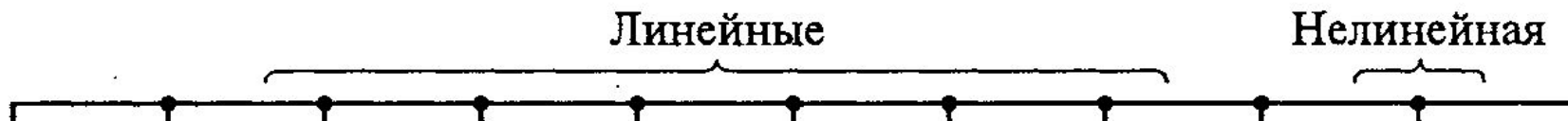


Эквивалентная схема диэлектрика и диэлектрическая дисперсия



Для более наглядного представления процессов индуцированной поляризации изобразим эквивалентную схему **виртуального диэлектрика**, обладающего всеми рассмотренными выше механизмами поляризации. В природе такого диэлектрика **не существует**, поскольку некоторые виды поляризации несовместимы друг с другом (например, ионно-релаксационная и дипольно-релаксационная). Тем не менее в реальных диэлектриках в подавляющем большинстве случаев имеет место наложение **нескольких видов поляризации**, различающихся по степени инерционности.

При воздействии постоянного напряжения в формировании электрического заряда на обкладках конденсатора принимают участие как быстрые, так и медленные процессы поляризации диэлектрика. Однако в **переменных полях с повышением частоты электрического поля** начинает сказываться **инерционность различных механизмов поляризации**, что приводит к **изменению диэлектрической проницаемости**.

В которое представляет собой сопротивление диэлектрика току сквозной

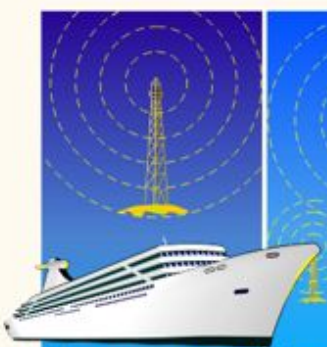
Радиоволны и радиочастоты

Радиоволны — электромагнитное излучение с длинами волн в электромагнитном спектре длиннее инфракрасного света.

Закон РФ «О связи» устанавливает следующие понятия, относящиеся к радиочастотам:

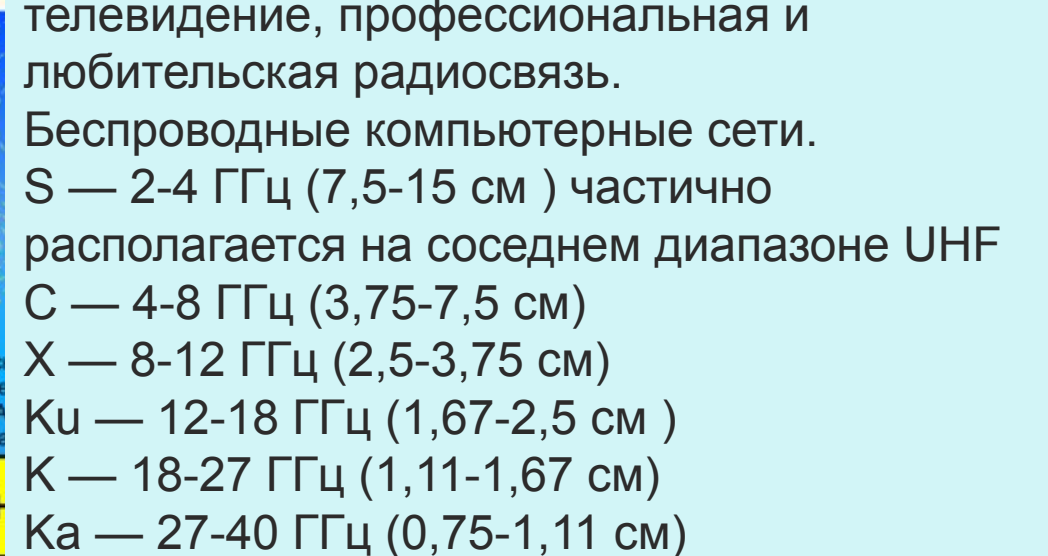
- **радиочастотный спектр** — совокупность радиочастот в установленных Международным союзом электросвязи пределах, которые могут быть использованы для функционирования радиоэлектронных средств или высокочастотных устройств;
- **радиочастота** — частота электромагнитных колебаний, устанавливаемая для обозначения единичной составляющей радиочастотного спектра;
- **распределение полос радиочастот** — определение предназначения полос радиочастот посредством записей в таблице распределения полос радиочастот между радиослужбами Российской Федерации, на основании которых выдается разрешение на использование конкретной полосы радиочастот, а также устанавливаются условия такого использования.

УКВ (Ультра Короткие Волны),
 SHF/Сантиметровые/Сверхвысокие (СВЧ)
 Радиолокация, интернет, спутниковое
 телевидение, профессиональная и
 любительская радиосвязь.
 Беспроводные компьютерные сети.
 S — 2-4 ГГц (7,5-15 см) частично
 располагается на соседнем диапазоне UHF
 C — 4-8 ГГц (3,75-7,5 см)
 X — 8-12 ГГц (2,5-3,75 см)
 Ku — 12-18 ГГц (1,67-2,5 см)
 K — 18-27 ГГц (1,11-1,67 см)
 Ka — 27-40 ГГц (0,75-1,11 см)

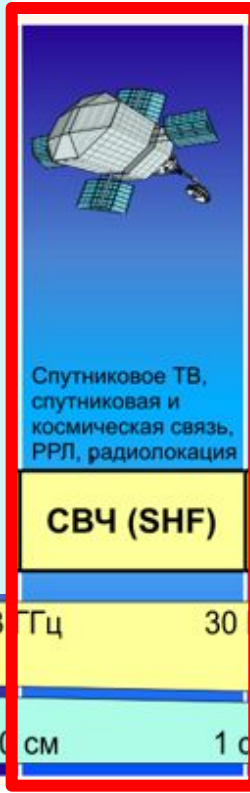


Морская навигация.
 Системы:
 Омега (США)
 Альфа (СССР)

ОНЧ (VLF)



Длина волны
 100 км 10 км 1 км 100 м 10 м 1 м 10 см 1 см 1 мм



Спутниковое ТВ,
 спутниковая и
 космическая связь,
 РРЛ, радиолокация

СВЧ (SHF)



Радиолокация,
 радиоастрономия

КВЧ (EHF)

Частота
 3 ГГц 30 ГГц 300 ГГц

Диэлектрическая дисперсия

Зависимость $\epsilon(f)$ называется диэлектрической дисперсией.

В соответствии с механизмами поляризации различают **релаксационную** и **резонансную** дисперсии.

Релаксационной называется дисперсия, выражающаяся в монотонном снижении диэлектрической проницаемости с ростом частоты.

При резонансной дисперсии ϵ сначала растет, а затем уменьшается, проходя через минимум, и достигает высокочастотного значения.

Для релаксационной дисперсии

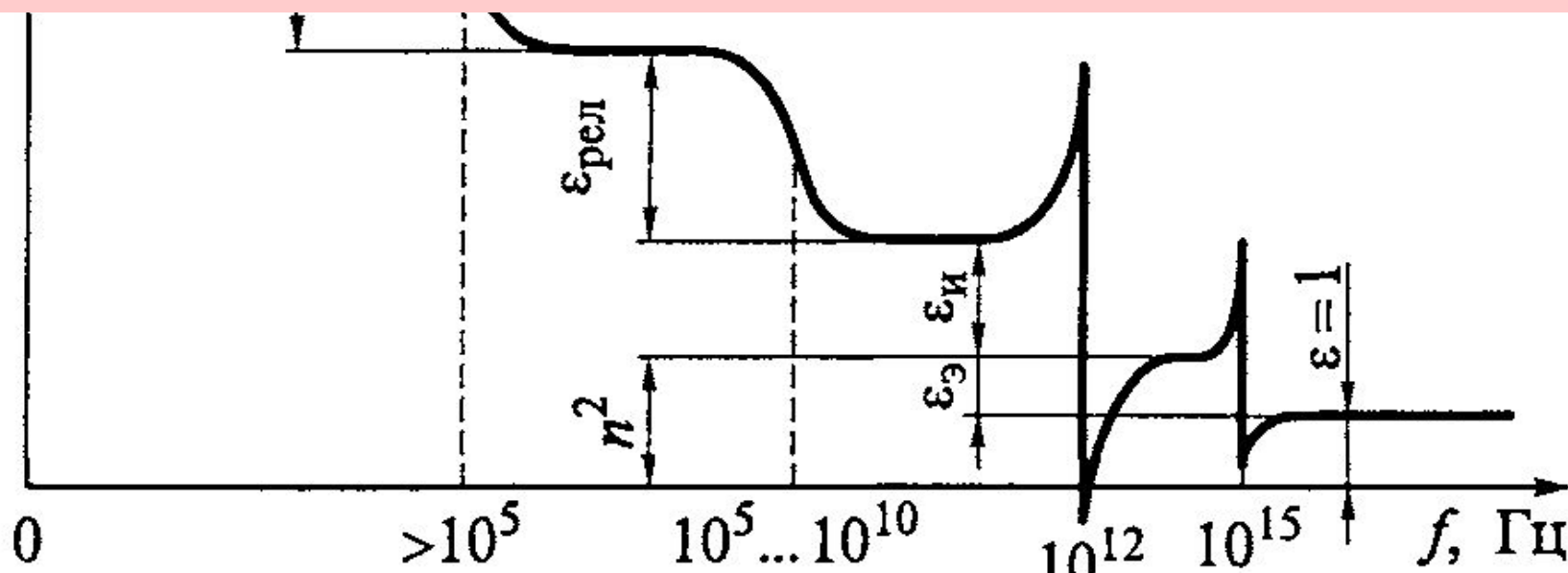
$$\partial\epsilon/\partial\omega < 0$$

Для резонансной дисперсии

$$\partial\epsilon/\partial\omega \quad \text{изменяет знак.}$$

В окрестности резонансной дисперсии диэлектрическая проницаемость может принимать любое, в том числе и отрицательное значение.

Полный диэлектрический спектр виртуального диэлектрика со всеми механизмами поляризации. Низкочастотное значение ϵ часто называют статической диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{ст}}$. Дисперсия $\epsilon(f)$ от низкочастотного значения $\epsilon_{\text{ст}}$ до высокочастотного значения ϵ_{∞} , определяемого только **электронной поляризацией**, происходит в тех диапазонах частот, в которых сказывается инерционность того или иного механизма поляризации.



