм эпоксидным компаундом, имеющим при температуре пропитки (-40°C) вязкость $0,2 \text{ Па}\cdot\text{с}$; $k=2,24 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/(\text{Па}\times\text{с})$; $k_a=1,2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$; отметим, что единица k_a совпадает с единицей подвижности носителей электрических зарядов в проводящем веществе. Найдено:

1) время пропитки при внешнем давлении $p=0,3 \text{ МПа}$ и наложении электрического поля с напряженностью $E=5 \text{ МВ/м}$; $t_p=24 \text{ мин.}$

2) время пропитки при том же внешнем давлении $p=0,3 \text{ МПа}$, но без наложения электрического поля: $t'_p=51 \text{ мин.}$

3) время пропитки без внешнего давления, но при наложении электрического поля с той же напряженностью $E=5 \text{ МВ/м}$, что и в варианте 1: $t''_p=56 \text{ мин.}$

Видно, что $t_p \ll t'_p < t''_p$.

Наложение электрического поля оказывает влияние на электрические свойства композиционного диэлектрика вследствие перераспределения в нем газовых или жидкостных включений. Так, автором установлено, что во многих случаях сопротивление лаковой пленки, нанесенной на металлическую подложку и длительно выдерживаемой в воде (сопротивление измеряется между подложкой и водой), зависит от полярности: сопротивление больше в том случае, когда подложка является анодом. Эвершед (Evershed) для

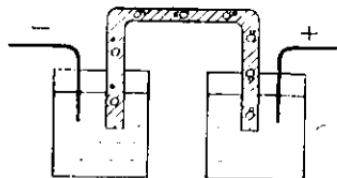


Рис. 3.59. Схема опыта Эвершеда.

объяснения уменьшения сопротивления пористой увлажненной изоляции при повышении приложенного напряжения предложил простую модель (рис. 3.59). Несколько тонких стеклянных трубочек, содержащих воду вперемежку с пузырьками воздуха, соединяют друг с другом два сосуда с водой, между которыми создается электрическое напряжение. При изменении значения этого напряжения изменяется и форма включений воды и воздуха в трубочках,

причем наблюдается нелинейная зависимость тока от напряжения; характер этой зависимости совпадает с характером зависимости тока через увлажненную гигроскопичную (например, волокнистую) изоляцию от приложенного к ней напряжения.

Электрическое поле вызывает также различные изменения физико-механических свойств жидких диэлектриков: повышение вязкости жидкостей, а также супензий («эффект электроинязкости»), изменение условий теплопередачи в жидкости (см. гл. 5) и др.

Задачи к главе третьей

3.1. Заряд плоского конденсатора с обкладками — квадратными металлическими пластинами 100×100 мм равен 10 пКл .

Определите:

- 1) ёмкость конденсатора;
- 2) удельную (отнесенную к единице активного объема диэлектрика) ёмкость конденсатора;
- 3) напряжение между обкладками конденсатора;
- 4) напряженность электрического поля в диэлектрике конденсатора;
- 5) электрическое смещение в диэлектрике;
- 6) поверхностную плотность заряда на обкладках;
- 7) запасенную в конденсаторе энергию;
- 8) плотность запасенной в конденсаторе энергии (на единицу активного объема диэлектрика).

Каждое из этих восьми определений осуществите для четырех вариантов:

- 1) когда диэлектрик конденсатора — вакуум, а расстояние между обкладками равно 1 мм;
- 2) когда диэлектрик — вакуум, а расстояние между обкладками 2 мм;
- 3) когда диэлектрик — политетрафторэтилен с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2$, а расстояние между обкладками 1 мм;
- 4) когда диэлектрик — политетрафторэтилен, а расстояние между обкладками 2 мм.

Краевым эффектом в расчетах пренебрегите.

3.2. Определите скорость распространения электромагнитной волны и волновое сопротивление для диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2$ (политетрафторэтилен) и для диэлектрика с $\epsilon_r = 2000$ (сегнетокерамика). Относительную магнитную проницаемость диэлектрика в обоих случаях примите равной $\mu_r = 1$.

Определите также длину электромагнитной волны в этом диэлектрике, если волна вошла в диэлектрик из вакуума, где длина волны равнялась 1 см.

3.3. Керамический (из материала с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r=6$) конденсатор был заряжен до напряжения 10 кВ, после чего источник напряжения был отключен и конденсатор был оставлен разомкнутым. Через 10 мин была измерена разность потенциалов между обкладками конденсатора; она оказалась равной 2500 В. Определите удельное объемное сопротивление керамического диэлектрика.

Поверхностной утечкой при расчете пренебрегите.

3.4. Приняв для связи — ОИ значение электрического момента согласно табл. 3.1 в угол между двумя связями — ОИ в молекуле воды H_2O согласно рис. 3.7,в, вычислите постоянный электрический момент молекулы H_2O .

3.5. Переходя из приведенных на ϵ 118 значений постоянного электрического момента μ молекул анилина $C_6H_5-NH_2$ и нитробензола $C_6H_5-NO_2$, рассчитайте значения μ для каждого из трех возможных изомеров нитроанилина $H_2N-C_6H_4-NO_2$. Сопоставьте полученные значения с экспериментальными значениями μ для орто-нитроанилина ($1,42 \cdot 10^{-30}$ Кл·м), метанитроанилина ($1,62 \times 10^{-29}$ Кл·м) и парапнитроанилина ($2,06 \cdot 10^{-29}$ Кл·м).

3.6. Вычислите удельную поляризацию, молярную поляризацию, молярную рефракцию, поляризуемость молекулы и геометрическую поляризуемость молекулы для бензола C_6H_6 и толуола $H_5C_6-CH_3$. Значения показателя преломления и диэлектрической проницаемости этих жидкых диэлектриков возьмите из табл. 3.3; плотности (при нормальных условиях давления и температуры) бензола 879 кг/л и толуола — 866 кг/л.

3.7. Имеются два конденсатора со следующими значениями емкости и температурного коэффициента емкости: $C_1=2$ мкФ; $TKE_1=-5 \cdot 10^{-5}$ К $^{-1}$; $C_2=8$ мкФ; $TKE_2=-1 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$.

Рассчитайте емкость и температурный коэффициент емкости системы этих конденсаторов: 1) при их параллельном соединении и 2) при их последовательном соединении.

3.8. Из двух конденсаторов с температурными коэффициентами емкости TKE_1 и TKE_2 нужно составить термокомпенсированную систему с результатирующей емкостью 100 мкФ. Определите требующиеся емкости единичных конденсаторов C_1 и C_2 для параллельного и последовательного соединения конденсаторов. Как для параллельной, так и для последовательной схемы задачу решите в двух вариантах: 1) для $TKE_1=-5 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$ и $TKE_2=-3 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$ и 2) для $TKE_1=+5 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$ и $TKE_2=-5 \cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$.

3.9. Дайте вывод формул Б. Т. Ренне (3.110) — (3.112).

3.10. Расчитайте диэлектрическую проницаемость конденсаторной бумаги нормальной (1000 кг/м 3) и повышенной (1250 кг/м 3) объемной массы: 1) в непропитанном состоянии, 2) пропитанной нефтяным маслом ($\epsilon_r=2,2$), 3) пропитанной соловолом ($\epsilon_r=5,0$) и 4) пропитанной парафином ($\epsilon_r=2,2$, коэффициент усадки $k=0,15$). Результаты расчета для бумаги с объемной массой 1000 кг/м 3 сравнимте с данными рис. 3.37.

3.11. Каково должно быть соотношение (по объему и массе) компонентов пластины, связующим в которой является политетрафторэтилен, а наполнителем — керамика Т-80 (на основе двуокиси титана), чтобы эффективная диэлектрическая проницаемость этой пластины была равна: 1) $\epsilon_r^*=10$ и 2) $\epsilon_r^*=20$? Примите диэлектрическую проницаемость политетрафторэтилена равной 2,1, а Т-80 равной 80 (на что указывает и число 80 в обозначении марки

этого материала); плотность политетрафторэтилена примите равной 2250 кг/м³, а плотность Т-80 равной 3825 кг/м³.

3.12. Диэлектрик керамического конденсатора (с обкладками, нанесенными вжиганием) представляет собой статистическую смесь двух материалов: типа Г-40 (на основе титаната циркония) и У-53 (ультрафарфора). Каково должно быть объемное содержание обоих компонентов смеси, чтобы температурный коэффициент эффективной диэлектрической проницаемости системы TKe^* был равен нулю? Чему равна диэлектрическая проницаемость такой системы e^* ?

Примите для Г-40 значения: $e_r=40$ (в соответствии с обозначением марки материала) и $TKe=-8 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, а для У-53 $e_r=8,25$ и $TKe=+1 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$.

3.13. Рассчитайте по (3.114) и (3.118)–(3.123) зависимости диэлектрической проницаемости e^* жидкого диэлектрика — смеси циклогексанола с этилацетатом — от соотношения (по объему) компонентов. Постройте соответствующие графики и сопоставьте их с полученным экспериментальным путем графиком (рис. 3.29).

Значения e_r для компонентов смеси возьмите из рис. 3.39 как предельные значения ординат графика (для отложенного по оси abciss содержания циклогексанола, равного 0 и 100%).

3.14. Дайте вывод уравнений (3.117) и (3.132). Постройте, используя эти уравнения, графики зависимостей диэлектрической проницаемости e^* , и температурного коэффициента TKe^* вспененного полистирола (пеноизолистирола) от его объемной массы.

Расчет ведите в двух вариантах: для температур -50°C и $+50^\circ\text{C}$.

Значения e_r и TKe сплошного (не имеющего пор) полистирола возьмите по рис. 3.17. Плотность сплошного полистирола примите приближенно равной 1000 кг/м³.

3.15. Плоский конденсатор с расстоянием между обкладками 40 мм работает под напряжением 100 В частотой 400 Гц. Площадь каждой обкладки равна 0,1 м².

Определите емкость конденсатора и постройте график распределения в нем потенциала φ , напряженности электрического поля E и электрического смещения D (в функции расстояния от одной из обкладок аналогично рис. 3.47) для трех случаев:

1) когда все пространство между обкладками конденсатора заполнено воздухом;

2) когда одна из обкладок покрыта слоем поликарбоната толщиной 10 мм, так что между поликарбонатом и второй обкладкой остается воздушный зазор 30 мм;

3) когда все пространство между обкладками заполнено нефтяным маслом.

Примите приближенно значения объемного удельного сопротивления r и диэлектрической проницаемости e_r , соответственно: для воздуха 10^{17} Ом·м и 1, для поликарбоната 10^{13} Ом·м и 3,3, для масла 10^{13} Ом·м и 2,2.

3.16. Повторите решение задачи 3.15 в предположении, что приложено не переменное, а постоянное напряжение 100 В.

3.17. Для коаксиального кабеля по рис. 1.9 (см. задачу 1.6) определите напряженность электрического поля E и электрическое смещение D в трех точках изоляции: непосредственно прилегающей к токопроводящей жиле, непосредственно прилегающей к экрану и находящейся в середине толщины изоляции. Задачу решите в двух вариантах: 1) когда напряжение 500 В между жилой и экраном

кабеля есть действующее значение переменного напряжения частотой 1 МГц и 2) когда то же значение напряжения — постоянное напряжение.

3.18. Кабель с газовой изоляцией представляет собой металлическую трубу с внутренним диаметром 200 мм, по оси которой проходит круглая токопроводящая жила диаметром 50 мм. Напряжение между жилой и трубой равно 220 кВ, частота 50 Гц. Постройте график напряженности поля E в функции расстояния от оси кабеля.

Затем предположите, что токопроводящая жила покрыта слоем твердого электроизоляционного материала с диэлектрической проницаемостью 5; найдите оптимальную толщину покрытия и постройте новый график распределения напряженности поля.

Наконец, представьте себе явно пропорциональную конструкцию: поверхность раздела между слоем твердой изоляции и газом имеет тот же радиус, что и в оптимизированном варианте, но твердая изоляция прилегает к трубе, а промежуток между твердой изоляцией и жилой заполнен газом. Постройте график распределения напряженности поля и для этого случая.

Диэлектрическую проницаемость газа примите равной единице.

3.19. В неограниченную диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью 5 введены шарообразные включения: 1) с диэлектрической проницаемостью 2,5; 2) с диэлектрической проницаемостью 10; 3) металлические.

Считая, что до введения включений напряженность высокочастотного электрического поля в диэлектрической среде была равна E , определите для всех трех случаев напряженность поля: 1) во включении и 2) в окружающей диэлектрической среде (в непосредственной близости от точек A и B на рис. 3.49).

Глава четвертая ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

4.1. Основные определения и формулы

Как уже отмечалось в § 1.2, при воздействии электрического поля в любом веществе наблюдается рассеяние некоторого количества электрической энергии, превращающейся в тепловую энергию. Обычно говорят о «затрате» или «потерях» мощности, имея в виду среднюю за некоторый промежуток времени электрическую мощность, рассеиваемую в веществе. Как правило, потери мощности в образце материала или каком-нибудь изделии из него при прочих равных условиях прямо пропорциональны квадрату приложенного к образцу или изделию электрического напряжения. Л

Если включить металлический проводник один раз на постоянное напряжение, а другой раз — на пере-

менное напряжение, действующее значение которого равно постоянному напряжению, то в обоих случаях в соответствии с законом Джоуля—Ленца потери мощности P в проводнике будут одинаковыми [см. (1.20)].

В отличие от проводников многие диэлектрики обнаруживают характерную особенность: при данном напряжении рассеяние мощности в них зависит от частоты напряжения, причем затраты мощности при переменном напряжении больше, чем при постоянном напряжении, и возрастает при повышении частоты, а также при росте напряжения, при увеличении емкости и зависит от материала диэлектрика. Эти основные закономерности были установлены в 1886 г. русским ученым И. И. Боргманом.

Потери мощности в диэлектрике под действием приложенного к нему напряжения принято называть *диэлектрическими потерями*. Это — общий термин для определения потерь мощности в электрической изоляции как при постоянном, так и при переменном напряжении; диэлектрические потери при постоянном напря-

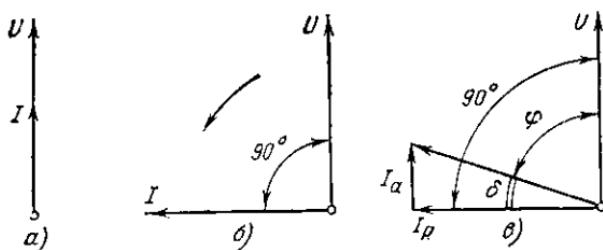


Рис. 4.1. Диаграммы токов и напряжения для находящихся под синусоидальным переменным напряжением проводника (а), идеальноюго диэлектрика (б) и диэлектрика с потерями (в).

жений легко определяются из (1.20), где под R следует понимать сопротивление изоляции, а потери при переменном напряжении определяются более сложными закономерностями. Обычно при рассмотрении диэлектрических потерь имеют в виду потери именно при переменном напряжении.

Угол диэлектрических потерь. Построим векторные диаграммы токов и напряжений для конденсатора (а также для сопоставления для проводника), включенного на переменное синусоидальное напряжение U (рис. 4.1, а—в). В случае проводника (рис. 4.1, а) ток

$I=U/R$ — чисто активный, совпадающий по фазе с напряжением. Если бы в диэлектрике конденсатора мощность совсем не рассеивалась (теоретический «идеальный» диэлектрик, рис. 4.1, б), вектор тока I через конденсатор опережал бы вектор напряжения U точно на 90° и этот ток был бы чисто реактивным (емкостным). Фактически же, так как каждый реальный диэлектрик характеризуется отличными от нуля диэлектрическими потерями, угол сдвига фаз между векторами тока I и напряжения U несколько меньше 90° (рис. 4.1, в); полный ток I через конденсатор может быть разложен на два компонента — активный I_a и реактивный I_p . Таким образом, значение угла сдвига фаз характеризует конденсатор с точки зрения потерь в диэлектрике (потерями мощности в обкладках и выводах конденсатора пренебрегаем). В конденсаторе с высококачественным диэлектриком угол сдвига фаз весьма близок к 90° , и более наглядным параметром является угол δ , дополняющий угол φ до 90° :

$$\delta = 90^\circ - \varphi. \quad (4.1)$$

Угол δ называют *углом диэлектрических потерь*. Очевидно, что тангенс этого угла равен отношению активного и реактивного токов:

$$\operatorname{tg} \delta = I_a/I_p \quad (4.2)$$

или отношению активной мощности (мощность потерь) P к реактивной P_q :

$$\operatorname{tg} \delta = P/P_q. \quad (4.3)$$

Угол диэлектрических потерь — важный параметр как материала диэлектрика, так и электроизоляционной конструкции (участка изоляции). Чем больше этот угол, тем больше (при прочих равных условиях) диэлектрические потери. Обычно в качестве параметра материала или конструкции приводят тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$. Иногда определяют добротность участка изоляции, т. е. величину, обратную тангенсу угла потерь:

$$Q = 1/\operatorname{tg} \delta = \operatorname{ctg} \delta = \operatorname{tg} \varphi. \quad (4.4)$$

Значения $\operatorname{tg} \delta$ для лучших электроизоляционных материалов, применяемых в технике высоких частот и высоких напряжений, — порядка тысячных и даже де-

сятитысячных долей; для материалов более низкого качества, применяемых в менее ответственных случаях, $\operatorname{tg} \delta$ может составлять сотые доли и более. Очевидно, что при малых значениях $\operatorname{tg} \delta$ во все расчетные формулы вместо $\operatorname{tg} \delta$ можно вводить просто угол δ (в радианах).

Формулы для полных и удельных диэлектрических потерь. Легко получить выражение для диэлектрических потерь P в участке изоляции, обладающем емкостью C . Из рис. 4.1, в видно, что

$$P = UI_a = UI_p \operatorname{tg} \delta.$$

Подставляя сюда значение емкостного тока через участок изоляции с емкостью C

$$I_p = U\omega C, \quad (4.5)$$

где ω — угловая частота, с^{-1} ,

$$\omega = 2\pi f \quad (4.6)$$

имеем:

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (4.7)$$

Формулу (4.7) можно преобразовать, подставив в нее приведенную длину участка изоляции Λ [см. (1.12)]:

$$P = U^2 \omega \Lambda \epsilon_0 \epsilon_r \operatorname{tg} \delta. \quad (4.8)$$

Подставив в (4.7) вместо ω его выражение через f из (4.6) и заменив ϵ_0 его приближенным значением $\epsilon_0 \approx 10^{-9}/36\pi$, получим после сокращения на 2π :

$$P = U^2 / \Lambda \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{10}} = 5,56 \cdot 10^{-11} U^2 / \Lambda \epsilon_r \operatorname{tg} \delta. \quad (4.9)$$

Все величины, входящие в (4.7) — (4.9), выражаются в единицах СИ, т. е. P — в ваттах, U — в вольтах, f — в герцах, ω — в с^{-1} , C — в фарадах и Λ — в метрах.

Формулы (4.7) — (4.9) имеют чрезвычайно широкое применение. Они справедливы для любых размеров и конфигураций участка изоляции. Если в отдельных частях объема диэлектрика последний неоднороден, так что значения $\operatorname{tg} \delta$ и других параметров его в различных местах не одинаковы, эти формулы также применимы, но в этом случае под $\operatorname{tg} \delta$ следует понимать некоторое «эффективное» значение $\operatorname{tg} \delta^*$, усредненное по всему объему диэлектрика; в электроизоляционной технике обычным является определение эффективного значения

$\operatorname{tg} \delta$ неоднородного диэлектрика по известным значениям P , ω и C . Более того, на основании (4.7) величина $P/U^2\omega C$ или $p/E^2\omega\epsilon_0\epsilon_r$ [на основании (4.9)] обычно условно обозначается $\operatorname{tg} \delta$ и называется тангенсом угла диэлектрических потерь даже и в случае работы диэлектрика под несинусоидальным переменным напряжением, когда понятия сдвига фаз или угла диэлектрических потерь не имеют физического смысла. Если поле в участке изоляции неравномерное, диэлектрические потери в отдельных частях объема изоляции могут быть весьма различными, но (4.6)–(4.8) описывают дают общее значение потерь, независимо от их распределения по объему.

Если же нам недостаточно рассчитать общие диэлектрические потери в участке изоляции и требуется изучить распределение потерь в отдельных местах изоляции, причем картина поля известна, т. е. известно значение напряженности поля E , В/м, в каждой точке, можем воспользоваться следующим приемом.

В интересующем нас месте мысленно выделим из диэлектрика куб с ребром, равным dx , м, так чтобы силовые линии пропицывали куб, входя и выходя из него через две противоположные грани перпендикулярно этим граням (рис. 4.2). Емкость конденсатора, образованного этим кубом, по (1.24) при $h=dx$, м, и $S=(dx)^2$, м², составляет $\epsilon_0\epsilon_r dx$, Ф, а напряжение на нем равно Edx , В. Подставляя эти значения в (4.6), получаем:

$$dP = E^2\omega\epsilon_0\epsilon_r \operatorname{tg} \delta (dx)^3,$$

откуда *удельные диэлектрические потери*, Вт/м³, т. е. потери на единицу объема диэлектрика $p = dP/dV = dP/(dx)^3$, где V — объем, равен:

$$p = E^2\omega\epsilon_0\epsilon_r \operatorname{tg} \delta. \quad (4.10)$$

Удобная для практических расчетов форма уравнения (4.10) может быть получена при подстановке ω из (4.6) и ϵ_0 из (1.9''), что после сокращения дает:

$$p = E^2 f \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1.8 \cdot 10^{10}}, \quad (4.11)$$

где p выражено в Вт/м³, E — в В/м, а f — в Гц.

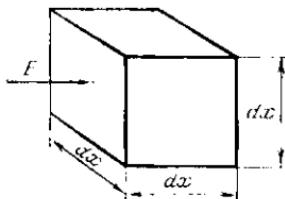


Рис. 4.2. К выводу формулы для расчета удельных диэлектрических потерь p .

Понятно, что простое деление полных потерь P на активный объем диэлектрика (т. е. объем диэлектрика между электродами) V в общем случае дало бы нам лишь некоторые усредненные по объему удельные потери.

Отношение P/V дает истинные удельные потери, одинаковые в любой точке активного объема диэлектрика, только в случае однородного электрического поля; в этом легко убедиться, разделив обе части уравнения (4.7) на V и подставив затем Eh вместо U , $\epsilon_0\epsilon_r S/h$ вместо C и, наконец, Sh вместо V ; тогда в правой части получим выражение, соответствующее правой части (4.10).

Формулы (4.10) и (4.11) пригодны для любой картины электрического поля и, в частности, для поля в диэлектрике, который в разных местах обладает неодинаковыми свойствами.

Формулы (4.10) и (4.11) особенно отчетливо показывают, что при прочих равных условиях диэлектрические потери тем больше, чем выше параметры электропроводящего материала ϵ_r и $\operatorname{tg} \delta$. Произведение $\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$ называют коэффициентом диэлектрических потерь.

Записав (4.10) или (4.11) в виде

$$P = E^2 \gamma_a,$$

увидим, что величина

$$\gamma_a = \omega \epsilon_0 \epsilon_r \operatorname{tg} \delta = f \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1.8 \cdot 10^{10}} \quad (4.12)$$

представляет собой не что иное, как удельную объемную активную проводимость (при переменном напряжении) данного диэлектрика.

По (4.12) получаем γ_a — в См/м, если f выражено в Гц (или ω — в с^{-1}) и ϵ_0 — в $\Phi/\text{м}$.

Очевидно, что при постоянном напряжении (напряженность поля E , В/м) удельные потери мощности (мощность в единице объема материала), Вт/м³, равны:

$$P_{\text{пост}} = E^2 / \rho = E^2 \gamma. \quad (4.13)$$

Здесь $\gamma = 1/\rho$, См/м, — удельная объемная проводимость материала [см. (1.4)].

Так как в большинстве случаев при одной и той же напряженности поля $p > p_{\text{пост}}$ или (как предельный случай) $p = p_{\text{пост}}$, то обычно $\gamma_a \geqslant \gamma$.

Отсюда вытекает неравенство, связывающее удельное объемное сопротивление ρ большинства диэлектриков с их параметрами ϵ_r и $\operatorname{tg} \delta$, измеренными при частоте f :

$$f \rho \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \geqslant 1,8 \cdot 10^{10}; \quad (4.14)$$

в (4.14) f выражено в Гц, а ρ — в Ом·м.

Схемы замещения диэлектрика с потерями. Иногда при изучении поведения диэлектриков с потерями в переменном напряжении оказывается целесообразным заменить (чисто формально) рассматриваемый диэлект-

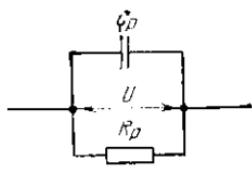


Рис. 4.3. Параллельная схема замещения диэлектрика с потерями.

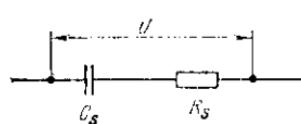


Рис. 4.4. Последовательная схема замещения диэлектрика с потерями.

рик диэлектриком без потерь и активным сопротивлением, соединенным между собой параллельно или последовательно (или же более сложной комбинацией из диэлектриков и сопротивлений).

К первому случаю (рис. 4.3) непосредственно можем применить векторную диаграмму рис. 4.1,в, причем $I_p = U \omega C_p$; $I_a = U / R_p$. Тогда

$$\operatorname{tg} \delta = I_a / I_p = 1 / \omega C_p R_p; \quad (4.15)$$

$$P = U^2 \omega C_p \operatorname{tg} \delta = U^2 / R_p. \quad (4.16)$$

Во втором случае (рис. 4.4) из векторной диаграммы напряжений (предоставляем построить ее читателю) имеем:

$$\operatorname{tg} \delta = \omega C_s R_s; \quad (4.17)$$

$$P = U^2 \omega C_s \frac{\operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}. \quad (4.18)$$

При малом значении угла потерь δ , пренебрегая $\operatorname{tg}^2 \delta$ в знаменателе правой части (4.18), можем при-

нять:

$$P = U^2 \omega C_s \operatorname{tg} \delta = I^2 R_s. \quad (4.19)$$

Связи между C_p и C_s , а также между R_p и R_s при переходе от параллельной схемы замещения диэлектрика с потерями к последовательной схеме или обратно можем получить, приравнивая друг другу правые части уравнений (4.15) и (4.17), а также (4.16) и (4.19):

$$C_s = C_p (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) \quad (4.20)$$

и

$$R_s = R_p / (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) \quad (4.21)$$

или

$$C_p = C_s / (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) \quad (4.20')$$

и

$$R_p = R_s (1 + \operatorname{tg}^2 \delta). \quad (4.21')$$

Очевидно, что всегда $C_s > C_p$ и $R_s < R_p$.

При малом значении δ , опять-таки пренебрегая $\operatorname{tg}^2 \delta$, можем считать $C_s \approx C_p$; если же угол потерь велик, емкость [а, следовательно, и диэлектрическая проницаемость, если она вычисляется из емкости по (1.12)] становится величиной совершенно неопределенной, зависящей от выбора модели диэлектрика с потерями. Значение $\operatorname{tg} \delta$, которое может быть определено однозначно экспериментально (хотя бы из осцилограмм синусоидальных тока и напряжения), не может зависеть от избранной схемы замещения.

Комплексная диэлектрическая проницаемость. Отметим еще одно, чрезвычайно удобное для ряда расчетов формальное представление для диэлектрика с потерями — возможность рассмотрения диэлектрической проницаемости как комплексного параметра

$$\epsilon_r = \epsilon'_r - j\epsilon''_r, \quad (4.22)$$

действительная часть которого ϵ'_r соответствует рассматривавшейся выше «истинной» диэлектрической проницаемости, т. е.

$$\epsilon'_r = \epsilon_r, \quad (4.23)$$

а мнимая часть

$$\epsilon''_r = 1,8 \cdot 10^{10} \gamma_a / f \quad (4.24)$$

[значение γ_a — по (4.12)] отражает потери. Читателю рекомендуется вывести формулу (4.24) из треугольника проводимостей для параллельной схемы замещения ди-

электрика с потерями, а также проверить справедливость равенства

$$\operatorname{tg} \delta = \epsilon''_r / \epsilon'_r. \quad (4.25)$$

Очевидно, что формула (4.22) может быть записана в виде

$$\epsilon_r = \epsilon'_r (1 - j \operatorname{tg} \delta) = \epsilon'_r - j \epsilon'_r \operatorname{tg} \delta \quad (4.22')$$

и что минимая часть комплексной диэлектрической проницаемости равна коэффициенту диэлектрических потерь:

$$\epsilon''_r = \epsilon'_r \operatorname{tg} \delta. \quad (4.26)$$

Отношение

$$v = \epsilon'_r / \epsilon_r = \epsilon'_r / (\epsilon'_r - j \epsilon''_r), \quad (4.27)$$

которое можно представить в виде

$$v = v' + j v'', \quad (4.23')$$

иногда называют комплексной удельной жесткостью диэлектрика [жесткость — величина, обратная емкости, ср. с (3.108')].

Удельная проводимость диэлектрика при переменном токе также может быть выражена в комплексной форме

$$\gamma = \gamma' + j \gamma'', \quad (4.28)$$

где действительная часть γ' соответствует активной удельной проводимости, а минимая часть γ'' отражает реактивный компонент удельной проводимости.

Для электрической изоляции, особенно при работе в условиях высокого напряжения и высокой частоты, диэлектрические потери являются нежелательным явлением и электроизоляционный материал или электроизоляционная конструкция высокого качества должны обладать малым углом диэлектрических потерь.

Однако в особых случаях — при нагреве для сушки, полимеризации и других технологических процессах обработка диэлектрика или полупроводника в электрическом поле высокой частоты — явление диэлектрических потерь используется в технике.

4.2. Физическая сущность диэлектрических потерь

Рассмотрим случай включения диэлектрика (участка изоляции) под постоянное напряжение U (рис. 4.5). Если снимем, например осциллографом, ма-

лониерционным гальванометром, изменение проходящего через диэлектрик тока i от времени t , считая с момента замыкания ключа K , то получим график рис. 4.6. Исключив из рассмотрения начальный участок кривой OP , можно разбить ток i на две составляющие: постоянный ток $i_{\text{скв}}$ и спадающий ток (ток абсорбции) $i_{\text{абс}}$:

$$i = i_{\text{скв}} + i_{\text{абс}}. \quad (4.29)$$

Установившийся (при $t \rightarrow \infty$) ток проводимости $i_{\text{скв}}$ («сквозной» ток, который рассматривался в гл. 2

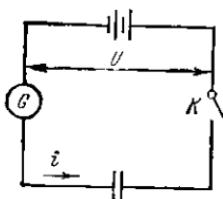


Рис. 4.5. Схема включения диэлектрика под постоянное напряжение U .

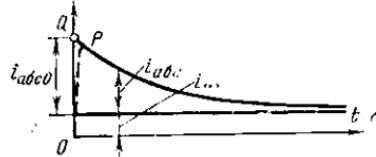


Рис. 4.6. Зависимость полного тока через диэлектрик i , тока абсорбции $i_{\text{абс}}$ и сквозного тока $i_{\text{скв}}$ от времени включения под постоянное напряжение (по схеме рис. 4.5).

для стационарного режима работы диэлектрика при постоянном напряжении), в соответствии с (1.17) равен:

$$i_{\text{скв}} = U/R_{\text{из}},$$

где $R_{\text{из}}$ — сопротивление диэлектрика (участка изоляции).

Ток абсорбции изменяется в функции времени t по экспоненте:

$$i_{\text{абс}} = U s \exp(-t/\tau), \quad (4.30)$$

где s — соответствующая току абсорбции проводимость диэлектрика (как правило, не равная $1/R_{\text{из}}$); τ — постоянная времени спадания тока абсорбции, т. е. время, в течение которого $i_{\text{абс}}$ уменьшается в $e=2,718$ раз; τ равно подкасательной к графику $i_{\text{абс}}(t)$ на рис. 4.4 в любой точке этого графика [ср. 3.31] и рис. 3.4].

Появление тока абсорбции может быть обусловлено различными причинами.

В полярных диэлектриках ток абсорбции вызывается ориентацией дипольных молекул (как уже упоми-

нали, ориентационная поляризация требует по сравнению с практически мгновенной деформационной поляризацией относительно большого времени).

Поворот дипольных молекул под действием внешнего электрического поля (особенно ясно может быть понято это явление в диэлектриках, представляющих собой вязкие жидкости) требует преодоления сил внутреннего трения (вязкости) вещества, что связано с затратой части электрической энергии и превращением ее в теплоту.

Кроме того, возможны повороты частей дипольных молекул, а также другие виды переброса молекул из одного положения в другое; существуют и другие механизмы релаксационной поляризации, связанные с появлением диэлектрических потерь.

Ориентация дипольных молекул — одна из наиболее ясных физических причин появления тока абсорбции. Однако и в неполярных диэлектриках могут наблюдаться токи абсорбции; они объясняются неоднородностью электрических свойств диэлектрика, образованием под действием внешнего электрического поля объемных зарядов в диэлектрике и другими причинами, которые вызывают протекающие во времени процессы перераспределения зарядов по объему диэлектрика.

Появление абсорбционного тока при уже отмечавшемся нами выше явлении миграционной поляризации может быть прослежено на простейшей схеме многослойного конденсатора Максвелла—Вагнера, которую впоследствие изучали теоретически и экспериментально другие исследователи, в том числе М. М. Иекрасов, Штофа (J. Stoşa) и др.

Рассмотрим для простоты диэлектрик, состоящий лишь из двух включенных последовательно частей 1 и 2, обладающих различными параметрами ϵ_r и ρ (рис. 4.7, a); такому двухкомпонентному диэлектрику соответствует схема замещения, состоящая из емкостей

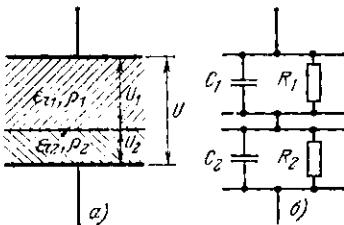


Рис. 4.7. Схема для рассмотрения процесса миграционной поляризации (двухслойный конденсатор Максвелла — Вагнера).

