

**Министерство высшего и среднего специального образования
республики Узбекистан
Национальный Университет Узбекистана
им. Мирзо Улугбека.**

П.Б. Парчинский

Поляризация диэлектриков

Ташкент – 2007

Печатается на основании решения учёного совета Национального
Университета Узбекистана № от 2004-10-06

Поляризация диэлектриков.

Учебное пособие. Ташкент – 2007 г.

В данном учебном пособии рассмотрены основные вопросы, касающиеся процессов поляризации диэлектриков. Подробно изложены вопросы, касающиеся механизмов поляризации диэлектриков, а также связи между строением и структурой диэлектриков и механизмами поляризации. Рассмотрены уравнения, описывающие локальное и среднее макроскопическое электрическое поле в диэлектриках.

Данное учебное пособие написано на основе курса лекций «Физика диэлектриков», читаемого на кафедре физики полупроводников и диэлектриков Национального Университета Узбекистана, и может быть рекомендована для студентов бакалавриата и магистратуры, обучающихся по специальностям физика полупроводников и диэлектриков, физика твёрдого тела, микроэлектроника и родственными им дисциплинам.

Автор: П.Б. Парчинский.

Технический редактор: А.А. Насиров

Рецензенты: д.ф.-м.н, проф. Власов С.И.
д.ф.-м.н. Атабаев И.Г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Физика диэлектриков - это дисциплина, изучающая широкий ряд веществ, различных как по своей структуре и строению (кристаллические и аморфные твердые диэлектрики, органические полимеры и компаунды) так и по своему агрегатному состоянию (твердые жидкие и газообразные диэлектрики). Широкое применение диэлектриков в различных областях физики и техники, особенно в областях, связанных с развитием современных технологий, таких как полупроводниковая микроэлектроника и оптоэлектроника, обуславливает необходимость изучения данной дисциплины студентами и магистрантами, обучающимися по специальностям физика полупроводников и диэлектриков, физика полупроводниковых приборов, физическая микроэлектроника, а также ряду родственных специальностей. Целью данного учебного пособия является ознакомление студентов обучающихся как в бакалавриате, так и в магистратуре с основными закономерностями физических явлений, протекающих в диэлектриках при их поляризации во внешнем электрическом поле, а также с физическими моделями, описывающими процессы поляризации диэлектриков. При этом основной упор делается на изучение процессов поляризации твердых диэлектриков, в свете их применения в полупроводниковой электронике и микроэлектронике.

Данное учебное пособие написано автором на основе курса лекций по физике диэлектриков, читаемого автором для студентов бакалавриата и магистратуры кафедры физики полупроводников и диэлектриков физического факультета Национального Университета Узбекистана. Для успешного усвоения данного курса магистрант должен обладать знаниями по курсам теории электричества ряда разделов квантовой механики и статистической физики, а также курсам высшей математике в объеме, не превышающем учебных программ бакалавриата, изучаемых по указанным дисциплинам.

1.1 Механизмы поляризации диэлектриков

Известно, что при помещении диэлектрика во внешнее электрическое поле (например, при помещении его между обкладками плоского конденсатора) напряжённость поля изменяется. Это объясняется тем, что на поверхностях первоначально незаряженных диэлектриков под действием внешнего электрического поля возникают электрические заряды, ориентированные таким образом, чтобы уменьшить внешнее электрическое поле и препятствовать его проникновению в диэлектрик. При этом, в большинстве случаев, невозможно разделяя диэлектрик в электрическом поле, отделить заряды друг от друга, после прекращения действия электрического поля каждая часть диэлектрика будет электрически нейтральной. В тоже время известно, что при разделении в электрическом поле металлов или других проводников на разделённых частях будут наблюдаться электрический заряд и после прекращения действия электрического поля. В силу невозможности их разделения заряды на поверхности диэлектрика называют связанными зарядами. Отметим, что в данном случае мы рассматриваем диэлектрики с макроскопической точки зрения. При микроскопическом рассмотрении можно провести мысленный эксперимент по выделению даже в идеальном диэлектрике микроскопического объёма, который имел бы электрический заряд.

Рассмотрим причины возникновения связанных зарядов на поверхности диэлектрика. Как известно в диэлектриках отсутствуют (или присутствуют в очень малых количествах) свободные носители заряда. Поэтому, при наличии внешнего электрического поля в диэлектрике всегда существует отличное от нуля внутреннее электрическое поле. Это поле, действуя на заряженные частицы, находящиеся в твердом теле в связанном состоянии, смещает их относительно положения, в котором они находились в отсутствии электрического поля. Напомним, что под действием поля положительные заряды будут смещаться по направлению электрического поля, отрицательные в противоположном направлении.

При смещении зарядов в электрическом поле каждый элемент объёма диэлектрика, в пределах которого произошло смещение, приобретает дипольный момент, направленный вдоль направления действия электрического поля. При этом диэлектрик во внешнем электрическом поле можно рассматривать как состоящий из элементарных областей – диполей или квазидиполей, ориентированных в одном направлении. Возникновение дипольных моментов в объёме диэлектрика под действием внешнего электрического поля называется поляризацией диэлектрика. Если же диэлектрик содержит полярные молекулы, то есть такие молекулы, которые обладают собственным дипольным моментом, то они могут быть переориентированы полем, что также приведет к возникновению дипольного момента в объёме диэлектрика.

Дипольный момент элементарного диполя определяется выражением

$$\vec{\mu} = q \vec{l} \quad (1)$$

где \vec{l} – вектор смещения заряда, направленный от «-» к «+». При этом значения \vec{l} будут определяться как значением внешнего электрического поля, так и типом заряженных частиц и механизмами их взаимодействия между собой. Так смещение электронных оболочек атомов под действием поля существенно отличается от смещения ионов в узлах кристаллической решетки под действием поля такой же величины. Поэтому степень поляризации диэлектрика определяется механизмом поляризации, который зависит от типа заряженных частиц, их взаимного расположения, типа химической связи и ряда других факторов, определяющих способность заряженных частиц смещаться под действием электрического поля. С учетом вышесказанного величину дипольного момента можно определить как

$$\vec{\mu} = \varepsilon_0 \alpha \vec{E}_л \quad (2)$$

где α – поляризуемость диэлектрика, определяемая механизмом поляризации, $\vec{E}_л$ – величина поля, действующего на заряженную частицу в диэлектрике, ε_0 – диэлектрическая постоянная

Степень поляризации диэлектрика определяют вектором поляризации или поляризованностью, определяемой как дипольный момент единицы объёма диэлектрика.

$$\vec{P} = \lim \frac{d\vec{M}}{dV} \Big|_{V \rightarrow 0} \quad (3)$$

где \vec{M} - электрический момент единицы объёма V . Отметим, что при макроскопическом рассмотрении элемент объёма V выбирают малым настолько, что в диэлектрик в его пределах можно считать однородным, в тоже время атомной или молекулярной структурой диэлектрика внутри данного объёма можно пренебречь.

С другой стороны, очевидно, что дипольный момент единицы объёма можно определить как сумму моментов всех элементарных диполей, заключённых в данном объёме

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{\mu}_i \quad (4)$$

Исходя из вышесказанного, поляризацию диэлектриков можно определить как состояние вещества, характеризующееся наличием дипольного момента у любого элемента его объёма. Если значение вектора поляризации одинаково для любого элемента объёма диэлектрика говорят об однородной поляризованности диэлектрика, если значение \vec{P} зависит от того, в какой точке диэлектрика выбран рассматриваемый элемент объёма, то говорят, что диэлектрик поляризован неоднородно.

Если диэлектрик состоит из одного типа частиц, поляризуемость которых определяется одним механизмом тогда значение вектора поляризации можно определить как

$$\vec{P} = n\alpha\varepsilon_0 \vec{E}_л \quad (5)$$

где n - число частиц в единице объёма диэлектрика, Если диэлектрик состоит из нескольких типов частиц, поляризуемость которых определяется несколькими механизмами, тогда

$$\vec{P} = \sum_{i,j} \vec{\mu}_{i,j} = \varepsilon_0 \sum_i n_j \alpha_j \vec{E}_л = \varepsilon_0 (n_1 \alpha_1 \vec{E}_л + n_2 \alpha_2 \vec{E}_л + \dots + n_i \alpha_i \vec{E}_л) \quad (6)$$

где i число механизмов поляризации, наблюдаемых в диэлектрике.

Рассмотрим теперь механизмы поляризации, наблюдаемые в твердых диэлектриках. Как уже говорилось выше, механизм поляризации зависит от типа заряженных частиц и их взаимодействия с другими заряженными частицами. Все частицы

диэлектрика, способные смещаться или переориентироваться под действием электрического поля можно разделить на два типа – упруго или сильно связанные и неупруго или слабосвязанные частицы. Соответственно и механизмы поляризации можно разделить на два основных типа – упругие и неупругие. Упруго связанная частица имеет одно положение равновесия, возле которого совершает упругие колебания. Под действием электрического поля частица смещается из положения равновесия, что приводит к возникновению электрического момента и поляризации диэлектрика. После прекращения действия электрического поля упругие (точнее квазиупругие) силы возвращают частицу в положение равновесия. Упруго связанные частицы можно рассматривать как частицы, находящиеся в потенциальной яме с одним энергетическим минимумом (рис. 1). Тепловые колебания или электрическое поле могут переводить частицу на различные энергетические уровни в пределах данной ямы, но не выводят частицу за её пределы.

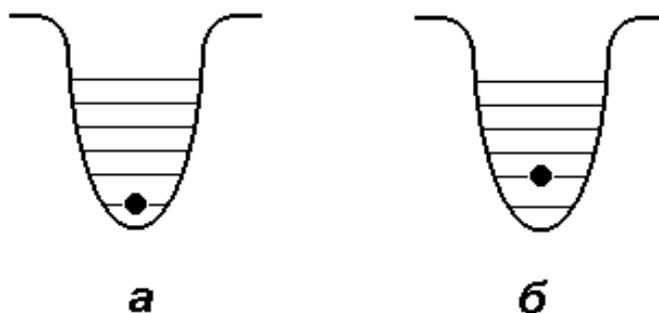


Рис. 1 Упруго связанную заряженную частицу можно рассматривать как частицу, помещённую в потенциальную яму с одним минимумом (а). Электрическое поле переводит её на другой энергетический уровень, однако, при этом частица не выходит за пределы потенциальной ямы (б)

В отличие от упруго связанных частиц неупруго связанные частицы имеют несколько положений равновесия, в которых могут находиться с определенной вероятностью. Переход из одного положения равновесия в другое осуществляется посредством флуктуаций теплового движения. Такую частицу можно рассматривать как помещенную в потенциальную яму с несколькими локальными минимумами энергии, каждому из которых соответствует положение равновесия (рис 2). Время, которое частица проводит в каком-либо из локальных минимумов, зависит от высоты потенциального барьера между локальными минимумами и энергии частицы в равновесных состояниях, а так же от температуры диэлектрика, определяющей интенсивность тепловых колебаний. Под действием электрического поля энергия частицы в равновесных состояниях изменяется и частица занимает их с другой вероятностью, чем в отсутствии поля. Появляется асимметрия в распределении заряженных частиц. Тогда, при статистическом рассмотрении ансамбля заряженных частиц во внешнем поле будет наблюдаться смещение положительных зарядов относительно отрицательных. Это приводит к возникновению дипольного момента в каждом элементарном объёме диэлектрика, содержащем такие частицы, то есть поляризации диэлектрика.

Основную роль в процессе возникновения вектора поляризации при неупругих механизмах поляризуемости играет тепловое движение частиц, перебрасывающее частицы из одного положения в другое. При этом оно способствует установлению асимметрии в распределении заряженных частиц и при включении электрического поля и возвращает частицы к хаотическому распределению после прекращения действия поля. В тоже время чересчур интенсивное тепловое движение частиц будет препятствовать поляризации диэлектрика, стремясь установить хаотическое распределение заряженных частиц даже при воздействии на них электрического поля.

Из вышесказанного следует, что процесс установления поляризации при неупругих механизмах поляризуемости связан с установлением равновесного состояния в системе, состоящей из множества частиц, находящихся в тепловом движении. Такой процесс, в статистической физике, называют релаксационным

процессом, поэтому поляризацию, определяемую неупругими механизмами поляризуемости, часто называют релаксационной поляризацией.

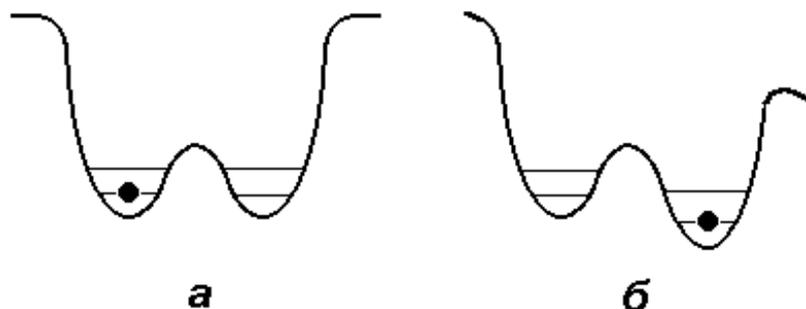


Рис.2 Неупруго связанную заряженную частицу можно рассматривать как находящуюся в потенциальной яме с двумя минимумами. В отсутствие электрического поля заряженная частица может находиться в каждом энергетическом минимуме с равной вероятностью (а). Электрическое поле изменяет вероятность нахождения частицы в потенциальном минимуме (б)

Поскольку релаксационная поляризация определяется тепловым движением частиц, то время установления равновесного значения релаксационной поляризации должно зависеть от температуры. Время же установления равновесного значения поляризации, определяемой упругими механизмами, не зависит или слабо зависит от температуры, в силу слабой температурной зависимости упругих сил, действующих на заряженные частицы в диэлектрике от температуры. При этом, смещение заряженных частиц, при упругих механизмах поляризации, существенно меньше, чем при неупругих.