За пределами радиочастотного диапазона, т.е. при частотах выше 10^{11} Гц реализуются только упругие механизмы поляризации, причем в инфракрасной области электромагнитных колебаний наблюдается резонансная дисперсия, связанная с запаздыванием смещений ионных остовов кристаллической решетки. **Частота ионного резонанса зависит от массы частиц.** При сильно различающейся массе ионов разных сортов можно наблюдать несколько **ионных резонансов**.

В ультрафиолетовой и видимой областях спектра диэлектрики обладают только электронной поляризацией. Ее вклад в диэлектрическую проницаемость можно оценить через показатель преломления n , который определяет фазовую скорость распространения электромагнитной волны.

Из уравнений Максвелла следует, что:

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon\mu}$$

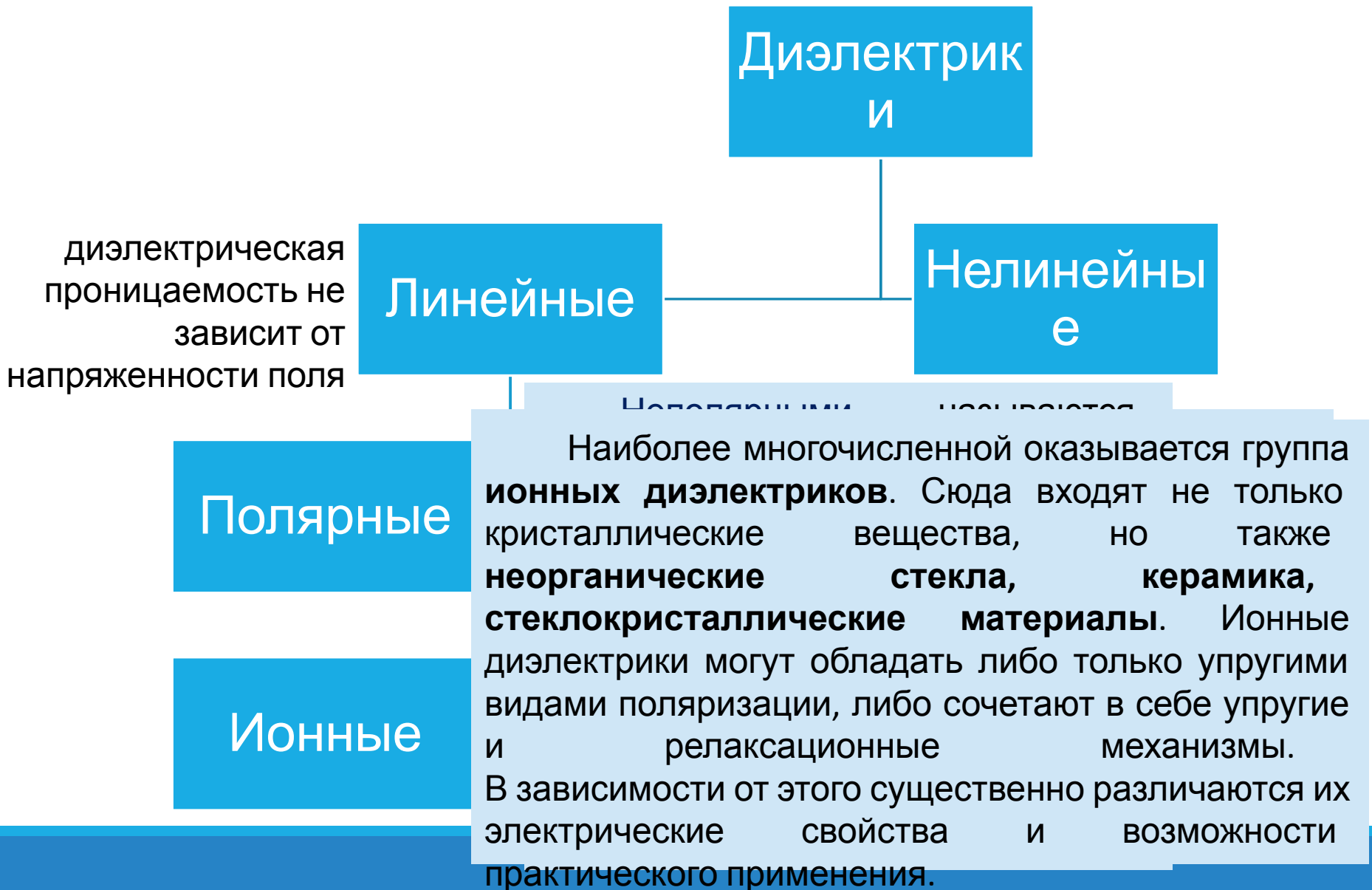
на оптических частотах для всех веществ магнитная проницаемость $\mu \approx 1$

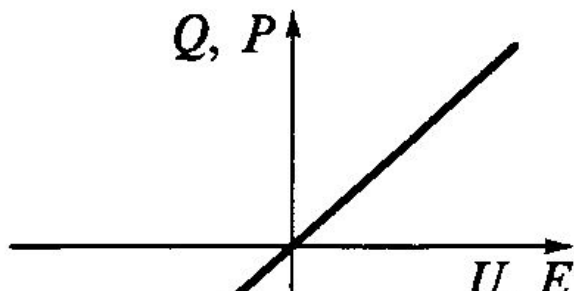
Поэтому можно считать, что $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\text{э}} + 1 = n^2$

По мере приближения к электронному резонансу ϵ , также начинает зависеть от частоты. Этим объясняется **дисперсия света, т.е зависимость $n(\lambda)$**

Для всех прозрачных веществ с уменьшением длины волны λ показатель преломления n и диэлектрическая проницаемость увеличиваются со все возрастающей скоростью, так что дисперсия вещества $dn/d\lambda$ отрицательна и растет по модулю с увеличением частоты. Это явление, наблюдаемое при резонансном характере электронной поляризации, получило название **нормальной дисперсии**.

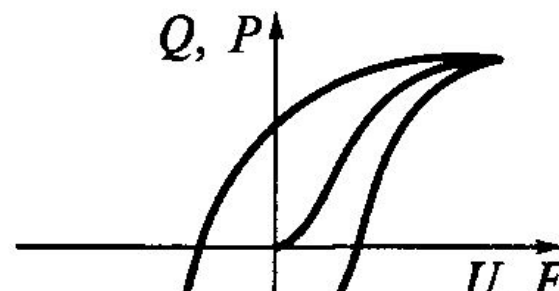
ПОЛЯРИЗАЦИЯ И АГРЕГАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ



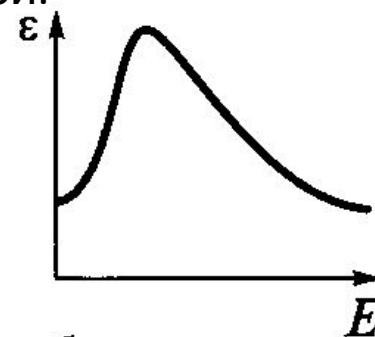


Электрическая индукция D и поляризованность P изменяются пропорционально напряженности поля. При постоянной ϵ емкость конденсатора с диэлектриком также постоянна. Поэтому заряд на обкладках конденсатора Q связан линейной зависимостью с приложенным напряжением U

a



Нелинейные свойства сегнетоэлектриков обусловлены присущей им доменной поляризацией.



б

Зависимости заряда на обкладках конденсатора от напряжения, поляризованности диэлектрика и диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля: а — для линейных диэлектриков; б — для сегнетоэлектриков

Диэлектрическая проницаемость газов

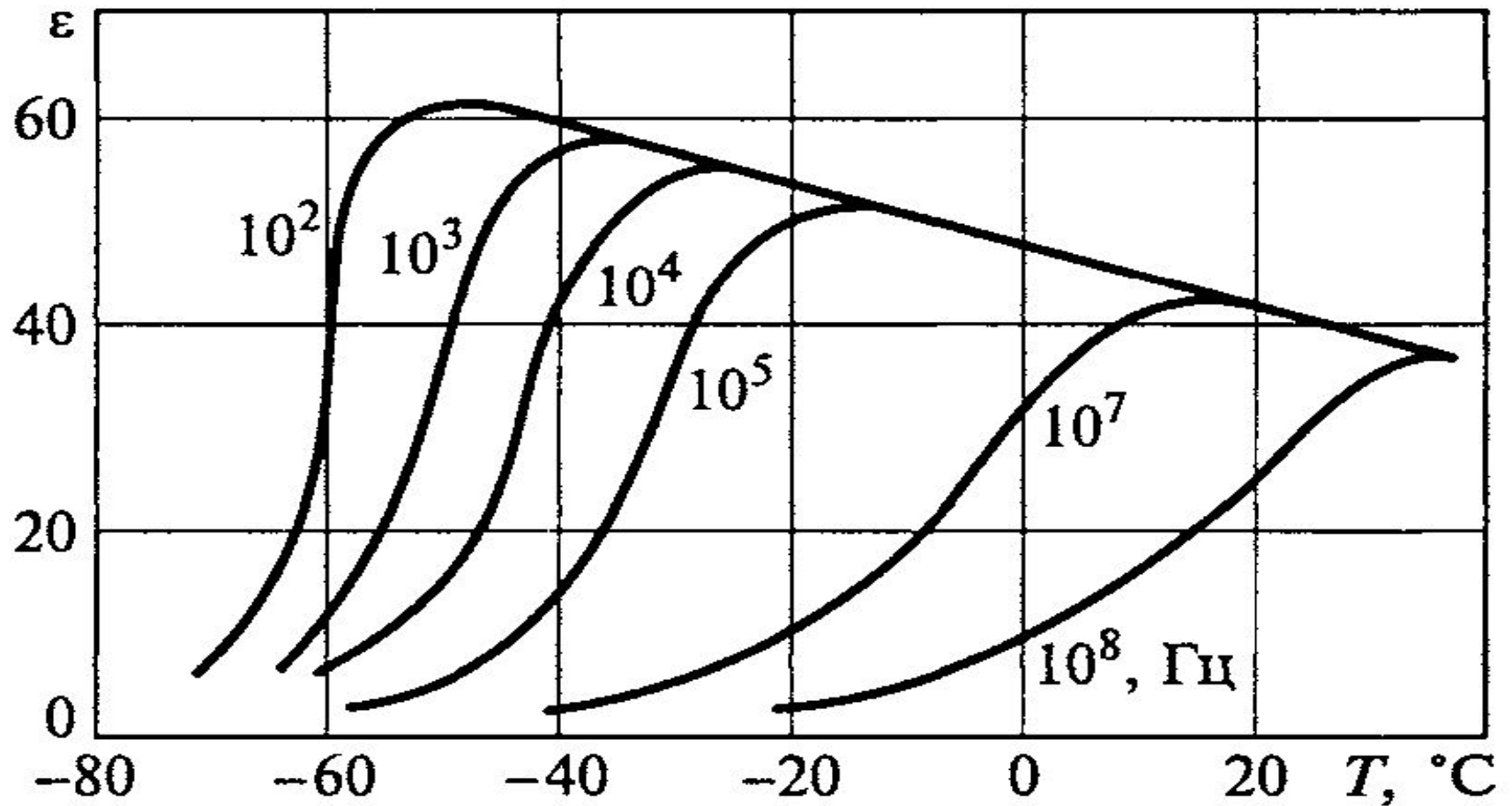
Электронная поляризуемость a_e , возрастает с увеличением размера молекул.