и сопротивлений с соответствующими индексами (рис. 4.7, б). Принимаем также для упрощения, что значения ϵ_r и ρ (или C и R) обоих компонентов не зависят от напряжений на них и от времени воздействия на них напряжения. При включении рассматриваемого диэлектрика под постоянное напряжение U в первый момент напряжения на слоях U_1 и U_2 будут распределаться обратно пропорционально емкостям слоев

$$U_{10} = U \frac{C_2}{C_1 + C_2}; \quad U_{20} = U \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad (4.31)$$

а по окончании переходного процесса, когда через диэлектрик будет протекать только сквозной ток, — прямо пропорционально сопротивлениям

$$U_{11} = U \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \quad U_{21} = U \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad (4.31')$$

Соответственно в течение переходного периода будут изменяться и количества электричества Q_1 и Q_2 , накопленные в емкостях C_1 и C_2 . В начале переходного периода они равны:

$$Q_{10} = Q_{20} = C_1 U_{10} = C_2 U_{20} = U \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (4.32)$$

а в конце переходного периода

$$\left. \begin{aligned} Q_{11} &= C_1 U_{11} = U \frac{R_1 C_1}{R_1 + R_2}; \\ Q_{21} &= C_2 U_{21} = U \frac{R_2 C_2}{R_1 + R_2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.32')$$

Изменение заряда в каждом из слоев за время переходного периода равно:

$$\left. \begin{aligned} \Delta Q_1 &= Q_{11} - Q_{10} = U C_1 \frac{R_1 C_1 - R_2 C_2}{(R_1 + R_2) (C_1 + C_2)}; \\ \Delta Q_2 &= Q_{21} - Q_{20} = U C_2 \frac{R_2 C_2 - R_1 C_1}{(R_1 + R_2) (C_1 + C_2)}. \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

Не останавливаясь на дальнейшем рассмотрении уравнений, описывающих переходный процесс в рассматриваемом двухкомпонентном диэлектрике, отметим лишь, что перемещений (миграции) зарядов по компо-

цептам диэлектрика не будет, т. е. сразу после включения под постоянное напряжение установится окончательное распределение напряжений по слоям только в том случае, если числители дробей в правых частях уравнений (4.33) равны нулю, т. е. постоянные времени [ср. (3.31)] обоих слоев равны друг другу:

$$R_1C_1 = R_2C_2$$

или, в самом общем виде, для любого числа компонентов, принимая во внимание формулу (3.30), получаем:

$$\epsilon_r \rho_i = \text{const}$$

(само собой разумеется, что перемещений зарядов не будет и в том частном случае, когда диэлектрик однороден, т. е. как ϵ_r , так и ρ_i во всех частях объема одни и те же).

Практически неоднородности неизбежны во всяком техническом диэлектрике; даже в тех диэлектриках, которые не представляют собой смеси различных веществ, всегда в большей или меньшей степени имеются те или иные примеси, наполненные воздухом поры, включения гигроскопичной воды и пр.; свойства материала в различных частях объема могут быть несколько различными из-за различия в протекании температурного режима и т. п. в процессе изготовления материала или изделия; это относится, в частности, к пластмассам, лаковым пленкам, стеклам, керамике и т. п.; свойства материала в наружных слоях могут отличаться от свойств материала в глубине изделия из-за окисления кислородом воздуха, освещения, влияния контакта с электродами и пр.

Изменение во времени тока абсорбции, вызванного различными причинами, отвечает одной и той же экспоненциальной зависимости (4.30).

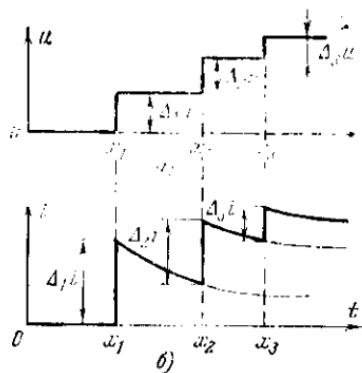


Рис. 4.8. К выводу общей формулы зависимости от времени тока абсорбции $i_{\text{абс}}$ под воздействием синусоидального напряжения $u = U_m \sin \omega t$.

Наличие тока абсорбции в первое время включения диэлектрика под постоянное напряжение вызывает увеличение затрат мощности:

$$U(i_{\text{снв}} + i_{\text{абс}}) > U i_{\text{снв}}.$$

Так как ток абсорбции может существовать при всяких изменениях напряжения на диэлектрике, в частности и при работе диэлектрика при синусоидальном напряжении, очевидно, что потери мощности при переменном напряжении могут быть больше, чем при постоянном напряжении того же значения.

Приведем некоторые соображения, которые помогут нам перейти от рассмотрения тока абсорбции при включении диэлектрика под постоянное напряжение к рассмотрению тока абсорбции при работе диэлектрика под переменным напряжением. Пусть в некоторые моменты времени $t = x_1, t = x_2 \dots$ напряжение скачком изменяется на $\Delta_1 u, \Delta_2 u \dots$ (рис. 4.8, а). Каждому скачку напряжения $\Delta_n u$ должна соответствовать своя волна тока абсорбции $\Delta_n i$, которая будет спадать с течением времени по закону

$$\Delta_n i = \Delta_n u s \exp\left(-\frac{t - x_n}{\tau}\right) = \Delta_n u s \exp\left(\frac{x_n - t}{\tau}\right). \quad (4.34)$$

Согласно принципу суперпозиции все отдельные токи налагаются друг на друга и суммируются, так что кривая общего тока будет иметь вид ступенчатого графика (показан на рис. 4.8, б утолщенной линией).

Для любого момента времени полный ток абсорбции, который идет через диэлектрик, равен:

$$i_{\text{абс}} = \Phi(t) = \sum \Delta_n u s \exp\left(\frac{x_n - t}{\tau}\right), \quad (4.35)$$

причем суммирование распространяется на все скачки напряжения, предшествовавшие моменту t , т. е. для всех $x_n < t$.

В случае непрерывного изменения напряжения u сумма в правой части уравнения (4.35) переходит в интеграл

$$i_{\text{абс}} = \Phi(t) = s \int_{-\infty}^t \exp\left(\frac{x - t}{\tau}\right) du.$$

Разделим и умножим подынтегральное выражение на dx :

$$i_{\text{абс}} = s \int_{-\infty}^t \frac{du}{dx} \exp\left(\frac{x - t}{\tau}\right) dx.$$

Получили общее выражение $i_{\text{абс}}$ в функции текущего времени t , которое входит и в подынтегральную функцию и в предел определенного интеграла.

Вторая переменная величина x также есть время, но x то время, которому соответствует изменение напряжения (причина явле-

ния), а t то время, которому соответствует определяемый ток абсорбции (следствие).

Положим теперь, что напряжение u на диэлектрике изменяется по синусоидальному закону с угловой частотой ω , т. е.

$$u = U_m \sin \omega x;$$

тогда

$$du/dx = U_m \omega \cos \omega x;$$

$$i_{abc} = U_m s \omega \int_{-\infty}^t \cos \omega t \exp \left(\frac{x-t}{\tau} \right) dx. \quad (4.36)$$

Анализ (4.36) дает (промежуточные выкладки опускаем) общее выражение тока абсорбции при работе диэлектрика в переменном напряжении; окончательный результат может быть сформулирован в следующем виде.

При работе диэлектрика при синусоидальном напряжении ток абсорбции должен быть также синусоидальным переменным током, имеющим два компонента:

активный

$$I'_{abc} = Us \frac{\omega^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (4.37)$$

и реактивный

$$I''_{abc} = Us \frac{\omega \tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} = \frac{I'_{abc}}{\omega \tau}. \quad (4.38)$$

Приходим к весьма важному выводу.

Сняв экспериментальную зависимость $i(t)$ для случая включения диэлектрика под постоянное напряжение (т. е. найдя R , s и τ), можем рассчитать ток абсорбции и его фазу для работы данного диэлектрика при переменном синусоидальном напряжении.

Построим векторную диаграмму, изображенную ранее на рис. 4.1, в, более подробно (рис. 4.9). Через диэлектрик идут три синусоидальных тока:

1) емкостный ток, сдвинутый на 90° в сторону опережения от вектора напряжения. Он равен:

$$I_{emk} = U \omega C_r, \quad (4.39)$$

где C_r — «геометрическая» емкость [смысл этого понятия будет ясен далее — см. (4.53)];

2) ток абсорбции — I_{abc} с составляющими — активной I'_{abc} и реактивной I''_{abc} , которые определяются (4.37) и (4.38), при этом

$$\operatorname{tg} \psi = \omega \tau; \quad (4.40)$$

3) сквозной ток проводимости

$$I_{\text{скв}} = U/R_{\text{из}} = UG_{\text{из}},$$

где $G_{\text{из}} = 1/R_{\text{из}}$ — проводимость для сквозного тока.

Таким образом, наличие тока абсорбции приводит к увеличению как активной проводимости (сверх значения $G_{\text{из}}$), так и емкости (сверх значения C_r). Составляющие полного тока равны:

активная

$$I_a = I'_{\text{абс}} + I_{\text{скв}} = U \left(s \frac{\omega^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} + G_{\text{из}} \right) \quad (4.41)$$

и реактивная

$$I_p = -I''_{\text{абс}} + I_{\text{емк}} = U \omega \left(C_r + s \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right), \quad (4.42)$$

а тангенс угла диэлектрических потерь

$$\operatorname{tg} \delta_r = \frac{I_p}{I_a} = \frac{\omega^2 \tau^2 (G_{\text{из}} + s)}{\omega [s + C_r (\omega^2 \tau^2 + 1)]}. \quad (4.43)$$

Теория Дебая дипольной поляризации (для одного времени релаксации τ) для случая синусоидального изменения напряженности электрического поля в диэлектрике

$$E = E_0 e^{-j\omega t}$$

позволяет получить из основного уравнения (3.40) с учетом выражений (1.7) и (4.22) весьма важную формулу, связывающую комплексную диэлектрическую проницаемость ϵ_r с круговой частотой ω :

$$\epsilon_r = \epsilon_{r\infty} + j \frac{\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}}{1 + j\omega\tau} = \epsilon_{r\infty} + j \frac{\Delta\epsilon_r}{1 + j\omega\tau}, \quad (4.44)$$

где ϵ_{rc} — статическая диэлектрическая проницаемость; $\epsilon_{r\infty}$ — оптическая диэлектрическая проницаемость; $\Delta\epsilon_r$ — инкремент диэлектрической проницаемости [см. (3.71)].

Формула (4.44) справедлива при достаточно высоких частотах, когда $\omega\tau \gg 1$.

Части комплекса (4.44) — действительная:

$$\epsilon'_r = \epsilon_r - \epsilon_{r\infty} = \frac{\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}}{\omega^2 \tau^2 + 1} = \epsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\epsilon_r}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (4.45)$$

и минимая:

$$\epsilon''_r = \epsilon_r \operatorname{tg} \delta = -\frac{(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) \omega \tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} = \frac{\Delta \epsilon_r \omega \tau}{\omega^2 \tau^2 + 1}. \quad (4.45')$$

Разделив правую часть (4.45') на правую часть (4.45), получим выражение для тангенса угла диэлектрических потерь:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) \omega \tau}{\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2} = \frac{\Delta \epsilon_r \omega \tau}{\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2}. \quad (4.46)$$

Диэлектрическая абсорбция вызывает появление остаточного заряда в конденсаторе, который был заряжен

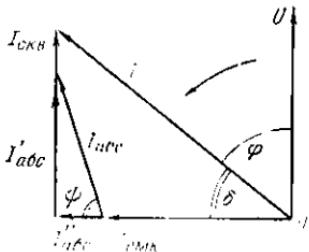


Рис. 4.9. Полная диаграмма токов и напряжения для диэлектрика с потерями.

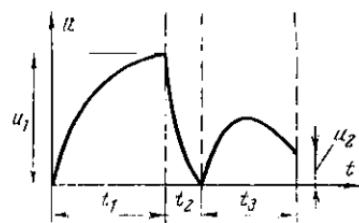


Рис. 4.10. К определению коэффициента абсорбции k_a конденсатора.

и затем замкнут даже накоротко, но в течение недостаточно большого времени; это явление может быть опасным для работающих с установками высокого напряжения, поэтому правила техники безопасности в определенных случаях требуют длительного закорачивания и заземления обладающих заметной емкостью электрических устройств. Кроме того, диэлектрическая абсорбция — весьма нежелательное явление для специальных конденсаторов в устройствах автоматики и вычислительной техники, так как она приводит к отклонению от теоретической зависимости напряжения на обкладках конденсатора от времени при зарядке и разрядке [см. (3.40)] конденсатора.

Количественно абсорбция может оцениваться по значению коэффициента абсорбции, равного отношению измеренного в определенных условиях остаточного напряжения на конденсаторе к первоначальному напряжению. Из конденсаторов различных типов наименьшие значения коэффициента абсорбции имеют

конденсаторы, диэлектриком которых являются пленки из неполярных полимеров. Примеры значений коэффициента абсорбции k_a при нормальной температуре для конденсаторов различных типов по В. Т. Рение приведены в табл. 4.1. (В табл. 4.1 приняты обозначения: t_1 — время зарядки конденсаторов; t_2 — время короткого замыкания; t_3 — время, в течение которого конденсатор оставлен разомкнутым, рис. 4.10; k_a равно отношению напряжения u_2 .)

Таблица 4.1. Значения коэффициента абсорбции k_a для конденсаторов различных типов при $t_2 = 5$ с

Типы конденсатора	k_a , %, при $t_1 = 15$ мин и $t_3 = 3$ мин	k_a , %, при $t_1 = 24$ ч и $t_3 = 5 \div 10$ ч
Пленочные:		
с неполярной (политетрафторэтиленовой) пленкой	0,01—0,05	0,05—0,10
с неполярной (полистирольной) пленкой	0,02—0,10	0,10—0,20
с полярной (полиэтилентерефталатной) пленкой	0,2—0,8	1,7—2,5
Слюдяные	2—5	18—20
Бумажные	0,6—2	30—32
Металлобумажные	2—5	39—41
Оксидные:		
алюминиевые сухие	5—6	15
tantalовые жидкостные с объемнопористым анодом	0,6—2,5	7—8
tantalевые сухие	2—5	9—10
Керамические:		
из керамики с $\epsilon_f = 150$	5	20—22
из керамики с $\epsilon_f = 900$	15	46—47

4.3. Зависимость угла диэлектрических потерь от различных факторов

Значения $\operatorname{tg} \delta$, как и другие параметры диэлектриков, для данных образцов материалов или участков изоляции не являются строго постоянными, а зависят от различных внешних факторов. Эти зависимости имеют существенное практическое значение.

Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты. Вопрос о зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от частоты (или угловой частоты ω) приложенного к диэлектрику переменного напряжения может быть с теми или иными приближениями и допущениями

рассмотрен на основе (4.43) и (4.46). График $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ должен иметь вид, представленный на рис. 4.11; этот график асимптотически приближается к обеим осям координат, т. е.

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{tg} \delta = \infty; \lim_{\omega \rightarrow \infty} \operatorname{tg} \delta = 0.$$

Физический смысл этих предельных значений ясен: как при $\omega=0$, так и при $\omega=\infty$ формула (4.7) должна давать конечные значения P [при $\omega=0$ понятие угла диэлектрических потерь теряет смысл и формула (4.7) должна быть заменена формулой (4.1)].

Наличие максимума на графике рис. 4.11 физически особенно ясно для случая чисто дипольного механизма диэлектрических потерь: угловая частота ω_k , при которой $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_{max}$, соответствует такому соотношению между периодом приложенного к диэлектрику переменного напряжения и временем τ дипольной релаксации, при котором наблюдается наибольшая затрата энергии на преодоление жесткими диполями сопротивления трения вязкой среды. Приближенно ω_k и $\operatorname{tg} \delta_{max}$ найдем из (4.43), положив $G_{iz} \gg s$:

$$\omega_k = \sqrt{1/\tau^2 + s C_r \tau}; \quad (4.47)$$

еще более упрощается выражение для ω_k при принятии в (4.47) $s=0$, что дает

$$\omega_k = 1/\tau; \quad (4.47')$$

далее имеем:

$$\operatorname{tg} \delta_{max} = \frac{s\tau}{2C_r \sqrt{1+s\tau C_r}} \quad (4.48)$$

или, полагая $s\tau \ll C_r$,

$$\operatorname{tg} \delta_{max} = s\tau / 2C_r. \quad (4.48')$$

Весьма интересные результаты можем также получить путем исследования формулы (4.46). Дифференци-

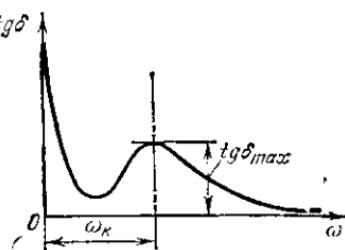


Рис. 4.11. Теоретическая зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ от угловой частоты ω приложенного к диэлектрику напряжения.

руя эту формулу по δ , получаем:

$$\frac{d \operatorname{tg} \delta}{d(\omega \tau)} = \frac{(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) (\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2)}{(\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2)^2}.$$

Для нахождения экстремума приравниваем нулю числитель дроби в правой части последнего уравнения, так как знаменатель --- величина, отличная от нуля:

$$(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty})(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2) = 0.$$

Поскольку $\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty} = \Delta \epsilon > 0$ (наличие релаксационной дисперсии!), положение «динамического» максимума угла потерь определяется выражением

$$\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty} \omega^2 \tau^2 = 0,$$

откуда

$$\omega_\kappa = (1/\tau) \sqrt{\epsilon_{rc}/\epsilon_{r\infty}}. \quad (4.49)$$

Таким образом, выражение (4.49) отличается от выражения (4.47') лишь множителем

$$\sqrt{\epsilon_{rc}/\epsilon_{r\infty}} = \sqrt{1 + \Delta \epsilon_r / \epsilon_{r\infty}}.$$

Максимальное значение тангенса угла потерь определяется выражением

$$\operatorname{tg} \delta_{max} = \frac{\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}}{2\epsilon_{rc}} \sqrt{\frac{\epsilon_{rc}}{\epsilon_{r\infty}}} = \frac{\Delta \epsilon_r}{2\epsilon_{rc}} \sqrt{1 + \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_{r\infty}}}. \quad (4.50)$$

При изменении частоты в диэлектрике с потерями должна изменяться и диэлектрическая проницаемость, о чем уже говорилось в гл. 3. Уравнение (4.42) дает возможность определить зависимость емкости C от угловой частоты ω :

$$C = C_r + s\tau / (\omega^2 \tau^2 + 1) \quad (4.51)$$

(рис. 4.12). Как мы уже отмечали ранее, емкость C , измеренная при угловой частоте ω , в общем случае (релаксационные механизмы поляризации) должна уменьшаться при возрастании ω . Наибольшее значение C имеет при $\omega=0$ (постоянное напряжение):

$$C_0 = C_r + s\tau, \quad (4.52)$$

а наименьшее --- при $\omega \rightarrow \infty$

$$C_\infty = C_r. \quad (4.53)$$

Таким образом, геометрическая емкость C_r соответствует емкости, измеренной при весьма высокой частоте.

те, когда влияние реактивного компонента тока абсорбции (в том числе из-за ориентационной поляризации дипольных молекул) практически совершенно не сказывается. По значениям C_0 и C_∞ для конденсатора с однородным диэлектриком могут быть рассчитаны в соответствии с (1.12) уже рассматривавшиеся выше предельные значения ϵ_r — статическая ϵ_{rc} и оптическая $\epsilon_{r\infty}$ диэлектрические проницаемости.

Из (4.45) определим угловую частоту релаксации ω_p , соответствующую точке перегиба кривой зависимости $\epsilon(\omega)$:

$$\omega_p = 1/\tau, \quad (4.54)$$

т. е. она совпадает со значением ω_k по (4.47') — без множителя $\sqrt{\epsilon_{rc}/\epsilon_{r\infty}}$, имеющегося в (4.49). Таким образом, ω_p несколько меньше, чем ω_k из (4.49). Значение ϵ_r при угловой частоте ω_p , которое обозначим ϵ_{rp} , при-

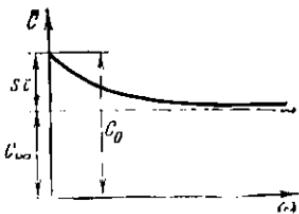


Рис. 4.12. Теоретическая зависимость ёмкости C от угловой частоты напряжения ω .

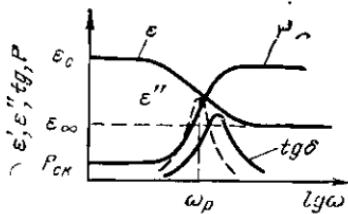


Рис. 4.13. Построенные на основе теории Дебая графики зависимостей ϵ_r , $\operatorname{tg} \delta$, ϵ''_r , $\operatorname{tg} \delta'$ и ω_p , $\operatorname{tg} \delta$ от угловой частоты напряжения ω .

ближению равно среднему арифметическому значений статической и оптической проницаемостей:

$$\epsilon_{rp} = \frac{1}{2}\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty} = \epsilon_{rc} - \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r = \epsilon_{r\infty} + \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r. \quad (4.55)$$

При частоте ω_p достигает максимума также и минимумы части комплексной диэлектрической проницаемости (коэффициент диэлектрических потерь). Максимальное значение ϵ''_r составляет:

$$\epsilon''_{r\max} = \pm \frac{1}{2}(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) = \pm \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r. \quad (4.56)$$

На рис. 4.13 схематически представлено изменение ϵ_r , $\operatorname{tg} \delta$ и $\epsilon''_r = \epsilon_r \operatorname{tg} \delta$, а также диэлектрических потерь P

или удельных диэлектрических потерь ρ [P и ρ в соответствии с (4.7), (4.8), (4.10) и (4.11) при неизменном напряжении на участке изоляции пропорциональны $\omega \tau \operatorname{tg} \delta$; поэтому на рис. 4.13 вместо P или ρ дан — не в масштабе — именно график произведения $\omega \tau \operatorname{tg} \delta$].

В качестве иллюстрации к сказанному выше о частотных зависимостях $\operatorname{tg} \delta$ и (ϵ_r) полярных диэлектриков приводим рис. 4.14, дающий такие зависимости для полибутилметакрилата, рис. 4.15 — для полиметилметакрилата и рис. 4.16 — для нейлона при различной влажности (естественно, что при более высоких значениях влажности графики $\operatorname{tg} \delta$ проходят выше).

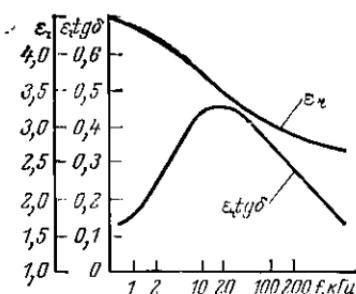


Рис. 4.14. Зависимости ϵ_r и коэффициента диэлектрических потерь $\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$ от частоты f для полибутилметакрилата. По де Брукер (L. de Brouckère) и Оффергельду (G. Offergeld).

менем релаксации τ , а «пабором» времен релаксации благодаря наличию нескольких релаксаторов, т. е. типов частиц, неоднородностей и прочих, имеющих собствен-

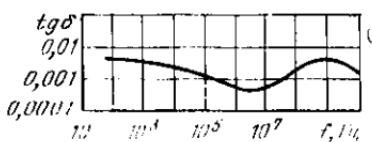


Рис. 4.15. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты f для полиметилметакрилата (органического стекла). Масштабы по обеим осям — логарифмические. По К. А. Андронову и С. А. Яманову.

ные времена релаксации. При этом как частные случаи можно иметь конечное число релаксаторов и соответственно конечное число времен релаксации τ_i или же непрерывный спектр времен релаксации. В последнем слу-

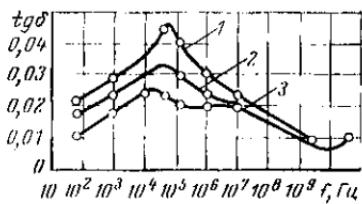


Рис. 4.16. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ нейлона различной влажности от частоты f .

1 — нейлон с влажностью 1%; 2 — с влажностью 0,6%; 3 — после сушки. По Раштону (E. Rushton) и Расселлу (C. Russell).

чае, обозначив функцией $f(\tau)$ вероятность того, что время релаксации равно τ [при наличии лишь одного времени релаксации, очевидно, $f(\tau) = 1$], так что $f(\tau) d\tau$ есть вероятность того, что время релаксации находится в пределах от τ до $\tau + d\tau$; при этом

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1.$$

В случае непрерывного спектра времен релаксации формулы (4.41) и (4.46) приобретают вид:

$$\epsilon'_r = \epsilon_{r\infty} - \Delta \epsilon_r \int_0^{\infty} \frac{f(\tau) d\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1}; \quad (4.57)$$

$$\epsilon''_r = \Delta \epsilon_r \int_0^{\infty} \frac{f(\tau) \omega \tau d\tau}{(\omega^2 \tau^2 + 1)}. \quad (4.57')$$

Понятно, что при наличии лишь одного времени релаксации, т. е. при соблюдении условия $f(\tau) = 1$, формулы (4.57) и (4.57') превращаются в (4.45) и (4.46).

Анализ теории релаксационной поляризации Дебая дал возможность американским физикам братьям Коул (K.S. Cole и R.H. Cole, 1941 г.) предложить весьма наглядную графическую интерпретацию взаимосвязи значений ϵ'_r и ϵ''_r диэлектрика с потерями при изменении частоты. Диаграмма Коул—Коула есть геометрическое место точек $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$ в декартовых координатах для различных частот. В простейшем случае диэлектрика, характеризующегося лишь одним временем релаксации τ (рис. 4.17), диаграмма Коул—Коула представляет собой верхнюю половину окружности, расположенную выше оси абсцисс (конечно, нижняя половина этой окружности, дающая отрицательные значения ϵ''_r , не



Рис. 4.17. Круговая диаграмма Коул—Коула для диэлектрика с одним временем релаксации (схематически).

ϵ_{r0} — статическая и $\epsilon_{r\infty}$ — оптическая диэлектрические проницаемости.

имеет физического смысла); центр этой окружности лежит на оси абсцисс на расстоянии от оси координат

$$\frac{1}{2}(\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty}) = \epsilon_{r\infty} + \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r = \epsilon_{rc} - \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r;$$

радиус окружности равен:

$$\frac{1}{2}(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) = \frac{1}{2}\Delta\epsilon_r.$$

Наиболее удаленная от начала координат точка окружности (ϵ_{rc} , 0) соответствует статической диэлектри-

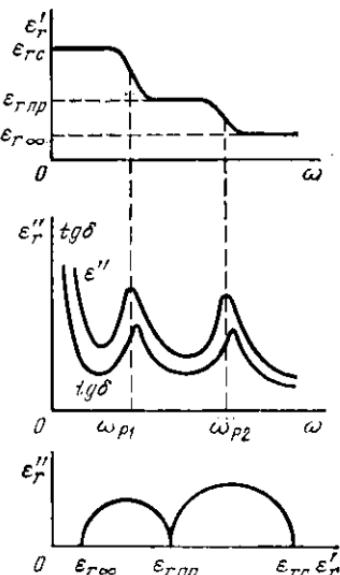


Рис. 4.18. Зависимости от частоты ϵ'_r (а) и ϵ''_r (б) и диаграмма Коул-Коула (в) для диэлектрика с двумя временами релаксации (схематически).

ϵ'_{rpr} — промежуточное значение ϵ'_r ; обозначения ϵ_{rc} и $\epsilon_{r\infty}$ те же, что и на рис. 4.17.

ω_p) соответствует точке p , лежащей непосредственно над центром окружности и имеющей координаты

$$[\frac{1}{2}(\epsilon_{rc} + \epsilon_{r\infty}), \frac{1}{2}(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty})],$$

так что это значение, определяемое радиусом окружности, в соответствии с (4.56) равно:

$$\epsilon''_{rmax} = \frac{1}{2}(\epsilon_{rc} - \epsilon_{r\infty}) = -\frac{1}{2}\Delta\epsilon_r.$$

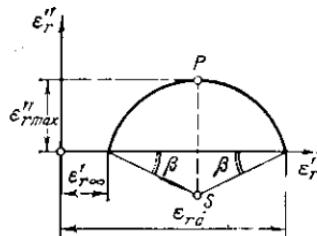


Рис. 4.19. Диаграмма Коул-Коула для непрерывного спектра времен релаксации (схематически).

ческой проницаемости (угловая частота $\omega \rightarrow 0$), а ближайшая к началу координат точка $(\epsilon_{r\infty}, 0)$ — оптической проницаемости ($\omega \rightarrow \infty$). По мере возрастания ω точки $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$ перемещаются по полуокружности в направлении, обозначенном на рис. 4.17 дуговой стрелкой. Наибольшее значение ϵ''_r (при угловой частоте

При наличии набора времен релаксации диаграмма Коул — Коула так или иначе усложняется. При наличии у однородного диэлектрика времен релаксации τ_1 и τ_2 эта диаграмма может иметь вид двух полуокружностей, изображенных на рис. 4.18 (ω_{p1} и ω_{p2} — угловые частоты релаксации, соответствующие временам τ_1 и τ_2). Для непрерывного спектра времен релаксации диаграмма Коул — Коула показана на рис. 4.19. Она представлена

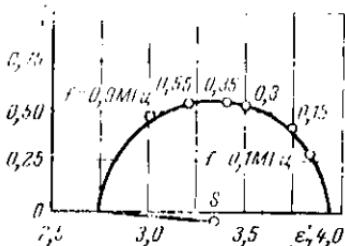


Рис. 4.20. Диаграмма Коул — Коула для гексахлордифенила. Температура 45°C. S — центр окружности. По Дьюрману (N. Duyman) и Поляку (F. Poljak).

ляет собой отрезаемую осью абсцисс хордой дугу окружности, центр которой лежит в точке S ниже оси абсцисс, причем угол β между осью абсцисс и каждым из радиусов окружности, соединяющих ее центр с точками $(\epsilon_{r\infty}, 0)$ и $(\epsilon_{r0}, 0)$, характеризует интервал распределения времен релаксации: в этом случае частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости ϵ_r описывается уравнением

$$\underline{\epsilon}_r = \epsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\epsilon_r}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (4.58)$$

[если у диэлектрика имеется только одно время релаксации, параметр α обращается в нуль и (4.58) упрощается, преобразуясь в (4.44)].

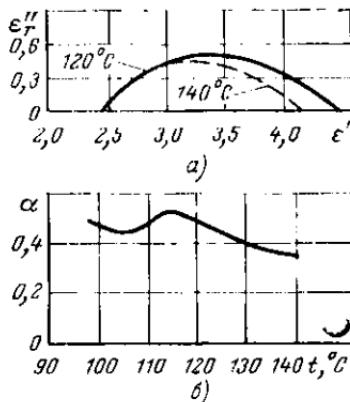


Рис. 4.21. Диаграмма Коул — Коула для поли-2-фтор-5-метилютирома при температурах 120 и 140°C (а) и зависимость параметра распределения времен релаксации α [см. (4.58) и (4.59)] от температуры t (б). По Р. М. Кесселих, О. С. Геффе и А. В. Петрову.

Связь между α и β из диаграммы рис. 4.19 имеет вид

$$\alpha = \beta / 2\pi, \quad (4.58')$$

где β — в радианах.

Для иллюстрации приводим экспериментально снятые диаграммы Коуа — Коула для гексахлордифенила (рис. 4.20; здесь $\epsilon_{re}=3,94$ и $\epsilon_{ro}=2,74$) и для поли-2-фтор-5-метилстирола (рис. 4.21).

В ряде случаев, если известны частотные зависимости действительной $\epsilon'_r(\omega)$ и минимой $\epsilon''_r(\omega)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_r = \epsilon'_r - j\epsilon''_r$$

во всем диапазоне частот от $\omega=0$ до $\omega \rightarrow \infty$, для расчетов могут оказаться полезными соотношения Гильберта — Крамерса — Кронига (D. Hilbert, H. Kramers, R. L. Kronig). Эти соотношения определяют друг через друга действительную $\epsilon'_r(\omega_0)$ и минимую $\epsilon''_r(\omega_0)$ части ϵ_r на частоте ω_0 :

$$\epsilon'_r(\omega_0) = \epsilon_{re} + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \epsilon''_r(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega; \quad (4.59)$$

$$\epsilon''_r(\omega_0) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega_0 [\epsilon'_r(\omega) - \epsilon_{re}]}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (4.59')$$

В этих формулах, как и раньше, через ϵ_{re} обозначена статическая диэлектрическая проницаемость рассматриваемого диэлектрика.

Для диэлектрика, в котором существуют только потери от электропроводности, должна быть справедлива формула (1.20), т. е. диэлектрические потери P не должны зависеть от частоты; в этом случае неравенство (4.14) переходит в равенство

$$f \rho \epsilon \lg \delta = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ Гц} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м},$$

и получаем гиперболическую зависимость $\lg \delta$ от частоты:

$$\lg \delta = -\frac{1}{f} - \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\epsilon \rho}, \quad (4.60)$$

где f — в Гц; ρ — в Ом · м.

Примером диэлектрика, для которого практически применима формула (4.60), является тщательно очищенное нефтяное (минеральное) электроизоляционное масло.

Однако в применении к полистилену, политетрафторэтилену и аналогичным твердым неполярным диэлек-

трикам формула (4.60) часто не оправдывается (ср. рис. 4.22). Из этого не всегда следует делать далеко идущие выводы, так как у рассматриваемых материалов значения $\operatorname{tg}\delta$ вообще чрезвычайно малы и могут находиться на пределе тех значений, с точностью до которых возможны измерения на некоторых измерительных установках; тем более трудно судить о характере зависимости $\operatorname{tg}\delta$ этих материалов от различных факторов, в том числе от частоты. Кроме того, и в неполярных диэлектриках возможно существование миграционной поляризации и связанных с ней дополнительных диэлек-

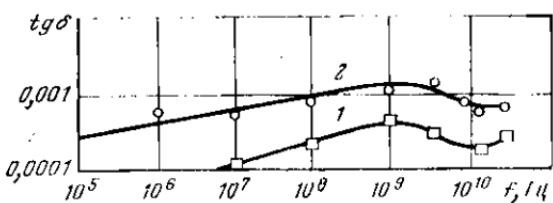


Рис. 4.22. Зависимости $\operatorname{tg}\delta$ неполярных органических полимеров от частоты f .