Отметим также, что процесс установления как упругой, так и релаксационной поляризации есть инерционный процесс и от начала действия электрического поля до установления равновесного значения поляризации должно пройти некоторое время. Время,

необходимое для установления равновесного значения, определяемого упругими механизмами поляризации, не превышает, обычно $10^{-11} \div 10^{-12}$ сек. Время же необходимое для установления равновесных значений релаксационной поляризации обычно не менее чем 10^{-9} секунд, а в ряде случаев может измеряться минутами или даже часами. Поэтому можно считать, что упругая поляризация устанавливается практически мгновенно, по сравнению с релаксационной поляризацией, поэтому упругую поляризацию называют также и безинерционной поляризацией.

Рассмотрим подробнее упругие и неупругие механизмы поляризации диэлектриков. Среди упругих механизмов поляризации основными являются следующие:

Упруго-электронный механизм поляризации, обусловленный смещением электронных оболочек атомов относительно их ядер под действием электрического поля. Упруго-электронная поляризация наблюдается во всех диэлектриках в любом агрегатном состоянии. Время установления его равновесного значения составляет $10^{-14} \div 10^{-15}$ секунд.

Упруго-ионный механизм поляризации, наблюдается в веществах с преобладанием ионного типа связи, в которых под действием электрического поля ионы смещаются из положения равновесия на расстояния меньшие, чем расстояния между ними. Время установления равновесного значения упруго-ионной поляризации составляет $10^{-11} \div 10^{-14}$ секунд.

Упруго-дипольная поляризация, наблюдаемая в молекулярных кристаллах, состоящих из дипольных молекул. Если дипольные молекулы не могут изменять свои первоначальные равновесные ориентации под действием флуктуаций теплового движения, то в электрическом поле на них будет действовать пара сил, упруго поворачивающая её и изменяющая её ориентацию на небольшие углы. Время установления равновесного значения упруго-дипольной поляризации $10^{-11} \div 10^{-13}$ секунд.

Поляризация ядерного смещения наблюдается в органических диэлектриках и молекулярных кристаллах. Если молекула диэлектрика состоит из нескольких атомов, то под действием электрического поля ядра этих атомов могут отклоняться от равновесного положения в молекуле, хотя молекула в целом не отклоняется от положения равновесия. Время установления

равновесного значения поляризации ядерного смещения составляет $10^{-12} \div 10^{-13}$ секунд.

Релаксационная поляризация также подразделяется на несколько типов, определяемых тем, какие частицы релаксируют и на какие расстояния. Можно выделить следующие основные механизмы релаксационной поляризации:

Ионно-релаксационная поляризация, обусловленная переходом слабо связанных ионов в диэлектрике из одного равновесного состояния в другое в результате флуктуаций теплового движения. Появление слабосвязанных ионов обычно связано с наличием дефектов в структуре диэлектрика.

Электронно-релаксационная поляризация, которая наблюдается в том случае, если в диэлектрике имеются дефекты, способные захватывать электроны. Захваченный электрон при этом находится в глубокой потенциальной яме, создаваемой полем дефекта. Под действие электрического поля электроны способны переходить из одного устойчивого минимума в другой, не выходя за пределы потенциальной ямы, однако перемещаясь при этом на расстояния порядка межатомных расстояний.

Дипольно-релаксационная поляризация, связанная с переориентацией дипольных моментов молекул диэлектрика во внешнем поле. Наблюдается, в основном, в жидких и газообразных диэлектриках, но может наблюдаться и в твердых диэлектриках, атомы или молекулы которых обладают собственным дипольным моментом в отсутствие электрического поля.

Как уже указывалось выше, время установления равновесного значения релаксационной поляризации зависит температуры. Кроме того, оно зависит от типа дефектов и характера их взаимодействия с заряженными частицами в диэлектрике

Какой из вышеперечисленных механизмов будет преобладать в тех или иных диэлектриках зависит от типа связи между атомами строением диэлектриков. Так в неполярных диэлектриках с гомеополярными связями преобладают процессы упруго-электронной поляризации. В веществах с преобладанием ионного типа связи наряду с упруго-электронной будет наблюдаться и упруго-ионная поляризация. В полярных веществах, молекулы которых обладают собственным дипольным моментом, преобладающими могут оказаться упруго-дипольный и дипольно-релаксационный механизмы поляризации. Кроме того, наличие

различного рода дефектов и неоднородностей структуры диэлектриков приводит к появлению релаксационной поляризации.

В заключении отметим, что в ряде диэлектриков наблюдается еще один вид релаксационной поляризации, тесно связанный с электропроводностью – это так называемая миграционная или объёмная поляризация, которая связана с образованием в диэлектрике объёмных зарядов. Сущность данного механизма поляризации состоит в перемещении заряженных частиц в диэлектрике под действием электрического поля на макроскопические расстояния. При этом заряженные частицы могут скапливаться у границ диэлектрика или захватываться различными неоднородностями, связанными с наличием структурных несовершенств в объёме диэлектрика. Накопление заряженных частиц у границ диэлектриков и в их объёме ведёт к возникновению объёмных зарядов в диэлектрике. Это единственный вид поляризации, который допускает механическое разделение зарядов в диэлектриках, и который особенно часто наблюдается в сильно неоднородных диэлектриках, содержащих большое количество подвижных заряженных дефектов, а также центров способных захватывать подвижные носители заряда.

1.2 Уравнения электрического поля в присутствии диэлектрика. Среднее макроскопическое поле

Возникновение связанных зарядов на поверхности диэлектриков ведут к возникновению деполяризующего электрического поля и изменению потенциала. Поэтому, уравнения описывающие распределение электрического поля и потенциала, создаваемых системой зарядов в вакууме отличаются от уравнений, описывающих распределение электрического поля и потенциала, создаваемых такой же системой зарядов в присутствии диэлектрика. Влияние, оказываемое поляризацией диэлектрика на решение уравнений электростатики (и электрического поля вообще) удобно характеризовать величиной среднего электрического или макроскопического поля в диэлектрике E_m . Макроскопическое поле это поле, характеризуемое напряженностью в объёме превышающем размеры молекул, но малом настолько, чтобы напряженность поля в этом объёме можно было считать

постоянной. Отметим, что величина E_m отличается от величины локального поля E_l , действующего на заряженную частицу и определяющего величину её индуцированного дипольного момента.

Рассмотрим диэлектрик, помещённый во внешнее однородное электрическое поле с напряжённостью E_0 . Такое поле может быть создано между обкладками плоского конденсатора, если пренебречь искажением поля у краев обкладок. Под действием поля диэлектрик поляризуется, и на его обкладках появляются связанные заряды с поверхностной плотностью $\sigma_{св}$. При этом диэлектрик можно рассматривать как макродиполь с дипольным моментом, определяемым формулой.

$$p = \sigma_{св} SL \quad (7)$$

где S площадь обкладок диэлектрика, L толщина (рис. 3). С другой стороны, значение p можно определить через дипольный момент единицы объёма. \vec{P} .

$$p = \vec{P}V = \vec{P} SL \cos \alpha \quad (8)$$

где α – угол между направлением вектора напряжённости электрического поля и нормалью к поверхности диэлектрика. Приравняв (7) и (8) получим

$$\sigma_{св} = \vec{P} \cos \alpha = P_n \quad (9)$$

где P_n – проекция вектора поляризации на внешнюю нормаль к поверхности диэлектрика (нормальная составляющая вектора поляризации). Таким образом, поверхностная плотность связанных зарядов численно равна нормальной составляющей вектора поляризации.

Если диэлектрик поляризован неоднородно, в его объёме возникают ещё и связанные заряды с объёмной плотностью $\rho_{св}$, определяемой условием

$$\rho_{св} = -\text{div} \vec{P} \quad (10)$$

В однородно поляризованном диэлектрике $\rho_{св} = 0$

Появление связанных зарядов в диэлектрике приводит к возникновению деполяризующего поля \vec{E}_1 , направление которого противоположно направлению вектора поляризации. Установлено, что гомогенные образцы при помещении в однородное поле будут однородно поляризоваться только в том случае, если он имеет

форму эллипса или форму, являющуюся предельную форму эллипсоида вращения. Если одна из главных осей этого эллипсоида параллельна вектору напряжённости внешнего электрического поля \vec{E}_0 вектор поляризации \vec{P} и вектор напряженности деполяризующего поля \vec{E}_1 также будут параллельны \vec{E}_0 . Величина деполяризующего поля определяется выражением

$$\vec{E}_1 = -N\vec{P} \quad (11)$$

где N - деполярирующий фактор, значение N определяется соотношением осей эллипсоида. Так, для тонкой плоской пластины, когда вектор напряженности поля \vec{E}_0 перпендикулярно плоскости пластины $N = 1/\epsilon_0$ в системе СИ, и 4π в системе СГСЭ когда \vec{E}_0 параллельно плоскости пластины $N = 0$ в обеих системах.

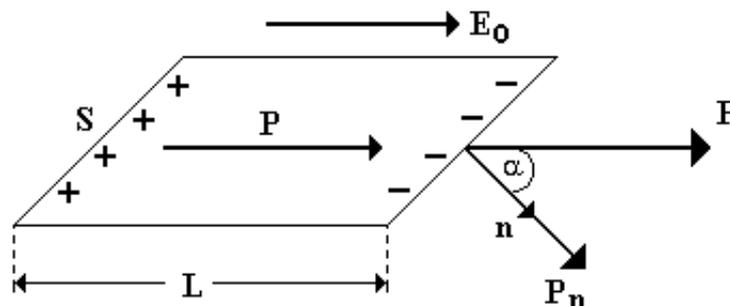


Рис. 3. К определению вектора поляризации и поверхностной плотности заряда в диэлектрике.

Отметим, что понятие деполяризующего фактора имеет смысл только для однородного диэлектрического эллипсоида, помещённого в однородное внешнее электрическое поле. Однако, в большинстве практически важных случаев диэлектрик даже произвольной формы можно рассматривать как предельный случай

эллипсоида вращения или как совокупность частей, каждая из которых является предельной формой эллипсоида вращения.

Определим теперь величину макроскопического поля в однородном диэлектрике. Согласно классической теории электричества это сила, действующая на единичный (пробный) заряд. Чтобы внести такой заряд в диэлектрик необходимо сделать в нем полость. При этом на поверхности полости будут возникать связанные заряды, поэтому сила, действующая на пробный заряд будет равна сумме сил, действующих на него со стороны внешнего поля, поля создаваемого связанными зарядами на внешней поверхности диэлектрика и на внутренней поверхности полости и будет зависеть от формы полости.

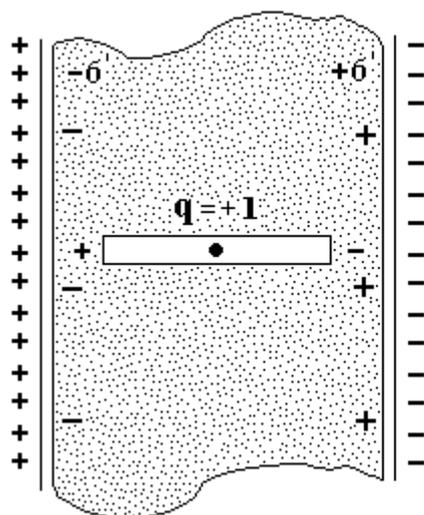


Рис. 4. К определению величины среднего (макроскопического) поля внутри диэлектрике при помощи пробного заряда.

Рассмотрим пробный заряд, помещённый в длинную узкую полость, прорезанную внутри диэлектрика параллельно направлению вектора поляризации (рис. 4). Будем считать, что пробный заряд не касается стенок данной полости. В этом случае связанные заряды будут возникать только на торцах полости и, если диаметр полости много меньше её длины, то поле, создаваемое этими зарядами будет пренебрежимо мало. Тогда на заряд будут действовать только внешнее и деполяризующее поле. Таким

образом, напряженность среднего поля в диэлектрике можно определить как

$$\vec{E}_m = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 = \vec{E}_0 - \frac{N \vec{P}}{\varepsilon_0} \quad (12)$$

Абсолютная величина этого поля с учётом (9) будет равна

$$E_m = E_0 - \frac{N P}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{N \sigma_{св}}{\varepsilon_0} \quad (13)$$

где $\sigma_{св}$ плотность связанных зарядов на внешних поверхностях диэлектрика. Ограничимся рассмотрением тонкой плоской диэлектрической пластины, ориентированной перпендикулярно вектору напряженности электрического поля. В этом случае деполяризующий фактор равен единице и выражение (13) примет вид

$$E_m = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{\sigma_{св}}{\varepsilon_0} \quad (14)$$

Известно, что поле, создаваемое системой зарядов в диэлектрике меньше, чем поле создаваемое теми же зарядами в вакууме.

$$\vec{E}_0 = \varepsilon \vec{E}_m \quad (15)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, определяющая во сколько раз напряженность поля в диэлектрике меньше, чем напряжённость поля в вакууме. Подставив это соотношение в формулу (14) получим

$$\vec{E}_m = \varepsilon \vec{E}_m - \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0} \quad (16)$$

Отсюда получим выражение, определяющее связь между вектором поляризации и напряжённостью внешнего и среднего макроскопического поля.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \vec{E}_m = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \vec{E}_0}{\varepsilon} \quad (17)$$

С другой стороны из курса электростатики известно, что

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}_m \quad (18)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость вещества. Уравнение (18) называется линейным приближением, что указывает на линейную зависимость вектора поляризации от напряжённости диэлектрического поля в диэлектрике. Отметим, однако, что в сильных электрических полях χ зависит от напряжённости электрического поля и вид зависимости вектора поляризации от напряжённости поля усложняется. В линейном приближении из уравнений (19) и (20) можно получить

$$\vec{P} = \frac{\varepsilon_0 \chi \vec{E}_0}{1 + \chi} \quad (19)$$

Введём понятие вектора электрической индукции \vec{D} определяемого как

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_m + \vec{P} \quad (20)$$

в системе СИ и

$$\vec{D} = \vec{E}_m + 4\pi \vec{P} \quad (20a)$$

в системе СГСЭ. Подставив (17) в выражение (20)

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}_m \quad (21)$$

С другой стороны, используя (16) можно получить

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(\vec{E}_0 - \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0} \right) + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 \quad (22)$$

Таким образом, величина вектора электрического смещения внутри однородного диэлектрика \vec{D}_2 совпадает с величиной вектора индукции в вакууме \vec{D}_1 ,

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2 \quad (23)$$

$$\vec{E}_0 = \varepsilon \vec{E}_m \quad (23a)$$

Рассмотрим идеальный плоский конденсатор с плотностью заряда на обкладках σ_0 . Величина напряженности поля в идеальном конденсаторе определяется формулой

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \quad (24)$$

После помещёния диэлектрика между его обкладками абсолютная величина напряжённости поля в диэлектрике будет определяться выражением (14). Если обкладки диэлектрика разомкнуты, то с учётом формулы (24) выражение (14) можно записать как

$$E_m = \frac{\sigma_0 - \sigma_{св}}{\varepsilon_0} \quad (25)$$

Таким образом, напряжённость поля в диэлектрике совпадает с напряжённостью поля в вакууме, создаваемой конденсатором с поверхностной плотностью заряда на обкладках $\sigma_1 = \sigma_0 - \sigma_{св}$. Отсюда можно определить величину поверхностной плотности связанного заряда как

$$\varepsilon_0(E_0 - E_m) = \sigma_{св} \quad (26)$$

Из формул (22) и (24) вытекает простой способ практического измерения величины электрической индукции. Подставив (22) в (24) получим $D = \sigma$. Следовательно, чтобы определить величину электрического смещения достаточно измерить величину заряда на обкладках, ограничивающих диэлектрик.