У полярных газов диэлектрическая проницаемость возрастает благодаря ориентации дипольных молекул. Однако и в этом случае ее значение едва превышает единицу. Например, для сильнополярного газа HCl , молекулы которого обладают дипольным моментом $p = 3,5 \cdot 10^{-30} \text{ Кл} \cdot \text{м}$, диэлектрическая проницаемость ϵ составляет всего 1,003. При нагревании полярного газа в постоянном замкнутом объеме, в котором сохраняется неизменным число молекул, **диэлектрическая проницаемость уменьшается** вследствие ослабления ориентационной способности дипольных молекул. Этой особенностью полярные газы отличаются от неполярных.

С увеличением давления при неизменной температуре величина диэлектрической восприимчивости ($\epsilon - 1$) линейно возрастает, так как увеличивается число частиц в единице объема. **Например, при увеличении давления в 10 раз относительно атмосферного диэлектрическая проницаемость воздуха увеличится на 0,54 %.** Наоборот, нагревание газа при постоянном давлении сопровождается небольшим уменьшением ϵ из-за уменьшения плотности вещества. Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости a_e воздуха в изобарных условиях составляет около $2 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$.

Диэлектрическая проницаемость жидких диэлектриков

Удельная диэлектрическая проницаемость жидких диэлектриков в зависимости от температуры и частоты электрического поля



Диэлектрическая проницаемость указанных материалов хорошо удовлетворяет соотношению $\epsilon = n^2$, при этом показатель преломления n можно измерить с большей степенью точности, чем диэлектрическую

Материал	n	n^2	ϵ	Материал	n	n^2	ϵ
Парафин	1,43	2,06	1,9...2,2	ПТФЭ*	1,43	2,1	1,9...2,2

В большинстве случаев значение их диэлектрической проницаемости в 2 — 4 раза превосходит квадрат оптического показателя преломления. Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости α_ϵ ионных кристаллов в большинстве случаев положителен вследствие того, что при повышении температуры наблюдаются не только уменьшение плотности вещества, но и возрастание упругого смещения ионов, причем влияние последнего фактора сказывается на величине ϵ сильнее, чем изменение плотности. Исключением из этого правила являются тиконды (титансодержащие конденсаторные диэлектрики). К ним, в частности,

и др.							
Корунд Al_2O_3	10	+100	Перовскит CaTiO_3	150	-1 500		

Диэлектрическая проницаемость композиционных диэлектриков

Многие диэлектрики, широко применяемые на практике, являются **неоднородными материалами**, т.е. представляют собой механическую смесь двух или большего числа компонентов, химически не взаимодействующих друг с другом. К диэлектрикам подобного типа относятся различные виды **технических пластмасс, керамические и волокнистые материалы, слоистые пластики и др.** Поляризационные свойства таких композиционных материалов принято характеризовать **эффективной (усредненной по объему) диэлектрической проницаемостью ϵ^*** . Ее значение зависит не только от свойств исходных компонентов, но и от характера их распределения по объему диэлектрика.

Схема композиционного слоистого диэлектрика с различной ориентацией слоев относительно направления электрического поля:

а — слои параллельны полю; б — слои перпендикулярны полю

Слоистые композиционные материалы отличаются анизотропией электрических свойств. В частности, если электрическое поле направлено параллельно плоскости слоев, то имеет место сложение емкостей отдельных компонентов и эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ^* является аддитивной функцией состава:

У композиционных материалов эффективная диэлектрическая проницаемость ε^* является аддитивной функцией состава:

$$\varepsilon^* = \theta_1 \varepsilon_1 + \theta_2 \varepsilon_2$$

θ_1, θ_2 - объемные доли компонентов;

При воздействии поля перпендикулярно плоскости слоев емкости компонентов включаются последовательно. Используя правило сложения емкостей при их последовательном включении, легко получить следующий результат:

$$\frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{\theta_1}{\varepsilon_1} + \frac{\theta_2}{\varepsilon_2}$$

Такой расчет может быть использован, например, для расчета эффективной диэлектрической проницаемости бумажного или пленочного конденсатора с пропиткой.

На практике часто встречаются диэлектрические композиции с хаотическим, т. е. статистически равномерным распределением компонентов. Для расчета поляризационной способности таких смесей можно использовать формулу, предложенную К. Лихтенеккером:

$$\ln \varepsilon^* = \theta_1 \ln \varepsilon_1 + \theta_2 \ln \varepsilon_2$$

Дифференцирование по температуре выражения позволяет найти температурный коэффициент диэлектрической проницаемости двухкомпонентной статистической смеси:

Таким образом, логарифмический закон смешивания для диэлектрических проницаемостей компонентов соответствует линейному закону смешивания для их температурных коэффициентов. Если коэффициенты $a_{\varepsilon 1}$ и $a_{\varepsilon 2}$ противоположны по знаку, то при некотором содержании компонентов $a_{\varepsilon} = 0$. Такие статистические смеси получили название *термокомпенсированных*. Их эффективная диэлектрическая проницаемость не зависит от температуры. На основе термокомпенсированных диэлектриков создают **термостабильные конденсаторы**.

Токи смещения и электропроводность диэлектриков

Поляризационные процессы смещения любых зарядов в веществе, протекая во времени до момента установления равновесного состояния, обуславливают появление **поляризационных токов** в диэлектриках, иначе называемых **токами смещения**.

Токи смещения при различных видах замедленной поляризации, наблюдаемые у многих технических диэлектриков, называют **абсорбционными токами** или **токами абсорбции** I_{abc} .

При постоянном напряжении абсорбционные токи, меняя свое направление, проходят только в периоды включения и выключения напряжения. При переменном напряжении они имеют место в течение всего времени нахождения материала в электрическом поле.

Наличие в технических диэлектриках небольшого числа свободных зарядов, а также инжекция их из электродов приводят к возникновению небольших токов **сквозной электропроводности**, или **сквозных токов**.

Полная плотность тока в диэлектрике, называемого **током утечки** $J_{ут}$, представляет собой сумму плотностей токов абсорбционного $J_{абс}$ и сквозного $J_{скв}$:

$$J_{ут} = J_{абс} + J_{скв}$$

Плотность тока смещения определяется скоростью изменения вектора электрического смещения (индукции) D , включающего в себя мгновенные (электронное, ионное) и замедленные смещения зарядов:

$$J_{см} = dD/dt \approx J_{абс}$$

В большинстве случаев носителями зарядов в диэлектриках являются ионы, гораздо реже — электроны.

В газах и жидкостях электроны обычно «прилипают» к нейтральным молекулам и, образуя заряженные комплексы, перемещаются в электрическом поле вместе с ними. В твердых диэлектриках электроны захватываются дефектами структуры. Однако в сильных электрических полях, когда развиваются процессы ударной ионизации, электроны с высокой энергией не могут быть захвачены нейтральными молекулами или кристаллической решеткой, и электронный вклад в создание электрического тока становится преобладающим!

$$R_{из} = U / \left(I_{ут} - \sum I_{пол} \right)$$

где U — приложенное напряжение;

$I_{ут}$ — наблюдаемый ток утечки;

$\sum I_{пол}$ — сумма токов, вызванных замедленными механизмами поляризации

$$\sum I_{пол} = I_{абс}$$

У твердых изоляционных материалов различают **объемную и поверхностную электропроводности**

Для сравнительной оценки объемной и поверхностной электропроводности разных материалов используют также удельное объемное ρ_v , удельное поверхностное ρ_s сопротивления.

Удельное объемное сопротивление ρ_v численно равно сопротивлению куба с ребром в 1 м, мысленно выделенного из исследуемого материала, если ток проходит через две противоположные грани этого куба, Ом • м.

В случае плоского образца материала при однородном поле удельное объемное сопротивление рассчитывают по формуле:

$$\rho_v = R \frac{S}{h}$$

где R — объемное сопротивление;

S — площадь электрода;

h — толщина образца

Удельное поверхностное сопротивление ρ_s численно равно сопротивлению квадрата (любых размеров), мысленно выделенного на поверхности материала, если ток проходит через две противоположные стороны этого квадрата, Ом:

$$\rho_s = R_s \frac{d}{l}$$

где R_s — поверхностное сопротивление образца материала между параллельно поставленными электродами шириной d , отстоящими друг от друга на расстоя-

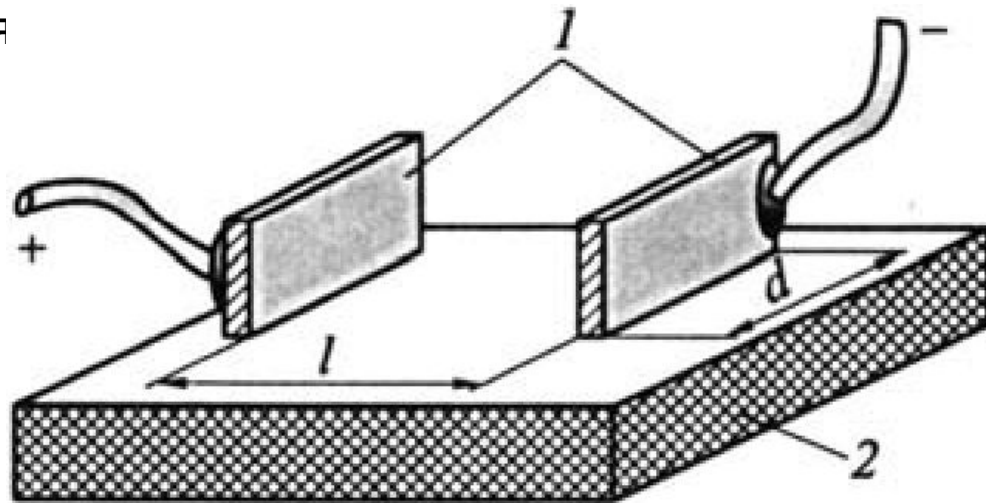


Схема расположения электродов при измерении поверхностного сопротивления диэлектрика: 1 — электроды; 2 — диэлектрик

Полная проводимость твердого диэлектрика, соответствующая его сопротивлению $R_{из}$, складывается из объемной и поверхностной проводимостей:

$$1/R_{из} = 1/R + 1/R_s$$

В реальных диэлектриках поверхностная утечка тока может превышать объемную, так как на поверхности повышена концентрация дефектов, адсорбируются различные примеси и загрязнения.