1 — полигидрофторэтилен; 2 — сополимер тетрафторэтилена и фторэтилена. По Тильману (R. Tillmann).

трических потерь. Наконец, $\operatorname{tg}\delta$ технических неполярных полимеров чрезвычайно чувствителен к наличию в материале имеющих полярную природу примесей (стабилизаторов, остатков катализаторов полимеризации и т. п.); эти примеси увеличивают $\operatorname{tg}\delta$ материала и изменяют вид зависимости $\operatorname{tg}\delta$ от частоты.

В определенных условиях принципиально возможен аномальный ход частотной зависимости диэлектрических потерь, а именно их снижение при возрастании частоты, за счет инерционности пространственных смещений носителей заряда при изменениях направления напряженности электрического поля; так, для веществ с молекулами или ионным характером электропроводности отношение удельных потерь $p(0)$ при воздействии постоянного напряжения к удельным потерям $p(\omega)$ на угловой частоте ω при частоте f (при действующем значении напряженности электрического поля, равном значению постоянной напряженности), может составлять:

$$\frac{p(0)}{p(\omega)} = 1 + \left(\frac{m\omega}{6\pi r\eta} \right)^2 = 1 + \left(\frac{mf}{3r\eta} \right)^2, \quad (4.61)$$

где m — масса; r — радиус носителя заряда; η — динамическая вязкость дисперсионной среды (Б. М. Тареев, 1936 г.).

Для диэлектриков с электронным и ионным механизмами поляризации в области весьма высоких частот

наблюдается особый вид поляризации и диэлектрических потерь — резонансная поляризация и соответствующие ей резонансные потери, связанные с резонансом между частотой действующего на диэлектрик внешнего электрического поля и частотой собственных колебаний электронов или ионов.

Уравнение упругих колебаний заряженных частиц в электрическом поле имеет вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = F, \quad (4.62)$$

где m — масса частицы; x — ее пространственное смещение; t — время; r — коэффициент затухания; k — коэффициент упругой связи; F — действующая на частицу сила, равная в соответствии с (1.3): $F=qE$ (q — заряд частицы и E — напряженность электрического поля).

Для случая синусоидально изменяющегося во времени с угловой частотой ω электрического поля преобразование уравнения (4.62) с введением угловой частоты собственных колебаний частиц

$$\omega_0 = \sqrt{k/m}$$

и затухания (безразмерная величина)

$$\Gamma = r\sqrt{k m}$$

даст выражение для комплексной диэлектрической проницаемости рассматриваемого диэлектрика:

$$\epsilon_r = \epsilon_{r \text{ низ}} + \frac{\epsilon_{r \text{ выс}} - \epsilon_{r \text{ низ}}}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + j\omega\Gamma/\omega_0}, \quad (4.63)$$

здесь $\epsilon_{r \text{ низ}}$ — низкочастотная (при $\omega \ll \omega_0$) и $\epsilon_{r \text{ выс}}$ — высокочастотная (при $\omega \gg \omega_0$) проницаемости диэлектрика, причем

$$\epsilon_{r \text{ выс}} = \epsilon_{r \text{ низ}} + Nq^2/\epsilon_0 k, \quad (4.64)$$

т. е. $Nq^2/\epsilon_0 k$ — глубина дисперсии резонансной поляризации (N — число частиц в единице объема диэлектрика, м^{-3} ; ϵ_0 — электрическая постоянная, $\Phi/\text{м}$). Действительная и минимая части комплексной проницаемости:

$$\epsilon'_r = \epsilon_{r \text{ низ}} + \frac{(\epsilon_{r \text{ выс}} - \epsilon_{r \text{ низ}})(1 - \omega^2/\omega_0^2)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2\omega^2/\omega_0^2}; \quad (4.65)$$

$$\epsilon''_r = \frac{(\epsilon_{r \text{ выс}} - \epsilon_{r \text{ низ}})\Gamma\omega/\omega_0}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2\omega^2/\omega_0^2}. \quad (4.66)$$

При повышении частоты в районе соответствующего резонансу значения ω_0 величина ϵ'_r , имеющая значение $\epsilon_{r \text{ низ}}$, растет, переходит через максимум, затем падает, проходя при угловой частоте ω_0 значение $\epsilon'_r = \epsilon_{r \text{ выс}}$, и снова растет, приближаясь к значению $\epsilon'_r = \epsilon_{r \text{ выс}}$ (рис. 4.23). Минимальное значение ϵ''_r может быть меньше единицы и даже меньше нуля (что полностью противоречит сказанному выше о низкочастотной диэлектрической проницаемости; от-

риодательное значение ϵ'_r означает, что колебания вектора смещения \mathbf{D} происходят в противофазе с колебаниями вектора напряженности поля \mathbf{E}).

Резонансные диэлектрические потери максимальны при частоте ω , близкой к ω_0 (обратите внимание на график ϵ''_r на рис. 4.23); они тем больше, чем больше глубина дисперсии.

В различных диэлектриках резонансные потери наблюдаются при частотах f , начиная примерно от 10^9 до 10^{17} Гц; резонансные потери электронной поляризации имеют максимумы в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовых областях спектра, а резонансные потери ионной поляризации — обычно в инфракрасной области

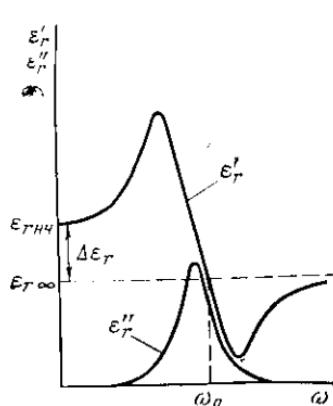


Рис. 4.23. Частотные зависимости действительной ϵ'_r и минимумной ϵ''_r , частей комплексной диэлектрической проницаемости ϵ_r при резонансной поляризации (схематически).

ω_0 — угловая частота собственных колебаний заряженных частиц; $\Delta\epsilon_r$ — глубина дисперсии резонансной поляризации.

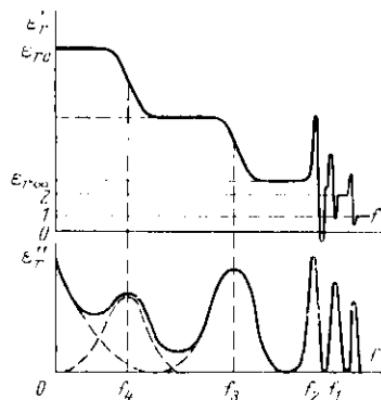


Рис. 4.24. Полный диэлектрический спектр (схематически).

(10^{13} — 10^{14} Гц), но в ряде случаев и при более низких частотах.

При рассмотрении изменения составляющих комплексной диэлектрической проницаемости в слабом электрическом

поле в весьма широком диапазоне f наблюдается следующая картина («полный диэлектрический спектр», рис. 4.24): в диапазоне гамма- и рентгеновских лучей ($f > 10^{17}$ Гц) ϵ'_r практически равна единице, а ϵ''_r — пулю; при понижении f , начиная с ультрафиолетовой и видимой областей, появляются электронная резонансная

поляризации и узкие максимумы резонансных потерь f_1 , выявляющиеся при исследовании оптических свойств вещества как спектральные линии поглощения, причем ϵ' равна квадрату показателя преломления света n^2 ; далее идут максимумы ϵ'_r , ионной резонансной поляризации f_2 , области дипольной релаксации f_3 и, наконец, области миграционной поляризации f_4 .

Г

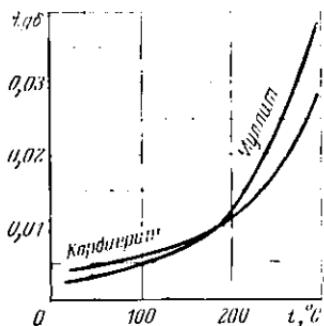
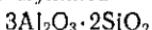


Рис. 4.25. Зависимости $\text{tg } \delta$ кристаллических фаз электрорадиокерамических материалов: муллита



и кордимерита



от температуры t . Частота 10^6 Гц. По Н. П. Богородицкому.

нием $\text{tg } \delta$, как и в связи с уменьшением ρ (см. гл. 2), условия работы изоляции будут более тяжелыми при высоких температурах. Этот рост $\text{tg } \delta$ вызван повышением как проводимости сквозного тока, так и проводимости тока абсорбции s .

Диэлектрические потери, обусловленные дипольным механизмом, получают максимальное значение при некоторой определенной температуре T_k . На самом деле, повышение температуры и связанное с ним снижение вязкости оказывают на потери вследствие трения поворачивающихся диполей двоякое влияние: с одной стороны, увеличивается степень ориентации диполей; с другой — уменьшается затраты энергии на преодоление сопротивления вязкой среды (внутреннего трения вещества) при повороте диполя на единицу угла. Первый

Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры. Как правило, $\text{tg } \delta$ существенно увеличивается при повышении температуры (рис. 4.25); таким образом, в связи с возрастанием

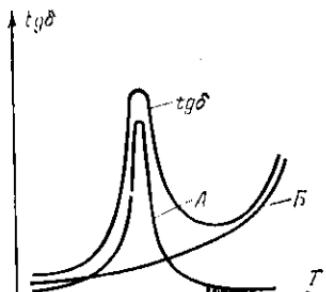


Рис. 4.26. Зависимость $\text{tg } \delta$ полярного диэлектрика от температуры T (схематически).

фактор приводит к увеличению P и, следовательно, $\lg \delta$, а второй - к уменьшению значений этих величин. Выражая дипольные потери в функции вязкости и дифференцируя полученную зависимость, можно аналитически найти T_g .

Так как у полярных веществ или смесей их с нейтральными веществами помимо дипольных потерь имеют-

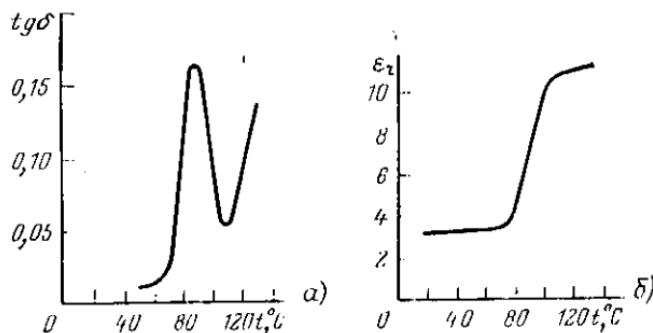


Рис. 4.27. Зависимости $\operatorname{tg}\delta$ (а) и ϵ_r (б) поливинилхлорида от температуры t . Частота 50 Гц. По Шуппе (W.-D. Schuppe).

ся и потери от электропроводности, увеличивающиеся при росте температуры, фактически наблюдаемая температурная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ имеет вид, изображенный схематически на рис. 4.26. Ординаты графика представляют суммы ординат двух составляющих: A , вызванной чисто дипольными потерями, и B , вызванной потерями электропроводности.

На рис. 4.27 приведены обладающие типичным «дипольным максимумом» зависимости $\operatorname{tg}\delta(T)$, а также $\epsilon_r(T)$ полярного полимера - поливинилхлорида. Сопоставление графиков на рис. 4.27, а и б (и на рис. 3.25, а, б) наглядно показывает соответствие максимумов $\operatorname{tg}\delta$ областям резкого изменения ϵ_r в температурных (как и в частотных) зависимостях.

На рис. 4.28 даны зависимости ϵ_r и $\operatorname{tg}\delta$ от температуры для резин различной степени вулканизации (с различным содержанием связанный серы, атомы которой образуют «мостики», «сшивающие» линейные молекулы каучука, и усиливает полярные свойства материала).

Весьма характерные графики изображены на рис. 4.29. Они сняты на образцах сотового - полярной жидкости типа хлорированного дифенила, разработан-

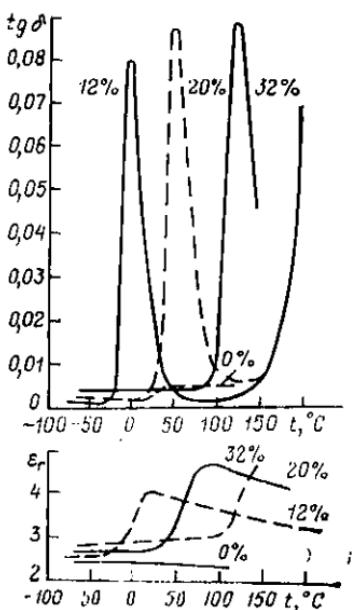


Рис. 4.28. Зависимости ϵ_r и $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для резин с различным содержанием (по массе) серы, %. Частота 60 Гц. По Скотту (A. H. Scott), Макферсону (A. T. McPherson) и Кертису (H. L. Curtis).

Интересные и практически важные зависимости для $\operatorname{tg} \delta$ полярных диэлектриков наблюдаются при одновременном изменении как температуры T , так и частоты f (примеры — рис. 3.15, б и в, 3.25, б, а также рис. 4.31).

При росте температуры на кривых семейства частотных зависимостей наблюдается смещение релаксационного максимума в сторону более высоких f , а при росте f на кривых семейства температурных зависимостей — смещение максимума в сторону более высоких температур.

Таким образом, пространственная диаграмма $\operatorname{tg} \delta - f - T$ может иметь вид «горного хребта» — особо высокие значения $\operatorname{tg} \delta$ получаются лишь для вполне определенных комбинаций значений f и T . Поэтому новые диэлектрические материалы, предназначаемые для изоляции, которая будет работать под переменным напряже-

ной в Советском Союзе. Из рис. 4.29 видно, что при температуре ниже примерно -30°C (область дипольного максимума) кривые для образцов различной степени очистки практически совпадают. Однако при более высоких температурах, когда потери в основном определяются электропроводностью (ср. рис. 4.26, кривая Б), имеем «веер» расходящихся кривых, причем кривые для образцов с более высоким содержанием примесей проходят, естественно, выше.

В соответствии со сказанным выше о наборе времен релаксации становится понятной возможность наличия в кривой $\operatorname{tg} \delta(t)$ двух (и даже более) максимумов; пример дан на рис. 4.30 для полярного полимера.

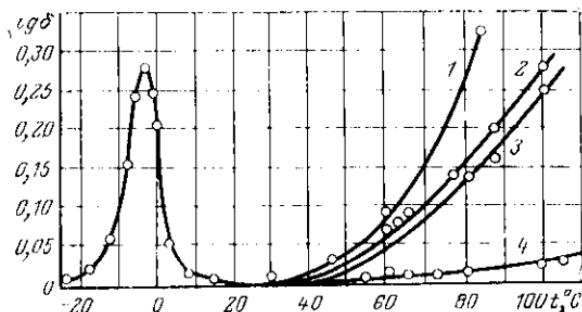


Рис. 4.29. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от температуры t для совола различной степени очистки. Частота 50 Гц.

1 — совола после первой перегонки; 2 — после вторичной перегонки; 3 — после обработки силикагелевым адсорбентом; 4 — после обработки глинистым адсорбентом. По К. А. Андрианову, Гартону (Ch. G. Garlon), Квитнеру (F. A. Quittner) и Е. Е. Сидоровой.

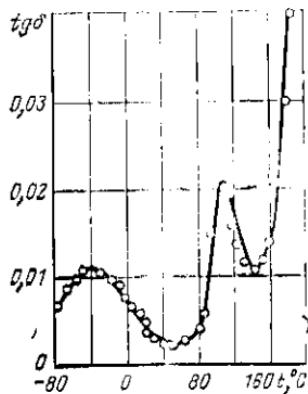


Рис. 4.30. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ полиэтилентерефталата от температуры t . Частота 10^6 Гц. По Реддишу (W. Reddish).

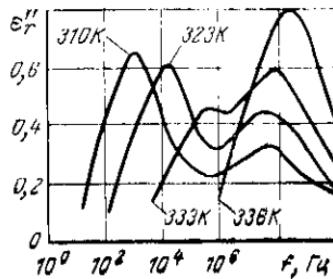


Рис. 4.31. Зависимости $\epsilon''_r = \epsilon_r \cdot \operatorname{tg} \delta$ полиметилметакрилата от частоты f при различных температурах T . По Б. И. Сажину, А. М. Лобанову, О. С. Романовской, М. П. Эйдельштейн и С. Н. Койкову.

нием, следует обязательно проверить — не создаст ли комбинация значений рабочих частот и рабочих температур условий для получения высоких значений $\operatorname{tg} \delta$, которые могут оказаться опасными для надежности работы устройства.

Аномальное смещение максимума в зависимости $\operatorname{tg} \delta (f)$ в сторону низких частот было обнаружено А. П. Изергином (1955 г.) у некоторых силикатных минералов.

При весьма низких (криогенных) температурах у самых разнообразных диэлектриков $\operatorname{tg}\delta$, как правило, очень мал (рис. 4.32).

Зависимость $\operatorname{tg}\delta$ от влажности. При увлажнении гигроскопичных диэлектриков значение $\operatorname{tg}\delta$ заметно возрастает (рис. 4.33, а также см. рис. 4.16). Причины этого роста в основном те же, что и причины роста удельной проводимости для сквозного тока при увлажнении.

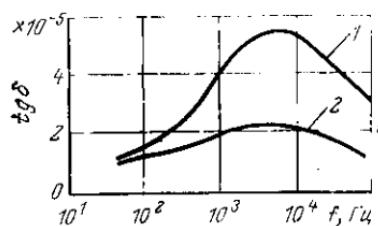


Рис. 4.32. Зависимости $\operatorname{tg}\delta$ полизтиленовых пленок от частоты f при температуре 4,3 К.

1 — пленка из коммерческого полизтилена; 2 — пленка из полизтилена, отмытого от примесей и металлов. По Кингу (C. W. King) и Томасу (R. A. Thomas).

значение имеет и характер изменения $\operatorname{tg}\delta$ в зависимости от приложенного напряжения U (или от напряженности электрического поля E). Часто при приближении значения U к значению пробивного напряжения $\operatorname{tg}\delta$ начинает возрастать, что связано с увеличением проводимости, и этот рост $\operatorname{tg}\delta$ продолжается вплоть до наступления пробоя.

Иногда зависимость $\operatorname{tg}\delta(U)$ имеет весьма характерный вид, представленный на рис. 4.34: до напряжения, соответствующего точке A , расположена участок, на котором значение $\operatorname{tg}\delta$ неизменно или слабо возрастает при увеличении U ; начиная с точки A (часто при напряжении, на много меньшем кратковременного пробивного, так что здесь не имеет места собственно предпробойное повышение проводимости и потерь) при дальнейшем увеличении напряжения $\operatorname{tg}\delta$ резко возрастает; далее рост $\operatorname{tg}\delta$ замедляется и кривая $\operatorname{tg}\delta(U)$, проходя через максимум (точка B), постепенно снижается. Такой ход криевой связан с образованием в воздушных (или иных газовых, а иногда и жидкостных) включениях, а иногда в газовых или жидкостных зазорах (между твердой изоляцией и неплотно прилегающими к ней электродами) частичных разрядов.

Название «частичные разряды» происходит от того, что разряды локализуются в ограниченной части объема изоляции, не доходя одновременно до обоих электродов; частичные разряды сами по себе могут еще не вызывать непосредственно необратимых изменений в твердой изоляции; если через небольшое время снизить напряжение

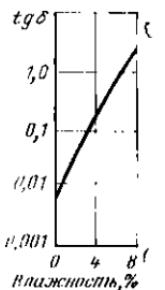


Рис. 4.33. Зависимость $\operatorname{tg}\delta$ бумаги от ее влажности. Частота 10^6 Гц. По Д. М. Ка-зарновскому.

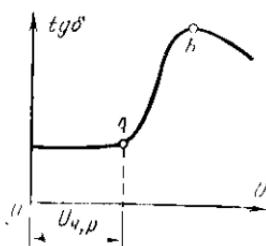


Рис. 4.34. Зависимость $\operatorname{tg}\delta'$ от действующего значения приложенного к изоляции переменного напряжения U при наличии частичных разрядов (схематически).
 $U_{\text{ч,}p}$ — напряжение начала образования частичных разрядов.

на изоляции ниже напряжения начала частичных разрядов $U_{\text{ч,}p}$, соответствующего точке А на рис. 4.34, частичные разряды гаснут и $\operatorname{tg}\delta'$ снижается до исходного значения. Именно рассеяние энергии частичными разрядами объясняет рост $\operatorname{tg}\delta'$ при увеличении U выше значения $U_{\text{ч,}p}$; замедление роста и даже снижение $\operatorname{tg}\delta'$ при переходе точки Б объясняется тем, что активная проводимость областей, занятых частичными разрядами, сильно снижается и снижается также падение напряжения на этих областях.

Воздушные и другие включения легко могут образовываться, например, в недостаточно уплотненной и не подвергнутой надлежащей вакуумной сушки или пропитке изоляции (например, волокнистой). Возникновение разрядов во включениях объясняется как малой диэлектрической проницаемостью, так и малой электрической прочностью воздуха по сравнению с соответствующими параметрами твердой изоляции.

Кривая $\lg \delta(U)$ вида, изображенного на рис. 4.34, ранее называлась «кривой ионизации» изоляции, а напряжение $U_{\text{и.р}}$ называлось «напряжением ионизации».

Образование частичных разрядов в высоковольтной изоляции, предназначенной для длительной эксплуатации, весьма нежелательно. Помимо того, что частичные разряды вызывают дополнительный нагрев изоляции и

могут вызвать и повреждение (электронную эрозию) граничащих с областями частичных разрядов областей твердой изоляции, образование разрядов в воздухе связано с химическими процессами, заключающимися в основном в том, что часть содержащегося в воздухе кислорода O_2 переходит в озон O_3 (молекула озона содержит три атома кислорода, а не два, как обыкновенный кислород воздуха), а также образуются оксиды азота, которые

Рис. 4.35. Зависимости $\lg \delta$ керамических конденсаторов от действующего значения напряженности E электрического поля в диэлектрике. По Н. И. Бородицкому.

1 — керамика с плотной структурой (черепка); 2 — керамика с заметной открытой пористостью.

в присутствии влаги образуют кислоты — азотистую и даже азотную. Озон, оксиды азота и кислоты действуют как весьма сильные окислители (молекула озона нестойка и легко распадается на молекулу двухатомного кислорода и на свободный атом кислорода, обладающий особо высокой химической активностью) на многие, особенно органические, электроизоляционные материалы, постепенно вызывая их разрушение. Наглядным примером является быстрое разрушение резины воздухом, содержащим некоторое количество озона (особенно интенсивно идет разрушение растянутых или изогнутых резиновых деталей; при начинаяющемся повреждении растянутого поверхности слоя резины образующиеся в ней малые трещины имеют тенденцию к увеличению благодаря эластичности резины, и по этим трещинам содержащий озон воздух проникает в глубь материала). Неорганические материалы обычно озоностойки.

Сказанное определяет важность получения характеристики $\lg \delta(U)$ при профилактических испытаниях вы-

соковольтной изоляции. Как правило, длительно допускаемое рабочее напряжение изоляции должно быть ниже напряжения начала частичных разрядов $U_{\text{ч.р.}}$. Более высококачественной является такая изоляция, у которой напряжение начала частичных разрядов выше, а подъем кривой $\operatorname{tg} \delta(U)$ после точки A (рис. 4.34) более пологий. Иногда для оценки качества высоковольтной изоляции определяется значение повышения тангенса угла диэлектрических потерь $\Delta \operatorname{tg} \delta$ при увеличении напряжения сверх рабочего $U_{\text{раб}}$ (или иного заданного напряжения) на заданное значение ΔU .

На рис. 4.35 приведены зависимости $\operatorname{tg} \delta(E)$ для двух однотипных конденсаторов, диэлектриком первого из которых является керамика с плотным черепком, а второго — керамика того же типа по химическому составу, но имеющая большое число мелких замкнутых пор. Во втором случае благодаря возникновению частичных разрядов в порах твердого диэлектрика на кривой $\operatorname{tg} \delta(E)$ заметен отчетливо выраженный подъем, начинаящийся со значения $E_{\text{ч.р.}}=0,8 \text{ МВ/м}$.

В то же время следует отметить, что при значениях напряженности электрического поля E в изоляции более низких, чем напряженность начала частичных разрядов

$E_{\text{ч.р.}}$, изоляция с сильно выраженной пористостью (например, ткань или бумага) обладает меньшим значением $\operatorname{tg} \delta$ (и тем более меньшим $\varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta$), чем сплошная изоляция из того же твердого электронизоляционного материала (рис. 4.36).

Повышение давления в газовых включениях твердой изоляции (изменением изоляции в камеру с повышенным давлением газа — в случае изоляции с открытыми, сообщающимися с внешней газовой средой порами или приложением к изоляции гидростатического давления — в случае легко деформируемой пластичной или эластичной изоляции) приводит к повышению напряжения начала частичных разрядов $U_{\text{ч.р.}}$.

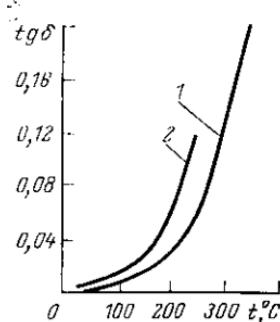


Рис. 4.36. Зависимости от температуры t тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ бесцелочной стеклоткани (кривая 1) и массивного стекла того же состава (кривая 2). По Б. М. Таррееву и Я. М. Парнасу.

В последнее время исследованию частичных разрядов в твердой изоляции уделяется весьма большое внимание, так как во многих случаях образование частичных разрядов существенно снижает эксплуатационную надежность изоляции высоковольтного электрооборудования. В частности, разрабатываются и нормируются весьма совершенные способы регистрации и количественной оценки интенсивности частичных разрядов.

4.4. Диэлектрические потери в композиционных диэлектриках

В настоящем параграфе специальную рассмотрим вопросы, связанные с диэлектрическими потерями в композиционных материалах (некоторые аспекты этой темы уже затрагивались в § 4.2 и 4.3).

Рассмотрение вопроса о потерях в композиционных диэлектриках начнем (подобно тому, как подходили к вопросу о диэлектрической проницаемости ϵ^* , композиционных диэлектриков в гл. 3) с рассмотрения двух простейших моделей — схем параллельного (p -схема) и последовательного (s -схема) включений двух компонентов (см. рис. 3.33 и 3.36).

Для p -схемы (см. рис. 3.33,а и 3.36,а), обозначая емкости и углы потерь первого и второго элементов схемы C и δ с соответствующими индексами, можем записать выражение тангенса угла потерь системы как отношение суммарной активной мощности (мощности потерь) системы P к суммарной реактивной мощности системы P_q :

$$\operatorname{tg} \delta_p = P/P_q, \quad (4.67)$$

где $P = P_1 + P_2$; $P_q = P_{q1} + P_{q2}$ (буквы P и P_q с индексами 1 и 2 относятся к первому и второму элементам схемы).

После постановки в (4.67) выражений

$$P_1 = U^2 \omega C_1 \operatorname{tg} \delta_1; \quad P_2 = U^2 \omega C_2 \operatorname{tg} \delta_2;$$

$$P_{q1} = U^2 \omega C_1; \quad P_{q2} = U^2 \omega C_2,$$

где U — напряжение, одинаковое для каждого элемента; ω — угловая частота переменного напряжения, получаем:

$$\operatorname{tg} \delta_p = \frac{C_1 \cdot \operatorname{tg} \delta_1 + C_2 \cdot \operatorname{tg} \delta_2}{C_1 + C_2}. \quad (4.68)$$

Для s -схемы (см. рис. 3.33,б и 3.36,б) при некоторых упрощающих предположениях легко получить аналогичным путем формулу

$$\operatorname{tg} \delta_s = \frac{C_1 \operatorname{tg} \delta_2 + C_2 \operatorname{tg} \delta_1}{C_1 + C_2}. \quad (4.69)$$

Бросается в глаза полная внешняя аналогия формул (4.68) и (4.69) формулам (3.81) и (3.84) для температурных коэффициентов

емкости p - и s схемы. Очевидно, что формулы для $\lg \delta^*$ системы из произвольного числа m параллельно включенных конденсаторов могут быть сразу получены из формул (3.96) и (3.100) путем замены параметров α_i на параметры $\lg \delta_i$ соответствующих компонентов.

Анализ (4.68) и (4.69) и обобщенных формул для m компонентов дает возможность заключить, что для значений $\lg \delta^*$ системы как при параллельном, так и при последовательном соединении

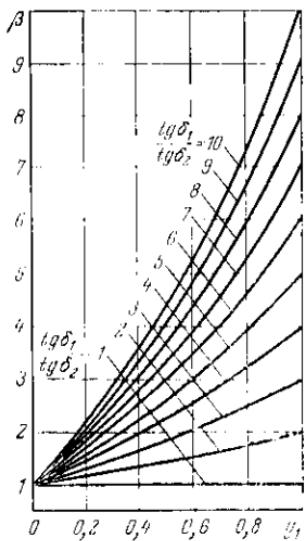


Рис. 4.37. Номограмма для расчета эффективного тангенса угла диэлектрических потерь композиционных материалов. По Б. М. Тарееву и В. Т. Исакову.

компонентов должны соблюдаться неравенства, аналогичные неравенствам Винера (3.123) для значений эффективной диэлектрической проницаемости ϵ^* , статистической композиции:

$$\lg \delta \leq \lg \delta^* \leq \lg \delta_p, \quad (4.70)$$

а также неравенства

$$\lg \delta_{min} \leq \lg \delta^* \leq \lg \delta_{max}, \quad (4.71)$$

где δ^* — угол потерь любой композиции; δ_{min} и δ_{max} — наименьший

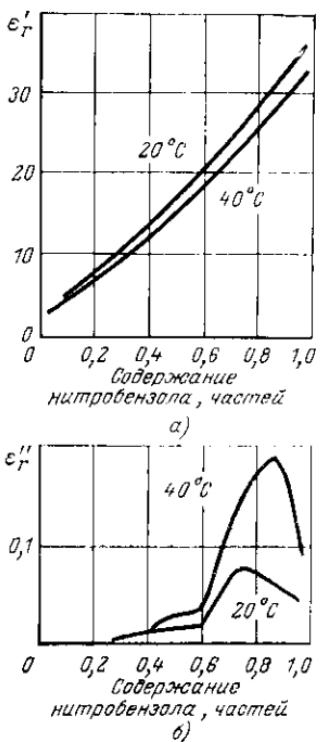


Рис. 4.38. Зависимости ϵ'^* , (а) и ϵ'' , (б) смесей бензол — нитробензол от молярного содержания в смеси нитробензола. Частота 1600 Гц, температуры 20 и 40°C. По Матушевской (B. Matuszewska) и Гильчери (T. Hilczer).

шее и наибольшее значения угла потерь для всех компонентов системы.

Иными словами, комбинирование нескольких компонентов с различными значениями δ не должно давать аномального повышения (выше δ_{\max}) или понижения (ниже δ_{\min}) значения δ^* системы.

Вышеописанные соображения дают возможность предложить применение формул для расчета ε^* композиционных материалов

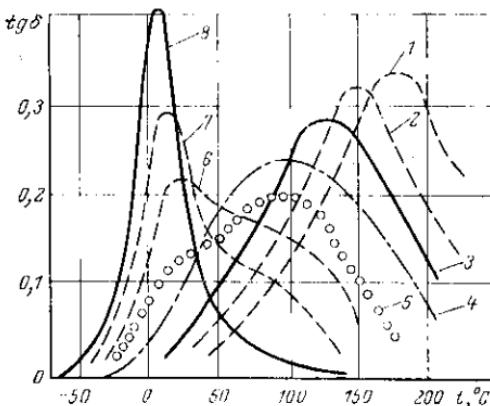


Рис. 4.39. Зависимости $\operatorname{tg} \delta^*$ от температуры t для композиции поливинилхлорид — трикрезилфосфат при различном содержании трикрезилфосфата. По Вюрстлину (F. Würstlin).

1 — 30%; 2 — 40%; 3 — 50%; 4 — 60%; 5 — 70%;
6 — 80%; 7 — 90%; 8 — 100%.

(3.113) — (3.116) и (3.118) — (3.123) и им подобных для расчета эффективного угла потерь δ^* . Например, В. Т. Исаков и автор (1975 г.) предложили использовать для расчета $\operatorname{tg} \delta^*$ двухкомпонентных диэлектриков формулу, дающую среднее арифметическое значений, получаемых из формул по типу (3.106) и (3.114):

$$\operatorname{tg} \delta^* = \frac{1}{2} [y_1 \operatorname{tg} \delta_1 + y_2 \operatorname{tg} \delta_2 + N! \operatorname{lg} (y_1 \operatorname{lg} \operatorname{tg} \delta_1 + y_2 \operatorname{lg} \operatorname{tg} \delta_2)]. \quad (4.72)$$

Расчет по (4.72) дал хорошее совпадение с экспериментальными данными (на частоте 10^{13} Гц) для смесей таких диэлектриков, как полистирол, полигириллен, поликарбонат и вазелиновое масло с оксидами TiO_2 и Al_2O_3 .

На рис. 4.37 приведена nomограмма для расчетов по формуле (4.72); по оси абсцисс отложено объемное содержание y_1 компонента смеси с углом потерь δ_1 (при $\delta_1 > \delta_2$); для заданного значения отношения $\operatorname{lg} \delta_1 / \operatorname{lg} \delta_2$ по соответствующей кривой находится на оси ординат значение отношения $\beta = \operatorname{tg} \delta^* / \operatorname{tg} \delta_2$.

Формулы (4.68) и (4.69), а также формулы, получаемые по типу формул (3.113) — (3.116) и (3.118) — (3.123) и им подобных, а также те же формулы, обобщенные на случай числа компонентов

$m > 2$, весьма привлекательны по своей простоте и наглядности; они могут быть с успехом использованы в целом ряде прикладных расчетов. Однако они не могут являться вполне строгими; это видно уже из сопоставления этих формул со сказанным выше при рассмотрении модели двухслойного конденсатора Максвелла - Вагнера (см. рис. 4.7) — формула для схемы (4.69) не учитывает явления миграционной поляризации и должна давать заниженные расчетные значения углов потерь системы; эта несогласованность, очевидно, устраняется лишь для частного случая, когда постоянные времени всех компонентов $C_i R_i$ (или $\tau_{\text{вб}} \tau_{\text{р}} \tau_i$) равны между собой [частный случай — однородный диэлектрический материал, сравните выше — примечание к (4.34)]. Более точны эти формулы при достаточно высоких частотах, когда миграционные потери уже не проявляются.

