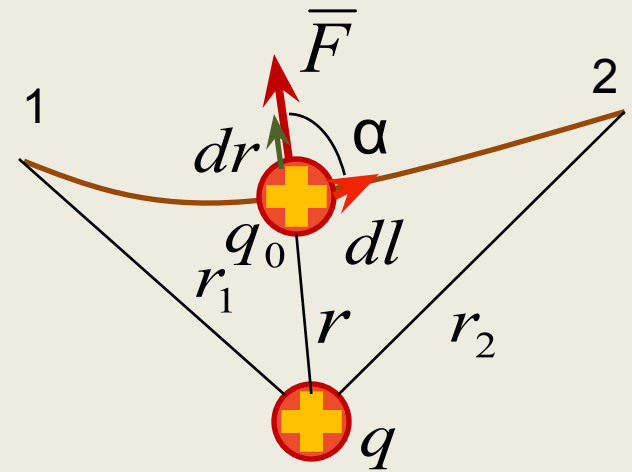


ЛЕКЦИЯ 2

ЦИРКУЛЯЦИЯ ВЕКТОРА
НАПРЯЖЕННОСТИ
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
ПОЛЯ

Если в электростатическом поле точечного заряда перемещается из точки 1 в точку 2 заряд q_0 , вдоль произвольной траектории, то сила приложенная к заряду совершает работу.



равна $dA = \vec{F} d\vec{l} = F dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dl \cos \alpha$

$$dl \cos \alpha = dr$$

Так как

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dr$$

Работа при перемещении заряда q_0 из точки 1 в точку

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Работа A не зависит от траектории перемещения, а определяется только положениями начальной и конечной точек. Значит электростатическое поле точечного заряда является **потенциальным**, а электростатические силы – **консервативными**.

Работа A совершаемая при перемещении электрического заряда во внешнем электростатическом поле по любому замкнутому пути L равна нулю. $\oint dA = 0$

Если в качестве заряда переносимого в электростатическое поле взять **единичный точечный заряд**, то элементарная работа сил поля на пути dA равна \overline{E}

$$E dl = E_l dl = E \cos \alpha dl$$

$$E_l = E \cos \alpha$$

$$\oint dA = \oint \bar{E} d\bar{l} = \oint E_L dl = 0$$

Интеграл $\oint \bar{E} d\bar{l} = \oint E_L dl$ - циркуляция вектора напряженности.

Циркуляция вектора напряженности

электростатическо-го поля вдоль любого замкнутого контура равна нулю. Силовое поле, обладающее этим свойством называется потенциальным.

\bar{E}

Из обращения в 0 циркуляции вектора \bar{E} , следует, что линии напряженности электростатического поля НЕ МОГУТ БЫТЬ ЗАМКНУТЫМИ. Они начинаются и заканчиваются на положительных и отрицательных зарядах соответственно, или уходят в бесконечность.

$$\oint_L \bar{E} d\bar{l} = 0$$

Эта формула справедлива только для

ПОТЕНЦИАЛ
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
ПОЛЯ

Тело находящееся в потенциальном поле сил, обладает потенциальной энергией, за счет которой силами поля совершается работа. Работа консервативных сил поля совершается за счет убыли потенциальной энергии. Поэтому работу сил электростатического поля можно представить как разность потенциальных энергий, которыми обладает точечный заряд q в начальной и конечной точках поля заряда

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_2} = W_{n1} - W_{n2}$$

Отсюда получается, что потенциальная энергия заряда

$$W_n = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r} + C$$

$$r = \infty$$

$$W_n = 0$$

При удалении заряда в бесконечность ()

$C = 0$, и потенциальная энергия W_n заряда q находящегося в электростатическом поле, создаваемом зарядом на расстоянии от него будет равна:

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r} = \frac{kqq_0}{r}$$

Для одноименных зарядов произведение $qq_0 > 0$ и потенциальная энергия их взаимодействия $W_n > 0$ положительна (отталкивание), для разноименных зарядов $qq_0 < 0$ и потенциальная энергия их взаимодействия отрицательна (притяжение).