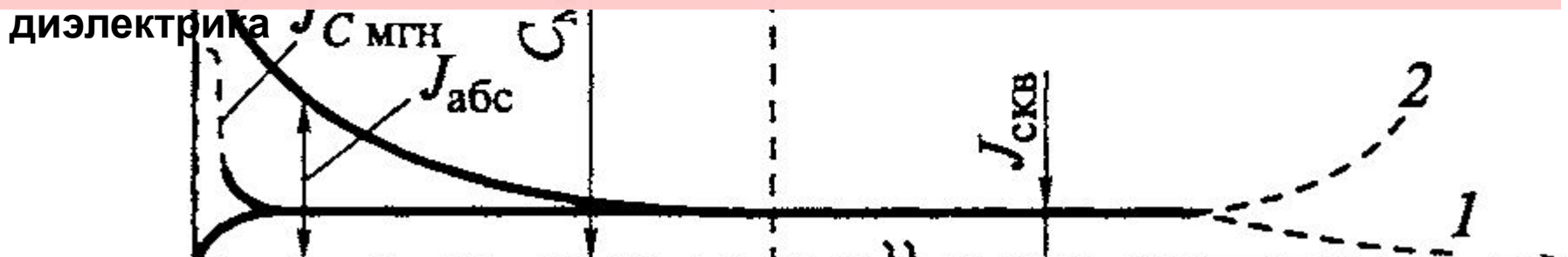
Произведение сопротивления изоляции диэлектрика конденсатора на его емкость **называют постоянной времени τ_0 конденсатора.**

Величина τ_0 характеризует время, в течение которого напряжение на обкладках уединенного конденсатора, отключенного от источника питания, уменьшается вследствие разрядки в **e** раз от первоначального значения.

$$\tau_0 = R_{из} = 8,85 \cdot 10^{-12} \rho \varepsilon$$

Электропроводность диэлектриков зависит от их агрегатного состояния, а также от влажности и температуры окружающей среды. При длительной работе под напряжением сквозной ток через твердые или жидкие диэлектрики с течением времени может уменьшаться или увеличиваться.

Увеличение тока со временем (кривая 2) свидетельствует об участии в нем зарядов, которые являются структурными элементами самого материала, и о протекающем в диэлектрике необратимом процессе старения под напряжением, способном постепенно привести к разрушению — **пробоем диэлектрика**



Уменьшение плотности сквозного тока со временем говорит о том, что электропроводность материала была обусловлена ионами посторонних примесей и уменьшалась за счет электрической очистки образца (кривая 1).

Изменения плотности тока и емкости во времени при включении конденсатора на постоянное напряжение:

$\sum C_p$ — емкость, обусловленная релаксационными механизмами поляризации;
 $C_{мгн}$ — вклад в емкость мгновенных механизмов поляризации;

1 — процесс электрической очистки; 2 — процесс старения

Электропроводность газов

Газы при небольших значениях напряженности электрического поля обладают очень малой проводимостью. **Ток в газах может возникнуть только при наличии в них ионов или свободных электронов.** Ионизация нейтральных молекул газа возникает либо под действием внешних факторов, либо вследствие соударений ионизированных частиц самого газа, ускоренных электрическим полем, с молекулами газа. Этот процесс называется **ударной ионизацией**.

Внешними факторами, вызывающими ионизацию газа, являются рентгеновское, ультрафиолетовое, радиоактивное излучения, а также термическое воздействие (сильный нагрев газа).

Одновременно с процессом ионизации, при котором происходит образование положительных и отрицательных ионов или электронов, часть положительных ионов, соединяясь с отрицательными частицами, образует нейтральные молекулы. Этот процесс называется **рекомбинацией**.

Наличие рекомбинации препятствует безграничному росту числа ионов в газе и объясняет установление их определенной концентрации спустя короткое время после начала действия внешнего ионизатора.

Предположим, что частично ионизированный газ находится между двумя плоскими параллельными электродами, расположенными на расстоянии d друг от друга. Пусть в какой-то момент времени в единице объема газа содержится n_+ положительных и n_- отрицательных ионов, причем в стационарном режиме $n_+ = n_- = n$. Число ионов, рекомбинирующих в единице объема в единицу времени,

$$n_i = \nu n_+ n_- = \nu n^2$$

где ν — коэффициент рекомбинации.

Под действием внешних ионизаторов каждую секунду в каждой единице объема образуется N новых пар ионов. В состоянии равновесия число вновь образующихся ионов равно числу рекомбинирующих:

$$N = \nu n^2$$

При наложении внешнего поля заряженные частицы приобретают некоторую скорость направленного движения. Часть из них достигает электродов и нейтрализуется на них, создавая электрический ток. Другая часть ионов исчезает по-прежнему в результате объемной рекомбинации.

Уравнение баланса заряженных частиц можно представить в виде:

$$Nd = vn^2d + J/q$$

где J — плотность тока; q — заряд ионов.

В слабых полях скорость дрейфа ионов в направлении поля очень мала, доминирует процесс объемной рекомбинации, т.е. выполняется неравенство $J/q \ll vn^2d$. В этих условиях концентрация ионов в объеме газа сохраняется практически неизменной, т.е. не зависит от напряженности поля.

Тогда, учитывая $n = \sqrt{N/v}$ для **удельной проводимости газа** имеем:

$$\gamma = q\sqrt{N/v}(\mu_+ + \mu_-)$$

где μ_+ и μ_- — подвижности ионов.

Для воздуха в нормальных условиях:

$v = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$; $N = (3 \dots 5) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; $\mu_+ = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\mu_- = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Подставив эти параметры, получим для воздуха $\gamma = 10^{-13} \text{ См/м}$.

В более **сильных электрических** полях ситуация кардинально изменяется: исчезновение вновь образующихся ионов связано только с их нейтрализацией на электродах, а рекомбинация в объеме ничтожно мала. В этом случае:

$$J = qNd = J_{нас}$$

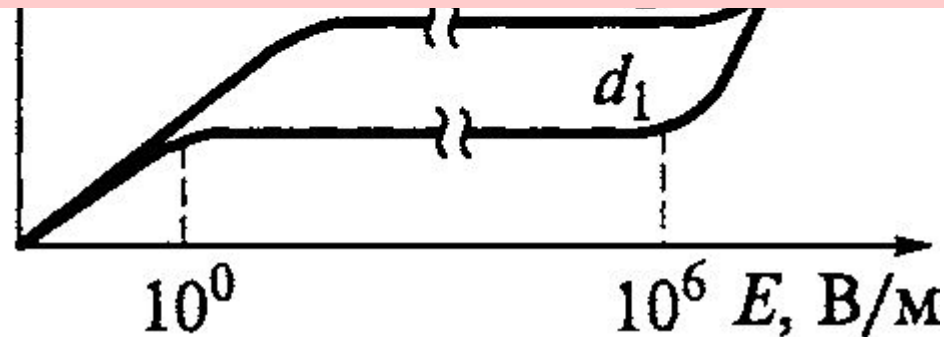
т.е. плотность тока уже не зависит от напряженности внешнего поля, имеют место ***нарушения закона Ома***.

Прямая пропорциональность между плотностью тока насыщения $J_{нас}$ и расстоянием между электродами объясняется достаточно легко: при неизменной мощности ионизатора с возрастанием d увеличивается число ионов, ежесекундно возникающих в межэлектродном пространстве. При стандартном расстоянии $d = 1$ см и стандартных условиях для воздуха $J_{нас} = 6 \cdot 10^{-15}$ А/м².

Таким образом, газы в нормальных условиях являются хорошими изоляторами.

Зависимость плотности тока от напряженности поля для газообразного диэлектрика

Любой газ, применяемый в качестве изолятора, практически всегда находится в состоянии **насыщения тока**. Поэтому изоляционные свойства газов не характеризуются удельным сопротивлением или удельной проводимостью, так как эти параметры зависят от величины приложенного напряжения.



Закон Ома, устанавливающий линейное соотношение между J и E , выполняется только на начальном участке характеристики. При расстоянии между электродами $d = 1 \text{ см}$ насыщение тока наступает уже в полях при $J_{\text{нас}} = 1 \text{ В/м}$.

В сильных полях, с напряженностью большей $E_{\text{кр}}$, в газах развиваются процессы ударной ионизации, приводящие к лавинообразному росту числа заряженных частиц. Началу ударной ионизации соответствует напряженность поля порядка 10^6 В/м . Эти цифры показывают, что участок насыщения тока простирается в очень широком диапазоне напряженностей.

Электропроводность жидких диэлектриков

Подавляющее большинство жидких диэлектриков характеризуется ионной электропроводностью. Кроме того, в коллоидных системах может наблюдаться молионная электропроводность, связанная с движением достаточно крупных заряженных частиц.

Различают **собственную** и **примесную** ионную электропроводности.

Собственная электропроводность обусловлена движением ионов, образующихся вследствие диссоциации основных молекул жидкости. Степень диссоциации молекул тем выше, чем больше диэлектрическая проницаемость жидкой среды. Поэтому полярные жидкости всегда имеют повышенную проводимость по сравнению с проводимостью неполярных веществ. *Сильнополярные жидкости (вода, спирт, ацетон) обладают настолько высокой проводимостью, что их следует рассматривать уже не как диэлектрики, а как жидкие полупроводники с ионной электропроводностью.*

В неполярных и слабополярных жидкостях электропроводность в основном определяется примесями, так как диссоциация собственных молекул очень мала. Очистка жидких диэлектриков от примесей заметно повышает их удельное сопротивление.

Например, техническое трансформаторное масло при 80 °С имеет $\rho = 10^{10}$ Ом·м, а тщательно очищенное — около 10^{13} Ом·м.

Удельная проводимость жидких диэлектриков сильно зависит от температуры. При нагревании возрастает подвижность ионов вследствие уменьшения вязкости среды, а также увеличивается степень диссоциации молекул. Оба эти фактора приводят к экспоненциальному возрастанию проводимости с температурой:

$$\gamma = A \exp(-b/T)$$

где **A** и **b** — эмпирические константы, характеризующие материал.

Для большинства жидких диэлектриков $b = (3...6) \cdot 10^3$ К, что значительно меньше, чем в твердых диэлектриках.

В коллоидных системах носителями заряда являются макроскопические частицы — **молионы**, которые адсорбируют из жидкого диэлектрика свободные ионы и электроны. Примерами коллоидных систем могут служить эмульсии (две несмешиваемые жидкости) и суспензии (нерастворимые твердые частицы в жидкости), которые составляют основу лаков, эмалей и компаундов. Закономерности, установленные для ионной электропроводности, проявляются и при молионном электропереносе.

Электропроводность твердых диэлектриков

Электропроводность твердых тел обусловлена как передвижением ионов самого диэлектрика, так и ионов случайных примесей, а у некоторых материалов может быть вызвана наличием свободных электронов.