Фактические зависимости $\lg \delta^*$ и $\epsilon_r^{**} \operatorname{tg} \delta^*$ от соотношения композиционного материала частоты, температуры и других факторов могут быть весьма различными. Так, на рис. 4.38, а, б для смесей двух диэлектрических жидкостей: неполярной — бензола (ср. рис. 3.17, в) и сильнополярной — нитробензола (ср. рис. 3.24) даны вполне соглашающиеся с изложенными в § 3.7 закономерностями для статистических смесей концентрационные зависимости ϵ^* , имеющие аномальный характер концентрационные зависимости $\operatorname{tg} \delta^*$. На кривых $\operatorname{tg} \delta^*$ наблюдаются максимумы, высота которых много больше значения $\operatorname{tg} \delta$ для чистого нитробензола.

Большое практическое значение имеет вопрос о зависимости $\operatorname{tg} \delta^*$ смесей твердых полимеров с пластификаторами; последние часто представляют собой труднолетучие сильнополярные жидкости, и введение их в состав композиции, с одной стороны, сдвигает положение дипольного максимума потерь в сторону более низких температур и, с другой стороны, влияет и на высоту этого максимума (возможно снижение максимума $\operatorname{tg} \delta_{\max}^*$, несмотря даже на то, что сам пластификатор имеет большой $\operatorname{tg} \delta$). Примеры даны на рис. 4.39 и 4.40 для полярного полимера — поливинилхлорида с полярными же пластификаторами — трикрезилфосфатом и диоктилфталатом. На рис. 4.41 даны температурные зависимости $\operatorname{tg} \delta$ пентапласта с различным содержанием пластификатора.

Весьма важен также вопрос о потерях пронитанных слоистых материалов. Так, на рис. 4.42 приведена температурная зависимость $\operatorname{tg} \delta^*$ для бумаги, пронитанной маслоказанфольным компаундом (этот компаунд, представляющий собой систему неполярной жидкости — нефтяного масла и полярной смолы — канифоли, является полярным диэлектриком; рассматриваемая система представляет собой модель изоляции силового кабеля для сравнительно невысоких напряже-

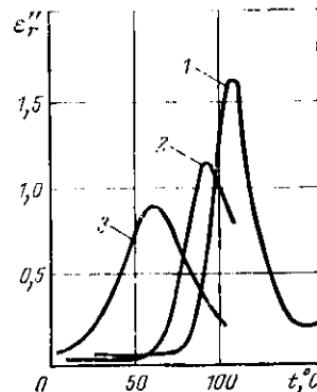


Рис. 4.40. Зависимости коэффициента диэлектрических потерь $\epsilon'' = \epsilon^* \operatorname{tg} \delta^*$ от температуры для композиций поливинилхлорида — диоктилфталат при различном содержании диоктилфталата:
1 — 0%; 2 — 4%; 3 — 18.5%.

По Реддишу (W. Reddish).

ний). Здесь отчетливо видны два дипольных максимума при 35°C определяемый иониточной массой (маслоканифольным компаундом) и при -55°C определяемый самой бумагой (клетчаткой).

В слоистой пропитанной изоляции могут наблюдаться и другие особенности закономерностей диэлектрических потерь. Таков, напри-

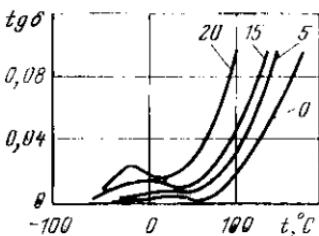


Рис. 4.41. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ пластифицированного пенгиппласта от температуры. Содержание пластификатора (дидодецилфталата) в частях на 100 частей полимера указано при кривых. Частота 50 Гц. По Г. М. Таррееву, Г. П. Казанчишу и К. О. Алтушану.

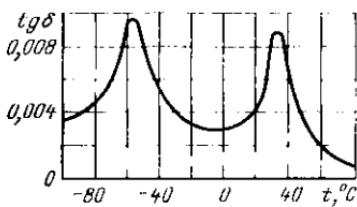


Рис. 4.42. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ пропитанной маслоканифольным компаундом бумаги от температуры. Частота 50 Гц. По И. П. Богородицкому.

мер, эффект Гартона (Ch. G. Gartron, 1939 г.). Этот эффект представляет собой изменяемость $\operatorname{tg} \delta$ от значения напряжения U в области слабых электрических полей, хотя в общем случае согласно вышеизложенному (ср. рис. 4.34) в этой области зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от U (или напряженности электрического поля E) быть не должно. Эффект Гартона наблюдается в пропитанных жидким диэлектриком бумажных конденсаторах и объясняется движением ионов или иных носителей заряда в ограниченных участках (поры бумаги; промежутки между слоями бумаги; промежутки между слоями бумаги и обкладками конденсатора). При малых значениях напряжения амплитуда колебания носителя меньше средней длины участка, на кото-

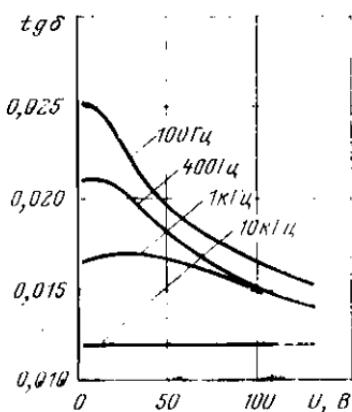


Рис. 4.43. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ пропитанного галоваксом бумажного конденсатора от приложенного напряжения различной частоты. Температура $+45^{\circ}\text{C}$. По Штофе (J. Stofa), Словацкое высшее техническое училище, Братислава, ЧССР.

ром возможно движение, и носители движутся в течение каждого полупериода переменного напряжения без соударения с барьерами. Если же напряжение увеличивается, возрастает и средняя скорость носителей, но при дальнейшем повышении U скоп-

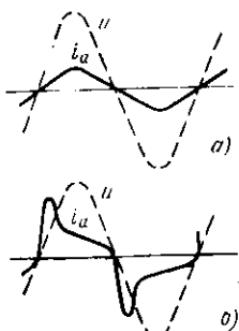


Рис. 4.44. Кривые зависимости от времени мгновенных значений напряжения u и активного тока i_a : при отсутствии эффекта Гартона (а) и при наличии этого эффекта (б). Схематически. По Г. С. Кучинскому.

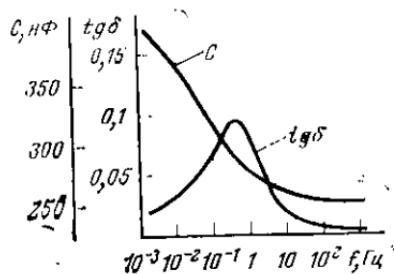
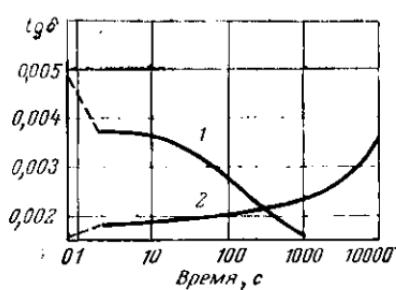


Рис. 4.45. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и емкости C бумажно-масляного конденсатора от частоты (номинальные параметры: $C = 250 \text{ пФ}$ и $\operatorname{tg} \delta = 0,003$ при $U = 500 \text{ В}$ и $f = 50 \text{ Гц}$). По Гартнеру (E. Gartner) и Тобазеону (R. Tobazéon).

рость уже не может более возрастать, так как в каждом полупериоде носители приходят в соударение с барьерами, у которых и задерживаются до изменения полярности напряжения. Аналогично

Рис. 4.46. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ пропитанного галоваксом бумажного конденсатора, работающего под переменным напряжением 2,2 В, 120 Гц, от времени положения постоянного напряжения 120 В (кривая 1) и от времени после снятия постоянного напряжения (кривая 2). Температура +70°C. По Штраффу.



и повышение частоты напряжения, т. е. сокращение времени полупериода, должно приводить к уменьшению $\operatorname{tg} \delta$, т. е. аномальному снижению потерь при повышении частоты.

Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты переменного напряжения представлена на рис. 4.43. При наличии эффекта Гартона нарушается и синусоидальность активного тока в конденсаторе при условии сину-

сопротивимости приложенного напряжения (рис. 4.44, а, б). При дальнейшем снижении частоты значение $\operatorname{tg} \delta$, пройдя через максимум, вновь уменьшается, в то время как емкость конденсатора при уменьшении частоты монотонно увеличивается (рис. 4.45). Ян Штофа, подробно исследовавший эффект Гартона, показал, что наложение постоянного напряжения на приложенное к бумажному конденсатору малое переменное напряжение приводит к снижению $\operatorname{tg} \delta$, т. е. к частичному подавлению эффекта Гартона (рис. 4.46 и 4.47).

К. М. Поливанов отметил, что при наличии эффекта Гартона, когда имеется «скрытая целичность», неприменимы преобразования Гильберта — Крамерса — Кронига.

Рассмотрение эффекта Гартона — теоретически интересного и в ряде случаев имеющего большое практическое значение явления — может быть представлено как дальнейшее развитие сведений о миграционной поляризации диэлектриков и движении в диэлектрике носителей зарядов, обладающих инерцией [см. (4.61)].

Задачи к главе четвертой

4.1. Диэлектриком плоского конденсатора является гетинакс. Параметры этого материала (для случая воздействия электрического поля, направленного поперек слоев):

удельное объемное сопротивление 10^{11} Ом·м, диэлектрическая проницаемость 8, $\operatorname{tg} \delta = -0,1$. Толщина диэлектрика 1 мм; обкладки конденсатора квадратные 500×500 мм.

Определите полные и удельные потери мощности в диэлектрике для трех случаев:

1) приложенное к конденсатору напряжение постоянное 1 кВ;

2) приложенное напряжение переменное 1 кВ, частота 50 Гц;

3) приложенное напряжение переменное 1 кВ, частота 10 МГц (случай практически нереальный).

4.2. Определите полные диэлектрические потери на длине 100 м коаксиального кабеля, изображенного на рис. 1.9 (см. задачу 1.6), а также удельные диэлектрические потери в трех точках изоляции этого кабеля, указанных в условиях задачи 3.15. Рабочее напряжение кабеля 1 кВ, частота 1 МГц. Параметры полизтилена: диэлектрическая проницаемость 2,3; $\operatorname{tg} \delta = 0,0005$.

4.3. Рассчитайте значения



Рис. 4.47. Зависимости $\operatorname{tg} \delta$ пропитанного галоваксом бумажного конденсатора от переменного напряжения частотой 1 кГц при различных значениях наложенного постоянного напряжения. Температура $+70^{\circ}\text{C}$. По Штофе.

$\operatorname{tg} \delta$ при частотах 50 Гц и 50 кГц для нефтяного конденсаторного масла, имеющего удельное сопротивление 10^{14} Ом·м и диэлектрическую проницаемость 2,2.

4.4. Постройте диаграмму Коуа — Коула для полибутилметакрилата, считая заданными графики частотных зависимостей ϵ_r и $\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$ этого материала (см. рис. 4.14).

4.5. Считая заданным один из рис. 3.15, б или в (по вашему выбору), постройте [в осях частота (в логарифмическом масштабе) — температура] график, точки которого соответствуют максимуму в температурно-частотных зависимостях $\operatorname{tg} \delta$ для поливинилацетата.

Вариант задания, требующий больше времени для выполнения, но дающий более наглядный результат: вырезав листы картона, верхний край которых соответствует графикам рис. 3.15, б и в, и сделав в них надрезы, изготовьте пространственную диаграмму, в которой по двум горизонтальным осям отложения соответственно температура и частота, а по вертикальной оси — значения $\operatorname{tg} \delta$.

Глава пятая

ТЕРМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКОВ

5.1. Нагревостойкость диэлектриков [Общие положения]

Температура в очень большой степени влияет на самые разнообразные свойства: электрические параметры, механическую прочность, твердость, вязкость, эластичность, растворимость и растворяющую способность, способность вступать в те или иные химические реакции и многие другие свойства любого вещества. В частности, свойства электронизоляционных материалов и конструкций при изменении температуры в широких пределах претерпевают существенные изменения, определяющие самую возможность использования этих материалов. Практически важные качественные показатели электрической изоляции при повышении температуры в большинстве случаев ухудшаются. Поэтому исключительное значение приобретает вопрос о способности электрической изоляции в том или ином конкретном выполнении выдерживать повышенную температуру без существенного уменьшения эксплуатационной надежности,ными словами, вопрос о наивысшей допустимой рабочей температуре изоляции.

Как уже отмечалось во введении к книге, возможность повышения рабочей температуры электрической изоляции чрезвычайно важна. В электрических машинах и аппаратах увеличение допустимого превышения температуры, которое в подавляющем большинстве случаев лимитируется именно материалами электрической изоляции, дает возможность получить более высокую мощность в неизменных габаритах или при сохранении мощности достигнуть уменьшения габаритных размеров, массы и стоимости изделия, причем снижается и удельный расход проводниковых и магнитных материалов, в частности дефицитных цветных металлов. Повышение рабочей температуры особо важно для тяговых и крановых электродвигателей, самолетного электро- и радиооборудования и других передвижных устройств, где вопросы уменьшения масс и габаритных размеров выступают на передний план. Не менее важно и то, что применение материалов, допускающих работу при более высоких температурах, при температурах ниже допустимых (т. е. неполное использование допустимого нагрева), открывает широкие возможности для повышения надежности и обеспечения бесперебойности работы устройства. С вопросами допустимой температуры теснейшим образом связаны вопросы пожаро- и взрывобезопасности, в ряде случаев (например, масляные хозяйства электрических подстанций, электрооборудование для нефтяной, газовой и угольной промышленности) приобретающие особое значение. Наконец, в электрических печах и нагревательных приборах, в электросварочной аппаратуре высокая рабочая температура изоляции неизбежна.

Многие электроизоляционные материалы, обладающие при невысоких температурах весьма цепными свойствами, например: благоприятными электроизоляционными параметрами и механическими характеристиками, влагостойкостью, не смогли получить широкого применения именно вследствие низкой допустимой рабочей температуры.

Каким же образом должны подходить к уточнению понятия допустимой рабочей температуры электрической изоляции? При повышении температуры в электроизоляционных материалах протекает ряд процессов, изменяющих их свойства. Эти процессы, определяемые прежде всего химическим составом и условиями работы изоляции в температурном поле, могут быть весьма раз-

личными. Прежде всего при сохранении высокой механической прочности, неизменности геометрических размеров и формы изделия электроизоляционные свойства материала могут ухудшаться настолько, что это само по себе ограничит допустимую рабочую температуру материала. Например, обычный электротехнический фарфор и многие стекла даже при умеренном повышении температуры сильно снижают электроизоляционные свойства. Но и механические и другие общие физические свойства диэлектриков также могут ухудшаться при действии повышенной температуры. Так, у твердых электроизоляционных материалов при нагревании можем наблюдать расплавление или (у аморфных веществ) постепенное размягчение или резкое снижение механической прочности, изменение размеров и формы изделия; процессы окисления (при доступе кислорода, у органических веществ) до полного горения включительно; дополнительную полимеризацию, которая приводит к снижению эластичности и появлению жесткости, что приводит (особенно при одновременном воздействии ударов и вибраций, а также при повторяющихся тепловых расширениях и сокращениях - при циклических изменениях температуры) к образованию трещин, отслаиванию покрытий от подложек и т. д. Однако в ряде случаев вместо полимеризации при нагреве, наоборот, может проявляться деструкция полимерных молекул, что также неблагоприятно оказывается на механических свойствах материала. Эти процессы могут быть либо обратимыми, либо необратимыми. Частично они проявляются уже при кратковременном повышении температуры, частично - лишь при длительном нагревании; во втором случае имеем дело с тепловым старением изоляции. Кроме того, особенно у хрупких материалов (например, стекла, керамики) может наблюдаться повреждение (растрескивание) изделия при резкой смене температур (термоударах).

Способность электроизоляционного материала (или электроизоляционной конструкции) без повреждения и без существенного ухудшения практически важных свойств выдерживать воздействие повышенной температуры как кратковременно, так и длительно (в течение времени, сравниваемого с нормальной продолжительностью эксплуатации данного изделия), называется нагревостойкостью.

5.2. Способы определения нагревостойкости

Из сказанного выше следует, что не может быть какого-то единого, пригодного для различных материалов, применяемых в электрической изоляции, способа экспериментального или расчетного определения нагревостойкости. Важнейшие применяемые на практике методы определения нагревостойкости электроизоляционных материалов [11, 21, 24] могут быть разделены на следующие группы.

Способы определения температуры деформации (теплостойкости). Эти способы применимы к аморфным материалам или их композициям с кристаллическими материалами. Сущность этих способов сводится к тому, что образец подвергается воздействию определенного механического усилия (собственный вес, центробежная сила, вдавливание в образец твердого предмета, изгибающий или скручивающий момент); размеры и форма применяемой аппаратуры и образцов нормируются. Температура образца поднимается с определенной скоростью; отмечается та температура, при достижении которой наблюдается некоторая критическая деформация. Таковы способ кольца и шара, способ Мартенса, определение температуры искривления по ASTM, способа Викá (Vicat) и др.

Все эти способы являются в значительной степени условными, так как механическое напряжение и критическая деформация выбираются произвольно. Кроме того, произвольным является и устанавливаемый при данном типе испытания темп подъема температуры, так как у аморфных тел деформация сильно зависит от времени приложения механической нагрузки. При возрастании скорости подъема температуры получаются преувеличенные значения температуры деформации, так как деформация образца не будет успевать достигать тех значений, которые получаются при нормированной скорости подъема температуры. Наоборот, критическая деформация может быть достигнута при более низкой температуре за счет увеличения времени воздействия последней.

Способы определения температуры возгорания. К этим способам принадлежат: определение огнестойкости и жаростойкости, определение температуры загорания (различные способы), стандартные испытания установочных изделий и эмалированных проводов на огнестойкость, определение температуры вспышки и температуры воспламенения жидких диэлектриков и т. п.

Сущность способов этой группы сводится к тому, что образец в определенных условиях подвергается нагреванию (постепенное повышение температуры, соприкосновение с раскаленным предметом или с пламенем горелки и пр.); критерием разрушения является факт загорания самого материала или смеси с воздухом его паров или выделенных им газов или же продолжительность горения после прекращения контакта с нагревателем и характер повреждений образца.

Способы определения дугостойкости, искростойкости и трекинг-стойкости. Сущность способов этой группы сводится к тому, что на образец воздействует электрическая дуга или искра (причем отмечается, например, количество последовательных дуг, рассеянная дугами энергия) до видимого повреждения образца или, в наиболее характерных для данной группы способах, до образования проводящего следа («трека») на поверхности материала, подвергающейся воздействию дуги.

Выделение углистых веществ (карбонизация, пиролизование) при действии электрической дуги на твердые электроизоляционные материалы или на изоляционные жидкости (важно для выключателей с жидкостным заполнением) связано с содержанием углерода: чем выше содержание углерода, тем легче подвержен материал карбонизации. Сравнивая ароматические углеводороды с нафтеновыми и алифатическими, легко видеть, что первые более богаты углеродом. Так, массовое содержание углерода в бензole C_6H_6 — 92,3%, в гексаметилене C_6H_{12} — 85,7% и в гексане C_6H_{14} — 83,7%. В прямую связь с этим должна быть поставлена легкая «коксемость» фенопластов, в молекулах которых содержатся ароматические кольца, и высокая склонность к образованию коноти масел с большим содержанием ароматики.

Способы определения стойкости к термоударам. Сюда относятся различные приемы испытания стекол и керамики, определение теплопроводности фарфоровых изоляторов и т. д. Эти способы характеризуются воздействием на материал или изделия резких смен температур (термоударов) до образования трещин; могут применяться дополнительные испытания (электрических свойств и т. д.).

При внезапном нагреве или охлаждении снаружи предмета из стекла или другого хрупкого материала вследствие неравномерного распределения температур в наружном слое материала прежде всего возникают температурные напряжения, которые могут явиться причиной растрескивания материала (рис. 5.1). Легко видеть, что при быстром нагреве поверхностный слой материала стремится расширяться, в то время как внутренние слои еще не успели прогреться и в сечении xx создаются напряжения сжатия. Если же термоудар имеет характер внезапного охлаждения поверхности, то вследствие теплового сокращения поверхностного слоя создается тенденция к отрыву друг от друга соседних участков поверхностного слоя. Так как у стекол и керамики прочность при растяжении много меньше, чем прочность при сжатии, внезапное внешнее охлаждение более опасно для стекла, чем внезапный нагрев.

Большое значение для стойкости к термоударам имеет значение ТК длины материала ($TK\,l$).

Передко вводят параметр Шотта — Винкельмана (O. Schott, A. Winkelmann, 1894 г.) — коэффициент K , определяющий относительную стойкость материала к термоударам:

$$K = \frac{\sigma_p}{\alpha E} \sqrt{\frac{\lambda}{Dc}} = \frac{\sigma_p}{\alpha E} V y, \quad (5.1)$$

где σ_p — прочность при растяжении; α — ТК длины; E — модуль упругости; λ — коэффициент теплопроводности; D — плотность; c — удельная теплоемкость; y — коэффициент температуропроводности ($y = \lambda/Dc$).

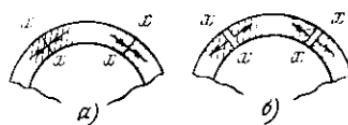


Рис. 5.1. Возникновение температурных напряжений в поверхностном слое стекла при термоударах.
а — случай быстрого нагрева поверхности; б — случай быстрого охлаждения поверхности.

Из (5.1) видно, что стойкость материала к термоударам возрастает с увеличением коэффициента температуропроводности и с уменьшением ТК l . Для приблизительной оценки «импульсной нагревостойкости» материалов определенного типа (например, стекол) можно брать просто величину $1/\alpha$, обратную ТК l , так как прочие, кроме α , величины, входящие в (5.1), изменяются для различных стекол лишь в ограниченных пределах.

Стеклянное изделие разрушается при резком изменении температуры на значение, равное

$$\Delta T = \Lambda K; \quad (5.2)$$

параметр Λ зависит от знака ΔT и от формы и размеров изделия (Λ примерно обратно пропорционально квадратному корню из толщины изделия), но не зависит от состава стекла; параметр K определяется физико-механическими свойствами стекла, т. е. его составом и технологией изготовления.

Стойкость стекла к термоударам сильно снижается при наличии неоднородностей, а также дефектов поверхности (например, царапин), что легко объясняется теорией прочности хрупкого тела. Травление поверхности стекла плавиковой кислотой повышает стойкость стекла к термоударам; так же действует и закалка.

Примерные значения ТК l ряда материалов — см. табл. 5.2 (§ 5.5).

Испытания на тепловое старение. Сюда принадлежат многие стандартизованные или известные из различных литературных источников способы испытаний. Сущность большинства этих способов испытания сводится к тому, что исследуемые образцы помещаются в специальные пикафы или камеры, в которых и выдерживаются в течение определенных промежутков времени при повышенной температуре. Помимо воздействия нагрева, может даваться одновременное воздействие других факторов: механических нагрузок, в частности вибрационных; воздействие влажности, масла и различных органических растворителей, различных химических реагентов — кислот, щелочей, озона и других (в частности, катализаторов старения, например, меди или других металлов при испытании на старение нефтяных масел); электрического поля; облучения, особенно ультрафиолетовым светом и др. Сочетание выбираемых старящих факторов и интенсивности последних соответствует тем особенностям в нововведении электроизоляционного материала, которые должны быть выяснены данными исследованиями, или же эксплуатационному режиму, в котором работает материал.

После воздействия старящих факторов в течение того или иного промежутка времени исследуются свойства материала, отменяются изменения внешнего вида образца (например, изменение цвета, деформация, появление трещин). Результаты испытаний после старения сравниваются с результатами испытаний контрольных образцов, не подвергавшихся старению. Еще более наглядную картину старения дает непрерывный, без изъятия из термостата, контроль за параметрами образцов материалов.

В ряде случаев весьма полезно снятие и последующее изучение зависимостей от времени старения или от постепенно повышающейся температуры массы образца (термогравиметрический анализ), учет количества теплоты экзотермических или эндотермических реакций в материале, рассмотрение инфракрасных спектров и т. п.

Резкое снижение эластичности при тепловом старении у целого ряда органических материалов во многих случаях является весьма

рении сульфатной целлюлозы лежит малая степень деструкции молекул целлюлозы при щелочной варке; наглядным показателем глубины старения целлюлозной изоляции является вязкость медно-аммиачных растворов целлюлозы, непосредственно связанная с длиной молекул: как известно, чем больше молекулярная масса растворенного полимера, тем (при той же концентрации) выше вязкость раствора.

Нагревостойкость линейных полимеров, полученных разными режимами, различна. При быстрой полимеризации в условиях воздействия, например, нагрева, радиации, наличия катализаторов «период активации» сокращается, быстро образуется множество очагов полимеризации и получающиеся цепочки полимерных молекул должны быть сравнительно короткими. Напротив, при медленной полимеризации получаются продукты с более высокими средней молекулярной массой и температурой размягчения.

Высокой температурой размягчения обладают линейные полимеры, содержащие в главной цепи бензольные кольца.

Важен вопрос о влиянии на температуру размягчения и на растворимость линейных полимеров наличия боковых групп, присоединенных к основной цепочке молекулы. Такие боковые группы могут создавать затруднения в перемещении молекул относительно друг друга. Однако при этом можем получать и увеличение рыхлости упаковки молекул за счет увеличения среднего расстояния между осьями цепочек; наиболее простое предположение о том, что увеличение размера боковых групп должно всегда повышать температуру размягчения, оправдывается не всегда — укрупнение боковой группы может и снизить нагревостойкость. Большего влияния боковых групп на повышение нагревостойкости следует ожидать при дипольном характере боковых групп, увеличивающем силы взаимодействия между ними. Церезины имеют более высокую нагревостойкость по сравнению с парафинами, так как первые не только имеют более высокую среднюю молекулярную массу, но и более разветвленную структуру углеродного скелета молекулы.

Таким образом, в тех случаях, когда требуются сравнительно высокие рабочие температуры и должно быть исключено размягчение вещества, следует выбирать пространственные полимеры. Однако, если требуется дли-

тельное сохранение мягкости и эластичности, предпочтительнее спивающиеся полимеры линейного строения. Процессы спивания молекул, т. е. развития пространственной структуры, если только они возможны в данном веществе, имеют тенденцию продолжаться в изоляции и в процессе ее эксплуатации при длительном нагреве.

Сказанное выше еще раз подтверждает положение о том, что не может существовать какой-то единый способ определения нагревостойкости; более того, при определении нагревостойкости мы неминуемо сталкиваемся с серьезными противоречиями. Так, более нагревостойкие (с точки зрения кратковременной нагревостойкости, например, при определениях способами кольца и шара, Мартенса и им подобным — см. выше) вещества могут оказаться обладающими худшими характеристиками при испытании на тепловое старение и наоборот.

В технике пластических масс горячей прессовки выбор в качестве связующего линейного или пространственного полимера определяет собой как технологические особенности процесса прессовки (охлаждение в пресс-форме или вне ее, возможность использования отходов прессовки), так и свойства готового изделия. Именно линейные полимеры лежат в основе сохраняющих способность размягчаться при нагреве термопластичных масс; пространственные же полимеры образуют связующее в практически неплавких термореактивных массах.

В свою очередь, структура полимера определяется строением простейших исходных веществ. Если исходные молекулы имеют всего по две реактивных точки, пространственная структура принципиально невозможна; получается лишь цепочка из последовательно соединенных друг с другом звеньев двухвалентных групп, т. е. линейная структура. Если же хотя некоторые исходные вещества обладают реактивностью не менее трех, имеются основания для получения пространственной структуры.

При больших расстояниях между спивающими мостиками свойства пространственных полимеров начинают приближаться к свойствам линейных полимеров, т. е. кратковременная нагревостойкость понижается. Наоборот, при многочисленных и близко друг к другу расположенных мостиках полимер становится более высокоплавким и твердым.

Нередко менее симметричные по построению молекул исходные вещества дают более твердые и более нагревостойкие полимеры.

Наличие в линейном полимере двойных связей между соседними углеродными атомами, т. е. неизредельность этого соединения, способствует образованию пространственной структуры за счет разрыва одной из двойных

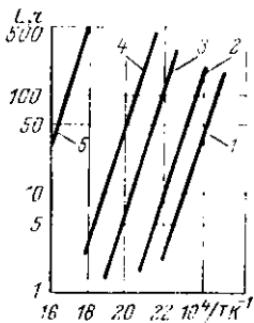


Рис. 5.2. Продолжительность старения пленок различных лаков до появления трещин при изгибе («термоэластичность») в функции температуры старения.

1 — масляно-битумный лак; 2 — масляно-глифталевый лак; 3 — полизинафенилполиксипновый лак; 4 — полиметилфенилполиксановый лак; 5 — полимиидный лак.

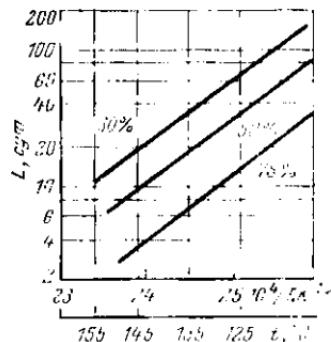


Рис. 5.3. Термическое старение хлопчатобумажной ткани. Зависимость продолжительности старения хлопчатобумажной ткани до определенного значения остаточной прочности при растяжении (в процентах исходного значения) от температуры старения.

связей (π -связи). Поэтому полимеры с двойными связями обладают повышенной склонностью к тепловому старению.

Введение в состав «обычных» (содержащих лишь углерод и водород, иногда кислород и азот) органических диэлектриков таких химических элементов, как галогены (хлор и особенно фтор), кремний, фосфор, алюминий и другие металлы (получение так называемых элементоорганических соединений), во многих случаях дает существенное повышение нагревостойкости.

Однако следует отметить, что за последние годы получены и некоторые чисто органические полимерные материалы, обладающие необычно высокой для органи-

ческих веществ нагревостойкостью, например полиимиды и полигидантонны. Применение полиимидов, иногда в комбинации с фторорганическими и подобными им материалами, в технике электрической изоляции весьма перспективно.

При прочих равных условиях скорость теплового старения органических и элементоорганических полимеров значительно возрастает при повышении температуры старения, подчиняясь общим закономерностям температурного изменения скорости химических реакций (тео-

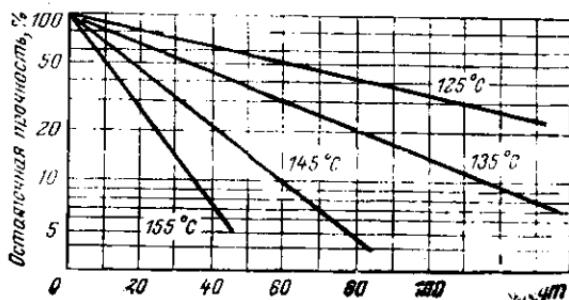


Рис. 5.4. Зависимость остаточной прочности при растяжении (в процентах исходного значения) хлопчатобумажной ткани от времени старения при различных температурах.

рия Аррениуса). Продолжительность старения (время жизни) L (считая по моменту снижения механической прочности или другой аналогичной характеристики материала до заданной доли ее начального значения) связана с абсолютной температурой старения T зависимостью вида

$$\lg L = A/T + B, \quad (5.3)$$

где A и B — постоянные для данного материала и данных условий старения.

Таким образом, зависимость L (в логарифмическом масштабе) от обратной абсолютной температуры старения должна выражаться прямой линией (рис. 5.2). В большинстве случаев наклон этих прямых таков, что уменьшение L в 2 раза соответствует повышению температуры старения на 8–12 К — в среднем 10 К («правило десяти кельвинов»).

На рис. 5.3, 5.4 приведены данные для теплового старения хлопчатобумажной ткани.

Аналогичные зависимости наблюдаются для срока жизни (т. е. продолжительности работы до выхода из строя) изоляции электрических машин и других электроизоляционных конструкций.

На рис. 5.5 представлены (также в масштабах обратной термодинамической температура — время жизни) такие зависимости для обмоток из эмалированных про-

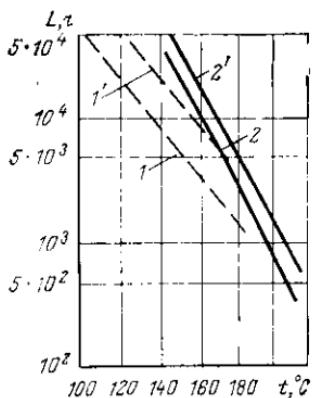


Рис. 5.5. Зависимости времени жизни от температуры (температура дана в масштабе обратных термодинамических температур) для обмоток из эмалированных проводов с изоляцией из эпоксидного лака (кривые 1 и 1') и из полиэфирного лака (кривые 2 и 2'). По Бранкато, Джонсону и Кэмбеллу (E. L. Brancato, L. M. Johnson, F. J. Campbell).

1 и 2 — непропитанные обмотки; 1' и 2' — обмотки, пропитанные в фенольном лаке.

В графиках зависимости от времени тех или иных параметров материалов при тепловом старении могут наблюдаться участки как понижения, так и повышения этих параметров — особенно в области малых времен старения. Примеры даны на рис. 5.6 (здесь отчетливо

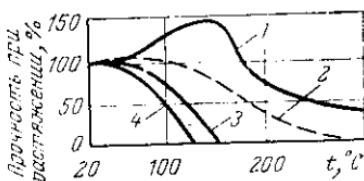


Рис. 5.6. Зависимость прочности при растяжении (в процентах начального значения) неорганических и органических волокнистых материалов от температуры теплового старения в течение 1 мес. По Б. М. Тарееву.

1 — бесщелочное стекловолокно; 2 — асбестовая пряжа; 3 — вискозный шелк; 4 — натуральный шелк.

водов, причем эти обмотки были либо не пропитаны, либо пропитаны лаком. Видно влияние пропитки на повышение времени жизни обмотки.

В ряде случаев уравнение (5.3) описывает лишь общий, усредненный характер протекания теплового старения в течение достаточно продолжительного времени.