Формулы (23) и (25) полученные для границы диэлектрик - вакуум можно обобщить для границы раздела двух диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью. В этом случае можно записать

$$\varepsilon_1 \vec{E}_1 = \varepsilon_2 \vec{E}_2 \quad (27)$$

$$E_1 - E_2 = \frac{\sigma_{св1} - \sigma_{св2}}{\varepsilon_0} = \frac{P_{n1} - P_{n2}}{\varepsilon_0} \quad (28)$$

где \vec{E}_1 и \vec{E}_2 - значения макроскопического поля, $\sigma_{св1}$ и $\sigma_{св2}$ - значения поверхностной плотности связанных зарядов, P_{n1} и P_{n2} - нормальные составляющие вектора поляризации в первом и втором диэлектриках соответственно.

Напряжённость электрического поля и вектора электрической индукции можно охарактеризовать плотностью силовых линий. Из формул (27) и (28) следует, что силовые линии вектора электрической индукции непрерывны при переходе из одной диэлектрической среды в другую, а силовые линии электрического поля терпят разрыв на границе различных диэлектрических сред (рис. 5). Более того, линии электрического

смещения остаются непрерывными и в случае неоднородной поляризации, когда в диэлектрике возникают объёмные поляризационные заряды. По этой причине, для описания электрического поля в неоднородных диэлектриках, удобнее пользоваться электрическим смещением, чем напряжённостью электрического поля.

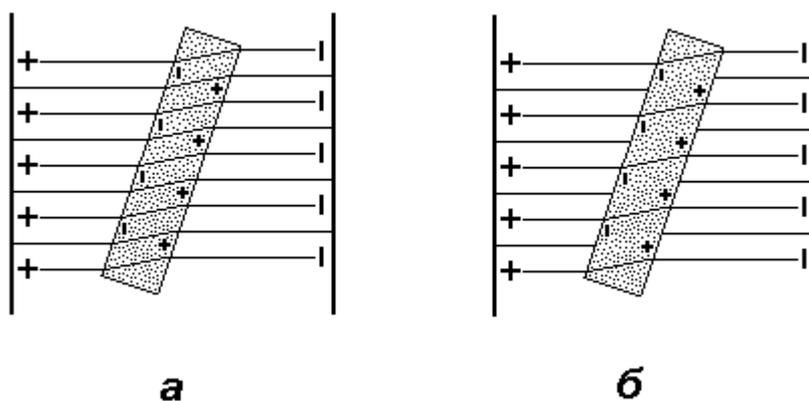


Рис. 5. Линии электрического смещения и силовые линии электрического поля в пластине диэлектрика

Если силовые линии не перпендикулярны границе раздела диэлектрических сред, то вместо (27) и (28), следует записать следующие граничные условия:

$$D_{n1} = D_{n2} \quad (29)$$

$$E_{t1} = E_{t2} \quad (30)$$

где D_n – нормальная составляющая вектора электрической индукции, а E_t – тангенциальная составляющая вектора напряжённости электрического поля (рис. 6). Из рис. 6 следует, что тангенс угла между линиями напряженности вектора электрической индукции и нормалью к границе раздела диэлектрических сред можно определить как:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{t1}}{D_{n1}} \quad (31)$$

С учётом того, что $D_t = \varepsilon\varepsilon_0 E_t$ можно получить следующее выражение

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{t1} D_{n2}}{D_{t2} D_{n1}} = \frac{\varepsilon_1 E_{t1}}{\varepsilon_2 E_{t2}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (32)$$

Выражение (34) определяет изменение направления вектора электрической индукции на границе раздела диэлектрических сред, и называется законом преломления линий смещения.

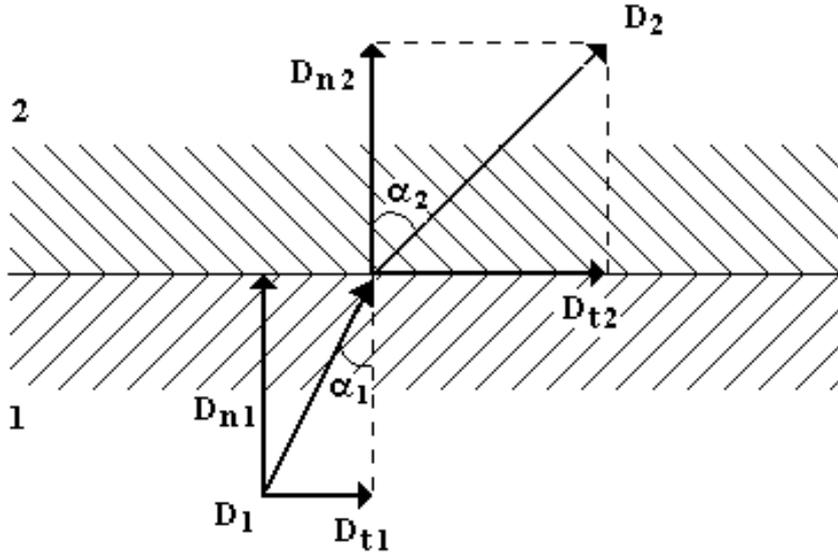


Рис. 6 Преломление линий вектора электрического смещения на границе раздела двух диэлектриков.

Отметим, что условие (29) выполняется только в том случае, если на границе раздела отсутствуют свободные (внесенные извне сторонние) заряды. В случае наличия на границе раздела диэлектрических сред свободных зарядов должно выполняться условие

$$D_{n1} - D_{n2} = \sigma' \quad (33)$$

где σ' - плотность сторонних зарядов.

Одной из важнейших характеристик электрического поля является потенциал - Ψ . Рассмотрим, как изменяются уравнения описывающие распределение потенциала, создаваемого системой зарядов при внесении диэлектрика. Как известно распределение потенциала и электрического поля в вакууме определяется при помощи уравнения Пуассона

$$\Delta \Psi_0 = -\frac{\rho_0}{\varepsilon_0} \quad (34)$$

или в интегральной форме

$$\Psi_0 = \int_V \frac{\rho_0 dV}{4\pi\epsilon_0 r} + \oint_S \frac{\sigma_0 dS}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (34a)$$

где ρ_0 и σ_0 плотность распределения зарядов в вакууме, r расстояние до выбранного элемента объёма или поверхности, интегрирование производится по всему объёму. Напряжённость электрического поля связана с потенциалом выражением

$$\vec{E}_0 = -grad\Psi_0 \quad (35)$$

Эффекты, связанные с поляризацией введённого в электрическое поле диэлектрика ведет к изменению электрического поля. Обозначим изменение потенциала электрического поля, связанное с поляризацией внесённого в это поле диэлектрика Ψ^* . Тогда уравнения (24) и (34a) можно переписать как

$$\Delta\Psi = -\frac{\rho_0 + \rho_{св}}{\epsilon_0} \quad (36)$$

$$\Psi = \int_V \frac{(\rho_0 + \rho_{св})dV}{4\pi\epsilon_0 r} + \oint_S \frac{(\sigma_0 + \sigma_{св})dS}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (36a)$$

где $\Psi = \Psi_0 + \Psi^*$, $\rho_{св}$ и $\sigma_{св}$ величины, характеризующие пространственное распределение связанных зарядов, возникающих в процессе поляризации диэлектрика. Известно, что $\Delta\Psi = divgrad\Psi$. Тогда с учётом (35) формула (36) примет вид

$$div\vec{E}_m = \frac{\rho_{св} + \rho_{св}}{\epsilon_0} \quad (37)$$

Заменяя $\rho_{св}$ из формулы (10) преобразуем (37) к виду

$$div\epsilon_0\vec{E}_m = -div\vec{P} + \rho_0 \quad (38)$$

$$div(\epsilon_0\vec{E}_m + \vec{P}) = \rho_0 \quad (39)$$

С учётом (20) и (21) можно получить

$$div\vec{E}_m = \frac{\rho_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (40)$$

или в окончательном виде

$$\Delta\Psi = -\frac{\rho_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (41)$$

Уравнение Пуассона, записанное в виде (41) описывает распределение потенциала электрического поля в присутствии диэлектрика.

Таким образом, в линейном приближении, диэлектрик в электрическом поле можно охарактеризовать следующими величинами: Поляризованностью или вектором поляризации \vec{P} ; плотностью связанных зарядов $\rho_{св}$ и $\sigma_{св}$; напряжённостью макроскопического поля \vec{E}_m ; вектором электрической индукции \vec{D} ; потенциалом Ψ . Система уравнений (19), (21), (33), (41) позволяет полностью определить параметры электрического поля, создаваемого системой зарядов в присутствии диэлектрика. Отметим, что эти уравнения справедливы только в изотропных диэлектриках. В анизотропных диэлектриках ε и χ зависят от выбранного направления, и соотношения между \vec{P} ; \vec{E} и \vec{D} уравнениями

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij} E_{mi} \quad (42)$$

$$D_i = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_{mi} \quad (43),$$

где χ_{ij} и ε_{ij} тензоры второго ранга, P_i , D_i , E_{mi} – компоненты векторов поляризации, электрического смещения и макроскопического поля по заданным направлениям.

1.3 Локальное поле (Поле Лоренца)

При определении поляризованности диэлектрика при помощи формул (5), (6) необходимо знать значение действующего на частицу локального электрического поля E_l . При этом надо иметь в виду, что величина локального поля отличается от величины макроскопического поля. Определим величину напряжённости локального поля для идеального кристаллического диэлектрика. Поле, действующее на частицу внутри диэлектрика можно представить в виде суммы

$$\vec{E}_l = \vec{E}_0 + \vec{E}_o \quad (44)$$

где E_0 – напряжённость внешнего поля, величина E_∂ – напряжённость поля, действующего на рассматриваемую частицу со стороны дипольных моментов других частиц диэлектрика,

$$\vec{E}_\partial = \sum_i \frac{3(\vec{\mu}_i \times \vec{r}_i) \times \vec{r}_i - r_i^2 \times \vec{\mu}_i}{r_i^5} \quad (45)$$

где \vec{r}_i – радиус вектор от рассматриваемой частицы до i -го диполя.

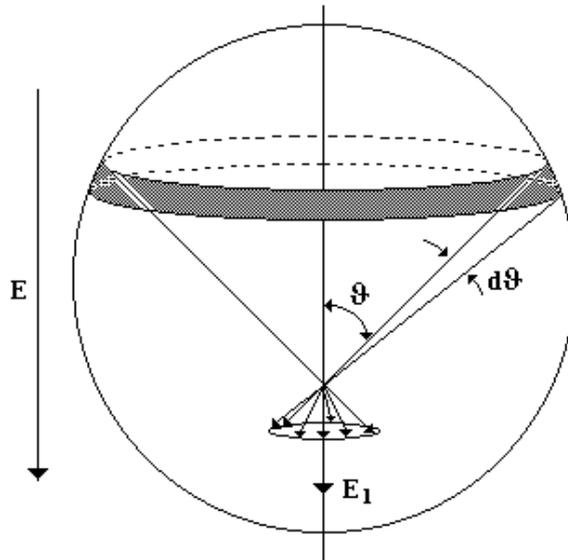


Рис.7 К расчету локального поля, действующего на заряженную частицу в диэлектрике.

Для определения величины \vec{E}_∂ воспользуемся следующим приёмом: Вырежем в рассматриваемом диэлектрике сферу радиусом R , центром которой является рассматриваемая частица. Радиус этой сферы выберем достаточно большим, чтобы за пределами этой сферы диэлектрик можно было считать однородным. В этом случае его свойства можно характеризовать диэлектрической проницаемостью ϵ , а поле, действующее на молекулы внутри сферы можно выразить через величину поляризации \vec{P} . В тоже время в сфере должно содержаться ограниченное число частиц. Теперь поле, действующее на частицу, находящуюся в центре сферы можно записать как

$$\vec{E}_\partial = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 \quad (46)$$

где \vec{E}_1 – это напряжённость поля, обусловленная связанными зарядами на внешних поверхностях диэлектрика, \vec{E}_2 – это это напряжённость поля, создаваемого зарядами в диэлектрике, расположенными за пределами выбранной сферы, \vec{E}_3 – напряжённость поля, действующего на частицу со стороны диполей, расположенных внутри сферы. Идея введения такой воображаемой сферы состоит в том, что после её введения только поле \vec{E}_3 , создаваемое диполями внутри сферы, определяется с микроскопических позиций при помощи формулы (45), а вся остальная часть поля определяется макроскопически, с помощью интегралов по эффективным поверхностным зарядам.