Вид электропроводности устанавливают экспериментально, используя закон Фарадея. Ионная электропроводность сопровождается переносом вещества на электроды. При электронной электропроводности это явление не наблюдается.

В процессе прохождения электрического тока через твердый диэлектрик содержащиеся в нем ионы примесей могут частично удаляться, выделяясь на электродах, что с течением времени приводит к уменьшению проводимости и тока

В твердых диэлектриках ионного строения электропроводность обусловлена главным образом движением ионов, вырывааемых из узлов решетки в результате теплового возмущения. Направленное движение ионов происходит путем их перескока по междоузлиям или по вакантным узлам решетки. В обоих случаях концентрация носителей заряда определяется концентрацией дефектов структуры. Эстафетное перемещение ионов по вакансиям можно рассматривать как дрейф вакансий в противоположном направлении.

В самом общем случае для удельной проводимости справедливо выражение

$$\gamma = qN_T\mu_T$$

N_T - концентрация носителей заряда; μ_T — подвижность носителей заряда.

При относительно невысоких напряженностях электрического поля концентрация носителей заряда и подвижность не зависят от E , т. е. скорость их перемещения v пропорциональна напряженности поля E : $v = \mu E$ — соблюдается закон Ома.

Подвижность электронов на много порядков больше, чем подвижность ионов.

В диоксиде титана, например, подвижность электронов составляет около $10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, тогда как подвижность ионов в алюмосиликатной керамике всего $10^{-13} \dots 10^{-16} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Вероятность образования точечного дефекта структуры экспоненциально зависит от температуры. Поэтому концентрация слабосвязанных ионов N_T , способных участвовать в переносе заряда, также по экспоненте возрастает с температурой:

$$N_{\delta} = N \exp\left[-\frac{\mathcal{E}_{\delta}}{kT}\right]$$

где N — общее число ионов в 1 м³; $\mathcal{E}_{\delta}$ — энергия диссоциации (образования дефекта).

Температурная зависимость подвижности ионов при прыжковом механизме их перемещения тоже описывается экспоненциальной функцией вида

$$\mu_{\text{пер}} = \mu_{\text{max}} \exp\left[-\frac{\mathcal{E}_{\text{пер}}}{kT}\right]$$

где μ_{max} — эмпирическая константа с размерностью подвижности; $\mathcal{E}_{\text{пер}}$ — энергия перемещения иона, характеризующая высоту барьера между соседними эквивалентными положениями частицы.

Подставляя N_T и μ_T формулу для удельной проводимости и объединяя постоянные q , N и μ_{max} одним коэффициентом A , получим:

$$\gamma = qN_T\mu_T \Rightarrow \gamma = A \exp(-b/T)$$

где $b = \left(\mathcal{E}_{\delta} + \frac{k_{\text{пер}}}{q}\right) /$

:

Сумма $(\mathcal{E}_{\delta} + \mathcal{E}_{\text{пер}})$ называется **энергией активации электропроводности**

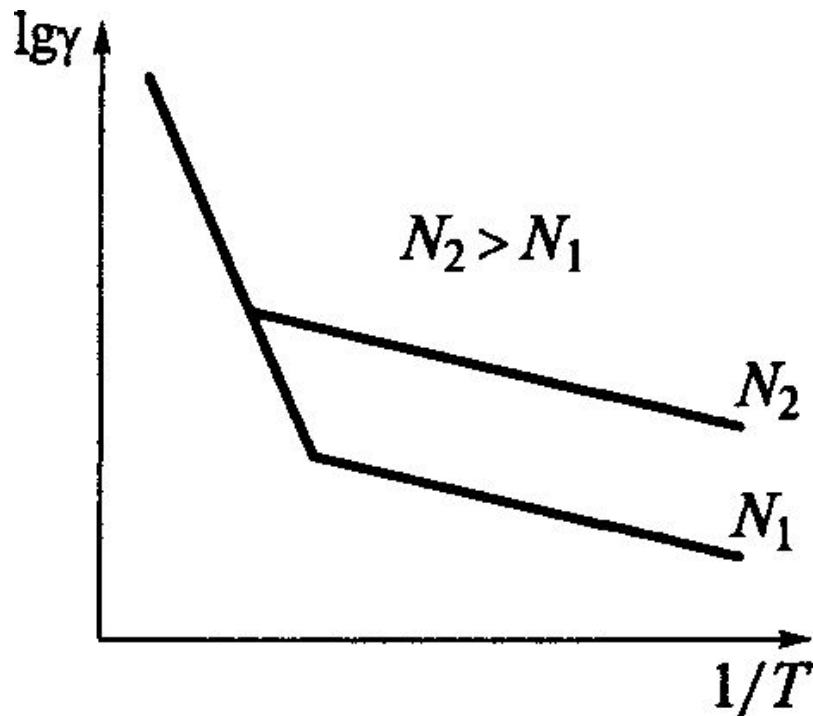
Таким образом, процесс электропроводности в твердых диэлектриках носит активационный характер, причем с увеличением энергии активации возрастает крутизна температурной зависимости проводимости.

Ввиду того что обычно $\mathcal{E}_o \gg \mathcal{E}_{пер'}$, температурная зависимость проводимости определяется, главным образом, концентрацией носителей заряда.

Если ток в диэлектрике обусловлен перемещением **разнородных ионов**, то выражение для проводимости примет вид:

$$\gamma = A \exp(-b/T) \Rightarrow \gamma = \sum A_i \exp[-E_i / kT]$$

С этим связано появление изломов на температурных зависимостях удельной проводимости



По наклону прямолинейных отрезков зависимости $\gamma(T)$, можно легко рассчитать энергию активации примесной и собственной электропроводности.

В некоторых случаях изломы на графиках объясняются тем, что разным ионам основного вещества

соответствуют различные энергии активации, определяющий вклад в проводимость

Температурная зависимость удельной проводимости твердого диэлектрика:

N_1, N_2 — концентрация примесных ионов

Электрическая мощность

Мощность, по определению, — это работа в единицу времени.

Введём обозначения:

U – напряжение на участке $A - B$ (*const* на интервале Δt)

Q – количество зарядов, прошедших от A к B за время Δt

A – работа, совершенная зарядом Q при движении по участку $A - B$ $\mathcal{P}_{A-B} = \frac{A}{\Delta t}$

P – мощность

Для единичного заряда на участке $A - B$: $P_{e(A-B)} = \frac{U}{\Delta t}$

Для всех зарядов: $P_{A-B} = \frac{U}{\Delta t} Q = U \cdot \frac{Q}{\Delta t}$

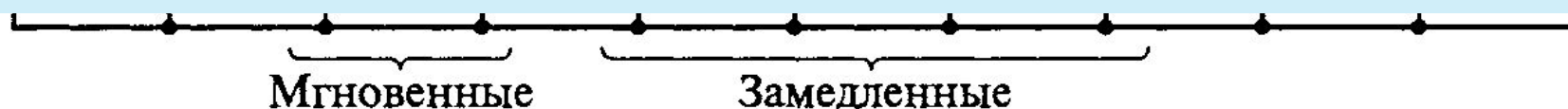
По определению, электрическое напряжение — это отношение работы электрического поля, совершенной при переносе пробного электрического заряда из точки A в точку B , к величине пробного заряда. То есть можно сказать, что электрическое напряжение равно работе по переносу единичного заряда из точки A в точку B . Другими словами, при движении единичного заряда по участку электрической цепи он совершит работу, численно равную электрическому напряжению, действующему на участке цепи. Умножив работу на количество единичных зарядов, мы, таким образом, получаем работу, которую совершают эти заряды при движении от начала участка цепи до его конца.

Диэлектрическими потерями называют электрическую мощность, затрачиваемую на нагрев диэлектрика, находящегося в электрическом поле.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

При воздействии переменного напряжения на диэлектрик в нем кроме сквозной электропроводности могут проявляться другие механизмы превращения электрической энергии в тепловую. Поэтому качество материала недостаточно характеризовать только сопротивлением изоляции.

В инженерной практике чаще всего для характеристики способности диэлектрика рассеивать энергию в электрическом поле используют угол диэлектрических потерь, а также тангенс этого угла.



Потери энергии в диэлектриках наблюдаются как при переменном, так и при постоянном напряжениях, поскольку в технических материалах обнаруживается сквозной ток утечки, обусловленный электропроводностью.

При постоянном напряжении, когда нет периодической поляризации, качество материала характеризуется, как указывалось, значениями удельных объемного и поверхностного сопротивлений, которые определяют значение $R_{из}$

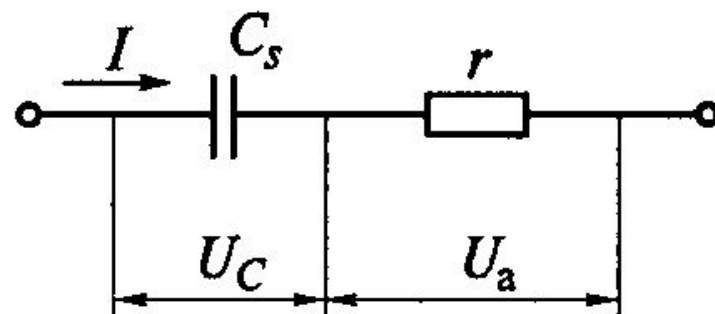
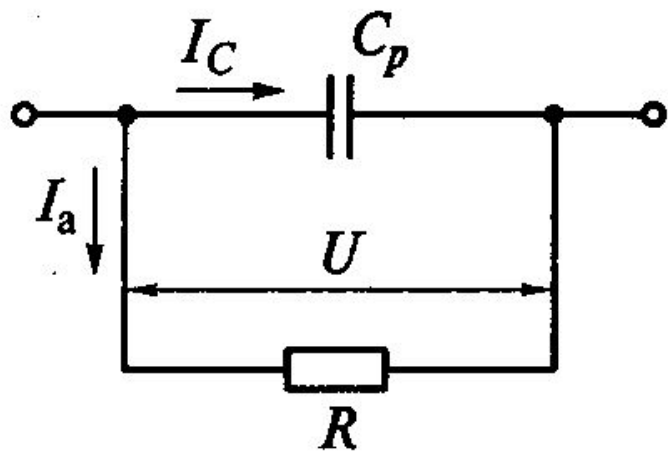
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

Диэлектрическими потерями называют электрическую мощность, затрачиваемую на нагрев диэлектрика, находящегося в электрическом поле.

Углом диэлектрических потерь δ называется угол, дополняющий до 90° угол сдвига фаз ϕ между током и напряжением в емкостной цепи.

В случае идеального диэлектрика вектор тока в такой цепи опережает вектор напряжения на угол 90° , при этом угол δ равен нулю. Чем больше рассеивается в диэлектрике мощность, тем меньше угол сдвига фаз ϕ и тем больше угол диэлектрических потерь δ и его функция $\operatorname{tg}\delta$.

Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ непосредственно входит в формулу для рассеиваемой в диэлектрике мощности, поэтому практически наиболее часто пользуются этой характеристикой.



Рассмотрим схему, эквивалентную конденсатору с диэлектриком, обладающим потерями. Эта схема должна быть выбрана с таким расчетом, чтобы активная мощность, расходуемая в данной схеме, была равна мощности, рассеиваемой в диэлектрике конденсатора, а ток был бы сдвинут относительно напряжения на тот же угол, что и в рассматриваемом конденсаторе.

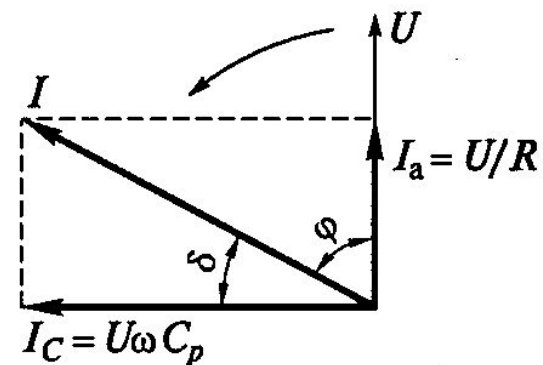
Поставленную задачу можно решить, заменив конденсатор с потерями идеальным конденсатором с параллельно включенным активным сопротивлением (параллельная схема) или конденсатором с последовательно

Обе схемы эквивалентны друг другу, если при равенстве полных сопротивлений $Z_1 = Z_2 = Z$ равны соответственно их активные и реактивные составляющие. Это условие будет соблюдено, если углы сдвига тока относительно напряжения равны и значения активной мощности одинаковы.

Для параллельной схемы из векторной диаграммы имеем

$$\operatorname{tg} \delta = I_a / I_C = 1 / (\omega C_p R)$$

$$P_a = UI_a = U^2 \omega C_p \operatorname{tg} \delta$$



Для последовательной схемы:

$$\operatorname{tg} \delta = U_a / U_C = \omega C_s r$$

$$P_a = IU_a = I^2 r = \frac{U^2 r}{x^2 + r^2} = \frac{U^2 r}{x^2 (1 + r^2 / x^2)} = \frac{U^2 \omega C_s \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}$$

Найдем взаимосвязь между параметрами параллельной и последовательной эквивалентных схем:

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}$$

$$R = r \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta} \right)$$

Для высококачественных диэлектриков можно пренебречь значением $\operatorname{tg}\delta$ по сравнению с единицей в формуле C_p и считать

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \approx C_s = C$$

При переменном напряжении в отличие от постоянного емкость диэлектрика с большими потерями становится **условной величиной** и зависит от выбора той или иной эквивалентной схемы. Отсюда и диэлектрическая проницаемость материала с большими потерями при переменном напряжении также условна.

Для большинства диэлектриков параметры эквивалентной **схемы** **зависят от частоты**. Поэтому, определив каким-либо методом значения емкости и эквивалентного сопротивления для данного конденсатора при некоторой частоте, **нельзя использовать эти параметры для расчета угла потерь при другой частоте**. Такой расчет справедлив только в отдельных случаях, когда эквивалентная схема имеет определенное физическое обоснование.

Так, если для данного диэлектрика известно, что потери в нем определяются только **потерями от сквозной электропроводности** в широком диапазоне частот, то угол потерь конденсатора с таким диэлектриком может быть вычислен для любой частоты, лежащей в этом диапазоне,

Если же потери в конденсаторе обусловлены главным образом сопротивлением подводящих и соединительных проводов, а также сопротивлением самих электродов (обкладок), например тонким слоем серебра в слюдяном или керамическом конденсаторе, то рассеиваемая мощность в нем возрастет пропорционально квадрату частоты:

$$P_a = UI_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta = U^2 \omega^2 C^2 r$$

Можно сделать весьма важный практический вывод: **конденсаторы, предназначенные для работы на высокой частоте, должны иметь по возможности малое сопротивление как электродов, так и соединительных проводов и переходных контактов.**

В большинстве случаев механизм потерь в конденсаторе сложный и его нельзя свести только к потерям от сквозной электропроводности или к потерям в контакте. Поэтому параметры эквивалентной схемы конденсатора **необходимо определять при той частоте, при которой он будет использован.**

Диэлектрические потери, отнесенные к единице объема диэлектрика, называются удельными потерями. Их можно рассчитать:

$$p_{y\partial} = \frac{P_a}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta}{Sh} = \frac{U^2 \omega \varepsilon \varepsilon_0 S \operatorname{tg} \delta}{Shh} = \omega \varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta E^2$$

где V — объем диэлектрика между плоскими электродами;
 E — напряженность электрического поля

Произведение $\varepsilon \operatorname{tg} \delta$ называется **коэффициентом диэлектрических потерь**

Из выражения $p_{y\partial}$ следует, что при заданных частоте и напряженности электрического поля удельные диэлектрические потери в материале пропорциональны коэффициенту потерь.

В электродинамике при описании взаимодействия электромагнитного поля с веществом часто используется величина, называемая комплексной диэлектрической проницаемостью:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

где ε' и ε'' — действительная и мнимая составляющие соответственно.

Чтобы объяснить это понятие, воспользуемся одним из фундаментальных уравнений электродинамики (первым уравнением Максвелла), устанавливающим связь между изменениями электрического и магнитного полей:

$$\operatorname{rot} H = J + J_{cm} = \gamma E + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

Приведенное уравнение подтверждает тот факт, что магнитное поле отлично от нуля как при перемещении электрических зарядов (т.е. при наличии тока сквозной электропроводности через вещество), так и при изменении напряженности электрического поля во времени (т.е. при наличии тока смещения).

В однородных идеальных диэлектриках сквозной ток отсутствует, т. е. $\gamma = 0$. Для случая гармонического изменения поля уравнение Максвелла можно записать в комплексной форме:

$$\operatorname{rot} H = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon E$$

Если же имеем дело с несовершенным диэлектриком, обладающим заметными диэлектрическими потерями, то уравнение полного тока приобретает более сложный вид:

$$\operatorname{rot} H = (\gamma_f + j\omega\varepsilon_0\varepsilon) E$$

где γ_f — полная удельная активная проводимость на данной частоте, учитывающая как сквозную электропроводность, так и активные составляющие поляризационных токов.

Задачу о распространении электромагнитного поля в частично проводящей среде можно свести к случаю идеального диэлектрика, если в уравнение ввести комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}$:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - j\gamma_f / (\omega\varepsilon_0)$$

Следовательно, действительная составляющая комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon' = \varepsilon$, а мнимая:

$$\varepsilon'' = \gamma_f / (\omega\varepsilon_0)$$

$\operatorname{tg}\delta$ — это отношение активной составляющей проводимости к емкостной составляющей. Поэтому для плоского конденсатора при данной частоте справедливо соотношение:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\gamma_f S/h}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon S/h} = \frac{\gamma_f}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

Диэлектрические потери имеют важное значение для материалов, используемых в установках высокого напряжения, в высокочастотной аппаратуре и особенно в высоковольтных, высокочастотных устройствах, поскольку значение диэлектрических потерь пропорционально квадрату приложенного к диэлектрику напряжения и частоте. Большие диэлектрические потери в электроизоляционном материале вызывают сильный нагрев изготовленного из него изделия и могут привести к его тепловому разрушению.

Если диэлектрик используется в колебательном контуре, то диэлектрические потери препятствуют достижению высокой добротности (острой настройки на резонанс), так как с увеличением эквивалентного сопротивления потерь усиливается затухание колебаний в контуре.

Виды диэлектрических потерь

- ☐ потери на электропроводность;
- ☐ релаксационные потери;
- ☐ ионизационные потери;
- ☐ резонансные потери;
- ☐ потери на гистерезис.

Потери на электропроводность

Потери на электропроводность обнаруживаются в диэлектриках, имеющих заметную электропроводность, объемную или поверхностную. Если при этом потери от других механизмов несущественны, то частотные зависимости P_a и $\operatorname{tg}\delta$, могут быть получены при использовании параллельной эквивалентной схемы замещения реального диэлектрика.

Диэлектрические потери этого вида не зависят от частоты приложенного напряжения: $\operatorname{tg}\delta$ уменьшается с частотой по гиперболическому закону. Значение тангенса угла диэлектрических потерь при данной частоте может быть вычислено по формуле:

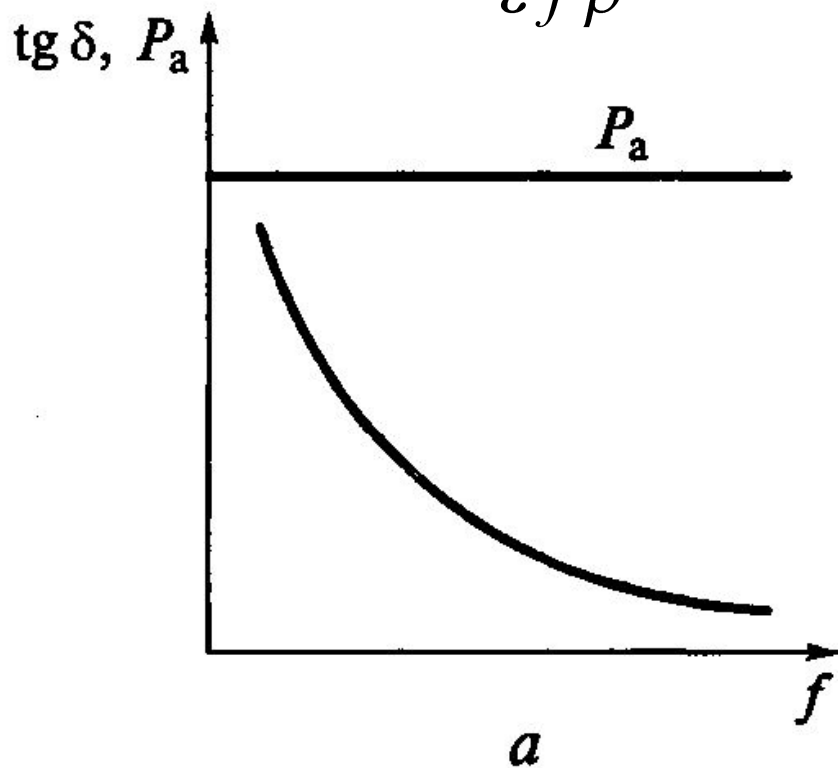
$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\varepsilon f \rho}$$

Потери сквозной электропроводности возрастают с ростом температуры по экспоненциальному закону:

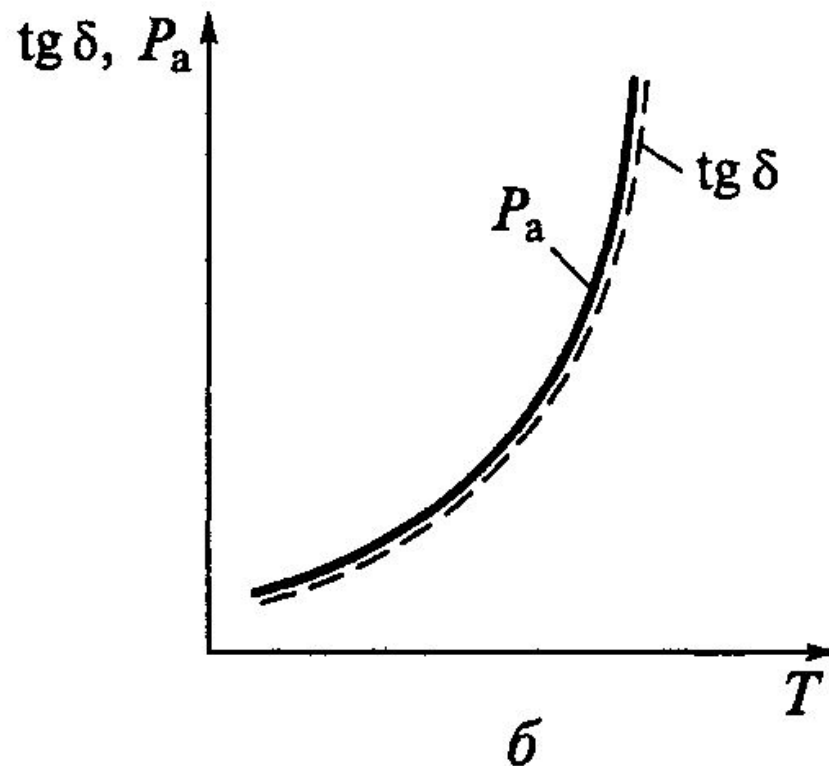
$$P_a(T) = A \exp(-b/T)$$

где A , b — постоянные для данного материала.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\varepsilon f \rho}$$

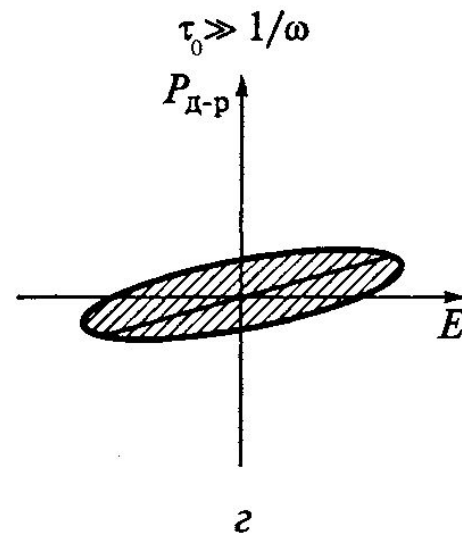
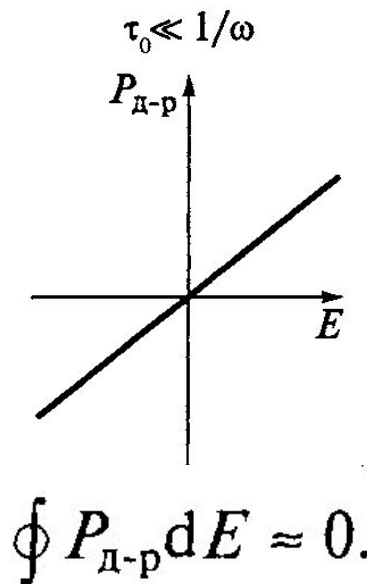
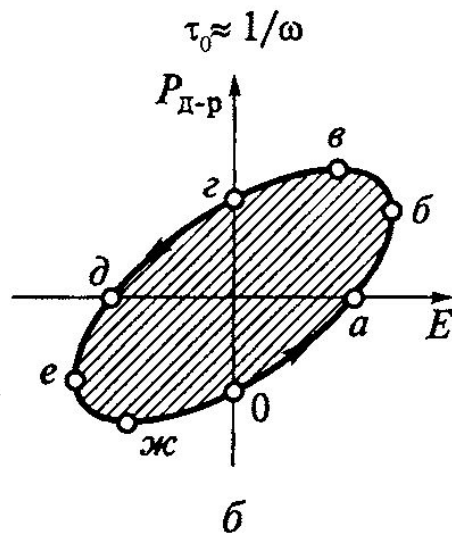
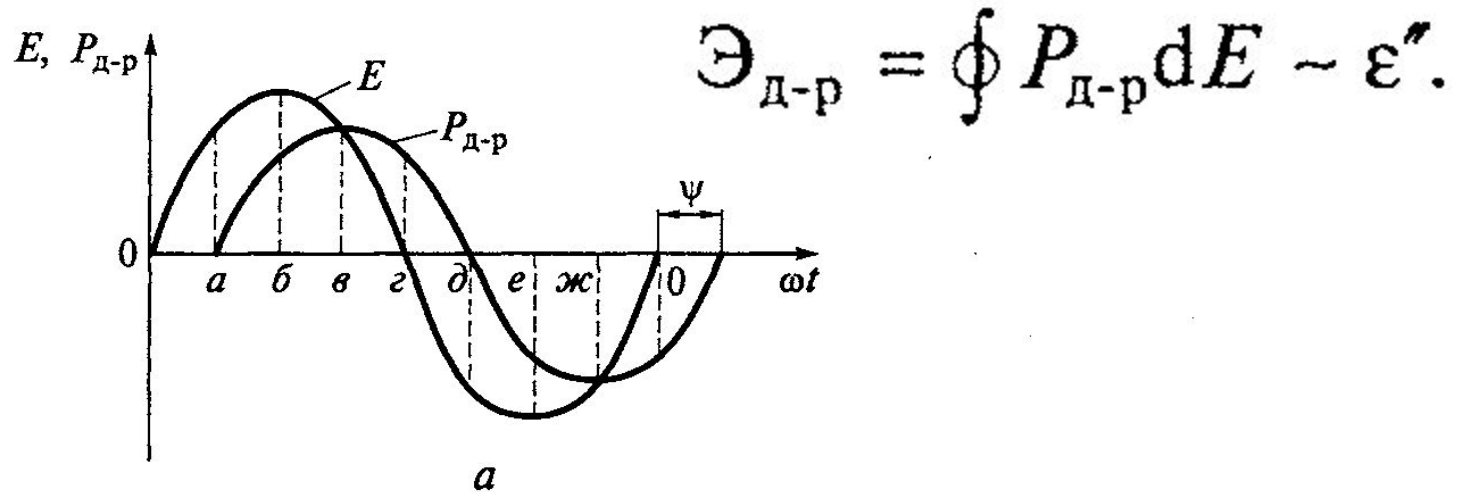


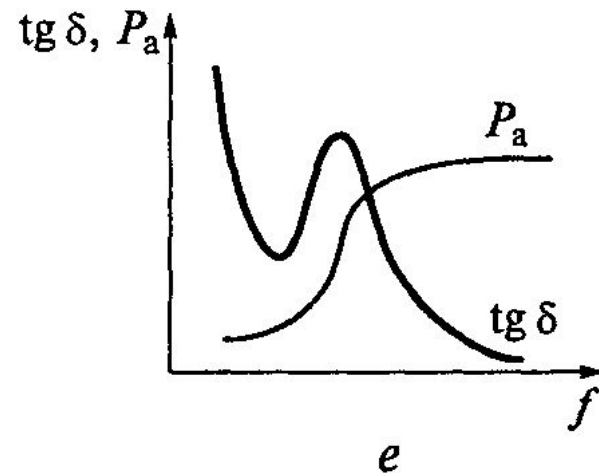
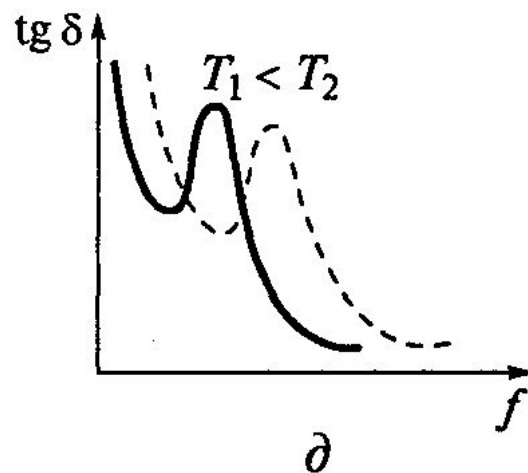
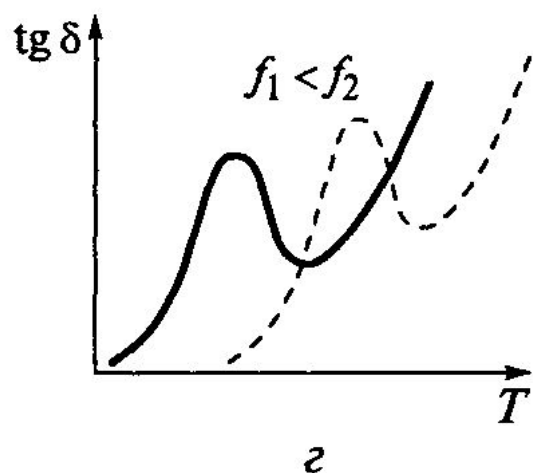
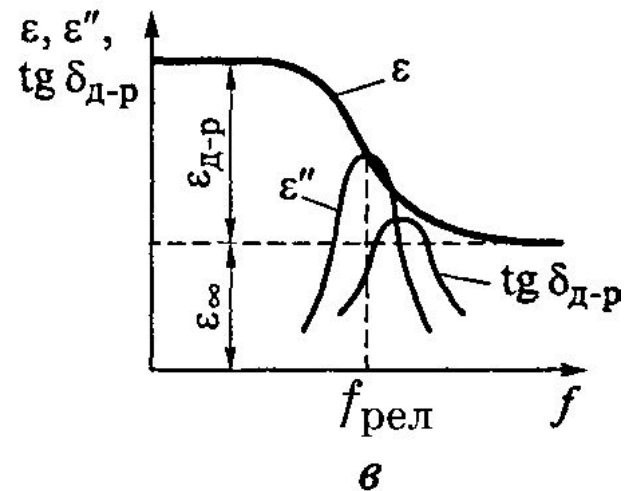
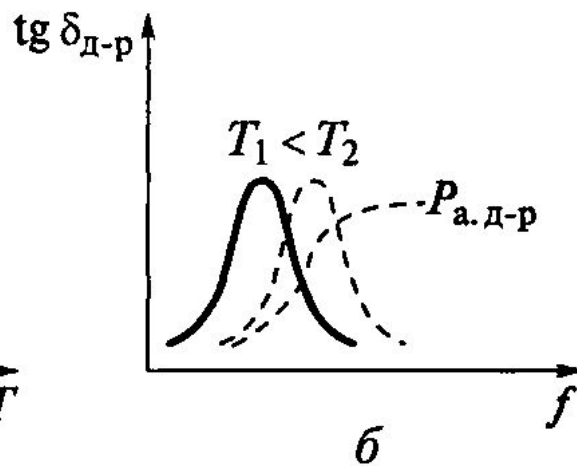
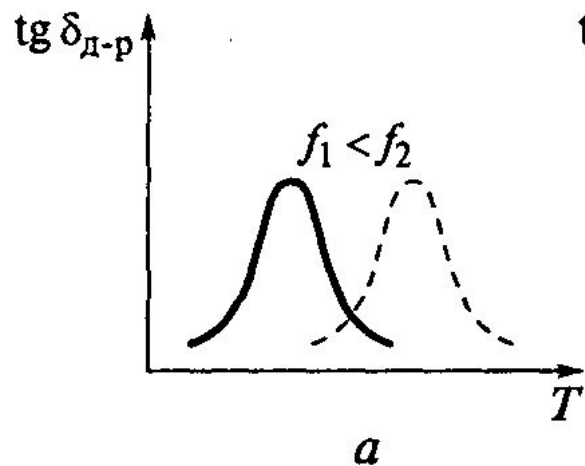
$$P_a(T) = A \exp(-b/T)$$