В ряде случаев уравнение (5.3) описывает лишь общий, усредненный характер протекания теплового старения в течение достаточно продолжительного времени.

видна более высокая нагревостойкость неорганических материалов по сравнению с органическими) и 5.7.

Весьма большое значение имеет вопрос о воздействии на диэлектрические материалы, помимо повышенной температуры, также и повышенной влажности (о влиянии влажности на материалы — см. гл. 7). Одновременное воздействие повышенных температуры и влажности на полиэтилен-терефталат, способный к гидролизу полимер, существенно ускоряет старение.

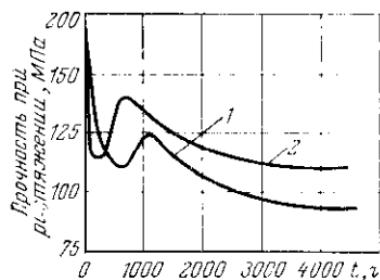


Рис. 5.7. Зависимость прочности при растяжении полимидных пленок с фторорганическим покрытием от времени старения при 200°C. По И. М. Плетневой, Ю. Т. Ларину и Б. М. Таресеву.

1 — покрытие одностороннее; 2 — двустороннее.

Из сказанного следует, что вопросы нагревостойкости электроизоляционных материалов, даже представляющих собой химически индивидуальные и однородные вещества, весьма сложны. Еще сложнее вопросы нагревостойкости композиционных материалов, а в электроизоляционной технике часто приходится иметь дело с композициями различных диэлектриков — с наполненными и пропитанными материалами, со слоистой

изоляцией и т. п. Как будет показано далее, здесь иногда сказываются совершенно неожиданные на первый взгляд влияния на нагревостойкость системы ее отдельных компонентов, а также соприкасающихся с изоляцией проводниковых металлов, газообразных и жидких сред. В ряде случаев получают большое значение адгезионные явления на поверхностях раздела фаз; каталитические воздействия одиних компонентов или накапливающихся продуктов начавшегося теплового старения этих компонентов на тепловое старение других компонентов; изменение взаимной растворимости различных материалов в функции температуры и т. д. Существенно для протекания процессов теплового старения наличие замкнутого пространства с сохранением в газообразной или жидкой среде продуктов старения или регулярного удаления этих продуктов.

Приведем пример, показывающий, насколько сложны многие вопросы, связанные с воздействием на изоляцию повышенной температуры. Бумажные конденсаторы с прониткой хлорированными углеводородами (аскарелами и т. п.) при повышенной рабочей температуре быстро выходят из строя, если они имеют алюминиевые электроды и работают в цепи постоянного тока или если они имеют электроды из оловянной фольги и работают при переменном токе. Две другие комбинации (алюминиевые электроды при переменном токе и оловянные при постоянном) обеспечивают более высокую стабильность. Объяснение этого сводится к следующему: при постоянном токе имеет место электрохимический процесс, связанный с отщеплением хлористого водорода HCl и образованием хлористого алюминия $AlCl_3$, который вызывает каталитическое разложение пропиточного состава; положительный электрод подвергается особо сильной коррозии. Эти явления могут быть ослаблены добавлением к пропиточной массе небольшого количества стабилизатора (например, антрахинон, паранитрол-хлорбензол), который способствует восстановлению повреждаемой оксидной пленки на поверхности алюминия. При переменном токе олово ведет себя хуже, чем алюминий, который оказывается защищенным оксидной пленкой. Для конденсаторов переменного тока с оловянной фольгой стабилизатором является сера.

Во многих случаях в качестве отправной точки для суждения о работе при повышенных температурах сложной (композиционной) электрической изоляции удобно использовать схему, представленную на рис. 5.8. В ряде практических случаев эта схема усложняется; иногда точнее отвечает действительности схема со слоистой fazой ϑ и т. д.

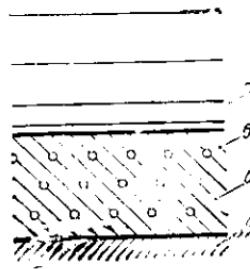


Рис. 5.8. Модель для рассмотрения нагревостойкости сложной изоляции.

a — проводниковый материал (металлическая подложка изоляции); b — аморфная фаза наполненной системы (связующее или пропитывающее вещество); ϑ — наполнитель или, в случае пронитанной полокислотой изоляции, полокислотный материал; g — газообразная или жидккая соунижающаяся среда. По Б. М. Тарееву.

Крайне важно для оценки нагревостойкости сложной изоляции следующее положение: на нагревостойкость изоляции оказывают влияние все четыре фазы: *a*, *b*, *v* и *g*.

У аморфных органических материалов, как, например, смолы, лаки, компаунды, при комбинировании их с наполнителями, в особенности с неорганическими материалами, нагревостойкость часто повышается. В виде

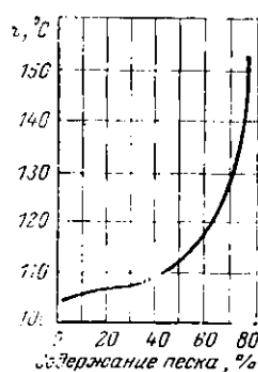


Рис. 5.9. Зависимость температуры размягчения (по кольцу и шару) для битума с добавкой кварцевового песка от содержания (по массе) песка в смеси. По Б. М. Тарееву.

Пластмассы с асбестовым или стекловолокнистым наполнением значительно более нагревостойки, чем пластмассы на основе того же органического связующего, но с наполнением хлопчатобумажным волокном, бумагой или древесной мукой; для различных пластмасс как с термопластичными, так и с термореактивными связующими наблюдается различие и при тепловом старении.

На рис. 5.10 показано влияние на нагревостойкость полимера (полибутилентерефталата) добавок наполнителей: волокнистого (стекловолокно) и порошкового (тальк); видно, что одно и то же количество введенного волокнистого наполнителя дает значительно большее повышение кратковременной нагревостойкости по сравнению с порошковым наполнителем.

В ряде случаев, когда наполнение повышает нагревостойкость и механическую прочность системы, имеем интенсивные поверхностные явления на поверхности раздела аморфной среды и наполнителя. Так, в мика-

примера укажем на введение в компаунды в качестве наполнителя кварцевого песка; помимо повышения теплопроводности, что было первоначальной целью при разработке таких композиций (см. § 5.5), получаем одновременно повышение вязкости и нагревостойкости системы. На рис. 5.9 даны значения температуры размягчения (по кольцу и шару) системы битум — кварц при различном процентном содержании последнего; отчетливо видно повышение нагревостойкости за счет наполнителя. Пластмассы с

стекловолокнистым наполнением

значительно более нагревостойки, чем пластмассы на

основе того же органического связующего, но с наполнением хлопчатобумажным волокном, бумагой

или древесной мукой; для различных

пластмасс как с термопластичными, так и с термореактивными связующими наблюдается различие и при тепловом старении.

На рис. 5.10 показано влияние на нагревостойкость

полимера (полибутилентерефталата) добавок наполните-

лей: волокнистого (стекловолокно) и порошкового

(тальк); видно, что одно и то же количество введенного

волокнистого наполнителя дает значительно большее

повышение кратковременной нагревостойкости по срав-

нению с порошковым наполнителем.

В ряде случаев, когда наполнение повышает нагревостойкость и механическую прочность системы, имеем интенсивные поверхностные явления на поверхности раздела аморфной среды и наполнителя. Так, в мика-

лексе стекло частично растворяет поверхностные слои слюдяной крошки. Адсорбционная способность асбеста по отношению к битумам и смолам очень велика, так что и здесь имеем тесное сродство двух фаз.

Во многих случаях повышение нагревостойкости, критерием которого является улучшение как механических, так и диэлектрических характеристик материала при повышенных температурах, может быть связано с возрастанием вязкости аморфного вещества при введении в него другого мелко диспергированного вещества, т. е. наполнителя. Сами по себе значения механической прочности и нагревостойкости компонентов еще не определяют непосредственно значения тех же характеристик наполненной системы, например, для получения хороших результатов нужно удачное сочетание связующего и наполнителя и при этом существенное значение имеет полярность обеих фаз, возможность каталитических влияний наполнителя на реакции, которые могут протекать в связующем, а также размеры и форма (относительная развитость поверхности частиц наполнителя и т. п.). Необходимо учитывать и различие в значениях T_{KI} различных компонентов сложной изоляции и изолируемых металлических деталей.

Помимо наполнителей большое значение для нагревостойкости композиционной изоляции имеют сиккативы, ингибиторы и пластификаторы. Сиккативы имеют большое значение для ускорения сушки, например высыхающих масел; однако их действие, хотя и в замедленном темпе, проявляется и при эксплуатации изоляции, поэтому введение сиккативов существенно снижает термоэластичность лаков, т. е. приводят к повышению хрупкости и ухудшению сцепления с подложкой. Действие ингибиторов обратно действию сиккативов; при эксплуатации изоляции они замедляют тепловое старение масляных лаков, нефтяных масел, резиновых смесей и т. п. Пластификаторы добавляются к твердой фазе

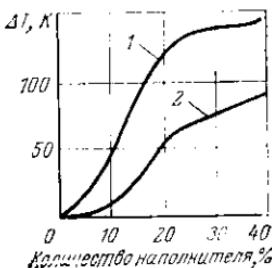


Рис. 5.10. Повышение нагревостойкости (по методу ASTM) полибутилентерефталата при введении наполнителей: стекловолокна (кривая 1) и талька (кривая 2). По Такемори (М. Т. Такемори).

для улучшения эластичности и мягкости изоляции; законы совмещаемости пластификаторов в основном сходны с законами растворимости. При пластификации происходит уменьшение механической прочности и твердости, увеличение гибкости и относительного удлинения при разрыве, снижение температуры размягчения и ухудшение диэлектрических свойств, особенно при повышенной температуре — последнее за счет снижения вязкости и облегчения процессов миграции ионов и ориентации полярных молекул; к тому же многие пластификаторы сами по себе обладают спирнополярными свойствами.

Металлическое основание (компонент a , рис. 5.8) также может иметь значение для нагревостойкости изоляции. Так, нагревостойкость лака зависит от его адгезионной способности по отношению к подложке, что, в свою очередь, зависит от материала подложки и состояния ее поверхности. Кроме того, металл (или же слой оксидов на его поверхности) может оказывать каталитическое влияние на старение изоляции. Например, медь, железо, свинец оказывают сильное каталитическое действие на тепловое старение минерального изоляционного масла в условиях даже ограниченного доступа кислорода. В ряде случаев лаковые пленки на алюминии дают термоэластичность большую, чем на меди, вследствие повышенной адгезии к оксидной пленке, имеющейся на поверхности алюминия.

Важное значение может иметь и фаза g (рис. 5.8). Достаточно указать на то, что многие из процессов теплового старения органической изоляции являются процессами окислительными, вызываемыми воздействием кислорода воздуха, причем может иметь значение не только воздух, граничащий навне с изоляцией, но и воздух, включенный в виде примесей в твердую изоляцию или растворенный в изолирующей жидкости. Особенно вредно может быть действие озонированного воздуха, причем действие озона также более резко сказывается при повышенных температурах. В атмосфере центрального газа нагревостойкость изоляции может повышаться. Так, благодаря азотной защите масла в маслонаполненных трансформаторах с твердой органической изоляцией они могут выдерживать значительные перегрузки. В машинах с водородным охлаждением также имеется основание для повышения температуры изоляции.

5.4. Классы нагревостойкости электрической изоляции

Согласно ГОСТ 8865-70 предусматривалось в соответствии с рекомендациями Международной электротехнической комиссии (МЭК) разделение электроизоляционных материалов для электрических машин, трансформаторов и аппаратов на указанные ниже классы нагревостойкости, для которых фиксируются наибольшие допустимые рабочие температуры при использовании этих материалов в электрооборудовании общего применения, длительно (в течение ряда лет) работающего в нормальных для данного вида электрооборудования эксплуатационных условиях. При этих температурах обеспечиваются технико-экономически целесообразные сроки службы этого электрооборудования. В особых случаях (электрооборудование с весьма коротким сроком службы) возможно повышение указанных в табл. 5.1 рабочих температур соответствующих электроизоляционных материалов.

К классу Y относятся, в частности, волокнистые материалы на основе целлюлозы и шелка (например, пряжа, ткани, ленты, бумага, картоны, древесина), если они не пропитаны и не погружены в жидккий электроизоляционный материал. Те же самые органические волокнистые материалы, если они работают в горячей изоляции, будучи пропитаны лаками или компаундами, или погружеными в жидкий электроизоляционный материал и, таким образом, защищены от непосредственного соприкосновения с кислородом воздуха, который ускоряет тепловое старение этих материалов, относятся уже к классу нагревостойкости A (например, провод с хлопчатобумажной изоляцией в пропитанной лаком обмотке электрической машины или погруженной в электроизоляционное масло обмотке маслонаполненного трансформатора; лакоткани на хлопчатобумажной и шелковой основе на масляных или битумно-масляных лаках, лакобумаги на тех же лаках). К классу A относятся также ацетобутиратцеллюлозные и полиамидные пленки, литье полиамидные смолы, изоляция эмалированных проводов на масляно-смоляных и поливинилацетовых лаках и т. п.

К классу E принадлежат пластические массы с органическим наполнителем и термореактивным связующим типа фенолформальдегидных и подобных им смол (например, гетинакс, текстолит, пресс-порошки с наполнением древесной мукой), полиэтилентерефталатные пленки, эпоксидные, полиэфирные и полиуретановые смолы и компаунды, изоляция эмалированных проводов на полиуретановых и эпоксидных лаках и т. д.

Таблица 5.1. Классы нагревостойкости электроизоляционных материалов для электрических машин, трансформаторов и аппаратов

Класс нагревостойкости	Наибольшая допустимая рабочая температура, °С
Y	90
A	105
E	120
B	130
F	155
H	180
C	>180

Таким образом, к классам нагревостойкости У, А и Е относятся главным образом чисто органические электрополимерные материалы.

В более высокие классы нагревостойкости в основном входят материалы, для которых характерно наличие большого содержания неорганических составных частей. Так, к классу В относятся цециевая слюда, асбестовые и стекловолокнистые материалы в сочетании с органическими связующими и пропитывающими материалами, большинство микаритов (в том числе с бумажной или тканевой органической подложкой), стеклолакоткани, стеклотекстолиты на фенольформальдегидных термопротивных смолах, эпоксидные компаунды с неорганическими наполнителями и т. п.

К классу Г принаследуют, например, слюдяные продукты, изделия на основе стекловолокна без подложки или с неорганической подложкой, с применением органических связующих и пропитывающих материалов повышенной нагревостойкости: эпоксидных, термопротивных полиэфирных, кремнийорганических. При использовании кремнийорганических смол особо высокой нагревостойкости получаются материалы класса II.

Наконец, к классу С относятся чисто неорганические материалы совершенно без склеивающих или пропитывающих органических составов. Таковы слюда, стекло и стекловолокнистые материалы, кварц, асбест, микалеке, непропитанный асбосцемент, шифер, нагревостойкие (на неорганических связующих) микариты и т. п. Из всех органических электрополимерных материалов к классу нагревостойкости С относятся только политетрафторэтан (фторлон-4) и материалы на основе полимидов и полигидантонов (пленки, волокна, изоляция эмалированных проводов и т. п.).

Вопрос об отнесении того или иного электрополимерного материала или системы электрической изоляции к тому или иному классу нагревостойкости требует длительных и трудоемких испытаний образцов материалов на тепловое старение в условиях, наиболее приближающихся к тем условиям, в которых эти материалы будут находиться при эксплуатации. При этом особенно большое значение имеют длительные испытания макетов обмоток электрических машин или аппаратов, выполняемых по той же технологии, которая является нормальной при заводском выполнении машин или аппаратов; изготовление таких макетов, точно повторяющих выполнение элементов обмоток, например машин, аппаратов, значительно дешевле, чем производство опытных машин для проведения испытаний на тепловое старение.

Помимо описаний выше оценки электрополимерных материалов отнесением их к тому или иному классу нагревостойкости, при которой каждый материал оценивается однозначно независимо от условий (требуемое время жизни, электрическое поле, механические нагрузки, химические воздействия, облучение и другие), в которых он должен эксплуатироваться в том или ином конкретном случае применения, в последние годы все шире используется дающая более широкую и разностороннюю информацию о нагревостойкости оценка материалов в соответствии с Нормативной 216 МЭК и ее дальнейшими переназаданиями.

Сущность оценки нагревостойких материалов по МЭК (излагаем этот вопрос весьма упрощенно) сводится к следующему. Исследуемый материал (или комбинация материалов) подвергается тепловому старению при нескольких различных температурах. Старение

каждой партии образцов в специальном термостате может проводиться как при неизменной, фиксированной температуре, так и при циклических изменениях температуры по тому или иному режиму, если такой режим более характерен для предполагаемых условий эксплуатации электрической изоляции. Кроме нагрева, возможно одновременное воздействие на стареющиеся образцы электрического поля, например, механических условий, химически активных сред, радиации или в стационарном режиме, или циклически. «Конечная точка» старения определяется изменением того или иного параметра материала, который особо важен для установления работоспособности материала в данном случае.

Возможны два различных способа установления конечной точки. В первом варианте старение заканчивается при достижении какого-либо значения параметра по отношению к исходному значению этого же параметра до начала старения (например, при снижении механической прочности или же эластичности образцов до 50% исходного значения). Во втором варианте старение завершается при достижении определенного, фиксированного значения параметра, устанавливаемого независимо от исходного значения для непостаревших образцов.

По окончании испытания образцов материала на тепловое старение на основании формулы (5.3) проводится экстраполяция полученных данных в область более низких температур T и более длительных времен жизни L материала. Экстраполированная на то или другое значение L температура старения T называется температурным индексом. В большинстве случаев (например, изоляция электрических машин общего назначения) при расчете температурного индекса МЭК рекомендует выбирать время жизни $L=20\,000$ ч. Соответствующий температурный индекс обозначается буквами ТИ с записью (после косой черты) соответствующего значения T .

Если же для исследуемого материала признано желательным определить температурный индекс при L , отличном от 20 000 ч, соответствующее значение L в часах указывается в записи после букв ТИ.

Помимо определения температурного индекса, который является простейшим критерием нагревостойкости по методике МЭК, эта методика дает возможность определения различных характеристик нагревостойкости электроизоляционных материалов. Так, диапазон нагревостойкости (профиль нагревостойкости) представляет собой отрезок графика $L(1/T)$ между точками, соответствующими значениями

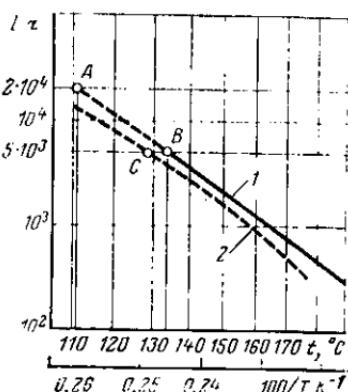


Рис. 5.11. Пример определения температурного индекса и диапазона нагревостойкости электрического материала по методике МЭК: ТИ/111; ТИ 5кч/133; ДНС 111/133(129).

1 — график $L(T)$; О — экспериментальные точки на этом графике; 2 — график нижних 95%-ных доверительных интервалов; А, В, С — точки для определения температурного индекса и диапазона нагревостойкости.

ям $L=20\,000$ и 5000 ч; при определении диапазона нагревостойкости по особо устанавливаемой методике рассчитываются также члены $95\%-ные$ доверительные интервалы для среднего времени старения образцов материала при каждой температуре; в обозначении диапазона нагревостойкости после букв ДНС записываются (через косую черту) температурные индексы для 5000 и $20\,000$ ч и (в скобках) нижний $95\%-ный$ доверительный интервал температуры для времени жизни $L=5000$ ч (рис. 5.11).

Для оценки прогресса электроизоляционной техники весьма характерно сопоставление последовательных изданий стандартов различных стран, нормирующих предельные значения допустимых рабочих температур (или превышений рабочей температуры над температурой окружающей среды) электрических машин. В раннем периоде электромашинстроения, в конце XIX в., нормы определяли наибольшее превышение температуры обмоток электрических машин в 40 К, чему соответствует (при температуре окружающей среды 35°C) максимальная температура 75°C — значение, выше кажущегося чрезвычайно низким. Еще в 30-х годах текущего столетия в стандартах всех стран не было установлено предельных температур изоляции выше 125°C (кроме класса С). В настоящее время имеются электроизоляционные материалы, допускающие весьма высокие рабочие температуры при одновременном воздействии ионизирующих облучений или других утяжеляющих условия эксплуатации факторов.

Следует также отметить, что в ряде случаев имеет большое значение холостая стойкость электроизоляционных материалов, т. е. их способность работать при пониженных температурах, вплоть до криогенных. Как уже отмечалось, электроизоляционные свойства материалов при понижении температуры в большинстве случаев улучшаются или, во всяком случае, не ухудшаются. Правда, и здесь приходится учитывать целый ряд обстоятельств; так, иногда весьма нежелательным является снижение емкости пропитанных бумажных и пленочных силовых конденсаторов при низких температурах окружающей среды. Все же обычно работоспособность электроизоляционных материалов при низких температурах ограничивается механическими свойствами материалов — уменьшением гибкости и эластичности, появлением хрупкости и т. д.

5.5. Теплопроводность диэлектриков

Практическое значение теплопроводности электрической изоляции очень велико и объясняется тем, что теплота, выделяющаяся в результате потерь электрической энергии в окруженных изоляцией проводниках, потери в самом диэлектрике (например, в кабелях или конденсаторах при высоких рабочих напряжениях) и потери в магнитопроводах (например, электрических машин, аппаратов), отводится в окружающую среду через слой изоляции, обладающий некоторым термическим сопротивлением. Таким образом, термическое сопротивление электрической изоляции существенно влияет на превышение температуры проводников и маг-

шитопроводов. Особо существенное значение имеет теплопроводность сравнительно толстой изоляции в устройствах высокого напряжения. Теплопроводность играет важную роль в развитии электротеплового пробоя электрической изоляции.

Лишь в некоторых новых конструкциях электрических устройств (кабели, обмотки электрических машин) отвод теплоты от проводников осуществляется пропусканием охлаждающего вещества (например, воды, масла) через канал непосредственно внутри проводника; таким образом, уменьшается поток теплоты через толщу изоляции и условия работы изоляции чрезвычайно улучшаются.

Уравнение установившегося процесса передачи теплоты через тело с постоянным термическим сопротивлением R_t при разности температур на горячей и холодных поверхностях тела ΔT :

$$P = \Delta T / R_t, \quad (5.4)$$

где P — мощность теплового потока, т. е. количество теплоты, проходящей через тело за единицу времени.

Это уравнение формально аналогично закону Ома для электрической цепи (см., например, (1.17)]. При выражении P в ваттах и ΔT в кельвинах единицей для R_t является кельвин на ватт ($\text{К}/\text{Вт}$). Расчет термического сопротивления тела производится по формулам, аналогичным формулам для расчета электрического сопротивления. Так, в общем виде

$$R_t = \rho_t / \Lambda, \quad (5.5)$$

где Λ — приведенная длина тела [ср. с (1.14)]; ρ_t — удельное термическое сопротивление материала, $\text{м} \cdot \text{К}/\text{Вт}$.

Для случая плоского слоя материала при обозначениях согласно рис. 1.3 уравнение (5.5) приобретает вид:

$$R_t = \rho_t h / S. \quad (5.6)$$

Формула (5.6) аналогична формуле (1.22).

Обратная ρ_t величина

$$\lambda = 1 / \rho_t$$

называется коэффициентом теплопроводности материала; она выражается в единицах $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Таким образом, формула (5.5) может быть записана в виде

$$R_t = 1 / \lambda \Lambda. \quad (5.7)$$

Формула (5.7) аналогична формуле (1.15).

Для расчетов нестационарных процессов теплопередачи важен такой параметр материала, как коэффициент температуропроводности

$$A = \lambda / cD = 1/\rho_{\text{т}}cD, \quad (5.8)$$

где c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); D — плотность материала, кг/м³ [ср. с (5.1)].

Очевидно, что единица коэффициента температуропроводности есть м²/с; эта же единица служит для измерения других «коэффициентов переноса» материалов, в том числе кинематической вязкости ν (см. (2.28)) и коэффициента диффузии K [см. (7.7)].

Таблица 5.2. Коэффициенты теплопроводности некоторых материалов

Вещество	$\lambda_{\text{т}} / (\text{К} \cdot \text{м})$	Вещество	$\lambda_{\text{т}} / (\text{К} \cdot \text{м})$
Воздух (в малых зазорах ¹⁾	0,05	Карборунд SiC	20
Битум	0,69	Окись алюминия Al ₂ O ₃	30
Лакоткань	0,13	Окись магния MgO	36
Гетинакс	0,35	Германий Ge	55
Плавленый кварц SiO ₂	1,25	Железо Fe	68
Фарфор	1,6	Кремний Si	80
Стеатит	2,2	Бериллий Be	163
Двуокись титана TiO ₂	6,5	Окись бериллия BeO	218
Кристаллический кварц SiO ₂	12,5	Алюминий Al	226
Графит С	18	Медь Cu	390
		Серебро Ag	415

¹⁾ В больших объемах воздуха теплопроводность повышается вследствие конвекции.

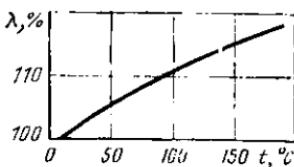
Основные закономерности для удельного термического сопротивления диэлектриков: наибольшие значения $\rho_{\text{т}}$ имеют пористые материалы с газовыми включениями; при пропитке и увлажнении таких материалов, а также при уплотнении их внешним давлением $\rho_{\text{т}}$ уменьшается. Кристаллические диэлектрики, как правило, имеют значения $\rho_{\text{т}}$ меньшие, чем аморфные, а неорганические — меньшие, чем органические.

В табл. 5.2 даны ориентировочные значения коэффициента теплопроводности ряда электроизоляционных материалов, а также для сравнения некоторых провод-

никовых и полупроводниковых материалов (при нормальной температуре).

Очевидно, что наиболее распространенные электроизоляционные материалы имеют значения λ , намного

Рис. 5.12. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности политетрафторэтилена. Значения λ даны в процентах значения λ для 20°C.



меньшие, чем проводниковые материалы. Лишь некоторые электроизоляционные оксиды (имеющие природу электронных полупроводников) — Al_2O_3 , MgO и особенно

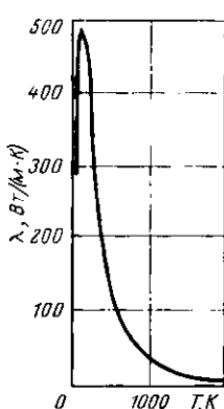


Рис. 5.13. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности λ оксида бериллия BeO .

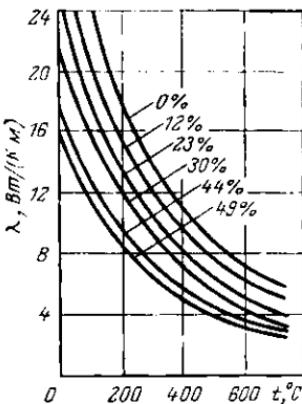


Рис. 5.14. Температурные зависимости коэффициента теплопроводности λ глиноzemистой керамики различной пористости (относительный объем пор в процентах указан при кривых).

но BeO — имеют исключительно высокую теплопроводность: их λ того же порядка, что и λ металлов, а значение λ для BeO даже больше, чем для металлического бериллия Be .

Характер температурных изменений λ (и ρ_t) в разных случаях различен; некоторые примеры даны на рис. 5.12—5.14.

Следует отметить, что приведенные выше значения λ ряда материалов сильно изменяются в зависимости от структуры образца, наличия примесей и т. п. В частности, весьма чувствительна к изменениям структуры и примесям λ окиси берилля BeO .

Большой практический интерес представляет теплопроводность композиционных материалов. В частности, отметим возрастание коэффициента теплопроводности полимеров при введении в них кристаллических наполнителей, например уже упоминавшийся (в пояснении к рис. 5.10) кварц-компаунд, т. е. заливочный компаунд с наполнением кварцевым песком. Пористые материалы имеют коэффициент теплопроводности, меньший, чем материалы того же состава, но не пористые, более плотной структуры; это иллюстрирует рис. 5.14. Расчет эффективного коэффициента теплопроводности λ^* композиционных материалов может производиться по формулам, аналогичным приведенным в § 3.7 для расчета эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_r^* композиционных материалов.

Коэффициент теплопроводности λ имеет большое значение для оценки эффективности использования материалов (в частности, проводниковых и полупроводниковых) при изготовлении термоэлектрических генераторов. Материал такого назначения тем лучше, чем большие критерий А. Ф. Иоффе

$$Z = \alpha^2 \gamma / \lambda, \quad (5.9)$$

где α — коэффициент термо-э. д. с., В/К; γ — удельная проводимость, См/м; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Таким образом, единица Z есть К⁻¹. Очевидно, что при заданном α для повышения термоэлектрической эффективности следует предпочитать материалы с большим отношением γ/λ .

Эффект Зенфлебена. Отметим еще одно представляющее интерес явление — увеличение теплоотдачи в электронизоляционную жидкость от нагревого проводника, погруженного в эту жидкость в том случае, когда на поверхности проводника создается электрическое поле. Это явление было впервые отмечено Зенфлебеном (H. Senftleben, 1931 г.).

Повышение теплоотдачи к жидкости имеет место под действием как постоянного, так и переменного электри-

ческого поля. Оно наблюдается как в равномерном, так и в неравномерном электрическом поле; при той же напряженности поля эффект Зенфлебена более сильно выражен в случае неравномерного поля. Эффект может проявляться количественно весьма заметно; так, при исследовании модели высоковольтной обмотки маслонаполненного трансформатора при напряженности переменного поля около 2,4 МВ/м (действующее значение) было установлено повышение отвода теплоты потерь от обмотки на 30 % по сравнению с контрольным опытом (без воздействия электрического поля). Эффект усиливается в случае полярного жидкого диэлектрика; это хорошо видно из рис. 5.15, на котором представлены снятые

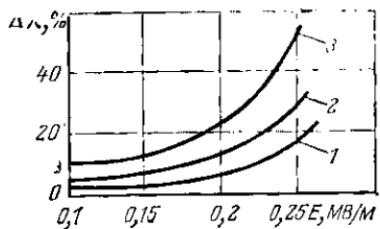


Рис. 5.15. Относительное увеличение коэффициента теплопроводности $\Delta\lambda$ бензола (кривая 1), толуола (кривая 2) и монохлорбензола (кривая 3) в функции напряженности электрического поля. По Б. В. Савиных, В. Г. Дьяконову и А. Г. Усманову.

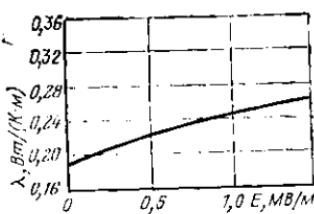


Рис. 5.16. Зависимость коэффициента теплопроводности олеиновой кислоты $C_8H_{17}CH-(CH_2)_7COOH$ от напряженности электрического поля. По Маскареясу (S. Mascarenhas).

в одних и тех же условиях (при наложении электрического поля высокой частоты) значения повышения коэффициента теплопроводности различных жидкостей: неполярного бензола C_6H_6 , слабополярного толуола $C_6H_5-CH_3$ и сильно полярного монохлорбензола C_6H_5-Cl . Приведем также зависимость от напряженности электрического поля коэффициента теплопроводности сильно полярной жидкости — олеиновой кислоты (рис. 5.16).

Происхождение описываемого явления связывается с различного рода силами электрического поля, действующими на частицы жидкого диэлектрика. При анализе эффекта Зенфлебена следует также иметь в виду зави-

симость вязкости жидкых диэлектриков от напряженности электрического поля, открытую А. С. Предводителевым еще в 20-х годах нашего столетия. Изменение вязкости жидкостей и суспензий под влиянием электрического поля («эффект электровязкости») может влиять на теплопроводность жидкости, вызываемую конвекцией.

5.6. Термические деформации диэлектриков

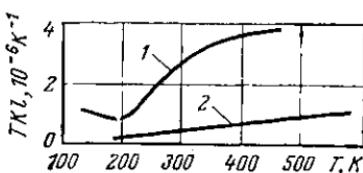
В ряде случаев большое практическое значение имеют термические деформации — расширения и сокращения — диэлектрических и других электротехнических материалов, имеющие место при повышении и понижении температуры. Эти деформации количественно оцениваются температурными коэффициентами длины TK_l и объема TK_V [см. (1.58)]. Обычно значения TK_l определяются для твердых, а TK_V — для жидких и газообразных материалов.

Таблица 5.3. Значения TK_l различных материалов

Материал	TK_l 10^{-6}K^{-1}	Материал	TK_l 10^{-6}K^{-1}
Поливинилпастет (ПВА)	265	Стеклотекстолит	на
Поливинилхлорид (пластикат)	160	эпоксидной смоле	30
Полиэтилен	145	Свинец Pb	28
Ацетобутил-титаноцеллюлозы	140	Магний Mg	27
Ацетат целлюлозы	120	Алюминий Al	24
Найлон	115	Отто Sn	20
Полиуропрен; ненасыщенный поливинилхлорид	110	Серебро Ag	18,5
Полигетрафторэтилен; нитроцеллюлоза	100	Медь Cu	17
Полиэфирные смолы (ненаполненные)	80	Золото Au	14
Полиметилметакрилат; поистирол	70	Никром	13
Поливинилформаль	64	Железо Fe	12
Политрифторметилхлорэтилен; эпоксидные смолы	55	Натриево-кальциевое	9
Фибра	42	силикатное стекло; пла-	
Наполненные полиэфирные смолы	35	тина Pt	
Индий In	33	Глиноземистая кера-	7
		мика; стеатит	
		Германий Ge	5,5
		Арсенид галлия GaAs	5,4
		Карбид кремния SiC	4,3
		Молибден Mo; толь-	4
		фим W	
		Корундерит	3,7
		Кремний Si	2,3
		Инвар	0,8
		Плавленый кварц SiO_2	0,55

Значения ТК_l электротехнических материалов существенно важны для суждения о стабильности размеров изделий при изменении температуры, для подбора (согласования) соприкасающихся материалов (стекол и т. п.).