Легко заметить, что поле \vec{E}_1 – это деполяризующее поле, напряжённость которого уже определялась в предыдущем параграфе. При этом, согласно формуле (12) сумма напряжённости внешнего поля и поля \vec{E}_1 представляет собой среднее макроскопическое поле \vec{E}_m . Определим теперь величину напряжённости поля \vec{E}_2 , создаваемого всеми заряженными частицами в диэлектрике, расположенными за пределами выбранной сферы, за исключением связанных зарядов, локализованных у внешней поверхности диэлектрика, действие которых уже учтено при определении деполяризующего поля. Это поле можно представить как поле связанных зарядов, локализованных на внутренней поверхности сферы. Рассмотрим элемент сферы dS , несущий заряд $dQ = \sigma_{св}dS$ (рис. 7). Поле, создаваемое этим элементом сферы определяется как

$$dE_2 = \frac{dQ}{4\pi\epsilon_0 R^2} = \frac{\sigma_{св}dS}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (47)$$

где $\sigma_{св}$ плотность связанных зарядов на поверхности сферы. Тогда величина поля \vec{E}_2 будет определяться интегрированием полей, создаваемых всеми элементами внутренней поверхности сферы. В силу сферической симметрии системы интегрирование будем проводить в сферической системе координат. Элемент площади в сферической системе координат определяется как

$$dS = R^2 \sin \alpha d\alpha d\varphi \quad (48)$$

где φ - полярный угол, характеризующий направление вектора поляризации, изменяющийся в пределах от 0 до 2π , α - угол, между радиусом, проведённым к элементу поверхности dS и направлением действия внешнего электрического поля. Пусть поле E_0 направлено вдоль оси z . В этом случае можно заметить, что из соображений сферической симметрии проекции dE_2 на оси x и y равны нулю, существует только проекция dE_2 на ось z .

$$dE_{2z} = dE_2 \cos \alpha \quad (49)$$

Подставляя (47) и (48) в выражение (49) и с учётом того, что величина $\sigma_{св}$ равна нормальной составляющей вектора поляризации - $\sigma_{св} = P \cos \alpha$ получим

$$dE_{2z} = \frac{P \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha d\varphi}{4\pi\epsilon_0} \quad (50)$$

Проинтегрировав выражение (50) по всей поверхности сферы определим поле E_2 .

$$\vec{E}_2 = \frac{\vec{P}}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\pi \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{\vec{P}}{2\epsilon_0} \int_0^\pi \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha \quad (51)$$

Проинтегрировав и подставляя пределы интегрирования получим

$$\vec{E}_2 = \frac{\vec{P}}{2\epsilon_0} \frac{\cos^3 \alpha}{3} \Big|_0^\pi = \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (52)$$

Поле \vec{E}_2 называют полем Лоренца. Заметим, что вид формулы (52) зависит от системы, в которой проводились вычисления, в системе СГСЭ получим

$$\vec{E}_2 = \frac{4\pi\vec{P}}{3} \quad (53)$$

Можно показать, что для диэлектриков, кристаллическая решетка которых обладает высокой степенью симметрии, например для диэлектриков с кубической гранецентрированной и кубической объёмцентрированной кристаллической решеткой, а также для аморфных диэлектриков величина напряжённости поля E_3 равна нулю. С учётом вышесказанного локальное поле, действующее на заряженную частицу в диэлектрике, будет определяться выражением

$$\vec{E}_l = \vec{E}_m + \vec{E}_2 = \vec{E}_m + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (54)$$

Подставляя в (54) значение P из формулы (17) получим

$$\vec{E}_l = \vec{E}_m + \frac{(\varepsilon - 1)\vec{E}_m}{3} = \frac{\varepsilon + 2}{3}\vec{E}_m \quad (55)$$

Данная формула справедлива, в отличие от формулы (52), справедлива в любой системе отсчёта. Из формулы (55) следует, что поскольку $\varepsilon \geq 1$, локальное поле всегда будет больше или равно среднего макроскопического поля, причем это отличие будет особенно существенно для диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью. В заключении отметим, что приведённый выше расчет локального поля справедлив для диэлектриков, обладающих высокой степенью симметрии кристаллической решётки, не содержащих структурных неоднородностей.

1.4 Поляризация диэлектриков с преобладающим упруго электронным механизмом поляризации. Уравнение Клаузиуса – Мосотти.

Как уже упоминалось выше, упруго-электронная поляризация диэлектриков обусловлена смещением электронных оболочек атомов под действием электрического поля. Опишем процесс смещения электронных оболочек, воспользовавшись квазиклассической моделью атомов. Согласно такой модели электрон в поле атомного ядра можно рассматривать как гармонический асоцилятор, совершающий колебания с собственной частотой, определяемой выражением

$$\omega_0 = \sqrt{\beta/m} \quad (56)$$

где β - коэффициент упругой связи электрона в атоме, m - масса электрона. Среднее смещение электрона \bar{x} , вызванное действием электрического поля E_l можно определить из условия

$$eE_l = \beta\bar{x} \quad (57)$$

Определим из выражения (56) и подставим его в (57)

$$eE_l = m\omega_0^2\bar{x} \quad (58)$$

Для упрощения все расчеты в данном параграфе будем проводить в системе СГСЭ. В этой системе дипольный момент атома запишется как

$$\alpha_{\circlearrowleft} E_{\text{л}} = e\bar{x} \quad (59)$$

где $\alpha_{\circlearrowleft}$ – поляризуемость диэлектрика, определяемая упруго электронным механизмом поляризации. Тогда поляризуемость атома будет определяться выражением

$$\alpha_{\circlearrowleft} = \frac{P}{E_{\text{л}}} = \frac{e\bar{x}}{E_{\text{л}}} \quad (60)$$

Определив $E_{\text{л}}$ из выражения (58) и подставив его в (60) получим

$$\alpha_{\circlearrowleft} = \frac{e^2}{m\omega_0^2} \quad (61)$$

Как известно, в квазиклассическом приближении ω_0 определяется формулой

$$\omega_0 = \frac{mz^2 e^4}{n^3 \hbar^3} \quad (62)$$

где z – заряд ядра, \hbar – постоянная Планка, n – главное квантовое число. Подставив это выражение в (61) получим

$$\alpha_{\circlearrowleft} = \frac{n^6 \hbar^6}{m^3 e^6 z^4} \quad (63)$$

Хотя приведённый выше анализ применяется, в основном, для определения поляризуемости отдельных атомов и молекул, он позволяет получить качественное представление и о упруго-электронной поляризации твёрдых тел.

Приведём данные о поляризуемости атома водорода, находящегося в основном состоянии ($n=1$). Согласно приведённой модели её поляризуемость можно определить формулой

$$\alpha_{\circlearrowleft} = \frac{\hbar^6}{m^3 e^6} = a_0^3 \quad (64)$$

где a_0 – Боровский радиус. В системе СИ Боровский радиус определяется выражением

$$a_0 = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (65)$$

Более строгий расчет, проведенный при помощи методов квантовой механики, дает результат

$$\alpha_3 = \frac{9}{2} a_0^3 \quad (66)$$

Таким образом, наблюдается качественное совпадение результатов, полученные при помощи квазиклассического приближения и результатов, полученных методами квантовой механики. Величина поляризуемости имеет размерность длины. Согласно теоретическим оценкам поляризуемость атома водорода составляет $0,633 \text{ \AA}$. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными, что свидетельствует о справедливости приведенного выше анализа.

Экспериментальную оценку упруго электронной поляризуемости диэлектриков удобно проводить, воспользовавшись следующим методом: подставив выражение (55) определяющее величину локального поля в формулу (5) получим

$$\vec{P} = \varepsilon_0 n \alpha_3 \frac{\varepsilon + 2}{3} \vec{E}_m \quad (67)$$

С другой стороны величина вектора поляризации определяется выражением (17). Приравняв (17) и (67) получим

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n \alpha_3}{3} = P_{y\delta} \quad (68)$$

где $P_{y\delta}$ - величина, называемая удельной поляризацией. Формулу (68) называют уравнением Клаузиуса – Мосотти.

Умножим правую и левую части (68) на молярный объём $\gamma = M/\rho$, где M – молекулярный вес вещества, ρ – его плотность

$$\frac{(\varepsilon - 1)M}{(\varepsilon + 2)\rho} = \frac{Mn\alpha_3}{3\rho} \quad (69)$$

Учитывая, что $\rho/n = m$, где m – масса молекулы, $M/m = N_A$, где N_A – число Авагадро получим

$$\frac{(\varepsilon - 1)M}{(\varepsilon + 2)\rho} = \frac{\alpha_3 N_A}{3} \quad (70)$$

Из формул (68) – (70) следует, что диэлектрическая проницаемость вещества определяется поляризуемостью его атомов.

Как известно, диэлектрическая проницаемость вещества связана с коэффициентом преломления соотношением $\nu = \sqrt{\varepsilon\mu}$, где μ – относительная магнитная проницаемость вещества. Для немагнитных веществ (к которым относятся диэлектрики) $\mu \approx 1$,

тогда $\varepsilon = v^2$. С учётом вышесказанного выражение (68) можно записать в виде

$$\frac{v-1}{v+2} = \frac{n\alpha_3}{3} \quad (71)$$

Выражение (71) называется формулой Лоренц-Лоренца. Из (70) и (71) следует, что величину упруго электронной поляризуемости вещества можно определить, измеряя его макроскопические характеристики, такие как плотность, коэффициент преломления или диэлектрическую постоянную. В тоже время нужно иметь ввиду, что когда в веществе могут одновременно наблюдаться несколько механизмов поляризуемости условие $\varepsilon = v^2$ может не выполняться. В этом случае только формула (71) может быть использована для определения величины α_3 .

1.5 Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости.

Для описания температурной зависимости диэлектрической проницаемости вводят понятие температурного коэффициента диэлектрической проницаемости – $TK\varepsilon$ – определяемого как

$$TK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (72)$$

Величину можно определить дифференцируя уравнение Клаузиса-Моссоти. Поскольку величина квазиупругих сил, определяющих движение электрона в атоме, практически не зависит от температуры, величина электронной поляризуемости не будет зависеть от температуры. Тогда

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} \right) = \frac{\alpha_3}{3} \frac{dn}{dT} \quad (73)$$

В результате дифференцирования получим выражение

$$\frac{3}{(\varepsilon+2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha_3}{3} \frac{dn}{dT} \quad (74)$$

Умножив и разделив правую часть выражения (74) на n получим

$$\frac{3}{(\varepsilon+2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha_3 n}{3} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (75)$$

Заменяем первую дробь правой части выражения (75) воспользовавшись уравнением Клаузиуса-Мосотти.

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{1}{n} \frac{dn(\varepsilon - 1)}{dT(\varepsilon + 2)} \quad (76)$$

Сократив подобные члены выражение (76) можно привести к виду

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (77)$$

Поделив обе части выражения (77) на ε и введя коэффициент объёмного расширения $\beta = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT}$ (знак « - » в данном случае является следствием того, что концентрация частиц в единице объёма уменьшается с повышением температуры) получим окончательное выражение для $TК\varepsilon$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = -\beta \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3} \quad (78)$$

Знак « - » в правой части полученного выражения соответствует уменьшению диэлектрической проницаемости с ростом температуры. (рис. 8)

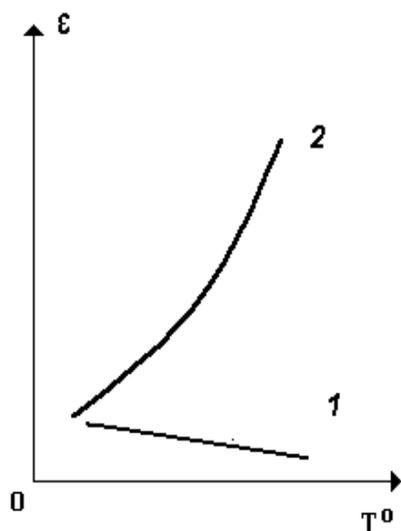


Рис. 8 Температурная зависимость диэлектрической проницаемости 1 – в случае упруго-электронной поляризуемости; 2 – в случае упруго-ионного механизма поляризации

Однако, такой вид $TK\varepsilon$ характерен только для диэлектриков с преобладающим упруго-электронным механизмом поляризации. Характерные значения $TK\varepsilon$ для таких диэлектриков имеют величину порядка 10^{-3} град $^{-1}$. В ионных кристаллах и полярных диэлектриках зависимость диэлектрической проницаемости от температуры определяется другими механизмами и вид зависимости $TK\varepsilon$ носит другой характер.

1.6 Поляризация ионных кристаллов с небольшой диэлектрической проницаемостью. Формула Борна.

В большинстве сложных диэлектриков химическая связь между входящими в их состав атомами носит ионный характер. В таких диэлектриках помимо упруго-электронного присутствует так же и упруго-ионный механизм поляризации. Оценим вклад, вносимый упруго-ионным механизмом поляризации в диэлектрическую проницаемость ионных кристаллов. Будем рассматривать бинарные ионные кристаллы, то есть кристаллы, состоящие из ионов двух типов, в которых на один положительный приходится один отрицательный ион. (Типичным представителем таких диэлектриков являются кристаллы поваренной соли – NaCl). Полагая, что на ионы действует электрическое поле, равное среднему макроскопическому полю, для поляризации бинарного кристалла получим следующее выражение

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_i) n \vec{E}_m \quad (79)$$

где α_1 и α_2 -упруго-электронные поляризуемости ионов первого и второго типа соответственно, α_i - ионная поляризуемость пары разноимённых ионов, n - число пар ионов в единице объёма.