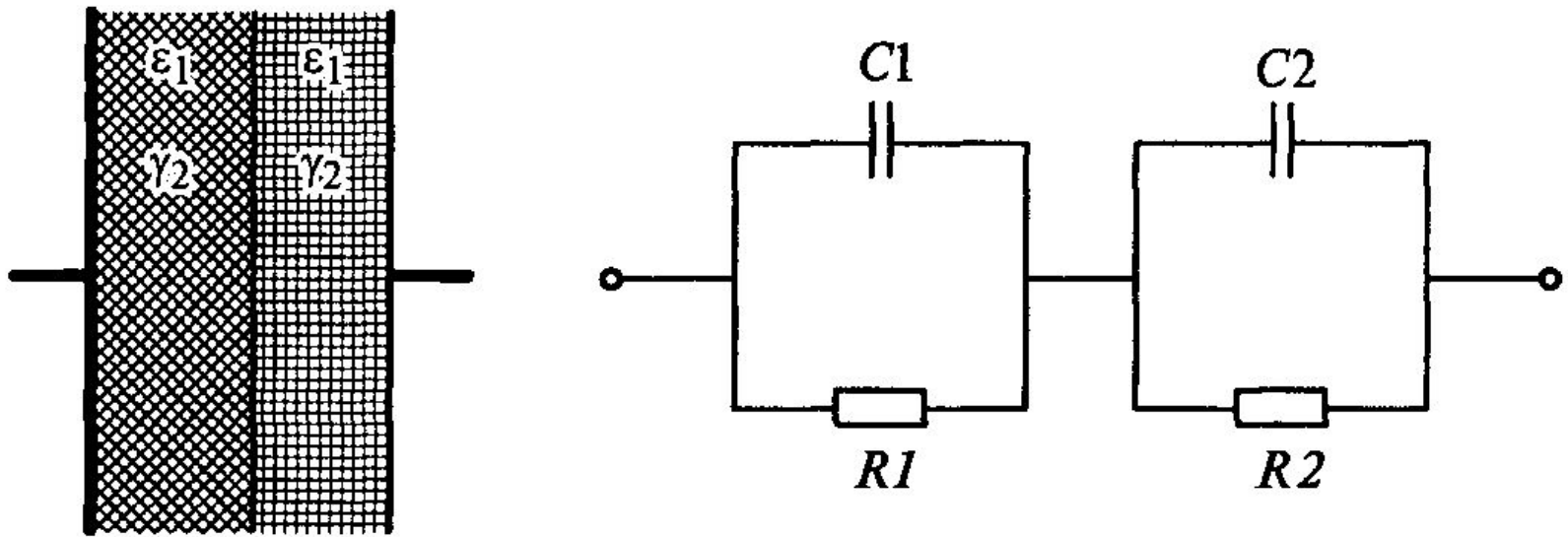
Частотные (а) и температурные (б) зависимости потерь на электропроводность

Релаксационные потери



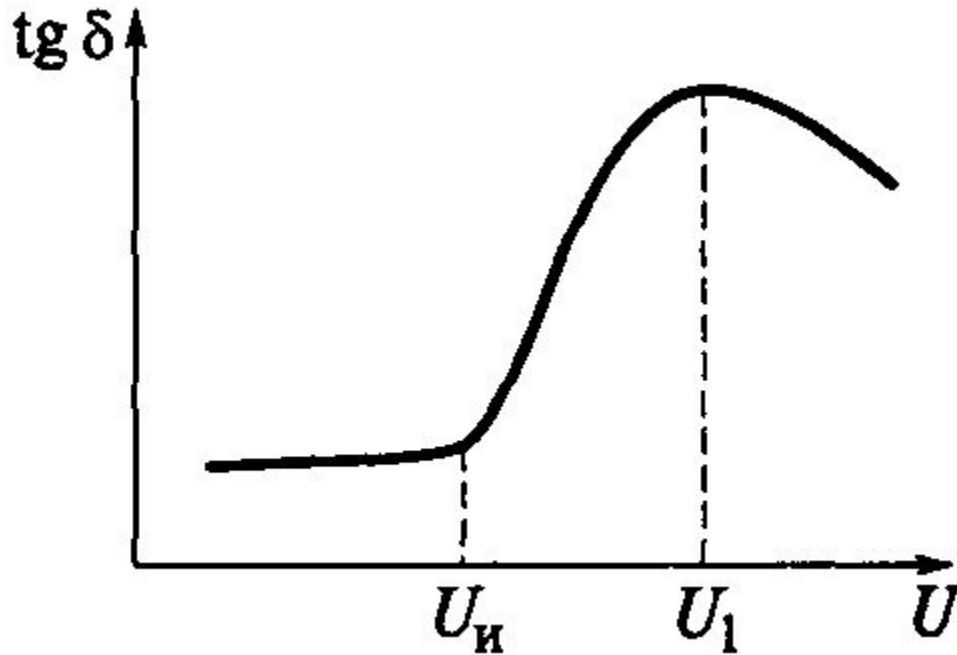


Особенности релаксационных потерь в диэлектриках



Конденсатор с двухслойным диэлектриком (а) и его эквивалентная схема замещения (б)

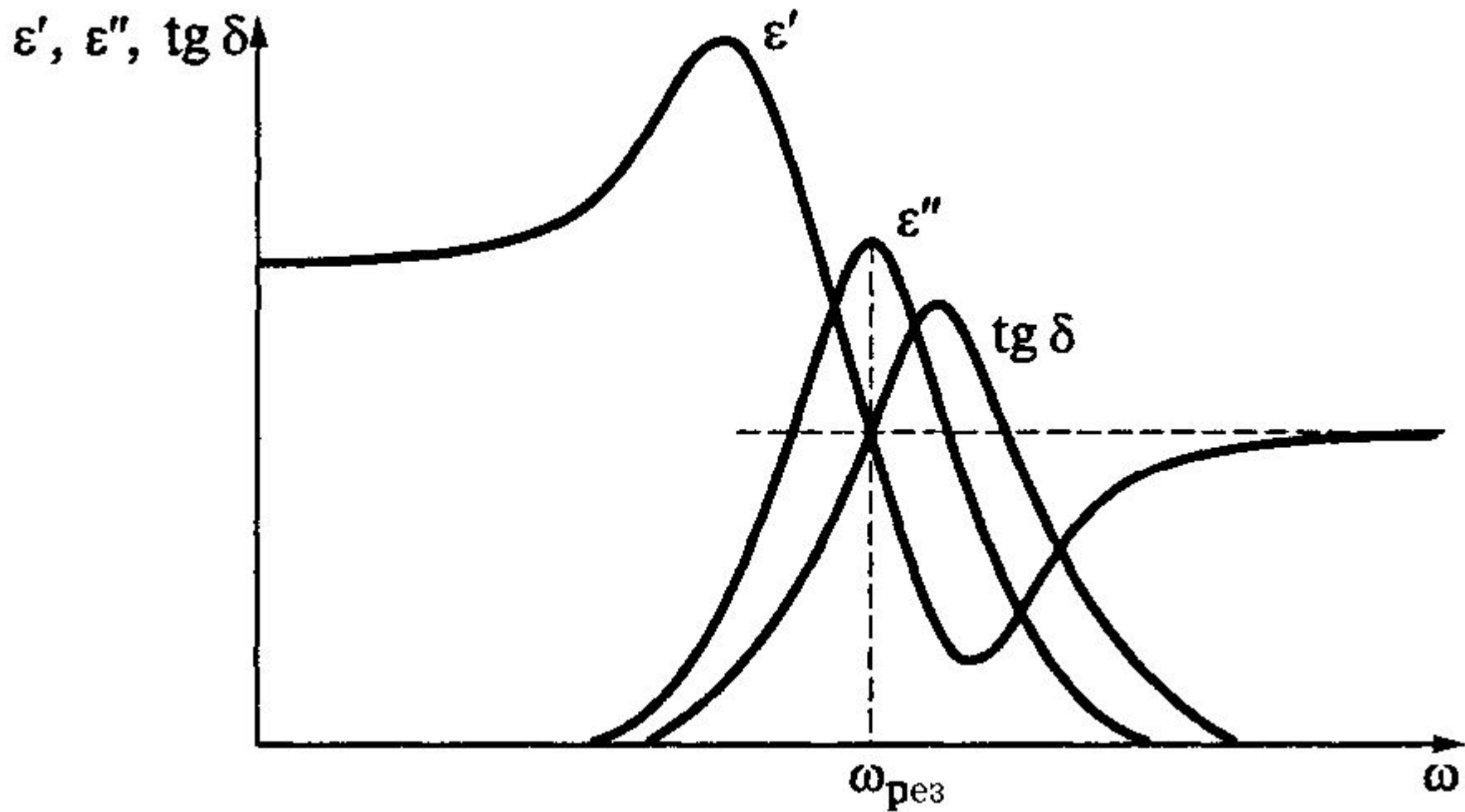
Ионизационные потери



$$P_{\text{а.и}} = A_1 f (U - U_{\text{и}})^3$$

где A — эмпирическая константа;
 f — частота поля;
 $U_{\text{и}}$ — пороговое напряжение
ионизации, зависящее от
размера пор и давления газа.

Изменение $\text{tg } \delta$ в зависимости от напряжения
для твердого пористого диэлектрика



Изменение диэлектрической проницаемости ϵ' , коэффициента потерь ϵ'' и $\text{tg } \delta$ в области резонансной дисперсии