Рис. 5.17. Температурные зависимости ТК_l для стекла (кривая 1) и для металла того же состава (кривая 2). По Е. Н. Димаровой, И. В. Горбоконю, Л. А. Пасечнику и В. А. Тряпиченкову.



или керамики и металлов в герметизированных вводах, стеклоэмалей или глазурей и соответствующих подложек — например, в остеклованных резисторах и т. п.).

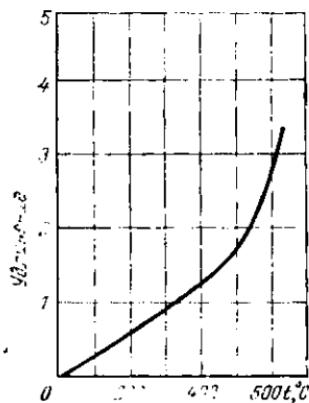


Рис. 5.18. Зависимость от температуры удлинения вольфрамового стекла (в промилле по отношению к длине при 20°C). По И. И. Китайгородскому.

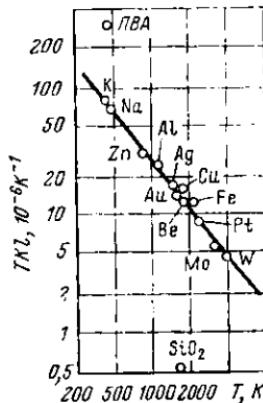


Рис. 5.19. Связь температурных коэффициентов длины ТК_l (при нормальной температуре) металлов с температурой плавления T_п. Приведены также для сопоставления точки для поливинилцетата (ПВА) и кварцевого стекла (SiO₂).

Весьма большое значение имеет ТК_l хрупких материалов для их стойкости к термоударам [см. (5.1)].

В табл. 5.3 даны ориентировочные значения ТК_l ряда электроизоляционных (и электротехнических для сравнения) материалов при нормальной температуре.

Наименьшим значением TKl из всех изученных материалов обладает плавленый кварц (кварцевое стекло); его TKl меньше, чем TKl кристаллического кварца (последний имеет TKl , параллельно главной кристаллографической оси Z равный $9 \cdot 10^{-6}$, перпендикулярно оси Z равный $15 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$). Однако часто при кристаллизации аморфного материала его TKl увеличивается; пример дан на рис. 5.17.

Значение TKl зависит от температуры, поэтому при задании значения TKl необходимо указывать температуру, к которой это значение относится (или при задании среднего TKl необходимо указывать соответствующий температурный диапазон).

У твердых материалов TKl обычно возрастает при повышении температуры и приближении ее к температуре плавления или размягчения (рис. 5.18).

В соответствии с этим более тугоплавкие материалы обычно имеют более низкий TKl (при нормальной температуре); в частности, многие органические материалы имеют TKl , больший, чем неорганические. На рис. 5.19 дана связь температуры плавления $T_{\text{пл}}$ и TKl ряда металлов; видно, что соответствующие точки хорошо укладываются на

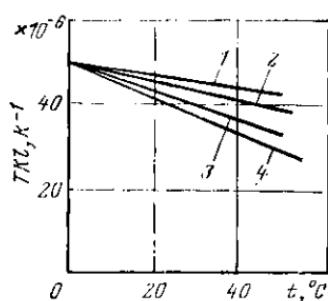


Рис. 5.20. Температурные зависимости TKl эпоксидной смолы, отверженной метафенилендинамилом, от содержания наполнителей (в процентах массы смолы).
1 — порошок меди; 2 — порошок железа; 3 — аллюмосиликат литья; 4 — окись алюминия. По Харлеру (Ch. A. Harter).

прямолинейный график (в логарифмическом масштабе). На том же рисунке для сопоставления приведены соответствующие точки для двух электроизоляционных материалов — органического и неорганического — начинаяющего и завершающего табл. 5.3.

Температурный коэффициент длины органических полимеров при введении в них неорганических наполнителей снижается (рис. 5.20).

У некоторых веществ в определенных диапазонах изменения температуры наблюдается аномалия: TKl (или TKV) отрицателен, т. е. при повышении температуры объем вещества уменьшается. Так, у германия в об-

ласти криогенных температур $T_{\text{К}}l < 0$; для воды в области от 0 до $+3,98^{\circ}\text{C}$ также $T_{\text{К}}l < 0$ (при $3,98^{\circ}\text{C}$ вода имеет наивысшую плотность).

При фазовых переходах, даже при неизменном агрегатном состоянии вещества, наблюдается резкое изменение зависимости $T_{\text{К}}l$ от температуры (рис. 5.21). При фазовых переходах второго рода наблюдаются также и скачкообразные изменения теплоемкости (пример — из-

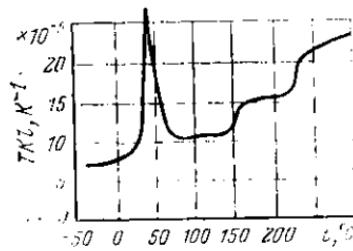


Рис. 5.21. Зависимость $T_{\text{К}}l$ политетрафторэтилена от температуры. По Д. Д. Чегодасеву.

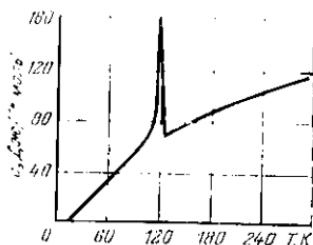


Рис. 5.22. Зависимость молярной теплоемкости от температуры для дигидрофосфата калия (KDP) KH_2PO_4 . По Степенсону (С. С. Stephenson).

менение удельной теплоемкости в точке Кюри у сегнетоэлектрика, рис. 5.22); фазовые переходы первого рода связаны с изменением энергии вещества. При плавлении объем твердого вещества обычно увеличивается; немногие исключения — вода (при 0°C плотность жидкой воды близка к $1000 \text{ кг}/\text{м}^3$, а льда — к $917 \text{ кг}/\text{м}^3$) и некоторые металлы.

Задачи к главе пятой

5.1. Определите значения параметров A и B из формулы (5.3) для плёнок масляно-битумного, кремнийорганического и поликапроидного лаков (графики 1, 3 и 5 на рис. 5.2). Какому повышению температуры соответствует уменьшение вдвое времени жизни для плёнок этих лаков?

5.2. Считая заданным рис. 5.3, постройте графики рис. 5.4 для температур старения 125 и 145°C .

5.3. Определите ТИ и ТИ 5000 ч для материала, характеристики которого даны на рис. 5.11. Полученные решения сравните с указанными в подрисуночной подписи.

5.4. Найдите мощность теплового потока, а также количество теплоты, переносимой за 1 ч через пластину гетинакса размерами $10 \times 10 \text{ см}$ и толщиной 5 мм, если температура более нагретой поверхности пластины поддерживается постоянной и равной 300 K , а температура более холодной поверхности равной 250 K .

Как изменится решение, если иластина будет выполнена не из гетинакса, а из стеклита? Из меди?

Значения коэффициента теплопроводности указанных материалов приведены в табл. 5.2.

5.5. Найдите температурный коэффициент коэффициента теплопроводности ТК λ при температуре 100°C, а также средний температурный коэффициент коэффициента теплопроводности в диапазоне температур 50–150°C для политетрафторэтилена, считая заданным график рис. 5.12.

Плотность политетрафторэтилена равна 2150 кг/м³. Задачу можно решить, и не зная этого значения.

5.6. Исходя из данных рис. 5.14, постройте зависимость логарифма коэффициента теплопроводности (при температуре 300 K) пористой керамики от ее средней плотности. Проверьте применимость в данном случае формулы Лихтенекера.

Плотность сплошной (не имеющей пор) глиноземистой керамики равна 3800 кг/м³.

5.7. Взяв исходные данные из рис. 5.18, определите для вольфрамового стекла:

1) температурный коэффициент длины ТК l при температурах 200 и 600°C и

2) средний температурный коэффициент длины $\bar{\text{ТК}} l$ для диапазона температур от 200 до 600°C.

Глава шестая

РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКОВ

Вопрос о взаимодействии излучения с веществом чрезвычайно важен с точки зрения как теории, так и практики. Это взаимодействие может рассматриваться с самых различных точек зрения. При воздействии излучения могут изменяться электрические свойства материала и в нем могут возникать новые электрические явления; мало того, в материале могут происходить весьма глубокие изменения структуры, механической прочности, оптических свойств и т. п. В ряде случаев важна способность материала поглощать или, наоборот, пропускать излучение без заметного его ослабления. В определенных условиях под действием излучения, электрического поля и других факторов материалы сами способны излучать. Сказанное далеко не исчерпывается все многообразие радиационных свойств материалов и, в частности, диэлектриков. В последние годы в связи с широким развитием космической и лазерной техники и атомной энергетики, использованием радиоактивных изотопов и ускорителей элементарных частиц все чаще

приходится иметь дело с воздействием на материалы различных видов излучений, поэтому изучению радиационных свойств материалов уделяется все большее внимание.

6.1. Радиационные изменения в диэлектрических материалах

Уже лучи видимого света могут оказывать определенное действие на диэлектрики и полупроводники, вызывая увеличение их проводимости (помимо «температурной» проводимости при освещении создается добавочная «световая» проводимость или «фотопроводимость», в некоторых случаях выраженная весьма заметно). При длительном воздействии интенсивного потока световых лучей, особенно в условиях доступа кислорода воздуха, ускоряется старение ряда органических электроизоляционных материалов. Так, малой светостойкостью обладают нефтяное масло, резина, капрон. Чем короче длина волны, т. е. чем больше энергия кванта излучения, равная произведению постоянной Планка \hbar на частоту излучения f , тем сильнее действует на материалы излучение. Ультрафиолетовые лучи оказывают на многие органические материалы более сильное воздействие, чем видимые лучи. Под действием видимого света, а тем более ультрафиолетовых лучей у многих полимеров уменьшается механическая прочность и эластичность; в материале образуются трещины, лаковые пленки отстают от подложек и т. п.

Для ускоренного испытания материалов на светостойкость используют «установки искусственной погоды» (веверометры, от английского *weather* — погода), в которых образцы подвергаются интенсивному облучению дуговыми или иными электрическими лампами. Так как спектральный состав излучения электрических ламп может существенно отличаться от спектрального состава лучей Солнца, более точные оценки светостойкости в естественных атмосферных условиях могут получаться при испытаниях на гелиоустановках, в которых образцы подвергаются действию естественной солнечной радиации, усиленной с помощью специальных отражателей-концентраторов из электрополированного алюминия, сохраняющих спектральный состав солнечного света неизменным [1].

На рис. 6.1 представлены результаты испытания относительного удлинения при разрыве для различных резин в функции продолжительности старения на гелиоустановке.

Еще более сильное воздействие на материалы оказывают различные виды ионизирующих излучений (рентгеновские и гамма-лучи, потоки электронов, позитронов, альфа- и бета-частиц, протонов, нейтронов и др.). Ионизирующее излучение небезразлично не только для электроизоляционных материалов, как органических, так и неорганических, но и для полупроводников (при интенсивном воздействии ионизирующих излучений полупроводниковые приборы могут полностью выходить из строя) и проводников.

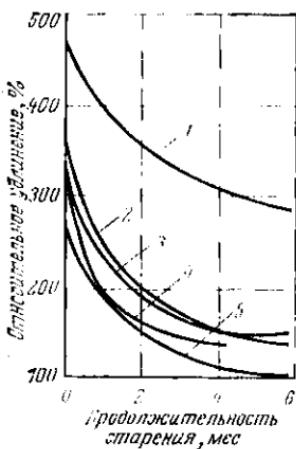


Рис. 6.1. Зависимости относительного удлинения при разрыве от времени светового старения на гелиоустановке в условиях г. Еревана для резин различных типов. По Ю. В. Авакяну и Г. П. Казарчяну.

1 — резина ПТИ-40; 2 — ШБМ-40 А, реч.; 3 — ШБМ-45У; 4 — НИИ-40; 5 — ШБМ-40А, реч.

именно под действием ионизирующих излучений как наиболее сильного вида воздействия лучистой энергии или потоков элементарных частиц.

Большой интерес представляет изменяемость под действием радиации органических полимеров. Опыт показывает, что изменения, происходящие в полимерах под действием целого ряда практически весьма важных ви-

дов. Ионизирующие излучения высокой энергии, проходя через вещество, взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов образующих вещества. Эти взаимодействия приводят к упругому рассеянию частиц и квантов, к неупругому рассеянию, сопровождающемуся ионизацией атомов, возбуждению ядерных реакций и нарушениям структуры вещества — радиационным повреждениям.

Под радиационной стойкостью материала (или изделия) понимают способность этого материала (изделия) не разрушаться и сохранять на достаточно высоком уровне свои практические важные параметры

дов ионизирующего излучения — быстрых электронов, гамма-лучей, рентгеновских лучей, смещавшего излучения ядерных реакторов, приближенно одинаковы (как по характеру протекающих процессов, так и в количественном отношении), если в каждом случае такое же количество материала поглощает одно и то же количество энергии излучения (так называемое энергетическое приближение). Поэтому возможно изменения свойств полимеров под действием радиации оценивать в функции поглощенной единицей массы вещества интегральной дозы излучения, выраженной в грэях, независимо от вида излучения.

При действии на полимер ионизирующего излучения, как правило, одновременно протекают процессы, влияющие на свойства материала в противоположных направлениях, — как сшивание, так и деструкция; однако тот или иной из этих процессов в зависимости от вида полимера может заметно преобладать над другим и определять собой результирующее изменение свойств вещества при облучении. Так, в целлюлозе и ее производных, в полипротетрафторэтилене, полизобутилене, полиметилметакрилате при облучении преобладают процессы деструкции, а в полиэтилене, полипропилене, полистироле, поливинилхлориде, полиэтилентерефталате, по крайней мере в определенных пределах дозы облучения, — процессы сшивания. Естественно, что подвергающиеся при облучении деструкции полимеры являются менее радиационно-стойкими, чем подвергающиеся сшиванию.

Так, полипротетрафторэтилен при воздействии облучения может полностью разрушиться, а изделия из него — рассыпаться в порошок. В то же время в полиэтилене под действием облучения могут наблюдаться изменения, улучшающие его свойства, — прежде всего повышение температуры размягчения и даже достижение гибкости. Такое различие легко объяснить, рассматривая строение молекул упомянутых полимеров. В полипротетрафторэтилене прочность связей между атомами углерода и фтора значительно выше, чем прочность связей между соседними атомами углерода в основной цепочке молекулы; поэтому при воздействии облучения происходит разрыв основной цепочки, т. е. деструкция полимера.

Полиэтилен, судя по его обычно принимаемой структурной формуле, — полимер насыщенный и потому не способный к реакциям сшивания; однако в техническом

полиэтилена всегда имеются, хотя и в небольшом количестве, двойные связи между углеродными атомами; при действии облучения происходит разрыв этих двойных связей с последующим сшиванием цепочек полиэтилена

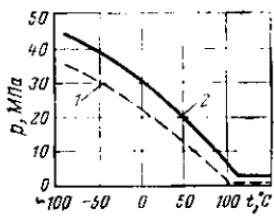


Рис. 6.2. Зависимости от температуры прочности при растяжении необлученного (график 1) и облученного (график 2) полиэтилена.

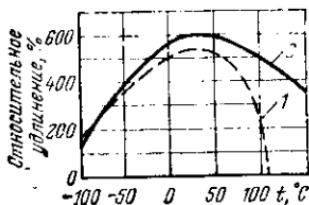


Рис. 6.3. Зависимости от температуры удлинения при разрыве необлученного (график 1) и облученного (график 2) полиэтилена.

через освобождающиеся связи. Сшивка полиэтилена (в промышленности помимо радиационной сшивки — химическая сшивка) — процесс, уже получивший права гражданства, в частности при изготовлении изоляции электрических кабелей.

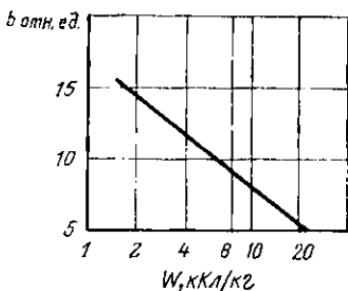


Рис. 6.4. Зависимость набухания b полиэтилена от дозы облучения W .

(и некоторых других полимеров) обладает способностью давать усадку, если она была предварительно вытянута, а затем нагрета до температуры выше температуры перехода в резиноподобное состояние (соответствующей температуре размягчения необлученного полиэтилена). При усадке отдельные слои пленки могут плотно схватываться между собой. Это свойство используется для герметизации электротехнических устройств. На

рис. 6.4 дана зависимость степени b набухания (отношения объема после выдержки в ксиоле к первоначальному объему образца) полиэтилена от дозы облучения W .

Благотворное влияние радиации на полиэтилен является ярким примером того, что облучение может не только ухудшить (что, к сожалению, на практике встречается чаще), но и улучшить свойства облучаемого материала. Такое улучшение свойств присуще в основном полимерам и основано на образовании нерастворимой сильно сплошной трехмерной сетчатой структуры под воздействием ионизирующего излучения. В последнее время создается новая область технологии материалов — радиационная технология, цель которой — улучшение свойств материалов и изделий на их основе, проведение под действием облучения ускоренных процессов и т. п. Радиационная технология позволяет значительно расширить ассортимент промышленных диэлектрических материалов.

6.2. Обратимые радиационные изменения в диэлектриках

Диэлектрические материалы, обладая практически ничтожной электрической проводимостью, в обычных условиях весьма чувствительны к действию ионизирующего излучения (радиации). Действие проинкающего излучения — γ -квантов, рентгеновских лучей, электронов на вещество определяется главным образом процессами взаимодействия между быстрым первичным квантами или электроном и электронами, находящимися в электронных оболочках атомов или молекул. Независимо от природы первичного излучения основными действующими частицами являются быстрые электроны, которые в первые моменты пребывания в веществе имеют распределения по энергиям, лежащим в области, близкой к исходной энергии проинкающего в диэлектрик излучения. Однако в результате ионизации атомов и молекул в веществе образуются дополнительные пары электронов и положительных ионов. Электрон, выбитый при ионизации, при своем движении от иона участвует в процессах столкновения и теряет свою энергию. Во внешнем электрическом поле образованная пара зарядов участвует в процессах электропроводности, если составляющие ее положительный ион и электрон не реком-

бинируют друг с другом. Такие электроны и ионы можно называть «свободными».

Если кинетическая энергия спадает до значения тепловой, прежде чем электрон отойдет от своего ионизированного атома (иона) на расстояние, где кулоновская энергия взаимодействия зарядов мала, то «оставшийся» (термализованный) электрон может вернуться обратно и нейтрализовать «свой» ион. В этом случае его вклад в электропроводность равен нулю. Для свободных электронов процесс рекомбинации может равновероятно произойти с любым положительным ионом. Таким образом, образованная радиационная электропроводность в облучаемом объеме диэлектрика значительно снижает электрическое сопротивление. В процессе облучения диэлектрика γ -лучами или электронами радиационная электропроводность нарастает и устанавливается при достижении своего стационарного значения за малое время. Время установления зависит от структуры материала и мощности дозы Φ облучения, например для стекол оно составляет доли и единицы секунд, а для полимеров — от единиц до сотен секунд. Стационарное устанавливющееся значение радиационной электропроводности γ_R определяется также параметрами вещества и мощностью дозы Φ , с которой она связана эмпирическим соотношением, полученным Б. М. Вулом:

$$\gamma_R = A\Phi^\Delta,$$

где A — постоянный коэффициент; Δ — показатель с возможными значениями от 0,5 до 1,0 (для стекол примерно 1, для полимеров 0,7—0,88).

Таким образом, в процессе облучения диэлектрика ионизирующим излучением в облучаемом объеме устанавливается квазистационарная удельная проводимость, состоящая из составляющих собственной (температурной) γ_e и радиационной γ_R удельных проводимостей:

$$\gamma = \gamma_e + \gamma_R = \gamma_e + A\Phi^\Delta. \quad (6.1)$$

При высокой мощности поглощенной дозы Φ зависимость удельной проводимости отличается от соотношения (6.1), причем на графике этой зависимости, построенной в полулогарифмических координатах, наблюдается излом при некотором предельном значении мощности

дозы (рис. 6.5). Прекращение облучения сопровождается постепенным уменьшением проводимости диэлектрика.

На рис. 6.6 представлены температурные зависимости удельной проводимости керамики УФ-46 без облучения и находящейся во время измерения в поле реакторного излучения.

Образование объемных электрических зарядов в диэлектрике в процессе его облучения ионизирующим излучением обусловлено эффектами стабилизации на локализованных уровнях захвата — ловушках электронов и

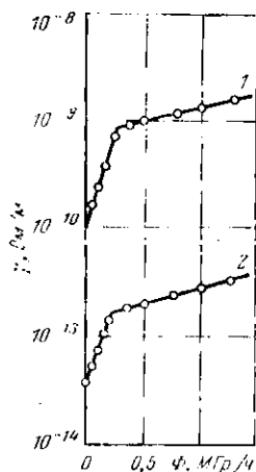


Рис. 6.5. Зависимость удельной проводимости ρ поликарбоната (кривая 1) и полистирола (кривая 2) от мощности дозы Φ при температуре 24°C.

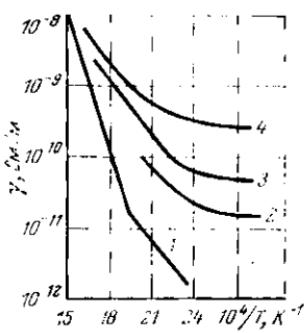


Рис. 6.6. Зависимости удельной проводимости ρ керамики типа УФ-46 от обратной абсолютной температуры. По И. С. Ко-
стюкову, Н. П. Антоно-
вой, М. И. Зильберману
и И. А. Ассеву.

1 — необлученный образец;
2 — в поле реакторного об-
лучения мощностью дозы
8 А/кг; 3 — то же 18 А/кг;
4 — то же 90 А/кг.

ионов. При высокоенергетических γ -квантах наблюдается эффект Комптона. Комптоновское взаимодействие представляет собой упругое соударение фотона излучения и слабосвязанного электрона вещества. В процессе их взаимодействия электрон приобретает дополнительную энергию от падающего на диэлектрик γ -фотона и отрывается от своего атома, а энергия фотона уменьшается. Таким образом, ускоренный электрон перемещается

в веществе преимущественно по направлению первичного γ -кванта и в столкновениях с электроцами атомов вещества термализуется и захватывается дефектами, явлюющимися ловушками. Неподвижный ионизированный атом вещества становится положительным ионом.

На рис. 6.7 показано качественное распределение объемного заряда в диэлектрике, облучаемого потоком γ -лучей. Как видно, в приповерхностном слое диэлектрика (со стороны потока облучения) имеется избыток положительных зарядов, а в объеме сосредоточен отрицательный заряд.

Образованные, таким образом, заряды взаимодействуют между собой и создают высокие механические напряжения в облучаемом объеме. При длительном облучении диэлектрика большими дозами внутренние электрические поля, образованные зарядами, могут превышать электрическую прочность диэлектрика, что приводит к электрическому разряду («молнии») в объеме. Иногда электрические разряды в облучаемых диэлектриках приводят к нарушению их механической прочности, т. е. разрушению под нагрузкой.

При повышенной температуре процессы выброса захваченных на ловушки электронов и их рекомбинации с «неподвижными» ионами вещества значительно ускоряются. Поэтому если облученный диэлектрик нагреть и выдержать некоторое время при повышенной температуре, то объемные заряды быстро рассеятся и к диэлектрику вернутся его первоначальные свойства.

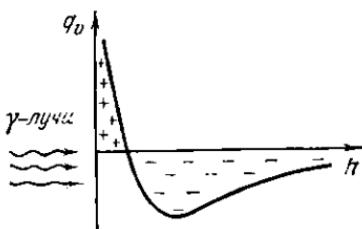


Рис. 6.7. Качественное распределение плотности заряда q_v по толщине в диэлектрике, облучаемом гамма-лучами. Эффект Комptonа.

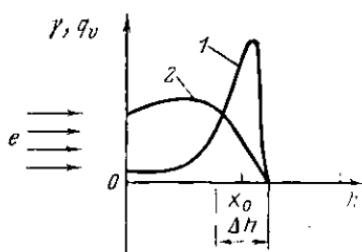


Рис. 6.8. Распределение плотности объемного заряда q_v (кривая 1) и удельной электропроводности γ (кривая 2) в облучаемом монозергетическими электронами диэлектрике.

но ускоряются. Поэтому если облученный диэлектрик нагреть и выдержать некоторое время при повышенной температуре, то объемные заряды быстро рассеятся и к диэлектрику вернутся его первоначальные свойства.

Облучение диэлектрика ускоренными заряженными частицами также приводит к образованию объемных зарядов в его облучаемой части. При этом распределение пространственного заряда несколько иное, чем при облучении электромагнитным излучением. На рис. 6.8 показано пространственное распределение накопленного заряда в диэлектрике при облучении ускоренными электронами. Ускоренные электроны (как и ряд других заряженных частиц: позитрон, протон), проникая в диэлектрик, теряют свою энергию на упругие и неупругие соударения с атомами и молекулами вещества и при ее снижении до значения тепловой локализуются на ловушках. Если электроны моноэнергетические, то основная часть электрического заряда сосредоточивается в сравнительно тонком слое Δh на средней глубине их пробега x_0 (рис. 6.8). Объемная плотность заряда вблизи границы поверхности диэлектрика мала по сравнению с плотностью в слое Δh . Немоноэнергетические электроны создают слой Δh более размытым по толщине.

На практике заряженные ускоренными электронами диэлектрики, так называемые радиоэлектреты, используют в качестве активных элементов в ряде приборов радиоэлектроники и преобразовательной технике, как, например, в микрофонах, телефонах, клавишных номеронабирателях и др. Радиоэлектретное состояние в диэлектриках может сохраняться в нормальных условиях годы и десятки лет. При бомбардировке диэлектрика непроникающим управляемым пучком электронов можно получать радиоэлектреты с заданным распределением и определенным зарядом в объеме. Зависимость накопленного электрического заряда σ_n в полимерных

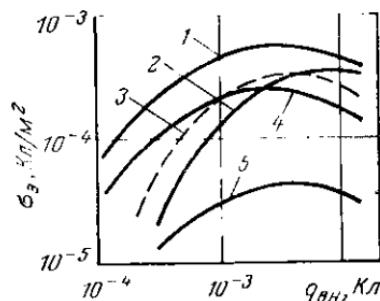


Рис. 6.9. Изменение эффективной плотности накопленного заряда $\sigma_n = \epsilon_0 e_{\text{eff}} / h$ в полимерном диэлектрике от внедренного заряда $q_{\text{вн}}$ при плотности тока электронов (3,5—5) $\times 10^{-4}$ А/м². По А. Н. Лучиникову и А. С. Сигову.

1, 4, 5 — политетрафторэтилен толщиной $h=15$ мкм; 2 — термоэластичный слой, $h=15$ мкм; 3 — поливинилтерефталат, $h=12$ мкм; 1 — энергия электронов 12 кэВ; 2 — 20 кэВ; 3, 4 — 6 кэВ; 5 — 35 кэВ.

диэлектрических материалах: политетрафторэтилене, полиэтилентерефталате, а также термопластическом слое материала на основе сополимера стирола с дивинилом от количества внедренного заряда $q_{\text{вн}}$ показана на рис. 6.9, из которого видно, что по мере облучения накапливаемый отрицательный заряд увеличивается и, достигая своего максимального значения, несколько снижается. Последнее связано с усилением процессов растекания накапленного заряда за счет нагревания диэлектрика

энергии поглощенных электронов, а также частичной деструкцией материала при длительном облучении.

Накапленный объемный заряд после облучения релаксирует (рассеивается в объеме диэлектрика и в окружающую среду) за весьма длительный промежуток времени. Характерное время релаксации заряда определяется структурой вещества и вычисляется по экспериментально наблюдаемому спаду (рис. 6.10) потенциала поверхности заряженного диэлектрика. Внешние факторы окружающей среды, воздействуя на диэлектрик, изменяют его свойства и заметно влияют на релаксационные процессы заряда. На

Рис. 6.10. Изменение потенциала φ_0 поверхности диэлектрика во времени после облучения электронами с энергией 90 кэВ в течение 30 с. По А. П. Лучниковой.

1 — политетрафторэтилен толщиной $h=2$ мм; 2 — полиметилметакрилат, $h=2$ мм; 3 — керамика CaTiO_3 , $h=2$ мм; 4 — ситалл C50, $h=1$ мм; 5 — монокристалл Al_2O_3 , $h=1,2$ мм; 6 — стекло вирекс, $h=2,5$ мм. Температура 20°C. Внедренный заряд $q_{\text{вн}}=3 \cdot 10^{-4}$ Кл.

пример, воздействие на облученный образец ультрафиолетового или рентгеновского излучения, а также нагревание ускоряют процесс релаксации накапленного заряда за счет высвобождения локализованных электронов из ловушек.

Качественная картина физических процессов, протекающих в диэлектрических материалах при облучении их заряженными частицами типа позитронов, протонов, α - и β -частиц, аналогична электронному облучению.

Кроме вышеописанных явлений в процессе облучения диэлектрика (электромагнитным излучением или заря-

женнными частицами) возникает эмиссия электронов с его возбужденной поверхности. В случае электромагнитного излучения (ультрафиолетовые, рентгеновские или γ -лучи) эмиссия электронов аналогична фотоэлектронной эмиссии, а при облучении ускоренными электронами наблюдается вторичная электронная эмиссия. В обоих случаях возбужденный электрон ионизированного атома (получивший дополнительную энергию от внешнего облучения) покидает облучаемую поверхность диэлектрика и тем самым заряжает ее положительным знаком. При этом возникает ряд активных центров эмиссии за счет локализации неравновесных электронов дефектами адсорбционного, структурного и радиационного происхождения.

На рис. 6.11, *a*, *b* представлены типичные картины изменений накопленного объемного заряда и тока I_e электронной эмиссии в процессе облучения полиметилметакрилата (толщиной 10 мм) высокоэнергетическими электронами в вакууме. Как видно из рис. 6.11, *b* по мере накопления объемного заряда в диэлектрике растет эмиссия электронов из облучаемой поверхности. По мере увеличения объемного отрицательного заряда в диэлектрике эмиссия электронов также увеличивается до «взрывной», которая несколько снижает уровень как объемного заряда, так и электронной эмиссии.

Эффекты Мальтера и Лучникова—Сигова. После прекращения облучения диэлектрика ионизирующим излучением его облученная поверхность продолжает спонтанно испускать электроны в широком спектре энергий (до сотен электрон-вольт). Впервые это явление было обнаружено Мальтером (L. Maller, 1936 г.) на ди-

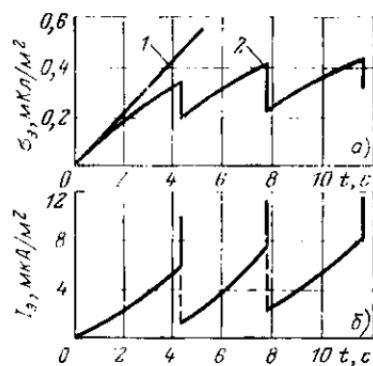


Рис. 6.11. Изменение эффективной плотности накопленного заряда σ_0 (*a*) и тока эмиссии электронов I_e (*b*) в процессе облучения полиметилметакрилата ускоренными электронами с энергией 2 МэВ и плотностью тока $1 \cdot 10^{-4}$ А/м². По С. Г. Боееву и А. П. Лучникову.

1 — рост введенного заряда $q_{\text{вн}}$; 2 — σ_0 .

электрических пленках Al_2O_3 (обработанных парами цезия с последующим окислением в атмосфере кислорода), облученных электронами низких энергий. По теории Мальтера в приповерхностном слое облученного диэлектрика (отрицательным объемным зарядом и положительным поверхностным зарядом) создается сильное электрическое поле, способное ускорять свободные неравновесные электроны до высоких скоростей. Такие «горячие» электроны простирают поверхности слой положительного заряда практически без его ионизации. Такой вид эмиссии электронов называется экзоэлектронным.

Экзоэлектронная эмиссия в диэлектриках при комнатной температуре может наблюдаться продолжительное время (от десятков минут до нескольких часов) и с низким уровнем выхода электронов. Ускорение процессов релаксации возбужденных состояний, приводящих к значительному увеличению выхода экзоэлектронов из облученной поверхности диэлектрика, можно осуществить путем передачи дополнительной энергии неравновесным возбужденным электронам от внешнего источника. Так, А. И. Лучников и А. С. Сигов (1978 г.) при возбуждении ультразвуком свежеприготовленных радиоэлектретов (полученных облучением диэлектриков электронами с энергией от 50 до 110 кэВ) в вакууме обнаружили новое явление — аномального увеличения выхода потока экзоэлектронов из облученной поверхности и акустолюминесценцию со значительным уменьшением характерного времени релаксации t_1 возбужденного (активного) состояния.

Рисунок 6.12,а поясняет наблюдаемое явление акустоэлектронной эмиссии. С течением времени эмиссия Мальтера (кривая 1) в радиоэлектрете уменьшается (в простейшем случае) по экспоненциальному. Возбуждение ультразвуковыми волнами малой интенсивности в момент t_1 вызывает «вспышку» вынужденной акустоэлектронной эмиссии, которая «затухает» (кривая 2) значительно быстрее, чем обычная экзоэмиссия. Вторичное возбуждение ультразвуком большей интенсивности в момент t_2 также приводит к появлению новой «вспышки» акустоэлектронной эмиссии, но на меньший период времени (кривая 3). Акустоэлектронная эмиссия оказывает влияние на кинетику сиада потенциала поверхности радиоэлектрета. Как видно из рис. 6.12,б, воздействие

ультразвука на радиоэлектрет значительное ускоряет процессы релаксации его объемного и поверхностных зарядов (эмиссию неравновесных электронов и их рекомбинацию в диэлектрике с ионами и др.).