Известно, что ионы, находясь в узлах кристаллической решётки, совершают малые колебания относительно положения равновесия. Квант колебаний кристаллической решётки называется фононом. Если, совершая колебания, ионы движутся в одном направлении, такие колебания называются акустическими, если колебания положительных и отрицательных ионов происходят в противофазе, то такие колебания называются оптическими. Каждый кристалл характеризуется определённым интервалом частот собственных колебаний (так называемый фононный спектр). При

этом пару разноимённых заряженных ионов можно рассматривать как гармонический осциллятор, колеблющийся вокруг положения равновесия, совпадающего с центром масс пары ионов. Частота собственных колебаний такого осциллятора - ω определяется формулой

$$\omega = \sqrt{k/M} \quad (80)$$

где k – коэффициент упругой связи ионов в кристаллической решётке, M – приведённая масса центра масс, определяемая как $1/M = 1/m_1 + 1/m_2$, где m_1 – масса положительного иона, m_2 – масса отрицательного иона.

При смещении рассматриваемого осциллятора относительно положения равновесия на расстояние Δx (в данном случае Δx является величиной относительного удаления или приближения двух разноимённых ионов) возникает возвращающая сила $F = kx$, стремящаяся вернуть осциллятор в положение равновесия. В кристалле диэлектрика такой силой является сила кулоновского притяжения $F = e \vec{E}_m$. Тогда величину Δx можно определить как

$$\Delta x = \frac{F}{k} = \frac{e \vec{E}}{k} \quad (81)$$

Тогда дипольный момент μ , возникающий при смещении пары ионов из положения равновесия относительно друг-друга можно записать как

$$\mu = \frac{e^2 \vec{E}}{k} \quad (82)$$

С другой стороны, следуя формуле (2) и исходя из сделанного нами в начале параграфа предположения, что поле, действующее на заряженные частицы в дипольном кристалле равно среднему макроскопическому полю дипольный момент пары ионов будет выражаться формулой

$$\mu = \varepsilon_0 \alpha_i \vec{E}_m \quad (83)$$

Сопоставив выражения (82) и (83) получим

$$\alpha_i = \frac{e^2}{k \varepsilon_0} \quad (84)$$

Определив k из (80) и подставив в (84) получим

$$\alpha_i = \frac{e^2}{\varepsilon_0 \omega^2 M} = \frac{e^2 (m_1 + m_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 m_1 m_2} \quad (85)$$

Умножим числитель и знаменатель правой части (85) на N_a^2 , где N_a - число Авагадро получим

$$\alpha_i = \frac{e^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \quad (86)$$

где $A_1 = m_1 N_a$, $A_2 = m_2 N_a$ - атомные веса первого и второго ионов соответственно.

Тогда, соответствующий электрический момент элемента объёма диэлектрика, обусловленный упруго ионным механизмом поляризации - \vec{P}_i - будет определяться формулой

$$\vec{P}_i = \varepsilon_0 n \alpha_i \vec{E}_m = \frac{e^2 N_a (A_1 + A_2)}{\omega^2 A_1 A_2} \vec{E}_m \quad (87)$$

С учётом электронной поляризуемости составляющих диэлектрик атомов для полного дипольного момента единицы объёма диэлектрика можно записать

$$\vec{P} = \varepsilon_0 n (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_i) \vec{E}_m = \varepsilon_0 n \left(\alpha_3 + \frac{e^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \right) \vec{E}_m$$

(88)

где $\alpha_3 = \alpha_1 + \alpha_2$. Сравнивая уравнение (88) с уравнением (17), также определяющим величину вектора поляризации и, приравняв их правые части, получим

$$\varepsilon - 1 = n \alpha_3 + \frac{n e^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \quad (89)$$

Полученное выражение называется формулой Борна. Величина диэлектрической проницаемости ионных кристаллов в данной формуле определяется как электронной, так и ионной механизмом поляризуемости. Введем понятие об оптической диэлектрической проницаемости - ε_∞ , определив её как диэлектрическую проницаемость, которую имеет диэлектрик в области электрических полей изменяющихся с частотой, близкой к частоте видимого света. Значения ε_∞ определяются в большинстве диэлектриков только упруго-электронными механизмами поляризуемости а её величина близка к единице. Тогда $\varepsilon_\infty + 2 \approx 3$ и уравнение Клаузиса – Мосотти можно записать в виде

$$\frac{\varepsilon_{\infty} - 1}{3} = \frac{n\alpha_3}{3} \quad (90)$$

Отсюда получим, что $\varepsilon_{\infty} - 1 = n\alpha_3$, или $\varepsilon_{\infty} = n\alpha_3 + 1$. С учётом вышесказанного формулу Борна можно записать в виде

$$\varepsilon = 1 + n\alpha_3 + \frac{ne^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} = \varepsilon_{\infty} + \frac{ne^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \quad (91)$$

Из курса электричества известно, что показатель преломления световой волны $v = \sqrt{\varepsilon\mu}$. В немагнитных веществах, которыми являются диэлектрики $\mu \approx 1$ и, следовательно, $v = \sqrt{\varepsilon}$. Тогда

$$\varepsilon = v^2 + \frac{ne^2 N_a (A_1 + A_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \quad (91a)$$

Число ионов в единице объёма кристалла можно выразить через его плотность ρ

$$\frac{\rho}{A_1 + A_2} = \frac{n}{N_a} \quad (92)$$

Выразив из (92) n и подставив его в (91a) получим

$$\varepsilon = v^2 + \frac{e^2 N_a^2 \rho}{\varepsilon_0 \omega^2 A_1 A_2} \quad (93)$$

Данная формула позволяет рассчитывать диэлектрическую проницаемость ионных кристаллов. Действительно, величины ρ , v , N_a , A_1 и A_2 обычно хорошо известны для большинства диэлектриков, величину коэффициента преломления легко определить из оптических измерений, величина ω также определяется экспериментально из следующих соображений. Когда на кристалл диэлектрика падает электромагнитная волна, то наиболее эффективное её отражение будет происходить в том случае, если частота падающей волны близка к частоте оптических колебаний пар ионов (существует вполне определённая связь между частотой оптических фононов и частотой, на которой наблюдается максимум отражения). Наблюдая несколько последовательных актов отражения падающих лучей от поверхностей диэлектрика можно легко определить частоту, на которой наблюдается максимум отражения. Эта частота и называется частотой остаточных лучей. Таким образом, можно экспериментально определить все необходимые для вычисления ε параметры.

Отметим, однако, что значения диэлектрической проницаемости, определённые по формуле Борна для ряда диэлектриков могут существенно отличаться от полученных экспериментально. Так если для диэлектриков с малыми значениями ε теоретически рассчитанные и экспериментально полученные значения близки между собой, то для диэлектриков с $\varepsilon > 1$ наблюдается существенные расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями диэлектрической постоянной. Это связано с тем, что при выводе формулы Борна полагалось, что поле, действующее на заряженную частицу равно среднему макроскопическому полю. Однако, ранее было показано, что локальное, действующее на заряженные частицы в диэлектрике, поле превосходит среднее макроскопическое. Кроме того, в диэлектриках с кристаллической решёткой, не обладающей высоким порядком симметрии, например в сегнетоэлектриках, локальное поле будет связано со средним макроскопическим полем выражением

$$\vec{E}_l = \vec{E}_m + \frac{b\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (94)$$

где $b \geq 1$ – коэффициент, определяемый строением кристаллической решётки диэлектрика. Таким образом, в таких диэлектриках, локальное поле может еще больше превосходить среднее макроскопическое поле, что приводит к ещё более значительным отличиям между теоретическими и экспериментальными значениями диэлектрической проницаемости.

Формула Борна позволяет установить качественный вид $TK\varepsilon$ в ионных кристаллах. Как уже указывалось ранее, повышение температуры ведет к уменьшению значения ε_∞ . В тоже время из-за теплового расширения диэлектрика увеличивается расстояние между ионами и уменьшается коэффициент упругой связи ν , следовательно, к уменьшению значений ω . При этом, согласно формуле (91) будет наблюдаться уменьшение значения диэлектрической проницаемости. В ионных кристаллах механизм изменения ε , связанный с ионной поляризуемостью является преобладающим, поэтому $TK\varepsilon$ имеет знак противоположный знаку $TK\varepsilon$ в веществах с гомеополярными связями, в которых знак $TK\varepsilon$ определяется преимущественно упруго-электронным механизмом поляризации. Таким образом, определение вида температурной

зависимости диэлектрической проницаемости может дать информацию о преобладающем механизме поляризации в исследуемом диэлектрике.

1.7 Ориентационная поляризуемость.

Ориентационная или дипольная поляризуемость это поляризуемость, связанная с процессом ориентации внешним электрическим полем молекул, обладающих постоянным дипольным моментом. Ориентационная поляризуемость обычно рассматривается применительно к жидким и газообразным диэлектрикам. Однако, этот механизм поляризации реализуется и в твердых диэлектриках, в особенности в молекулярных кристаллах. При этом способность дипольной молекулы переориентироваться под действием электрического поля зависит от её формы и силы взаимодействия с окружающими молекулами. Чем ближе форма молекулы к сферической и, чем меньше величина её дипольного момента, тем легче может происходить вращение. Например, в твердом водороде вращение молекул происходит настолько свободно, что частоты линий комбинационного рассеяния для твёрдого водорода близки к частотам соответствующих линий, наблюдаемых для газообразного водорода. Менее симметричные молекулы обладают, по-видимому, некоторым числом устойчивых ориентаций. Кроме того, как указывалось ранее, изменение взаиморасположения слабосвязанных заряженных частиц в твёрдом диэлектрике можно рассматривать как изменение дипольного момента квазидиполя и его проекции на ось, совпадающую с направлением внешнего электрического поля. Поэтому подходы и методы, применяемые при рассмотрении ориентационной поляризации, а также некоторые из полученных результатов могут быть применены при описании релаксационных механизмов поляризации.

Рассмотрим механизм, определяющий ориентационную поляризуемость, воспользовавшись моделью, предложенной Дебаем для описания поляризации полярных жидкостей, учитывая особенности её применения к твёрдым диэлектрикам.

Пусть на молекулу действует электрическое поле напряжённостью E , которое стремится сориентировать дипольный

момент молекулы в заданном направлении. В отсутствии тепловых возбуждений и взаимодействия между молекулами диполи будут ориентированы в одном направлении даже при действии слабого поля. В действительности ориентирующее действие электрического поля уменьшается вследствие тепловых колебаний молекул. Кроме того, в твёрдых диэлектриках ориентация молекул внешним полем затрудняется взаимодействием между молекулами на малых расстояниях.

Проекция дипольного момента на направление внешнего электрического поля P_n , определяется формулой

$$\vec{P} \cos \theta = P_n \quad (95)$$

где θ – угол между направлением вектора напряженности электрического поля и дипольным моментом молекулы. В состоянии теплового равновесия каждый диполь будет характеризоваться своим значением угла θ . Поэтому $\cos \theta$ можно рассматривать как параметр, характеризующий распределения ионов в диэлектрике. Абсолютную величину дипольного момента единицы объёма диэлектрика, равную сумме проекций дипольных моментов, содержащихся в этом объёме можно записать в виде

$$P = \int_V \mu_n dV = n \overline{\mu \cos \theta} \quad (96)$$

где n – число диполей в единице объёма, $\overline{\cos \theta}$ – значение $\cos \theta$ среднее по всему распределению в состоянии теплового равновесия.

Значение $\overline{\cos \theta}$ определим из следующих соображений. Согласно статистики Больцмана вероятность того, что диполь будет ориентирован в телесном угле $d\Omega$ зависит от энергии диполя и температуры диэлектрика и будет определяться формулой

$$d\omega = a_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) d\Omega \quad (97)$$

где a_0 – постоянная, определяемая параметрами взаимодействия между соседними диполями, W – потенциальная энергия диполя в электрическом поле. Потенциальная энергия диполя в электрическом поле определяется как

$$W = -\vec{\mu} \vec{E}_n = -\mu E_n \cos \theta \quad (98)$$

С учётом (98) выражение (97) можно записать как

$$d\omega = a_0 \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega \quad (99)$$

Число молекул dN , имеющих дипольные моменты, ориентированные в угле $d\Omega$ определяется выражением

$$dN = Nd\omega = Na_0 \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega \quad (100)$$

Дипольный dP момент создаваемый этими молекулами

$$dP = dN\mu \cos \theta = a_0 N \cos \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega \quad (101)$$

Значение $\overline{\cos \theta}$ можно определить как отношение дипольного момента единицы объёма диэлектрика к дипольному моменту, создаваемому в том случае, когда все диполи в объёме диэлектрика будут ориентированы по полю.

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_0^{\pi} a_0 N \mu \cos \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega}{N\mu} \quad (102)$$

Выражение (102) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \overline{\cos \theta} &= \frac{a_0 N \mu \int_0^{\pi} \cos \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega}{N \mu a_0 \int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega} \\ &= \frac{\int_0^{\pi} \cos \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega}{\int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega} \end{aligned} \quad (103)$$

где $a_0 \int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\Omega = 1$ из условия нормировки.