Если поле создается системой n точечных зарядов q_1, q_2, \dots, q_n , то, работа электростатических сил, совершаемая над зарядом q_0 равна алгебраической сумме работ сил обусловленных каждым зарядом по

Потенциальная энергия W_n заряда q_0 находящегося в этом поле, равна сумме его потенциальных энергий W_{ni} создаваемых каждым из зарядов в отдельности.

$$W_n = \sum_{i=1}^n W_{ni} = q_0 \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i}$$

$$\frac{W_n}{q_0} \qquad q_0$$

Отношение не зависит от и является
энергетической характеристикой
электростатического поля и называется

ПОТЕНЦИАЛ $-\phi$. $\phi = \frac{W_n}{q}$

Потенциал в какой либо точке электростатического поля это физическая величина определяемая потенциальной энергией единичного

Потенциал поля создаваемого точечным зарядом равен

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

Если поле создается несколькими зарядами, то потенциал поля системы зарядов равен алгебраической сумме потенциалов полей всех этих зарядов

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i}$$

Работа совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда из точки 1 в точку 2 может быть представлена как

$$A_{12} = W_{n1} - W_{n2} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 \Delta\varphi$$

Работа равна произведению перемещаемого заряда

РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ

Разность потенциалов двух точек 1 и 2 в электростатическом поле определяется работой, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из точки 1 в

точку 2.

$$A_{12} = \int_1^2 q_0 \bar{E} d\bar{l} \Rightarrow \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \bar{E} d\bar{l} = \int_1^2 E_l dl$$

Интегрирование можно проводить вдоль любой линии соединяющей начальную и конечную точки, так как здесь работа не зависит от траектории.

Если перемещать заряд из произвольной точки за пределы поля (в бесконечность), где потенциал равен нулю, то работа сил

ПОТЕНЦИАЛ

ПОТЕНЦИАЛ – физическая величина, определяемая работой по перемещению единичного положительного заряда при удалении его из данной точки в бесконечность.

$$\varphi = \frac{\infty}{q_0}$$

Эта работа численно равна работе совершаемой внешними силами (против сил электростатического поля), по перемещению единичного положительного заряда из бесконечности в данную точку.

Единица потенциала : вольт.

1 вольт – потенциал такой точки поля в которой заряд в 1 Кл обладает потенциальной энергией 1 Дж.

ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ
ПОВЕРХНОСТИ
ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ
НАПРЯЖЕННОСТЬЮ И
ПОТЕНЦИАЛОМ

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ НАПРЯЖЕННОСТЬЮ И ПОТЕНЦИАЛОМ

- Напряженность E – СИЛОВАЯ характеристика электро-статического поля
- Потенциал ϕ – ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ характеристика электро-статического поля

Найдём взаимосвязь между характеристиками электро-статического поля.

Работа по перемещению единичного положительного заряда вдоль оси x , если точки расположены бесконечно близко друг к другу $x_2 - x_1 = dx$, будет равна $E_x dx$, та же работа равна $\phi_1 - \phi_2 = -d\phi$.

$$A = E_x dx = -d\phi$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

Где: ∂ - **символ частной производной**, показывает, что дифференцирование производится только по x .

Повторим аналогичные рассуждения для осей y и z

можно найти вектор в трёхмерном пространстве

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \bar{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \bar{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \bar{k} \right) = -grad \varphi = -\nabla \varphi$$

$$\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$$

Где - **орты**, (единичные векторы осей x, y, z).

Напряженность электростатического поля равна **градиенту** потенциала, взятому со знаком минус.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} \bar{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \bar{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \bar{k} = grad \varphi = \nabla \varphi$$

Градиент потенциала: \bar{E}

Знак – определяется тем, что вектор

напряженности электростатического поля

ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

Для графического изображения

распределения потенциала

электростатического поля

используют **ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ**

ПОВЕРХНОСТИ – поверхности, во **ВСЕХ**

ТОЧКАХ которых, потенциал ϕ имеет

ОДНО

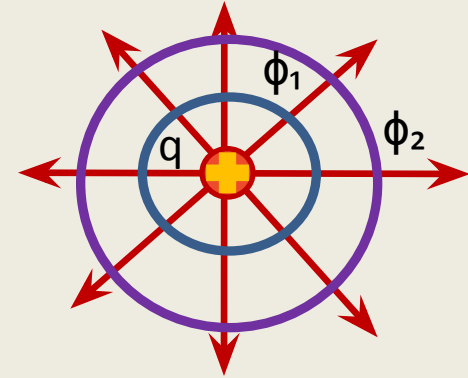
Если поле создается точечным зарядом, то в этом случае эквипотенциальные поверхности являются концентрическими сферами.

Линии напряженности – радиальные прямые.

Следовательно, линии напряженности в случае

точечного заряда **перпендикулярны**

эквипотенциальным поверхностям.



Линии напряженности **всегда нормальны** к эквипотенциальным поверхностям.