А. П. Лучниковым и А. С. Сиговым (1979 г.) предложен наглядный механизм эффекта акустоэлектронной эмиссии с диэлектриков. По теории этих авторов локализованные электроны вырываются из диэлектрика в результате комбинированного процесса термической и акустической ионизации, когда часть энергии передается

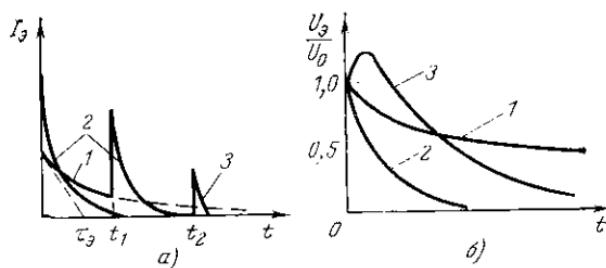


Рис. 6.12. Типичные зависимости от времени изменения электронной эмиссии Мальтера (кривая 1), акустоэлектронной эмиссии Лучникова — Сигова при первичном (кривая 2) и вторичном (кривая 3) облучении ультразвуком радиоэлектрета (а) и относительного значения потенциала поверхности U_3/U_0 ($U_3 = U_0$ при $t=0$) необлучаемого (кривая 1) и облучаемого (кривые 2 и 3) ультразвуком радиоэлектрета (б). Кривая 3 соответствует большему значению положительного заряда на поверхности, чем кривая 2.

электрону за счет тепловых флуктуаций, а другая часть — вследствие электрон-фонового взаимодействия. При этом энергия, передаваемая электрону от вынуждающего ультразвукового поля при единичном акте взаимодействия, должна быть ниже работы выхода, ибо в противном случае экзоэлектронная эмиссия будет подавлена прямой электронной эмиссией. Вероятность такого перехода резко увеличивается с ростом напряженности электрического поля соответствующего знака (это поле может быть весьма сильным в приповерхностном слое радиоэлектрета, а также вблизи микротекстур и макроскопических дефектов кристалла). Эти процессы могут сопровождаться акустолюминесценцией.

Эффект Лучникова -- Сигова может быть использован в физических исследованиях при изучении природы поверхности диэлектриков, а также на практике для получения высокостабильных электретных элементов.

6.3. Термостимулированные явления в диэлектриках

Большинство высокоомных полупроводников и диэлектриков после их возбуждения внешним энергетическим воздействием (например, сильного электрического поля, ионизирующего излучения) способно длительное время сохранять это возбужденное состояние. Как рассматривалось ранее (см. § 3.3 и 6.2), такое состояние в диэлектриках может образоваться, например, за счет ориентации диполей в полярном диэлектрике, захвата термализованных электронов на ловушки, образования

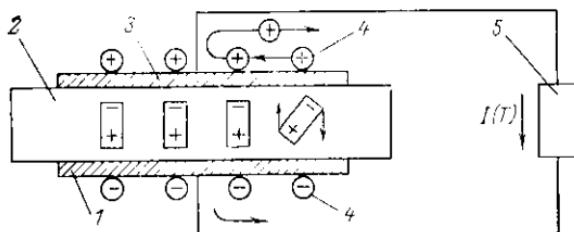


Рис. 6.13. Схема регистрации термостимулированного тока.

1 и 3 — электроды; 2 — возбужденный диэлектрик; 4 — индуцированные заряды; 5 — сопротивление внешней цепи.

поляронов при формировании объемных зарядов. Если возбужденный диэлектрик поместить между обкладками плоского конденсатора, замкнутого через резистор (рис. 6.13), и постепенно нагревать, то во внешней цепи появится термостимулированный ток (ТСТ), изменяющийся во времени. Этот ток вызывается процессами частичной или полной разориентации диполей, освобождением посчителей заряда из ловушек, а также перераспределением зарядов в объеме диэлектрика.

В последнее время при исследовании диэлектриков широко используется метод термостимулированного тока. Принцип этого метода заключается в том, что измеряется разрядный ТСТ возбужденного диэлектрика

(рис. 6.13) при равномерно повышающейся температуре. Термостимулированный ток как функция температуры имеет характерную форму в зависимости от типа диэлектрика, скорости подъема температуры и условий его возбуждения.

Если в полярном диэлектрике имеется остаточная поляризация с поляризованностью P_0 , созданной ориентированными диполями одного сорта,

$$P_0 = N\mu^2 E_p / 3\epsilon_0 kT,$$

то в обычных условиях при постоянной температуре она спадает по экспоненциальному закону (см. (3.40'')], а плотность тока деполяризации равна:

$$J(T) = -P(t)/dt = P(t)/\tau. \quad (6.2)$$

Пусть температура диэлектрика T увеличивается от начального значения T_0 по линейному закону во времени $T = T_0 + bt$ ($b = dT/dt = \text{const}$), тогда уравнение (3.40'') принимает вид:

$$P(t) = -P_0 \left\{ \exp \left(- \int_0^t dt/\tau \right) \right\}, \quad (6.3)$$

при уменьшении времени релаксации диполей согласно закону Аррениуса

$$\tau(T) = \tau_0 \exp(W_a/kT); \quad (6.4)$$

здесь τ_0^{-1} — частота собственных колебаний диполей; W_a — энергия активации разориентации диполей.

С учетом (6.3) и (6.4) уравнение плотности тока деполяризации преобразуется к виду

$$J(T) = -\frac{N\mu^2 E_p}{3\epsilon_0 kT\tau_0} \exp \left[-\frac{W_a}{kT} - \frac{1}{b\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left(-\frac{W_a}{kT'} \right) dT' \right]. \quad (6.5)$$

Из (6.5) видно, что ТСТ в первое время нагревания диэлектрика возрастает и, достигая своего максимального значения, затем снижается, причем значение J_{max} увеличивается с увеличением начальной остаточной поляризации P_0 . Приравняв первую производную правой части уравнения (6.5) нулю $[dJ(T)/dT] = 0$, получим условие максимума ТСТ

$$T_{max} = \left[\frac{W_a}{k} b\tau_0 \exp \frac{W_a}{kT_{max}} \right]^{1/2}. \quad (6.6)$$

Из (6.6) видно, что диполи с большей энергией активации W_a разориентируются при более высоких температурах. Кроме того, увеличение темпа нагрева диэлектрика сдвигает J_{max} в высокотемпературную область (рис. 6.14). Энергия W_a разориентации диполей может быть определена из графического построения ТСТ $J(T)$ в функции $1/T$ на начальном участке

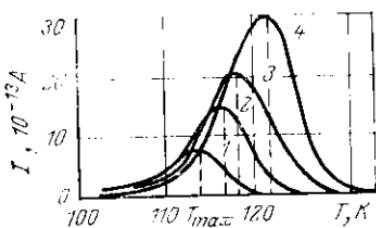


Рис. 6.14. Термостимулированный ток запоминающего AgCl .

1 — скорость нагревания $0,0033 \text{ K/c}$;
2 — $0,067 \text{ K/c}$;
3 — $0,10 \text{ K/c}$;
4 — $0,15 \text{ K/c}$.

вушках захвата глубиной W_l и плотностью n_{t_0} , то уравнение для ТСТ будет аналогично (6.5)

$$J(T) = \frac{n e^2 \chi^2 n^2 t_0 \tau_p}{2 \epsilon_r \hbar \tau_0} \exp \left[-\frac{W_l}{kT} - \frac{2}{b \tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left(-\frac{W_l}{kT'} \right) dT' \right], \quad (6.8)$$

где τ_p — время рекомбинации электрона с дыркой.

Энергию активации ловушки W_l можно определить из графического построения ТСТ, как для диполей, по (6.7). Используя принцип смещения значения максимума ТСТ по шкале температур при разных темпах нагрева диэлектрика b , значение W_l можно определить по формуле

$$W_l = \frac{k T_{max1} T_{max2}}{T_{max1} - T_{max2}} \ln \left(\frac{b_1}{b_2} \right) \left(\frac{T_{max2}}{T_{max1}} \right)^n,$$

где n — параметр, принимающий значения 2; 3 и 3,5 в зависимости от типа диэлектрика; T_{max1} и T_{max2} — значения температур, при которых наблюдается максимум ТСТ для разных темпов нагрева (b_1 и b_2 соответственно).

Для упрощенного расчета значений W_1 Гроссвейнер (L. J. Grossweiner) и Ч. Б. Луцк предложили формулы

$$W_1 = 1,51 k T_1 T_{max} / (T_{max} - T_1);$$

$$W_2 = k T_{max}^2 / (T_2 - T_{max}),$$

где T_1 и T_2 — половинные значения интенсивности пика ТСТ в его низкотемпературной и высокотемпературной частях соответственно.

Наличие нескольких видов ловушек захвата носителей заряда в диэлектрике (см. рис. 2.23, г) дает несколько максимумов в спектре ТСТ, а это позволяет

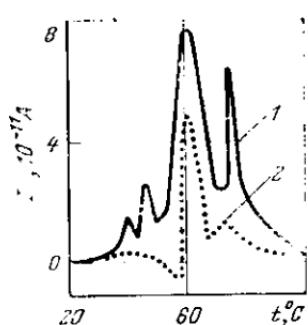


Рис. 6.15. Термостимулированный ток термопластичного слоя ТПС-168 толщиной 15 мкм, облученного электронами с энергией 15 кэВ (кривая 1) и заполяризованного в электрическом поле $E_p = 10^8$ В/м в течение 10 с при комнатной температуре. По А. П. Лучинкову.

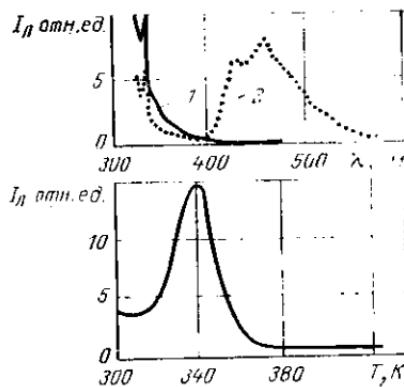


Рис. 6.16. Спектры фотолюминесценции (а) и термolumинесценции (б) облученного рентгеновскими лучами полиметилметакрилата.
1 — необлученный образец; 2 — облученный образец.

проводить оценку энергетической структуры вещества. На рис. 6.15 представлены спектры ТСТ термопластичного слоя ТПС-168 (используемого в качестве носителя информации), из которых видно, что диэлектрик имеет как минимум четыре вида дефектов с различной энергией активации и заселенных наилучше всего при электронном облучении.

В некоторых возбужденных диэлектрических материалах (особенно полимерах) при нагревании наблю-

дается спонтанное световое излучение в широком спектре длии волн. Такое явление называется термостимулированной люминесценцией (ТСЛ). На рис. 6.16,*a*, *b* представлены типичные спектры ТСЛ полиметилметакрилата, предварительно облученного рентгеновским излучением в течение 1 ч. Как видно из рис. 6.16,*a*, необлученный образец (кривая 1) и облученный (кривая 2) имеют различные спектры люминесценции при их оптическом возбуждении. Температурный график ТСЛ (рис. 6.16,*b*) (аналогичен ТСТ) имеет максимум излучения при 340 К, что соответствует точке фазового перехода полимера (температуре стеклования).

Методы ТСТ, фотолюминесценции и термостимулированной люминесценции нашли широкое распространение в практике исследования электрофизических свойств диэлектрических материалов и изделий на их основе (например, МДМ-, МДП-структур интегральных полупроводниковых схем и др.).

6.4. Поглощение излучения веществом

Часто возникает вопрос о поглощении излучения при прохождении через слой материала. Поглощение в общем случае подчиняется экспоненциальному закону (закон Бугера–Ламберта)

$$I = I_0 \exp(-\chi h), \quad (6.9)$$

где I_0 — интенсивность параллельного пучка радиации перед входением в вещество; I — после прохождения сквозь слой вещества толщиной h ; χ — линейный коэффициент ослабления, откуда

$$\chi = \frac{1}{h} \ln \frac{I}{I_0}. \quad (6.10)$$

Таким образом, разность χ обратно пропорциональна размерности длины; $[\chi] = \text{м}^{-1}$. Значения χ различны для разных веществ и разных видов излучения. Коэффициент поглощения зависит от длины волны; поэтому практически часто бывает возможно установить области прозрачности материала для излучений в определенном диапазоне длии волн. Это иллюстрирует рис. 6.17 для различных веществ (кроме стекла, прозрачные вещества — в виде кристаллов). У обычных стекол неизрочность в ультрафиолетовой области обусловлена

ливается содержанием примесей оксидов железа; специальные «увиолевые» стекла с весьма малым содержанием железа, а также кварцевое стекло практичес-

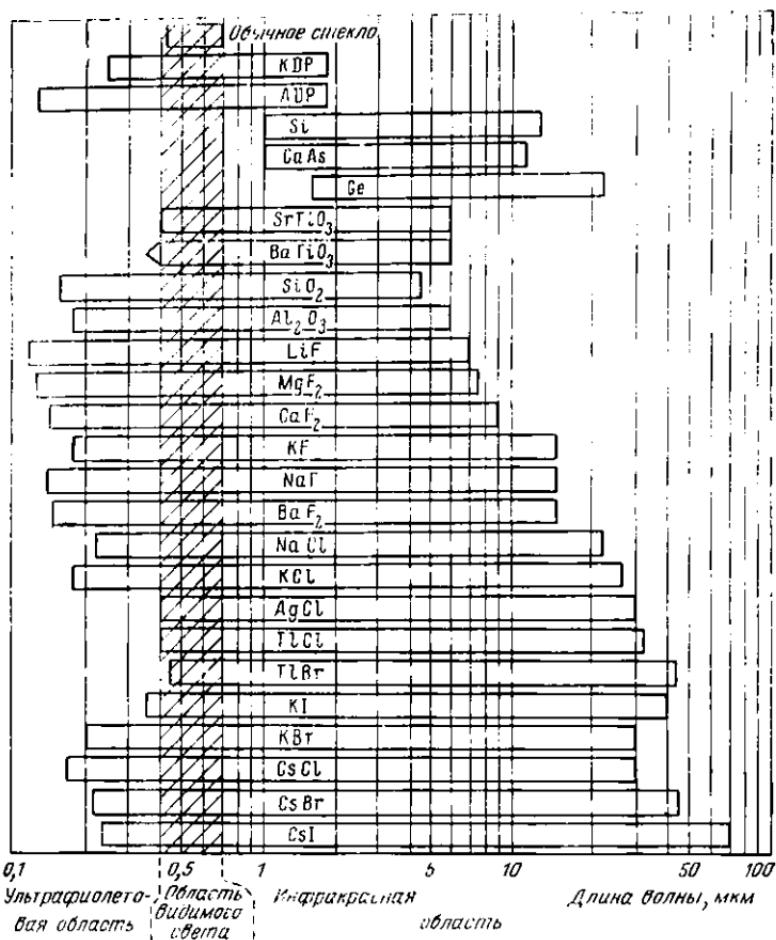


Рис. 6.17. Области прозрачности различных материалов.
KDP — дигидрофосфат калия KH_2PO_4 ; ADP — дигидрофосфат аммония $NH_4H_2PO_4$. По М. И. Шакольской.

ки прозрачны для ультрафиолетовых лучей. Низкочастотное облучение легко вызывает окрашивание (образование структурных дефектов — F-центров; F — первая буква немецкого слова Farbe) и увеличение χ . При приближении частоты колебаний излучения к частотам

собственных колебаний элементов строения вещества имеют место максимумы поглощения, проявляющиеся в виде линий спектров поглощения вещества.

Из (6.9) следует, что при прохождении через слой материала толщиной

$$h_c = 1/\kappa \quad (6.11)$$

радиация ослабляется в e раз. Для удобства практических расчетов запасные свойства материала в отношении того или иного вида ионизирующего излучения,

т. е. способность материала поглощать излучение, вредное для обслуживающего ее или иные устройства персо-

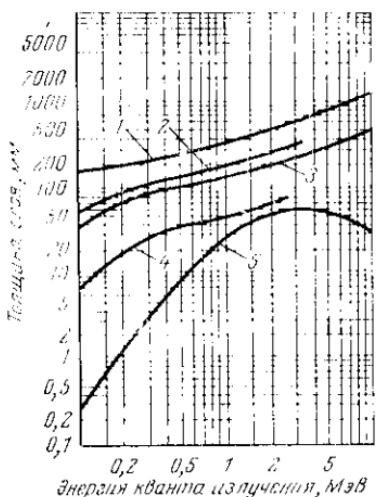


Рис. 6.18. Зависимость толщины слоя десятикратного ослабления радиации h_{10} от энергии кванта излучения.

1 — вода; 2 — баритовый бетон; 3 — алюминий; 4 — сталь; 5 — свинец.

иала или для правильного функционирования приборов, часто оценивают толщиной слоя десятикратного (или двукратного) ослабления h_{10} (или h_2), находящегося из условия

$$I/I_0 = \exp(-\kappa h_{10}) = 1/10 \quad (6.12)$$

или

$$I/I_0 = \exp(-\kappa h_2) = 1/2. \quad (6.12')$$

Очевидно, что слой толщины $2h_{10}$ даст стократное ослабление, что $h_{10} = \ln 10 / \kappa$, что $h_2 = \ln 2 / \kappa$ и т. д.

Линейный коэффициент ослабления пропорционален плотности вещества D . Если поделить линейный

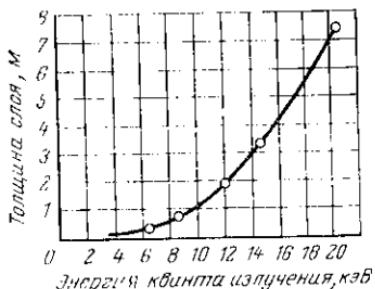


Рис. 6.19. Зависимость толщины слоя двукратного ослабления радиации h_2 воздуха от энергии кванта излучения.

коэффициент ослабления на плотность, то получится массовый коэффициент ослабления, не зависящий от плотности вещества:

$$\kappa_m = \kappa / D.$$

Массовый коэффициент ослабления κ_m измеряется в квадратных метрах на 1 килограмм, т. е. $[\kappa_m] = \text{м}^2/\text{кг}$. Он численно равен доле моноэнергетических γ -квантов, выбывающих из лучка излучения при прохождении слоя вещества толщиной 1 кг/м².

На рис. 6.18 представлены значения h_{10} для различных материалов: воды, баритового бетона (состав: 80% сильно поглощающего сульфата бария и 20% портландцемента) и металлов (как видно, весьма сильно поглощающим материалом является свинец) — в функции энергии кванта излучения. На рис. 6.19 дана аналогичная зависимость h_2 для воздуха (при нормальных условиях давления и температуры).

Ослабление излучения при прохождении сквозь вещество может использоваться для автоматизированного и непрерывного измерения толщины листовых материалов, плотности материалов и т. п.

Задачи к главе шестой¹

6.1. Найдите слой двукратного ослабления радиации с энергией кванта 0,2 МэВ для стали.

6.2. Найдите линейный коэффициент поглощения радиации с энергией кванта 1 МэВ для баритового бетона.

6.3. Найдите массовый коэффициент поглощения радиации с энергией кванта 0,5 МэВ для свинца.

Плотность свинца равна 11340 кг/м³.

Глава седьмая

ВЛАЖНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКОВ

Многие практически применяемые диэлектрики в заметной степени гигроскопичны, т. е. обладают способностью поглощать влагу из окружающей среды, и влагопроницаемы, т. е. способны пропускать сквозь себя влагу.

¹ Используйте для получения исходных данных графики рис. 6.18.

Это имеет большое практическое значение, так как увлажнение оказывает сильное влияние на физико-механические, о чем будем говорить в настоящем параграфе, а также электропроводящие свойства материалов (см. гл. 2—4); здесь ограничимся лишь напоминанием того, что увлажнение существенно ухудшает электропроводящие свойства материалов. Однако электропроводящим материалам приходится находиться в контакте с влажной средой как при их хранении и обработке, так и в процессе эксплуатации.

Атмосферный воздух всегда содержит некоторое количество водяных паров, которые могут поглощаться электрической изо-

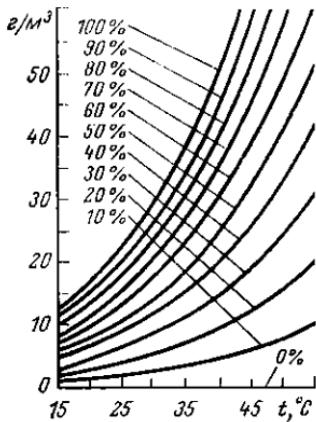


Рис. 7.1. Абсолютная влажность воздуха при нормальном атмосферном давлении и различных значениях относительной влажности ϕ в функции температуры.

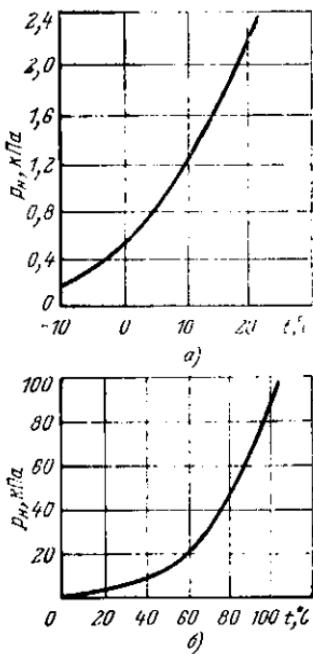


Рис. 7.2. Зависимость давления водяных паров при насыщении воздуха от температуры (при нормальном атмосферном давлении).

ляющей. Более того, в ряде практически важных случаев изоляция приходит и в непосредственное соприкосновение с водой. После увлажнения наружных слоев изоляции влага проникает (диффундирует) в глубь изоляции.

Содержание водяных паров в воздухе можно оценивать различными способами:

- 1) определением абсолютной влажности воздуха ϱ , $\text{кг}/\text{м}^3$, т. е. массы водяных паров, находящихся в единице объема воздуха;
- 2) определением упругости паров p , т. е. парциального давления водяных паров, находящихся в воздухе;

3) указанием относительной влажности воздуха φ (в процентах).

При данных условиях температура и давления воздух не может содержать более некоторого определенного количества водяных паров m_n , насыщающего воздух. Этому содержанию паров соответствует их парциальное давление (упругость) p_n . Если условия (температура и давление) изменяются таким образом, что абсолютная влажность m становится больше значения m_n , соответствующего изменившимся условиям, то излишек влаги $m - m_n$ выпадает в виде росы.

Относительную влажность воздуха определяют как отношение абсолютной влажности воздуха к абсолютной влажности при насыщении (при тех же значениях температуры и давления) или, что же самое, как отношение упругости паров к упругости паров при насыщении (также при тех же значениях температуры и давления):

$$\varphi = \frac{m}{m_n} \cdot 100\% = \frac{p}{p_n} \cdot 100\%. \quad (7.1)$$

На рис. 7.1 даны значения абсолютной влажности воздуха m (при нормальном атмосферном давлении), соответствующие различным значениям относительной влажности φ . Понятно, что кривая с пометкой 100% соответствует воздуху, насыщенному парами воды. Как видно, количество водяных паров, насыщающих воздух, весьма быстро увеличивается при росте температуры.

При температуре 20 °C и нормальном атмосферном давлении (101 325 Па) значение m_n согласно рис. 7.1 составляет 17,3 г/м³.

За нормальную влажность воздуха (например, для различных испытаний, для определения свойств гигроскопичных материалов в стандартных условиях увлажнения) в СССР принимают относительную влажность $\varphi=65\%$. Очевидно, что в воздухе нормальной влажности при температуре 20 °C содержание водяных паров равно:

$$17,3 \cdot 0,65 = 11,25 \text{ г/м}^3.$$

Парциальное давление водяных паров в воздухе в состоянии насыщения (при нормальном давлении) p_n в функции температуры представлено на графиках рис. 7.2. Наибольшее давление водяных паров в воздухе при температуре +20 °C составляет 2338 Па; значение p_n при той же температуре и нормальной влажности воздуха ($\varphi=65\%$) равно:

$$2338 \cdot 0,65 = 1520 \text{ Па.}$$

Образец материала, помещенный в определенные условия влажности и температуры окружающей среды, через неограниченно большое время достигнет некоторого «равновесного» состояния влажно-

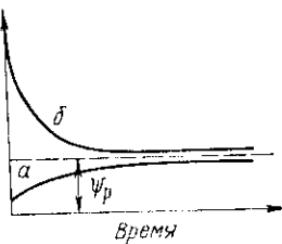


Рис. 7.3. Изменение массовой влажности φ образца при увлажнении (кривая a) и при сушке (кривая b) при постоянных значениях относительной влажности окружающего воздуха и температуры (схематически).

сти. Если сравнивать сухой образец помешен во влажный воздух (с достаточно высоким значением относительной влажности φ), то будем наблюдать постепенное поглощение материалом влаги из воздуха, причем массовая влажность материала φ_r , т. е. содержание влаги на единицу массы материала, с течением времени будет увеличиваться, асимптотически приближаясь к равновесной влажности φ_r^* , соответствующей данному значению φ (рис. 7.2, а). Если же в воздухе с той же относительной влажностью φ будет помешен образец того же материала с начальной влажностью, большей значения φ_r^* , то влажность образца будет уменьшаться, приближаясь к тому же значению равновесной влажности φ_r^* ; в этом случае (рис. 7.2, б) происходит сушка материала.

Для различных материалов значения равновесной влажности при одном и том же значении относительной влажности воздуха и тех же значениях температуры и давления могут быть весьма различны (ср. рис. 7.3).

На практике весьма часто определяют массовую гигроскопичность материалов, которая представляет собой приращение массы в результате выдержки образца материала в воздухе весьма высокой относительной влажности (примерно 96—98%; значение $\varphi=100\%$ не выбирается во избежание попадания на образец росы), отнесенное к первоначальной массе M_e влаге сухого образца:

$$\omega_1 = \frac{M_{n1} - M_e}{M_e} \cdot 100\%, \quad (7.2)$$

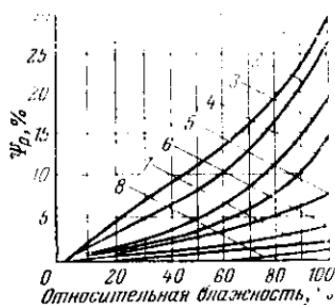
где M_{n1} — масса образца после увлажнения.

Аналогично рассчитывается и массовая водопоглощаемость ω_2 материала, но в этом случае определяется приращение массы сухого образца при его выдержке в воде, после чего образец перед взвешиванием протирается фильтровальной бумагой для удаления избытка воды с его поверхности.

Однако массовая гигроскопичность (или массовая водопоглощаемость) не представляет собой однозначно определяемый параметр материала. Прежде всего процесс поглощения влаги образцом обычно протекает довольно медленно, причем масса увлажненного образца, а следовательно, и ω_1 (или ω_2) асимптотически приближается к некоторому установленному значению (рис. 7.2 и 7.4); на практике часто определяют ω_1 и ω_2 после некоторого стандартного времени выдержки образца во влажной среде (например, 24 или 48 ч), что вносит в определение элемент случайности. Далее, имеют значение геометрические размеры и форма образца; поскольку

Рис. 7.4. Зависимость равновесной влажности φ_r^* различных волокнистых материалов от относительной влажности воздуха φ .

1 — наклонный шелк; 2 — натуральный шелк; 3 — хлопчатобумажное волокно; 4 — ацетатный шелк; 5 — каприон; 6 — поливинилхлоридное волокно; 7 — полизтилентерфталатное волокно; 8 — полистиленовое волокно.



поглощение влаги прежде всего проходит поверхностными слоями материала, более тонкие образцы, с большим отношением поверхности к объему дают более высокие значения w_1 (или w_2), чем более толстые образцы с меньшим отношением поверхности к объему; поэтому иногда относят приращение массы при увлажнении не к массе сухого образца, а к его поверхности. Наконец, значения w_1 и w_2 было бы логичнее относить не к массе образца, а к его объему; это дает возможность сопоставлять гигроскопичность материалов, имеющих различные значения плотности.

В ряде случаев оказывается целесообразным характеризовать гигроскопичность материала значением коэффициента влагорасторимости a . Это — коэффициент пропорциональности закона Генри

$$C = ar, \quad (7.3)$$

где C — равновесная влажность, отнесенная к единице объема материала, $\text{кг}/\text{м}^3$; r — упругость водяных паров в воздухе, с которым соприкасается материал.

Очевидно, что

$$C = \psi_p D, \quad (7.3')$$

где ψ — массовое влагосодержание материала; D — плотность сухого материала, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Таким образом, закон Генри может быть записан в виде

$$\psi_p D = ar. \quad (7.4)$$

Из (7.3) и (7.4) получаем единицу СИ для коэффициента влагорасторимости:

$$[a] = \text{кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{Па}) = \text{с}^2/\text{м}^2;$$

размерность коэффициента влагорасторимости:

$$\text{дим } a = \text{L}^{-2} \cdot \text{T}^{-2}.$$

Закон Генри первоначально (1803 г.) был установлен для случая растворения газов в жидкостях; он справедлив для растворов малой концентрации при условии отсутствия химического взаимодействия между растворителем и растворяемым веществом. Однако этот закон может быть распространен и на случай поглощения водяных паров многими твердыми электрополяризационными материалами, в частности органическими полимерами, хотя, по сути дела, здесь обычно наблюдается не собственно растворение, а «набухание» полимера. В некоторых случаях явление поглощения влаги электрополяризационными материалами подчиняется более сложной закономерности вида

$$C = ar^n, \quad (7.5)$$

где показатель степени $n > 1$.

Коэффициент влагородимости Π материала входит в основное уравнение влагородимости: количество воды G , кг, проходящее при стационарном режиме за время t , с, сквозь участок слоя (пленки) рассматриваемого материала толщиной h , м, если с двух сторон пленки имеется воздух с давлением водяных паров p_1 и соответственно p_2 , Па, равно:

$$G = \Pi \frac{(p_1 - p_2) S}{h} t. \quad (7.6)$$

В более общем случае прохождения влаги через тело, имеющее приведенную длину Λ , м:

$$G = \Pi(p_1 - p_2)\Lambda t. \quad (7.6')$$

Уравнение (7.6) получается из (7.6') при подстановке согласно (1.22) $\Lambda = S/h$.

Формально уравнение (7.6') виолюе аналогию закону Ома для прохождения через тело постоянного электрического тока, причем разность давлений $p_1 - p_2$ аналогична разности потенциалов (электрическому напряжению), отношение G/t — силе тока, а произведение $\Pi\Lambda$ — электрической проводимости тела. Уравнения (7.6) и (7.6') также аналогичны основным уравнениям теплопроводности (5.4) — (5.8).

Из (7.6) или (7.6') определяется единица СИ коэффициента влагопроницаемости:

$$[\Pi] = \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{Па}} = \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}} \cdot \frac{\text{м}^2}{\text{Н}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с} \cdot \text{Н}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}} \cdot \frac{\text{с}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}} = \text{с},$$

т. е. этой единицей является секунда; легко видеть, что размерность Π действительно совпадает с размерностью времени:

$$\dim \Pi = T.$$

Отметим здесь же, что в ряде случаев представляют интерес коэффициент газопроницаемости; он определяется аналогично коэффициенту влагопроницаемости, но дает переносимый в единицу времени через тело из данного материала объем (а не массу) газа V . Таким образом, коэффициент газопроницаемости Γ входит в уравнение

$$V = \Gamma(p_1 - p_2)\Lambda t, \quad (7.6'')$$

обозначения p_1 , p_2 , Λ и t те же, что и в формуле (7.6'), откуда находим размерность коэффициента газопроницаемости

$$\dim \Gamma = L^3 M T^{-1}$$

и единицу СИ коэффициента газопроницаемости

$$[\Gamma] = \frac{m^3}{m^2 \cdot c \cdot Pa} = \frac{m^2}{c \cdot Pa} = m^2 \cdot c / kg.$$

Например, значения коэффициента проницаемости различных газов сквозь полиамид-66 (при температуре 18°C) составляют (по Н. И. Охлобыстину, 1980 г.):

для $H_2 = 11,2 \cdot 10^{-17}$, для $CO_2 = 2,82 \cdot 10^{-17}$, для $O_2 = 6,7 \cdot 10^{-18}$ и для $N_2 = 2,8 \cdot 10^{-18} m^3 \cdot c / kg$.

Старая практическая единица $\Gamma = cm^3 / (cm \cdot c \cdot mm \text{ рт. ст.})$ равна $7,5 \cdot 10^{-7} m^2 \cdot c / kg$.

На рис. 7.5 представлен график изменения влажности C по толщине h пленки, разделяющей два воздушных пространства: слева — с влажностью C_1 (или упругостью водяных паров p_1) и справа — с влажностью C_2 (или упругостью p_2), причем $C_1 > C_2$ и $p_1 > p_2$, так что направление перемещения влаги сквозь пленку совпадает с направлением оси x . Переходы влажности ΔC_1 и ΔC_2 у поверхности пленки объясняются растворимостью влаги в материале.

Для нестационарного состояния потока влаги сквозь пленку (рис. 7.6) справедливо основное уравнение диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \quad (7.7)$$

где K — коэффициент диффузии материала пленки; его единица

$$[K] = \text{м}^2/\text{с}$$

и размерность

$$\dim K = L^2 \cdot T^{-1}.$$

Таким образом, единица и размерность коэффициента диффузии совпадают с единицей и размерностью прочих коэффициентов переноса вещества.

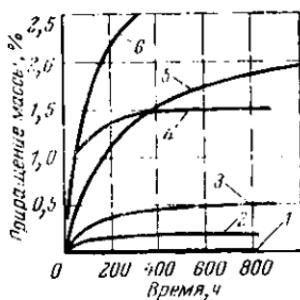


Рис. 7.5. Приращение массы, %, различных материалов в функции времени выдержки сухого образца в воде (в часах).

1 — политетрафторэтилен; 2 — полистирол; 3 — пластмасса К-211-34; 4 — полиметилметакрилат; 5 — полиуретан; 6 — пластмасса ФКПМ.

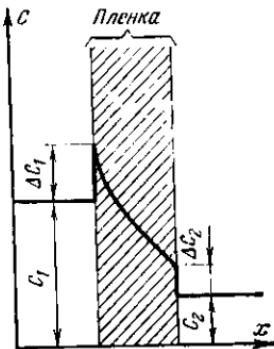


Рис. 7.6. Изменение влажности C в пленке, с двух сторон которой поддерживается различная влажность воздуха (схематически).

переноса вещества, в частности кинематической вязкости (2.28) и температуропроводности (5.8).