Для того, чтобы осуществить интегрирование по полному телесному углу перейдем к полярным координатам. Тогда выражение (103) переписется как

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_0^{\pi} \sin \theta \cos \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi}{\int_0^{\pi} \sin \theta \exp\left(\frac{\mu E_{\perp} \cos \theta}{kT}\right) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi} \quad (104)$$

Обозначив в (104) $\cos\varphi = x$, $\frac{\mu E_{\perp}}{kT} = z$, произведя соответствующую

замену пределов интегрирования и учитывая что $\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi$,

запишем его как

$$\overline{\cos\theta} = \frac{\int_{-1}^1 x \exp(zx) dx}{\int_{-1}^1 \exp(zx) dx} = \frac{d}{dz} \ln \int_{-1}^1 \exp(zx) dx \quad (105)$$

Выполняя последовательно операции интегрирования по x и дифференцирования по z , получим

$$\overline{\cos\theta} = \frac{\exp(z) + \exp(-z)}{\exp(z) - \exp(-z)} - \frac{1}{z} = \operatorname{cth}(z) - \frac{1}{z} = L(z) \quad (106)$$

где $L(z)$ – функция Ланжевена. В случае не очень сильных электрических полей $\mu E_{\perp} \ll kT$ (можно показать, что это условие справедливо для полей с напряжённостью $10^4 \div 10^5$ В/см) $z \ll 1$ и функция Ланжевена раскладывается в ряд $L(z) = L(z)/3 - L(z)^3/45 + \dots$. Ограничимся первым членом этого разложения. Тогда $L(z) =$

$L(z)/3 = \frac{\mu E_{\perp}}{3kT}$. Подставляя это значение в выражение (106) получим

$$\overline{\cos\theta} = \frac{\mu E_{\perp}}{3kT} \quad (107)$$

С учётом вышесказанного дипольный момент единицы объёма диэлектрика можно записать как

$$P = \frac{N\mu^2 E_{\perp}}{3kT} \quad (108)$$

С другой стороны, абсолютную величину вектора поляризации, обусловленную дипольной поляризуемостью можно определить как

$$P = \varepsilon_0 N \alpha_{\partial} E_{\perp}, \quad (109)$$

где α_{∂} – поляризуемость, определяемая дипольными механизмами поляризации. Сравнивая это выражение с формулой (108) определим дипольную поляризацию как

$$\alpha_{\partial} = \frac{\mu^2}{3kT\varepsilon_0} \quad (110)$$

Тогда выражение для полной поляризуемости примет вид

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_i + \frac{\mu^2}{3kT\epsilon_0} \quad (111)$$

где α_0 и α_i - члены, обусловленные электронной и ионной поляризуемостью. Из выражения (108) следует, что в области слабых полей поляризуемость вещества практически линейно возрастает с увеличением напряженности электрического поля, причём угол наклона начального участка зависимости определяется дипольным моментом диполя или квазидиполя (рис 9). С увеличением напряжённости электрического поля условие $\mu E_n \ll kT$ перестает выполняться, поэтому получаемая зависимость с увеличением значений напряжённости будет отклоняться от линейной. В сильных электрических полях ($E_n > kT/\mu$) будет наблюдаться насыщение величины вектора поляризации, что обусловлено ориентацией всех диполей в направлении поля.

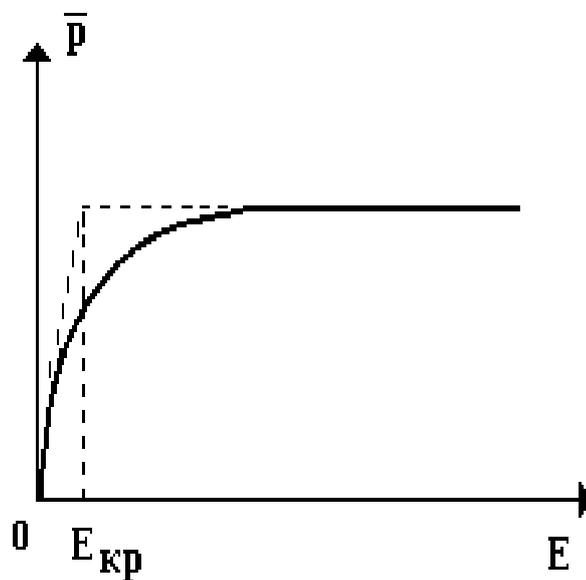


Рис. 9 Зависимость величины дипольного момента диэлектрика от напряжённости поля

Из формулы (111) следует, что величину дипольного момента можно определить величину дипольного момента из измерений температурной зависимости α (или молярной поляризуемости). Поскольку α_0 и α_i не зависят (или очень слабо зависят) от температуры, то зависимость поляризуемости от $1/T$

будет представлять собой прямую линию, угол наклона которой определяется величиной μ^2 (рис 10).

При выводе формулы (108) полагалось, что диполь может принимать любое пространственно-ориентированное положение. Однако, как уже говорилось в предыдущих параграфах, в твердом теле ориентация диполей затруднена и есть основания полагать, что существует дискретное число допустимых ориентаций каждого диполя. Подчеркнём, что наличие дискретного числа допустимых ориентаций связано с затруднением вращения диполя в твердых телах, а не с квантованием его момента, то есть не имеет под собой квантовой природы. Покажем, что в случае дискретного числа допустимых ориентаций можно получить результат, близкий к тому, что дает теория Дебая.

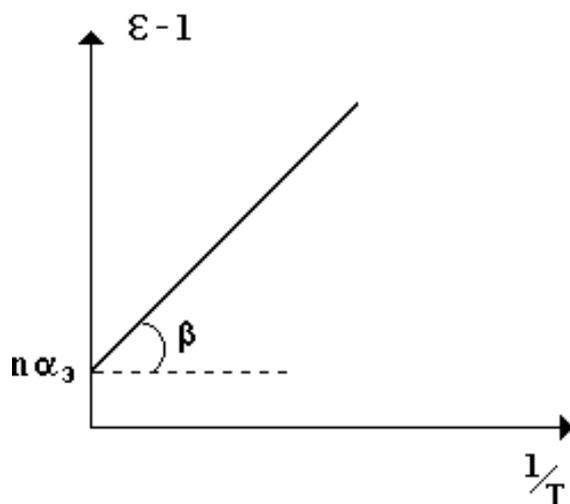


Рис. 10 Зависимость диэлектрической проницаемости от обратной температуры для веществ с дипольным механизмом поляризуемости

Положим, что заряженная частица с дипольным моментом μ может обладать двумя ориентациями A – вдоль поля и B – противоположно внешнему полю (можно показать, что данный анализ применим также к слабосвязанной частице, находящейся в глубокой потенциальной яме с двумя минимумами энергии). Число диполей в состоянии A , согласно статистике Больцмана, можно определить как

$$N_A = Na_0 \exp\left(\frac{\mu E_l}{kT}\right) \quad (112)$$

а число диполей в состоянии В

$$N_B = Na_0 \exp\left(-\frac{\mu E_l}{kT}\right) \quad (113)$$

Дипольный момент единицы объёма в этом случае будет определяться соотношением

$$P = N\mu y \quad (114)$$

где y – соотношение избыточных диполей, ориентированных по полю к их общему числу.

$$y = \frac{N_A - N_B}{N_A + N_B} = \frac{\exp\left(\frac{\mu E_l}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\mu E_l}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{\mu E_l}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\mu E_l}{kT}\right)} = th\left(\frac{\mu E_l}{kT}\right) \quad (115)$$

В случае слабых полей $th\left(\frac{\mu E_l}{kT}\right) = \frac{\mu E_l}{kT}$, следовательно $y = \frac{\mu E_l}{kT}$.

Тогда выражение (113) примет вид

$$P = \frac{N\mu^2 E_l}{kT} \quad (116)$$

Этот результат с точностью до числового множителя совпадает с формулой (108), полученной в предположении о свободном вращении диполей.

Рассмотрим теперь вклад, вносимый дипольной поляризуемостью в величину диэлектрической проницаемости. Полагая, что значения α_0 и α_i достаточно малы из формул (54) и (109) можно получить следующее соотношение

$$E_m = \frac{3E_l - N\alpha_\delta E_l}{3} \quad (117)$$

Подставив это соотношение в формулу (17) получим для абсолютного значения вектора поляризации

$$P = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \frac{(3 - N\alpha_\delta) E_l}{3} \quad (118)$$

Сравнивая это соотношение с формулой (54) можно получить

$$(\varepsilon - 1) = \frac{3N\alpha_\delta}{3 - N\alpha_\delta} \quad (119)$$

Подставив (110) в формулу (119) получим

$$(\varepsilon - 1) = \frac{\mu^2 N}{3k\varepsilon_0(T - T_c)} \quad (120)$$

где $T_c = \frac{N\mu^2}{3k\varepsilon_0}$ - критическая температура. Как видно из формулы

(120) при значениях температуры близких к T_c диэлектрическая проницаемость будет стремиться к бесконечности. Однако, из этого не следует, что значение ε становится равным бесконечности при $T = T_c$, можно лишь утверждать, что при температурах близких к T_c поляризация может возникать самопроизвольно, в отсутствие внешнего поля, то есть вещество будет проявлять сегнетоэлектрические свойства. Однако, на опыте у молекулярных кристаллов и других диэлектриков, для которых характерен дипольный механизм поляризуемости, сегнетоэлектрические свойства не наблюдаются. Поэтому, возможность обращения диэлектрической проницаемости в бесконечность при температурах близких к критической температуре, следующая из формулы (120) получило название поляризационной катастрофы. (Отметим, что значение T_c зависит от собственного дипольного момента составляющих диэлектрик заряженных частиц, так например для воды можно получить $T_c = 1200 \text{ } ^\circ K$)

Причины наблюдаемого противоречия между результатами, которые дает теория Дебая и экспериментальными данными заключается в следующем: При выводе формулы (110) локальное поле определяется соотношением (55). Однако, модель, на которой основан вывод данного соотношения, не предусматривает наличия у составляющих диэлектрик частиц постоянных дипольных моментов. Можно показать, что наличие собственных дипольных моментов μ у заряженных частиц ведёт к возникновению дополнительного поля E_D , напряжённость которого много больше напряжённости локального поля. Учитывая действие поля E_D Дебай получил следующую формулу для дипольной поляризации

$$\alpha_D = \frac{\mu^2}{3kT\varepsilon_0} (1 - L^2(z_1)) = \frac{\mu^2}{3kT\varepsilon_0} R(z_1) \quad (121)$$

где $L(z_1)$ - функция Ланжевена, $z_1 = \frac{\mu E_D}{kT}$, величина

$R(z_1) = 1 - L^2(z_1)$ носит название редуцирующего фактора. Появление редуцирующего фактора, величина которого быстро

уменьшается с понижением температуры и компенсирующего рост α_δ позволяет избежать поляризационной катастрофы. При этом, если формула (110) получена для свободно вращающихся диполей и описывает процессы дипольно-релаксационной поляризации, то формула (121) получена в предположении о том, что поле E_d затрудняет вращение диполей, позволяя им отклоняться лишь на небольшие углы относительно положения равновесия и упруго возвращая их в это положение и, следовательно, описывает упруго-дипольную поляризацию вещества. Упруго дипольная поляризация мала, по сравнению с дипольно-релаксационной поляризацией, но играет существенную роль в кристаллах, содержащих полярные молекулы, которые могут совершать только упругие повороты на небольшие углы.

Рассмотрим теперь температурную зависимость диэлектрической проницаемости с дипольным механизмом поляризации. На рис. 11 представлена температурная зависимость диэлектрической постоянной твердого сероводорода (H_2S), который является типичным молекулярным кристаллом. Видно, что при понижении температуры значение ε возрастает, что дает основания считать, что молекулы сероводорода могут свободно поворачиваться в решётке. Такой вид зависимости ε от T хорошо согласуется с формулой (120). Однако при температуре около $105^{\circ}K$ наблюдается скачкообразное уменьшение значения диэлектрической постоянной, которое, по-видимому, связано с переходом молекул сероводорода в некоторое упорядоченное состояние. При этом дипольно-релаксационный механизм поляризации заменяется дипольно-упругим. Запишем уравнение Клаузиса – Мосотти в виде

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{N\alpha_s}{3} + \frac{N\alpha_\delta}{3} \quad (122)$$

Подставив в это выражение значение α_δ из формулы (121) получим

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{N\alpha_s}{3} + \frac{N\mu^2}{3kT\varepsilon_0} R(z_1) \quad (123)$$

Поскольку $R(z_1)$, быстро уменьшается с понижением температуры второй член правой части выражения (123), характеризующий вклад упруго-дипольной поляризации в величину диэлектрической проницаемости практически не зависит от температуры. Таким образом, анализ выражения (123) показывает,

что диэлектрическая проницаемость сероводорода при температуре ниже $105^{\circ}K$ определяется упруго-дипольным и упруго электронным механизмами поляризации и должна слабо зависеть от температуры, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

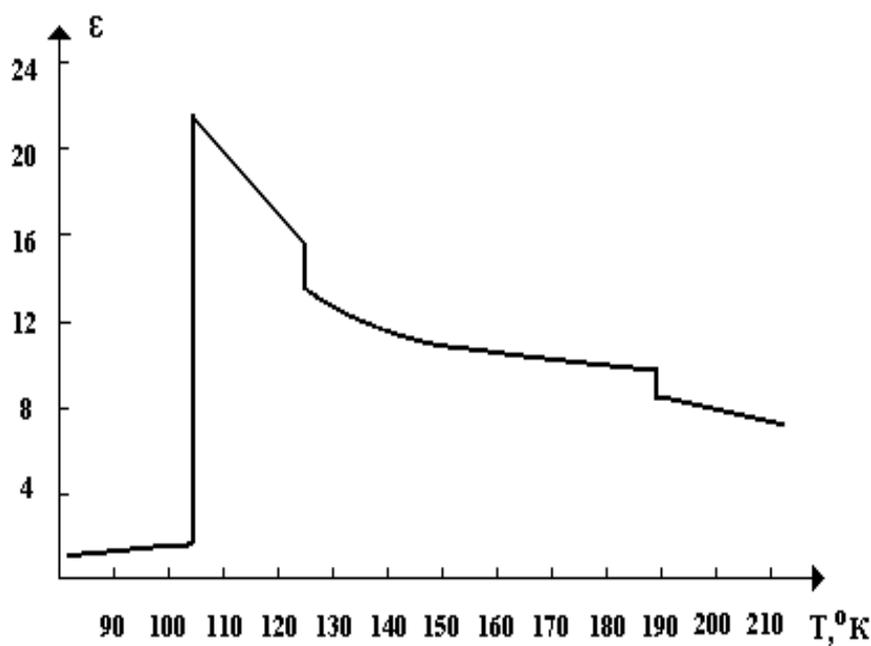


Рис. 11 Температурная зависимость диэлектрической проницаемости для кристаллического сероводорода.

Отметим также, что наблюдаемые при температуре выше $105^{\circ}K$ скачки на температурной зависимости диэлектрической проницаемости могут быть связаны с перестройкой кристаллических модификаций сероводорода. Таким образом, рассмотренная нами модель вполне удовлетворительно согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Однако, надо иметь в виду, что применение полученных выше соотношений для описания процессов поляризации реальных диэлектриков часто дает лишь качественное соответствие с экспериментальными результатами. Для количественного описания процессов дипольной поляризуемости диэлектриков нужно вносить в полученные формулы соответствующие поправки, учитывающие характер

взаимодействия между диполями в реальных диэлектриках. В тоже время рассмотренная модель дает наглядное представление о природе физических процессов, протекающих при дипольной поляризации твёрдых диэлектриков.

1.8 Переходные процессы при изменении постоянного поля.

В предыдущих параграфах уже упоминалось о том, что установление поляризации есть инерционный процесс, причем время установления значения поляризации определяется механизмами поляризуемости составляющих диэлектрик атомов и молекул. Однако, до настоящего параграфа, рассматривались только стационарные значения поляризованности диэлектрика, устанавливающиеся при достаточно длительном действии на диэлектрик электрического поля. Рассмотрим теперь процесс изменения поляризации со временем, наблюдаемый при изменении электрического поля. Движение заряженных частиц в диэлектрике под действием электрического поля напряжённостью E_n можно описать при помощи выражения

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + kx = eE_n \quad (124)$$

где m - масса заряженной частицы, x - её смещение, f - коэффициент силы трения, называемый также коэффициентом затухания, учитывающий рассеяние энергии частицы, вызванное её взаимодействием с окружающими частицами, k - коэффициент квазиупругой силы. Под действием электрического поля заряженная частица приобретает дипольный момент $\mu = ex$. Определяя x из выражения (124) и с учётом того, что дипольный момент диэлектрика определяется как $P = n\mu$, для упругих механизмов поляризуемости можно показать, что после включения электрического поля поляризация вещества изменяется, совершая затухающие колебания с частотой ω_x относительно своего стационарного значения, определяемого выражением $P_0 = (ne^2 E_n) / k$ (рис. 12). При этом частота и интенсивность затухания колебаний зависят от квазиупругой силы и параметров взаимодействия между частицами в диэлектрике.

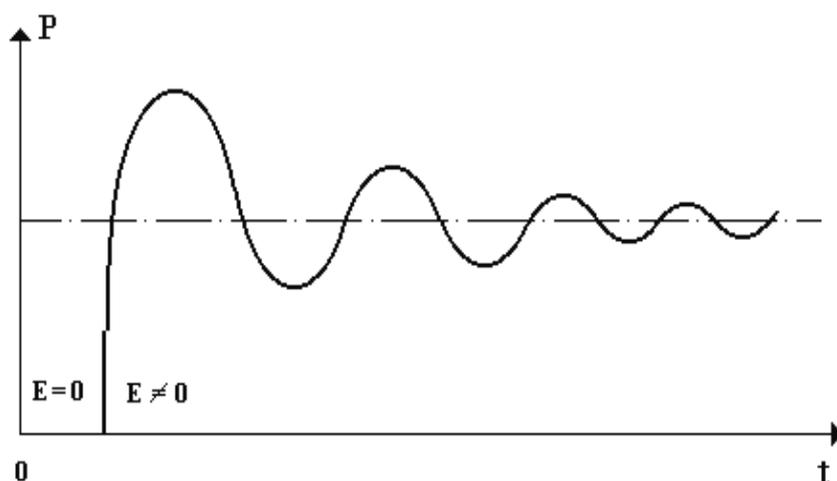


Рис. 12 Изменение поляризации, обусловленной упругими механизмами поляризуемости, включении электрического поля

Для неупругих механизмов поляризации коэффициент затухания велик, поэтому первым слагаемым в уравнении (124) можно пренебречь. Пусть в диэлектрике присутствуют несколько различных типов слабосвязанных частиц (релаксаторов). Тогда процесс установления неупругой (релаксационной) поляризации для каждого типа частиц будет определяться выражением

$$f_{i1} \frac{dx}{dt} + k_{i1}x = eE_{\text{л}} \quad (125)$$

где f_{i1} и k_{i1} - параметры, определяющие коэффициент затухания константу квазиупругой силы для неупруго связанных частиц. Если в диэлектрике содержится только один тип релаксаторов, то определяя значение x из выражения (125), можно получить, что релаксационная P_p поляризация при включении внешнего электрического поля будет изменяться по закону

$$P_p = P_{pc} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (126)$$

где P_{pc} - статическое значение релаксационной поляризации (предельное значение, к которому стремится величина P_p при бесконечно длительном действии электрического поля), t - время действия электрического поля, τ - время релаксации процесса поляризации (рис. 13). Значения P_{pc} и τ определяются выражениями

$P_{pc} = (ne^2 E_n) / k_1$ и $\tau = f_1 / k_1$ и зависят от структуры диэлектрика и его температуры. Если в диэлектрике присутствуют как упругие, так и неупругие механизмы поляризации, то вклад упругих механизмов в поляризацию диэлектрика и величину его диэлектрической проницаемости обычно мал, вследствие малости смещения упруго связанных частиц под действием внешнего поля. При этом часть поляризации, обусловленной упругими механизмами, также является инерционной. Действительно, как было показано ранее, действующее на частицу локальное поле определяется выражением $E_n = E_m + P/\epsilon_0$. Поскольку, при изменении внешнего электрического поля величина поляризации вещества будет изменяться со временем, то и величина E_n будет зависеть от времени. При этом возникнет зависящая от времени составляющая величины P_0 .

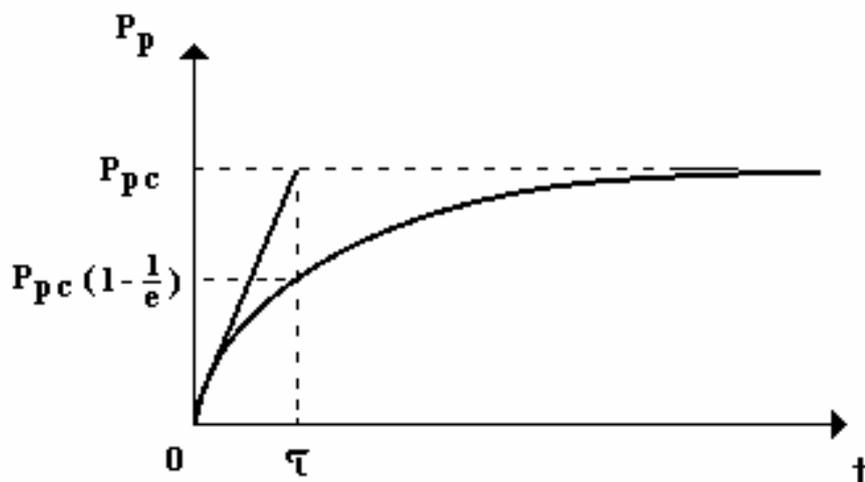


Рис.13 Изменение поляризации, обусловленной неупругими механизмами поляризуемости, при включении электрического поля

В тоже время, если на диэлектрик действует переменное электрическое поле с достаточно высокой частотой, то процессы неупругой поляризации, в силу своей большой инерционности, не успевают следовать за внешним полем. В связи с этим поляризация диэлектриков на высоких частотах определяется, в основном,

упругими механизмами поляризуемости. Так именно процессы упругой поляризации определяют оптические свойства диэлектриков (о связи диэлектрической проницаемости, определяемой упругими механизмами поляризации, уже упоминалось в предыдущих параграфах). В связи с вышесказанным становится понятным смысл введённого ранее определения оптической диэлектрической проницаемости - ϵ_∞ , как диэлектрической проницаемости, определяемой упругими механизмами поляризации.

Отметим также, что если частота внешнего поля близка к ω_x то будет наблюдаться резонансное увеличение поляризованности вещества, а также эффекты дисперсии диэлектрической проницаемости и увеличение потерь электрического поля в диэлектрике. Поэтому поляризацию диэлектриков, обусловленную упругими механизмами, называют также резонансной поляризацией.

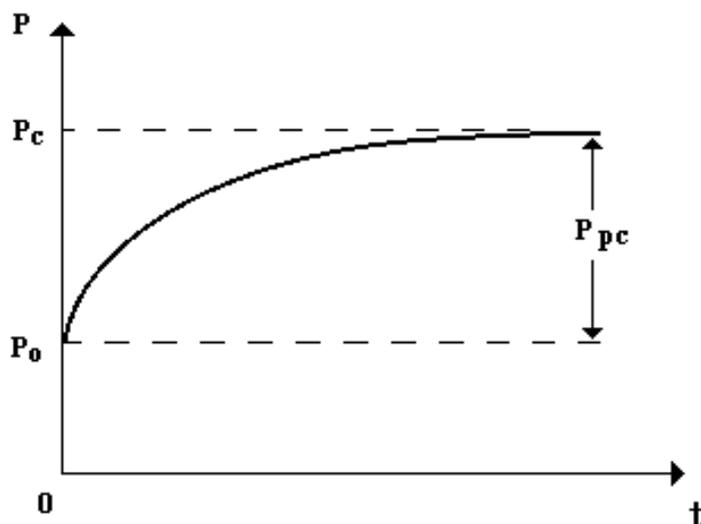


Рис. 14 Изменение суммарной поляризации при включении электрического поля.

Рассмотрим теперь процесс установления поляризации при изменении внешнего поля с макроскопической точки зрения. Пусть диэлектрик содержит только один тип неупругосвязанных частиц, определяющих процесс его релаксационной поляризации. Положим, что в момент времени $t = 0$ на диэлектрик начало действовать внешнее поле с напряжённостью E_0 . Поляризация

диэлектрика, возникающая под действием этого поля, складывается из неупругой P_p (релаксационной) и упругой P_0 (безинерционной) составляющей. Поскольку характерные времена установления безинерционной поляризации много меньше характерных времён установления инерционной поляризации, будем считать, что безинерционная поляризация устанавливается практически мгновенно. Релаксационная составляющая поляризации будет изменяться по закону, определяемому выражением 127 (рис. 14).

Потом, через некоторое время поляризация достигнет своего стационарного значения, определяемого как

$$P_c = P_0 + P_{pc} \quad (127)$$

При этом значения P_0 определяются следующим выражением

$$P_0 = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E_m = \varepsilon_0(v^2 - 1)E_m \quad (128)$$

С другой стороны значение P_c можно определить как

$$P_c = \varepsilon_0(\varepsilon_c - 1)E_m \quad (129)$$

где ε_c – статическая диэлектрическая проницаемость, определяемая как стационарное значение диэлектрической проницаемости, устанавливающееся при длительном воздействии электрического поля. Отсюда получим.

$$P_{pc} = P_c - P_0 = \varepsilon_0(\varepsilon_c - 1)E_m - \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E_m = \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m \quad (129)$$

Тогда выражение (126) можно переписать в виде

$$P_p = \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (130),$$

а значение поляризации вещества в любой момент времени будет определяться выражением

$$P = P_0 + P_p = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E_m + \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (131)$$

Аналогичным образом можно рассмотреть и процессы деполяризации, протекающие после выключения внешнего электрического поля - безинерционная поляризация практически мгновенно обращается в ноль, а релаксационная поляризация уменьшается до нуля по следующему закону

$$P_p = P_{pc}(\exp(-t/\tau)) \quad (132)$$

Отметим, что в некоторых случаях время релаксации процессов поляризации и деполяризации может не совпадать. Если в диэлектрике имеется несколько типов релаксаторов, то процессы

релаксационной поляризации и деполяризации уже не будут описываться выражениями (126) и (132) и изменение величины P_p будет подчиняться более сложным закономерностям.