Уравнение (7.6) может быть представлено в дифференциальной форме

$$dG = -\Pi \frac{dp}{dx} S dt, \quad (7.8)$$

или же

$$dG = K \frac{dC}{dx} S dt \quad (7.8')$$

или

$$g = -K \operatorname{grad} C. \quad (7.8'')$$

Здесь g — удельный поток диффузии, т. е. поток вещества, проходящий за единицу времени через единицу площади, перпендикулярной этому потоку.

С учетом (7.3) можно также написать:

$$dG = K_d \frac{dp}{dx} S dt. \quad (7.9)$$

Последние уравнения были выведены Фиком (A. Fick, 1855 г.); формула (7.8') называется первым законом Фика, а формула (7.7)—вторым законом Фика.

Сопоставляя (7.8) и (7.9), получаем чрезвычайно простую связь между тремя основными влажностными («диффузионными») параметрами материала:

$$\Pi = K_a. \quad (7.10)$$

Отметим, что на практике влажностные параметры иногда выражаются в единицах, не входящих в СИ, а именно:

коэффициент влагопроницаемости — в граммах на сантиметр—час — миллиметр ртутного столба,

коэффициент влаго吸取оримости — в граммах на сантиметр в кубе — миллиметр ртутного столба,

коэффициент диффузии — в сантиметрах в квадрате на час.

Соотношения этих единиц с единицами СИ:

$$1 \text{ г}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}) = 2,08 \cdot 10^{-7} \text{ с};$$

$$1 \text{ г}/(\text{см}^3 \cdot \text{мм рт. ст.}) = 7,5 \text{ см}^2/\text{м}^2;$$

$$1 \text{ см}^2/\text{ч} = 2,78 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}.$$

В качестве иллюстрации приводим в табл. 7.1 ориентировочные

Таблица 7.1. Диффузионные параметры полимеров

Материал	$\Pi, \text{ фс}$	$K, \text{ мкм}^2/\text{с}$	$a, 10^{-9} \text{ см}^2/\text{м}^2$
Политетрафторэтилен	0,10	0,83	3,9
Поливинилхлорид пластифицированный	0,58	0,15	0,12
Полиэтилен	0,64	0,64	1,0
Полистирол	4,2	38	0,13
Кремнийорганическая резина	5,0	8,4	6,0
Бутадиен-стирольная резина	5,8	0,58	10
Нитрилакриловая резина	8,3	2,8	3,7
Полиэтилентерефталат	8,3	0,14	6,0

значения диффузионных параметров для ряда электроизоляционных материалов — органических полимеров (материалы здесь расположены в порядке возрастания Π).

Влажностные параметры существенно зависят от химической природы и структуры материалов. Большую роль играет наличие и размеры капиллярических промежутков внутри материалов, в которые может проникать влага. Сильно пористые материалы, в частности пенопропитанные волокнистые материалы, значительно более гигроскопичны и влагопроницаемы, чем материалы плотного строения.

(надо иметь в виду весьма малые размеры молекулы воды — около 2,7 Å, в связи с чем влага легко проникает в весьма малые поры).

Из органических полимеров наименееющую влагопроницаемость имеют неполярные полимеры с высоким содержанием кристаллической фазы (ср. данные для полистирола и политетрафторэтилена в табл. 7.1). Большая плотность упаковки молекул способствует уменьшению влагопроницаемости и диффузии (согласно данным для двух практических неполярных веществ — полистирола и полиэтилена в табл. 7.1; следует учесть, что увеличение объема при полимеризации для полистирола больше, чем для полистирола — соответственно 1,140 и 1,105; наличие в молекуле полистирола фенильных групп C_6H_5 приводит к образованию микропустот, но которых проникает влага).

При повышении температуры усиливющиеся тепловые колебания молекул повышают вероятность образования межмолекулярных пустот, что приводит к увеличению коэффициента диффузии. Значение коэффициента влагопроницаемости зависит от температуры у различных веществ различным образом — может наблюдаться как увеличение, так и уменьшение этого коэффициента с ростом температуры. Рисунок 7.7 дает представление о температурной зависимости влажностных параметров для полиметилметакрилата.

На электроизоляционные свойства диэлектриков большое влияние оказывает не только количество поглощенной материалом влаги, но и характер ее распределения в материале.

Влияние увлажнения на физико-механические свойства электроизоляционных материалов иллюстрируется рис. 7.8, на котором дана зависимость прочности при растяжении бумаги от влажности окружающего воздуха.

Способность диэлектриков смачиваться водой (или другой жидкостью) характеризуется красным (контактным) углом смачивания β капли воды, нанесенной на плоскую поверхность диэлектрика (рис. 7.9). Чем меньше β , тем сильнее смачивание: для несмачиваемых поверхностей $\beta < 90^\circ$, для смачиваемых $\beta > 90^\circ$. Весьма наглядно устанавливается смачиваемость или несмачиваемость при погружении в жидкость капиллярной трубки или двух пластинок; в случае смачивания жидкостью твердого тела получается вогнутый, а в случае несмачивания выпуклый мениск (рис. 7.10). Отметим, что при подаче электрического напряжения на проводящие пластиинки, погруженные в жидкость, картина образования мениска по рис. 7.9 может видоизменяться эффектом Фарадея — Сумота.

Сильно смачиваются вещества полного строения, например стекла, а также сильнополарные полимеры; мало смачиваются неполярные полимеры, например полистирол, политетрафторэтилен

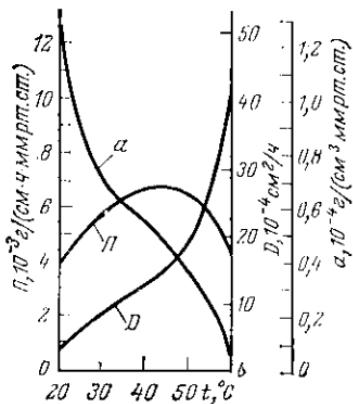


Рис. 7.7. Температурная зависимость влажностных параметров полиметилметакрилата.

и т. п. Степень смачивания определяется сравнением силы притяжения молекул воды друг к другу и к молекулам поверхностного слоя смачиваемого материала. Если первая сила больше второй, влага на поверхности материала (еконденсированные пары воды или попавшая на поверхность материала жидкая вода) будет стремиться сорваться в отдельные капли (несмачиваемая поверхность). Если же перевешивает вторая сила, вода стремится растекаться сплошной пленкой на поверхности материала (смачиваемая поверхность).

Иногда удается обработкой гидрофобизирующими (водоотталкивающими) веществами придать поверхности смачиваемого материала свойство несмачиваемости. Такая обработка называется гидрофобизацией. В электроизоляционной технике гидрофобизацию осуществляют, например, обработкой кремнийорганическими соединениями.

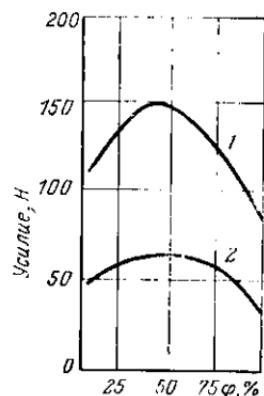
На рис. 7.11 представлена схема гидрофобизации при пансации кремнийорганического полимера на стекло, керамику, бумагу или другой материал, на поверхности которого имеются сильнополярные гидроксильные группы или тончайшие слои воды. Молекулы кремнийорганического полимера располагаются полярными связями $-Si-O-$ у обрабатываемой поверхности, а неполярные углеводородные радикалы $-R$ образуют гидрофобную пленку. На рис. 7.12 представлены зависимости от температуры угла смачивания β стекла, обработанного различными силанхлоридами.

Очень важно оценить тропическую стойкость различных электротехнических материалов и, в частности, электроизоляционных материалов. В районах с тропическим климатом электрооборудование, как в эксплуатации, так и даже во время перевозки и хранения на складе подвергаются суровым воздействиям окружающей среды.

Рис. 7.8. Зависимость разрывающего усилия образца кабельной бумаги шириной 15 мм в направлении вдоль рулона (кривая 1) и поперек рулона (кривая 2) от относительной влажности воздуха. По Б. М. Тарееву и В. А. Привесецкому.

Различают сухой и влажный тропический климат. Особенно опасен для электроизоляционных материалов влажный тропический климат, характеризующийся сочетанием высокой влажности воздуха с повышенной температурой; относительная влажность воздуха φ выше 80% при температуре более 20°C наблюдается не менее 12 ч в сутки не менее 2 мес в году; бывают сильные ливни (выпадение осадков до 100 мм в течение 10 мин). Для этого климата характерны также интенсивная солнечная радиация и воздействие биологических факторов: развитие грибковой плесени, наличие насекомых (в частности, термитов, полностью разрушающих многие материалы) и грызунов. Для приморских районов (не только в тропическом, но и в умеренном климате) характерны солевые туманы.

Частный случай влажного тропического климата — муссонный климат, характеризующийся чрезвычайно интенсивными ливневыми осадками в течение сравнительно короткого периода (около 2—3



мес в году, как это характерно для Индии и Шри-Ланки) при большой сухости (и более высокой температуре) воздуха в оставшее время года.

Сухой тропический климат характеризуется особо высокой температурой воздуха (до +55°C в тени) и весьма интенсивной солнеч-

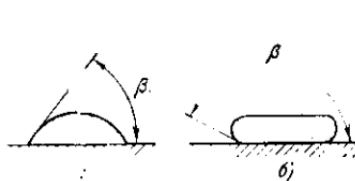


Рис. 7.9. Капля жидкости на смачиваемой (а) и несмачиваемой (б) поверхности.



Рис. 7.10. Мениски при смачивании (слева) и при несмачивании (справа) твердых стеклок.

ной радиацией при сравнительно низкой влажности воздуха и наличием в воздухе (особенно в стенах и пустынях при сильном ветре) шампани и песка, оказывающих на материалы абразивное воздействие.

Влажный тропический климат имеет место, например, во многих странах Южной и Юго-Восточной Азии, в Китае (к югу от р. Янцзы), на южных островах Японии, в Гане, Гвинее, Зaire, Кубе, а также во Флориде и других юго-восточных штатах США. Сухой тропический климат характерен для Ливии, Египта, Ирана, а также для Калифорнии и других юго-западных регионов США.

Диэлектрические материалы считаются тропикостойкими, если

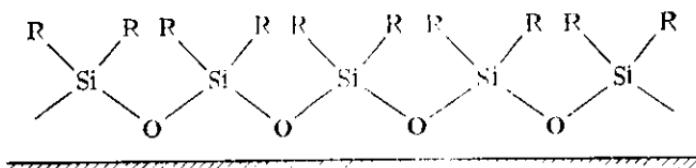


Рис. 7.11. Схема гидрофобизации материала кремнийорганическим полимером. По К. А. Андронову.

они переносят влияние указанных выше вредных воздействий. Помимо проверки способности к сохранению достаточных электроизоляционных и физико-механических свойств в указанных условиях, для тропикостойких материалов существенно испытание на отсутствие роста грибковой плесени на поверхности материала в условиях высокой влажности и температуры после заражения этой поверхности специальную подготовленной смесью спор грибковых культур. Не являются плесенестойкими такие материалы природного происхождения, как дерево, бумага и другие целлюлозные материалы,

шелк, пленки лаков на основе растительных масел и пр. Их стойкость некоторые синтетические органические материалы, а также практически все неорганические материалы (в частности, керамика и стекла). Для тропикализации, т. е. повышения тропикостойкости (частный случай тропикализации — муссонизация, т. е. повышение стойкости в условиях муссонного климата), в состав органических материалов иногда вводят (или на их поверхность наносят) фунгициды, — вещества, ядовитые для насекомых грибков и задерживающие их развитие. Фунгицидами, в частности, являются некоторые органические вещества, содержащие азот, хлор и ртуть; таковы 2,4-диштирофенол, парашитрофенол, пентахлорфенол, меркантобензо-тиазол и др. Фунгициды должны хорошо совмещаться с материалом, к которому они добавляются, и не должны существенно ухудшать его электризационные свойства, в том числе в условиях повышенной влажности и температуры.

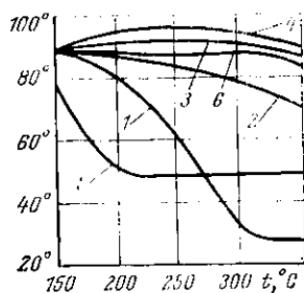


Рис. 7.12. Температурные зависимости красового угла смачивания β стекла, обработанного парами различных силанхлоридов. По С. А. Яманову.

- 1 — CH_3SiCl_3 ; 2 — $(\text{CH}_3)_2\text{SiCl}_2$;
- 3 — $(\text{CH}_3)_3\text{SiCl}$;
- 4 — $(\text{CH}_3)_2\text{SiHCl}_2$;
- 5 — $\text{C}_2\text{H}_5\text{SiCl}_3$;
- 6 — $\text{C}_6\text{H}_5\text{SiCl}_3 + (\text{CH}_3)_2\text{SiCl}_2$.

при температуре $+50^\circ\text{C}$ и плотность воздуха при нормальных условиях давления и температуры равна 1,293 кг/м³. Для температура коэффициента вязкости (при изобарном процессе изменения температуры) воздуха примите теоретическое (для идеальных газов) значение.

7.2. Во сколько раз разновесная влажность при относительной влажности окружающего воздуха 80% и температуре $+20^\circ\text{C}$ для поливинилхлоридного волокна больше, чем для хлопчатобумажного волокна (см. рис. 7.4)? Объясните это различие, исходя из химической природы рассматриваемых материалов.

7.3. Какое количество влаги пройдет за 10 000 ч сквозь полистирольную мембрану размерами 10×10 см и толщиной 0,1 мм, если относительная влажность воздуха с одной стороны мембранны составляет 80%, а с другой стороны — 20% (температура воздуха с обеих сторон составляет $+65^\circ\text{C}$, давление — нормальное)?

Влажностные параметры полистирола приведены в табл. 7.1.

Задачи к главе седьмой

7.1. Определите, пользуясь графиками рис. 7.1 и 7.2, абсолютную влажность воздуха, массовую концентрацию воды в воздухе и упругость водяных паров при насыщении воздуха, при нормальном атмосферном давлении.

7.2. Во сколько раз разновесная влажность при относительной влажности окружающего воздуха 80% и температуре $+20^\circ\text{C}$ для поливинилхлоридного волокна больше, чем для хлопчатобумажного волокна (см. рис. 7.4)? Объясните это различие, исходя из химической природы рассматриваемых материалов.

7.3. Какое количество влаги пройдет за 10 000 ч сквозь полистирольную мембрану размерами 10×10 см и толщиной 0,1 мм, если относительная влажность воздуха с одной стороны мембранны составляет 80%, а с другой стороны — 20% (температура воздуха с обеих сторон составляет $+65^\circ\text{C}$, давление — нормальное)?

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ, ПРИНЯТЫЕ В КНИГЕ

Русский алфавит

БК - барический коэффициент

ТК - температурный (термический) коэффициент

Л - логарифмическая производная

Латинский алфавит

a - ускорение, м/с²; коэффициент растворимости, с³/м²

B - магнитная индукция, Тл

B_к - критическая магнитная индукция, Тл

C - электрическая емкость, Ф; равновесная влажность, кг/м³

C_{уд} - удельная емкость, Ф/м³

c - скорость света в вакууме, м/с; удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)

D - плотность, кг/м³; электрическое смещение, Кл/м²

E - напряженность электрического поля, В/м

E_{пр} - электрическая прочность, В/м

F - енза, Н

f - частота, Гц

G - проводимость, См

G_{из} - активная проводимость, См

G_{из} - проводимость изоляции, См

G_{вн} - поверхностная проводимость, См

G_{об} - объемная проводимость, См

H - напряженность магнитного поля, А/м; обратная емкость, Ф⁻¹

h - толщина, длина, м

I - ток, А

I_к - критический ток, А

i - ток (мгновенное значение), А

i_{абс} - ток абсорбции, А

i_{скв} - сквозной ток, А

J - плотность тока, А/м²

J_к - критическая плотность тока, А/м²

j - минная единица, плотность тока (мгновенное значение), А/м²

K - коэффициент диффузии, м²/с

k_д - диэлектрическая восприимчивость

L - индуктивность, Гн; время жизни, ч

M - относительная молекулярная масса

m - абсолютная влажность воздуха, кг/м³

N - число молекул в единице объема, м⁻³

P - активная мощность, Вт; диэлектрические потери, Вт; поляризованность, Кл/м²

P_{уд} - удельная поляризация

p - давление, Па; удельные диэлектрические потери, Вт/м³

p_д - индуцированный электрический момент молекулы, Кл·м

Q - добротность; количество электричества, Кл

q - электрический заряд, Кл

R - (активное) сопротивление, Ом

R_{из} - сопротивление изоляции, Ом

R_т - тепловое сопротивление, К/Вт

R_с - поверхностное сопротивление, Ом

- R_V — объемное сопротивление, Ом
 S — поверхность, м²
 T — термодинамическая температура, К
 T_k — критическая температура, К
 t — время, с; температура, °С
 U — напряжение, В
 u — напряжение (мгновенное значение), В; подвижность носителя заряда, Тл⁻¹
 V — объем, м³
 v — скорость, м/с
 v_d — скорость дрейфа носителя заряда, м/с
 v_t — тензовая скорость носителя заряда, м/с
 W — энергия, Дж
 W_1 — массовое влагонапыление
 W_2 — массовое водонапыление
 ΔW — ширина запрещенной зоны, Дж
 ω — плотность энергии, Дж/м³
 x — массовое содержание компонента в смеси
 y — объемное содержание компонента в смеси; коэффициент температуропроводности, м²/с
 Z — полное сопротивление, Ом; волновое сопротивление, Ом
 Z_0 — волновое сопротивление вакуума, Ом

Греческий алфавит

- α — поляризуемость частицы, Ф·м²
 β — геометрическая поляризуемость, м³
 γ — удельная проводимость, См/м
 γ_a — удельная активная проводимость, См/м
 δ — угол диэлектрических потерь, рад
 ϵ_r — (относительная) диэлектрическая проницаемость
 ϵ_0 — электрическая постоянная, Ф/м
 $\epsilon_{r,c}$ — статическая диэлектрическая проницаемость
 $\epsilon_{r,\infty}$ — оптическая диэлектрическая проницаемость
 ζ — электрокинетический потенциал, В
 η — динамическая вязкость, Па·с
 Λ — приведенная длина, м
 λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); длина электромагнитной волны, м
 μ — постоянный электрический момент молекулы, Кл·м
 μ_r — (относительная) магнитная проницаемость
 μ_0 — магнитная постоянная, Ги/м
 ν — число переноса; показатель преломления; кинематическая вязкость, м²/с
 Π — молярная поляризуемость, м³/моль; коэффициент влагопроницаемости, с
 ρ — удельное сопротивление, Ом·м
 ρ_t — удельное термическое сопротивление, м·К/Вт
 ρ_s — удельное поверхностное сопротивление, Ом
 σ — поверхностная плотность электрических зарядов, Кл/м²; механическое напряжение, Па
 τ — время релаксации, с
 φ — угол сдвига фаз, рад; относительная влажность воздуха
 X — коэффициент Холла, м³/Кл
 ψ — массовая влажность материала
 ω — угловая частота, рад/с

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авогадро число 14, 75, 138
Аркадьев опыт 60
Аррениуса формула 260, 295
Бесра формула 174, 176
Бертолиды 50
Больцмана постоянная 45, 51
Брюгемана формула 177
Бугера - Ламберга формула 298
Буша формула 192
Вальдена теория 113
Ван дер Пуу теорема 30
Венерометр 281
Вермана число поляризации 145
Видемана Франца - Лоренца закон 51
Винера формулы 170, 174, 176, 243
Влажность 302, 304
Водонапоемаемость 304
Водопримачность диэлектрическая 404
Время релаксации 133
Вула формула 286
Вязкость 81
Гартона эффект 216
Гаусса теорема 105
Гелиостанция 281
Генри формула 305
Герца Кипке эффект 199
Гирроскопичность 304
Гидрофобизация 310
Гильберта - Крамерса - Кронига формулы 230, 248
Губбина релаксации 149
Градиционное изолирование 187, 191
Гроссвайтера формула 297
Дальтонилы 50
Дебая температура 64
- теория 114, 220
формулы 64, 133, 143, 220
Дирака постоянная 66
Дендрит 78
Диагностики абсолютный 60
Диапазон (профиль) нагревостойкости 269
Дисперсия диэлектрической проницаемости 119
- света 126
Диэлектрик 18
- активные 7, 104
- неподвижные 114, 126, 139
- полярные 114, 131
- пассивные 7
Длина приведения 24, 271
Добротность изоляции 207
Дрейф ионов 16, 40, 124
Емкость 24, 26
- геометрическая 219, 224
- удельная 194
Жесткость 36, 163, 213
Заряд электрона 45
Зенитобелка эффект 274
Индекс температурный 269
Накрекмент диэлектрической проницаемости 133, 149
Поффе критерий 274
Псакова Тареева формула 213
Ионисена Рабека эффект 197
Кена правило 83
Керквуда формула 145
Кирикаса формула 200
Клаузиса - Мосотти формула 138, 153, 151
Клаузиса - Мосотти - Дебая формула 143, 151
Колесова - Мессенхника Волкова формула 96
Комптона эффект 287
Конденсатор вакуумный 106
плоский 25, 102, 104
термокомпенсирующий 159
цилиндрический 27, 102
Коул Кулла круговая диаграмма 227
Концентрация ионов 40
Коэффициент абсорбции 221
барийский 32, 155
- алагориондаемости 305
- алагораспоримости 305
- газопроницаемости 306
тифуции 207
- чешуйчатости 37
- ослабления линейный 296
- массовый 301
средний температурный 34
температуры 32, 152
- длины 36
- объема 36
- температуропроводности 271
- теплопроводности 49, 272
Кронопроводники 62
Кулонов закон 101
Ланду - Лишинца формула 174, 176
Ланженсона функция 142
Ланцина - Германа формула 157
Лихтенкера формула 170
Лончика 71, 287
Лоренца поле 135
- сила 72
- число 51
Лоренца - Лоренца формула 139, 174
Лоннингда число 111
Лучинкова - Сигова формула 95
- эффект 292
Луцика формула 297
Люминесценция термостимуированная 298
Майспера - Оксенфельда эффект 60
Маклевелла формула 107, 126, 177
Маклевелла - Вагнера конденсатор 215
Матьера эффект 291
Масса электрона 45
Материалы композиционные 31, 165, 200, 262, 271
- радиопрозрачные 172
- электротехнические 6
Металлы 13
- синтетические (сплавы) 52, 76
Мозин 80
Момент электрический индуцированный 101
- постоянный (собственный) 115

- Нагревостойкость 251
 Носятели заряда 15, 39
 Оделевского формула 174, 177
 Оисагера формула 115
 Пере克莱чение проводимости 54, 90
 Переход сверхпроводящий 55
 Переизоляция (протекание) 179
 Пиасарикенского - Вальдена формула 83
 Планка постоянная 66
 Плотность магнитной энергии 33, 110
 электрической 107, 110
 Подвижность носителей 41
 Пойнтинг вектор 40, 110
 Показатель преломления 108, 126
 Поглинкова формула 199
 Полупроводники 6, 18, 50, 67
 Поляризация 7, 17, 19, 124
 - деформационная 127
 - дипольная 131
 - ионная 127
 - миграционная 147
 - молярная 139
 - ориентационная 131
 - резонансная 232
 - релаксационная 132, 148
 - удельная 138
 Поляризованность 103
 Поляризуемость 123
 - геометрическая 123, 130, 141
 - деформационная 141
 - ионная 141
 - ориентационная 141
 - относительная 123
 - электронная 141, 150
 Постоянная времени конденсатора 112
 - магнитная 107
 - электрическая 20, 102
 Постулат пропорциональности 375
 Потенциал электрокинетический 83
 Потери диэлектрические 134, 206
 - резонансные 232
 - удельные 21, 209
 Примесь акценторная 67, 69
 - донорная 67, 69
 Проподимость активная 22, 210
 - комплексная 213
 - радиационная 286
 - темпокая 286
 - удельная 17, 40
 Прозодики 618, 43, 273
 - металлические 19
 - сверхпроводящие 53, 76
 Производная логарифмическая
 (удельная) 32
 Проницаемость диэлектрическая 20, 102
 - комплексная 212
 - магнитная 107
 - оптическая 119
 - статическая 149
 Пуля формула 94
 Радиоэлектрет 289
 Разряд частичный 191, 238
 Рассеяние энергии 21, 128, 205
 Рекомбинация 91
 Рене формула 168
 Рефракция молярная 110
 Сверхпроводники 51
 Светостойкость 281
 Скорость света 20, 107
 Смещение электрическое 105
 Сопротивление волновое 109
 объемное 24
 - поверхностное 97
 - термическое 270
 - удельное 17, 40, 48
 Спектр диэлектрический 233
 Старение изоляции 251, 254
 Стойкость радиационная 282
 Стокса формула 81
 Супензии 80
 Тареева диаграмма треугольникова 162
 - теорема 161
 - формула 231
 Температура деформации 252
 Теплонпроводность 270
 Тензисторность 252
 Термостабильность 255
 Термоудар 9, 251, 253
 Термозластичность 255, 265
 Ток абсорбции 214, 219
 - емкостный 207, 219
 - проводимости 16
 - сквозной 16, 214, 220
 - смещения 17
 - термосиммультированный 294
 Троникостойкость 310
 Тубандта метод 90
 TTF-TCNQ 53
 Узел потерь 207
 - смачивания 309
 Фаза дисперсионная 80
 - дисперсия 80
 Фарадея законы 75, 80, 90
 - число 75
 Фарадея - Сумото эффект 199
 Финка формула 308
 Формфактор тела 24
 Френкеля формула 95
 Функции 312
 F-центр 299
 Холла коэффициент 72
 - эффект 72
 Холодостойкость 270
 Частота релаксации 225
 Число переноса 75
 Ширина запрещенной зоны 66
 Шотта - Винклермана параметр 253
 Шотта - Дворжачка параметр 145
 Энергеда эффект 91, 201
 Электропроводность 202, 276
 Электротриз 43, 75, 81
 Электропронодность 6, 16, 39
 - ионная (электролитическая) 43,
 - 65, 74
 - металлическая 43
 - молярная 43, 74, 80
 - электронная 43, 65
 - электрофоретическая 43, 74
 Электрострикция 198
 Электрофорез 43, 80
 Эмиссия акустоэлектронная 290
 - ионозаводушная 290
 Эмульсии 80
 Эффект магнеторезистивный 65, 74
 - настичения 138
 - подавления 79
 - полисторний 88
 - полинефтический 79
 - размерный 64
 - тепловой поверхности 48
 Явления электронперционыне 44

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян Ю. В., Казанчян Г. П. Светостойкость электроизоляционных материалов. — М.: Энергия, 1978. — 113 с.
2. Бонородицкий Н. И., Пасынков В. В., Тареев Б. М. Электротехнические материалы. — М.: Энергия, 1977. — 352 с.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Калаников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977. — 672 с.
4. Борисова М. Э., Койков С. Н. Физика диэлектриков. — Л.: ЛГУ, 1979. — 240 с.
5. Ван-Флек Л. Теоретическое и прикладное материаловедение / Пер. с англ. О. А. Алексеева. — М.: Атомиздат, 1975. — 472 с.
6. Варшавский Д. С. Силовые конденсаторы / Под ред. Б. М. Тареева. — М.: ВИНИТИ, 1980. — 128 с.
7. Герметизация полимерными материалами в радиоэлектронике / Б. М. Тареев, Л. В. Яманова, В. А. Волков, Н. Н. Ильин. — М.: Энергия, 1974. — 304 с.
8. Глебов И. А., Лаверик Ч., Шахтарин В. Н. Электрофизические проблемы использования сверхпроводимости. — Л.: Наука, 1980. — 256 с.
9. Дмитревский В. С. Конструирование и расчет электрической изоляции. — М.: Энергоиздат, 1981. — 392 с.
10. Елифанов Г. И., Мома Ю. А. Физические основы конструирования и технология РЭА и ЭВА. — М.: Советское радио, 1979. — 352 с.
11. Казарновский Д. М., Тареев Б. М. Испытание электроизоляционных материалов и изделий. — М.: Энергия, 1980. — 214 с.
12. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела / Пер. с англ. / Под ред. А. А. Гусева. — М.: Наука, 1978. — 792 с.
13. Коринский Ю. В. Основы физики диэлектриков. — М.: Энергия, 1979. — 248 с.
14. Лившиц Б. Г., Крапошин В. С., Линецкий Я. Л. Физические свойства металлов и сплавов / Под ред. Б. Г. Лившица. — М.: Металлургия, 1980. — 320 с.
15. Пасынков В. В. Материалы электронной техники. — М.: Высшая школа, 1980. — 408 с.
16. Пенков И. Б. Эмалированные провода / Под ред. Б. М. Тареева. — М.: ВИНИТИ, 1981. — 112 с.
17. Поплавко Ю. М. Физика диэлектриков. — Киев: Вища школа, 1980. — 398 с.
18. Радиационное электроматериаловедение / П. С. Костюков, Н. П. Антонова, М. И. Зильберман, Н. А. Асеев. — М.: Атомиздат, 1979. — 224 с.

19. Преображенский А. А. Магнитные материалы и элементы. — М.: Высшая школа, 1976. — 336 с.
20. Сверхпроводимость и ее применение/ Под ред. Б. М. Тареева. — М.: ВИНИТИ, 1977. — 288 с.
21. Справочник по электротехническим материалам/ Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. Т. 1. — М.: Энергия, 1974. — 584 с.; т. 2. — М.: Энергия, 1974. — 616 с.; т. 3. — Л.: Энергия, 1976. — 896 с.
22. Шаскольская М. П. Кристаллография. — М.: Высшая школа, 1976. — 392 с.
23. Электрические свойства полимеров/ В. Н. Сажин, А. М. Лобанов, О. С. Романовская, М. П. Эйдельштадт, С. И. Койков; Под ред. Б. Н. Сажина. — Л.: Химия, 1977. — 192 с.
24. Электроизоляционные материалы высокой нагревостойкости/ Э. З. Аенович, К. И. Забыршина, В. А. Коганова, Б. М. Тареев. — М.: Энергия, 1979. — 239 с.
25. Электрорадиоматериалы/ Б. М. Тареев, И. В. Короткова, В. М. Петров, А. А. Преображенский; Под ред. Б. М. Тареева. — М.: Высшая школа, 1978. — 336 с.
26. Иоссель Ю. А., Кошанов Э. С., Струнский М. Г. Расчет электрической емкости. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 288 с.
27. Калинин Н. Н., Скибинский Г. Л., Новиков П. П. Электрорадиоматериалы/ Под ред. Н. Н. Калинина. — М.: Высшая школа, 1981. — 294 с.
28. Костюков Н. С., Маслов В. В., Муминов М. И. Радиационная стойкость диэлектриков. — Ташкент: Фан, 1981. — 216 с.
29. Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д. Полупроводниковые приборы. — М.: Высшая школа, 1981. — 436 с.
30. Роздзял П. Технология герметизации элементов РЭА/ Пер. с польск. — Под ред. В. А. Волкова. — М.: Радио и связь, 1981. — 304 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	6
Глава первая. Электрические свойства веществ (общие сведения)	14
1.1. Основные определения и закономерности	14
1.2. Связь электрических параметров вещества и тела	22
1.3. Оценка управляемых изменений параметров материалов и компонентов	31
Задачи к главе первой	38
Глава вторая. Электропроводность веществ	39
2.1. Общие положения	39
2.2. Электропроводность металлов	43
2.3. Сверхпроводимость	54
2.4. Криопроводимость	62
2.5. Зонная теория твердого тела. Электропроводность полупроводников	65
2.6. Эффект Холла	72
2.7. Ионная и молекулярная электропроводности диэлектриков	74
2.8. Зависимость удельного сопротивления диэлектриков от различных факторов	92
2.9. Поверхностная электропроводность диэлектриков	97
Задачи к главе второй	100
Глава третья. Поляризация диэлектриков	101
3.1. Основные определения и формулы	101
3.2. Нестоиничная времени участка изоляции	111
3.3. Неполярные и полярные диэлектрики	113
3.4. Физическая сущность поляризации диэлектриков	123
3.5. Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов	145
3.6. Термокомпенсированные системы конденсаторов	159
3.7. Диэлектрическая проницаемость композиционных диэлектриков	165
3.8. Электрические поля в неоднородных диэлектриках	184
3.9. Механические силы в диэлектриках в электрическом поле	195
Задачи к главе третьей	202
Глава четвертая. Диэлектрические потери	205
4.1. Основные определения и формулы	205
4.2. Физическая сущность диэлектрических потерь	213
	319

4.3. Зависимость угла диэлектрических потерь от различных факторов	222
4.4. Диэлектрические потери в композиционных диэлектриках	242
Задачи к главе четвертой	248
Глава пятая. Термические свойства диэлектриков	249
5.1. Нагревостойкость диэлектриков (общие положения)	249
5.2. Способы определения нагревостойкости	252
5.3. Связь нагревостойкости с составом диэлектрика и условиями его работы	255
5.4. Классы нагревостойкости электрической изоляции	267
5.5. Темлоопроводность диэлектриков	270
5.6. Термические деформации диэлектриков	276
Задачи к главе пятой	279
Глава шестая. Радиационные свойства диэлектриков	280
6.1. Радиационные изменения в диэлектрических материалах	281
6.2. Обратимые радиационные изменения в диэлектриках	285
6.3. Термостимулированные явления в диэлектриках	294
6.4. Поглощение излучения веществом	298
Задачи к главе шестой	301
Глава седьмая. Влажностные свойства диэлектриков	301
Задачи к главе седьмой	312
Основные обозначения, принятые в книге	313
Предметный указатель	315
Список литературы	317

Борис Михайлович Тареев

**ФИЗИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
МАТЕРИАЛОВ**

Редактор А. П. Лучников

Редактор издательства *Л. А. Решмина*
Переплет художника *Е. Н. Волкова*
Технический редактор *О. Н. Абаскина*
Корректор *Л. С. Тимохова*

ИБ № 2003

Сдано в набор 16.12.81.

Подписано в печать 12.03.82.

T-00399

Формат 84×108/32

Бумага линогравийная № 1.

Гарнитура литературная

Печать высокая

Усл. печ. л. 16,8.

Уч.-изд. л. 18,54.

Тираж 10 000 экз.

Заказ 1394

Цена 90 к.

Энергоиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном
комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной тор-
говли, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10