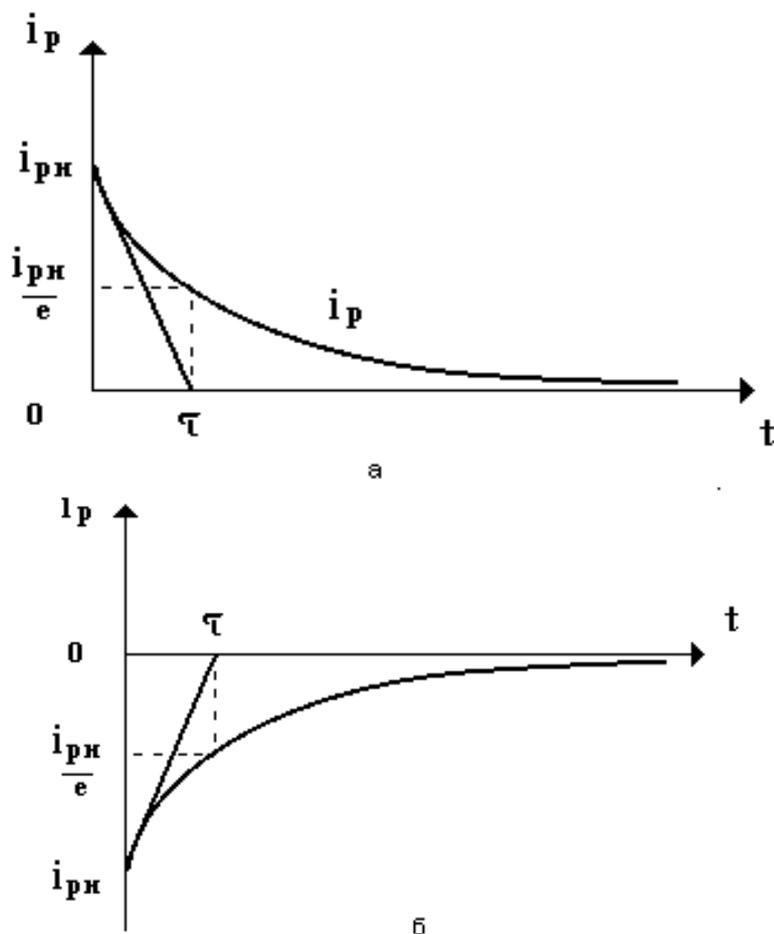


Рис. 15 токи смещения, возникающие при поляризации диэлектрика при включении (а) и выключении (б) электрического поля

Введём понятие о токах смещения, величина которых определяется следующим выражением

$$j_{см} = \frac{dD}{dt} = \frac{d(\epsilon_0 E_m + P)}{dt} \quad (133)$$

Рассмотрим токи смещения, возникающие в диэлектрике при резком включении и выключении электрического поля. При

скачкообразном изменении поля $dE/dt = 0$ в любой момент времени, за исключением момента изменения поля. Тогда

$$j_{см} = \frac{d(P_0 + P_p)}{dt} = \frac{dP_0}{dt} + \frac{d(P_{pc}(1 - \exp(-t/\tau)))}{dt} \quad (134)$$

Пренебрегая релаксационной составляющей безинерционной поляризации и, поскольку, P_0 изменяется практически мгновенно можно положить что $dP_0/dt = 0$. Тогда выражение (134) примет вид

$$j_{см} = P_{pc} \frac{d(1 - \exp(-t/\tau))}{dt} = \frac{P_{pc}}{\tau} \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad (135)$$

Подставив в (135) значение P_{pc} из выражения (129) получим

$$j_{см} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m}{\tau} \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad (135 \text{ а})$$

Аналогичным образом можно получить выражение для тока смещения, возникающего при выключении электрического тока

$$j_{см} = -\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m}{\tau} \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad (136)$$

Видно, что токи поляризации и деполяризации равны по величине и противоположны по знаку. На рис. 15 представлена временная зависимость токов смещения, возникающих при включении – выключении электрического поля в идеальном диэлектрике, в котором сквозные токи равны нулю. В реальных диэлектриках всегда присутствуют некоторые токи проводимости, поэтому ток в диэлектрике при включении электрического поля не спадает до нуля, а стремится к некоторой стационарной величине, определяемой током проводимости. Таким образом, изменение релаксационной составляющей поляризации диэлектрика сопровождается возникновением токов смещения, величина которых максимальна в начальный момент времени изменения поляризации, и уменьшается до нуля, при достижении вектором поляризации своего стационарного значения.

1.9 Связь между временем релаксации процесса поляризации и временем «оседлой» жизни релаксатора.

В предыдущем параграфе было показано, что при наличии в диэлектрике одного типа релаксаторов его поляризация и величина

тока смещения изменяется, при включении и выключении поля по экспоненциальному закону с постоянной времени τ . При этом величина должна определённым образом зависеть от параметров релаксатора. Определим, каким образом характеристики релаксирующих частиц влияют на постоянную времени процессов релаксации.

Ранее уже было показано, что процессы деполяризации-деполяризации диэлектриков могут быть описаны на основе модели, рассматривающей изменение ориентации диполей (в случае полярных диэлектриков) или квазидиполей (в случае неполярных диэлектриков) во внешнем электрическом. В последнем случае переход частицы из одного локального минимума энергии в другой можно рассматривать как переориентацию квазидиполя, сопровождающуюся изменением проекции его дипольного момента на направление внешнего поля.

Введём понятие о времени «оседлой» жизни релаксатора $\tau_{жс}$. В случае неполярных диэлектриков это среднее время, которая частица проводит в одном из потенциальных минимумов. В случае полярного диэлектрика величину $\tau_{жс}$ можно определить следующим образом: При рассмотрении процесса дипольной поляризации уже упоминалось о том, что в силу затруднения вращения диполей в твёрдых телах силами межмолекулярного взаимодействия, существует дискретное число ориентаций каждого диполя. В этом случае $\tau_{жс}$ – это среднее время нахождения диполей в одном из возможных положений. Таким образом время «оседлой» жизни определяется параметрами релаксатора, такими как глубина потенциального минимума, силы взаимодействия релаксатора с окружающими частицами и т.д. Кроме того, поскольку переориентации релаксаторов осуществляется посредством теплового движения, величина $\tau_{жс}$ будет зависеть от температуры. В общем виде величину $\tau_{жс}$ можно определить следующим выражением:

$$\tau_{жс} = C \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \quad (137)$$

где C – константа, зависящая от природы релаксирующих частиц, W – высота энергетического барьера, который необходимо преодолеть релаксатору, при переходе из одного устойчивого положения в другое.

Покажем теперь, что постоянная времени процесса релаксации определяется величиной $\tau_{жс}$. Пусть на диэлектрик в течении длительного времени действует электрическое поле, с напряжённостью \vec{E} , в результате действия которого установилось стационарное распределение релаксаторов, соответствующее статическому значению поляризации P_c . При этом, на каждую заряженную частицу будет действовать локальное поле, определяемое выражением (54). После выключения внешнего поля локальное поле скачком уменьшается до величины

$$E_l = \frac{P_p}{3\epsilon_0} \quad (138)$$

и в дальнейшем уменьшается по тому же закону, что и релаксационная составляющая поляризации

$$E_l = \frac{P_{pc}}{3\epsilon_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (138a)$$

Наличие локального поля приводит к возникновению дипольного момента у упруго связанных частиц. Следовательно, после выключения внешнего поля в диэлектрике сохраняется какая-то часть безинерционной поляризации, обусловленной упругими механизмами. Тогда величину релаксационной поляризации можно определить как

$$P_p = P_{pi} + P_{py} \quad (139)$$

где P_{pi} – часть релаксационной поляризации, обусловленная неупругими механизмами поляризации, P_{py} – часть релаксационной поляризации, обусловленной упругими механизмами. При этом величина P_{py} однозначно определяется величиной локального поля, действующего на частицу в данный момент времени.

$$P_{py} = \epsilon_0 \alpha_y n E_l = \frac{n \alpha_y P_p}{3} = \frac{n \alpha_y P_{pc}}{3} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (140)$$

где α_y – поляризуемость, обусловленная упругими механизмами поляризации, n – число упруго-связанных заряженных частиц в единице объёма диэлектрика. С учётом уравнения Клаузиуса – Мосотти выражение (140) можно переписать в виде

$$P_{py} = \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} P_p \quad (141)$$

Таким образом, изменение величины P_{py} следует за изменением релаксационной поляризации.

Определим теперь, используя выражения (139) и (141), какую часть релаксационной поляризации составляет поляризация, обусловленная неупругими механизмами.

$$P_{pu} = P_p - P_{py} = \frac{3}{\varepsilon_\infty + 2} P_p = \frac{3}{\varepsilon_\infty + 2} P_{pc} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (142)$$

Из формул (140) и (142) следует, что величины P_p , P_{py} , P_{pu} отличаются лишь постоянным множителем, и характеризуются одним и тем же временем релаксации.

Рассмотрим теперь, как изменяется величина P_{pu} после выключения внешнего электрического поля. В любой момент времени после выключения поля средняя проекция дипольного момента диполя или квазидиполя на направление электрического поля будет определяться выражением

$$p_1 = \frac{P_{pu}}{N} \quad (143)$$

где N – концентрация релаксаторов. Через некоторое время dt произойдет переориентация некоторого числа диполей или квазидиполей dN , при этом среднее значение их дипольного момента уменьшится до величины p_2 . Поскольку положение, которое займет диполь или квазидиполь после переориентации определяется величиной напряжённости локального поля, действующего на него в момент переориентации, величина p_2 должна зависеть от напряжённости локального поля и может быть определена как

$$p_2 = \varepsilon_0 \alpha_\partial E_l \quad (144)$$

где α_∂ – поляризуемость, обусловленная неупругими механизмами поляризации. С учётом (138) выражение (144) можно переписать как

$$p_2 = \frac{\alpha_\partial}{3} P_p \quad (145)$$

Изменение величины P_{pu} за время dt можно определить выражением

$$dP_{pu} = (p_1 - p_2)dN = \left(\frac{P_{pu}}{N} - \frac{\alpha_\partial P_p}{3} \right) dN \quad (146)$$

Выразив P_p из выражения (142) и подставив в (146) получим

$$dP_{pu} = -\left(\frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial P_{pu} - \frac{P_{pu}}{N}\right)dN = -P_{pu}\left(1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N\right)\frac{dN}{N} \quad (147)$$

Число релаксаторов, преориентировавшихся в единице объёма диэлектрика за данный интервал времени можно определить как

$$dN = \frac{dt}{\tau_{жс}} N \quad (148)$$

С учётом (148) выражение (147) примет вид

$$dP_{pu} = -P_{pu}\left(1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N\right)\frac{dt}{\tau_{жс}} \quad (149)$$

Умножим обе части выражения (149) на $\frac{\varepsilon_\infty + 2}{3}$, и принимая во внимание выражение (142), определяющее связь между величинами P_{PI} и P_P выражение (149) можно переписать как

$$dP_P = -P_P\left(1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N\right)\frac{dt}{\tau_{жс}} \quad (150)$$

Проинтегрировав данное выражение, получим уравнение, описывающее изменение поляризации при выключении внешнего поля

$$P_P = A \exp\left(-\left(1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N\right)\frac{dt}{\tau_{жс}}\right) \quad (151)$$

где A – постоянная интегрирования, определяемая из граничных условий. Легко показать, что $A = P_{PC}$. Тогда

$$P_P = P_{PC} \exp\left(-\left(1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N\right)\frac{dt}{\tau_{жс}}\right) \quad (152)$$

С другой стороны, в предыдущем параграфе было показано, что изменение релаксационной составляющей поляризации после выключения электрического поля определяется выражением (132). Сравнивая (132) и (152) можно заключить что

$$\tau = \frac{\tau_{жс}}{1 - \frac{\varepsilon_\infty + 2}{9}\alpha_\partial N} \quad (153)$$

Отметим, что если на диэлектрик действует постоянное электрическое поле уравнение Клаузиуса – Мосотти справедливо и для неупругих механизмов поляризации. В этом случае оно устанавливает связь между статической диэлектрической

проницаемостью и суммарной поляризуемостью диэлектрика, определяемой суммой всех имеющихся в диэлектрике механизмов поляризуемости. Применительно к рассматриваемому случаю уравнение Клаузиуса – Моссоги можно записать как

$$\frac{\varepsilon_c - 1}{\varepsilon_c + 2} = \frac{n\alpha_3}{3} + \frac{N\alpha_\partial}{3} \quad (154)$$

С учётом того, что $\frac{n\alpha_3}{3} = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2}$ получим

$$\frac{\varepsilon_c - 1}{\varepsilon_c + 2} = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} + \frac{N\alpha_\partial}{3} \quad (155)$$

или

$$\frac{N\alpha_\partial}{3} = \frac{\varepsilon_c - 1}{\varepsilon_c + 2} - \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} \quad (155a)$$

Подставляя (155a) в (153) получим

$$\tau = \frac{\varepsilon_c + 2}{\varepsilon_\infty + 2} \tau_{жс} \quad (156)$$

Из выражения (156) следует, что поскольку ε_c всегда больше, чем ε_∞ время релаксации поляризации всегда больше времени «оседлой» жизни релаксатора. Это связано с тем, что на релаксатор действует постоянно изменяющееся во времени локальное поле, которое достигает своего стационарного значения только по прошествии определённого времени. Если бы при включении – выключении внешнего поля локальное поле сразу бы достигало своего стационарного значения или уменьшалось бы до нуля, тогда время релаксации процесса поляризации совпадало бы с величиной $\tau_{жс}$. Изменение локального поля во времени затягивает процесс релаксации, при этом величина τ может во много раз превышать величину $\tau_{жс}$.

В заключение отметим, что выражение (156) получено в предположении, что локальное поле определяется формулой (54). Однако, в некоторых диэлектриках величина локального поля описывается выражениями другого вида.. При этом по другому будет выглядеть и выражение определяющее связь между значениями τ и $\tau_{жс}$, однако, в любом случае будет оставаться справедливым неравенство $\tau > \tau_{жс}$.

Литература

I Основная

1. Борисова Н.Э., Койков С.Н. Физика диэлектриков. Ленинград, издательство ЛГУ, 1979, 240 с.
2. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. Москва, «Высшая школа», 1977, 450 с.
3. Губкин А.Н. Физика диэлектриков. Москва, «Высшая школа», 1971, 272 с.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Москва, «Наука», 1978, 792 с.
5. Кострюков Н.С., Лукичев А.А., Муминов М.И., Арташ С.М., Скрипников Ю.С. Диэлектрики и радиация. Т.2, Москва, «Наука», 2002, 326 с.

II Дополнительная

1. Слэтер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы. Москва, «Мир», 1969, 647 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Москва, «Наука», 1990, 665 с.
3. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Москва, «Мир», 1974, т.1, 472 с.
4. Богородицкий Н.П., Волокобинский Ю.М., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. Москва, «Энергия», 1965, 344 с.
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Москва, «Наука», 1982, 620 с.

Оглавление

Предисловие	3
1.1 Механизмы поляризации диэлектриков	4
1.2 Уравнения электрического поля в присутствии диэлектрика. Среднее макроскопическое поле	12
1.3 Локальное поле (Поле Лоренца)	23
1.4 Поляризация диэлектриков с преобладающим упруго электронным механизмом поляризации. Уравнение Клаузиуса – Мосотти.	27
1.5 Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости	30
1.6 Поляризация ионных кристаллов с небольшой диэлектрической проницаемостью. Формула Борна.	32
1.7 Ориентационная поляризуемость.	37
1.8 Переходные процессы при изменении постоянного поля.	47
1.9 Связь между временем релаксации процесса поляризации и временем «оседлой» жизни релаксатора.	53
Литература	59