Все точки эквипотенциальной поверхности имеют одинаковый потенциал, и работа по перемещению заряда вдоль этой поверхности равна нулю.

$$A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 (\varphi - \varphi) = 0$$

Значит, электростатические силы, действующие на заряд, всегда направлены по нормали к \vec{E} эквипотенциальным поверхностям.

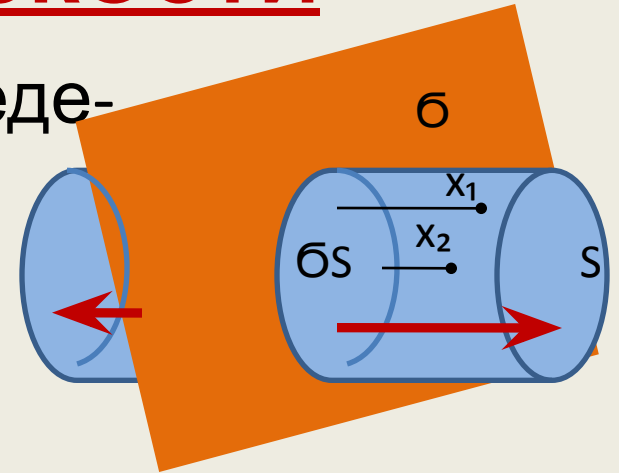
Следовательно, вектор \vec{E} всегда нормален к эквипотенциальной поверхности, а поэтому линии вектора ортогональны этим поверхностям.

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАЗНОСТИ
ПОТЕНЦИАЛОВ ПО
НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

1. ПОЛЕ РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОЙ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ

Напряженность данного поля определяется формулой:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$



Тогда разность потенциалов в точках 1 и 2 :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} (x_2 - x_1)$$

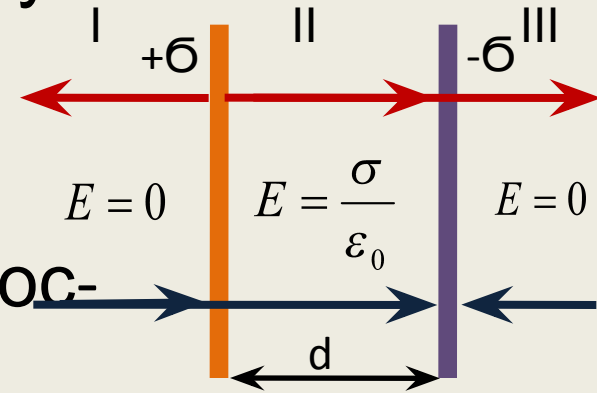
2. ПОЛЕ ДВУХ БЕСКОНЕЧНЫХ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ, РАЗНОИМЕННО ЗАРЯЖЕННЫХ ПЛОСКОСТЕЙ

Напряженность определяется формулой

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

Расстояние между плоскостями d .

Разность потенциалов между плоскостями:



$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E dx = \int_0^d \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0}$$

3. ПОЛЕ РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИУСОМ R И ОБЩИМ ЗАРЯДОМ q

Если расстояния r_1, r_2 от центра сферы до точек x_1, x_2 больше радиуса сферы R

ТО

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$r_1 = r > R; r_2 = \infty$$

Если принять что

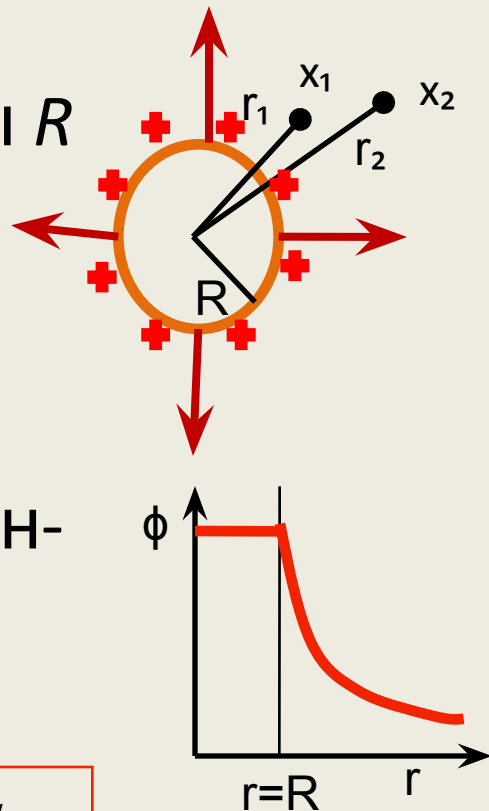
то потен-

циал вне сферы будет равен:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}$$

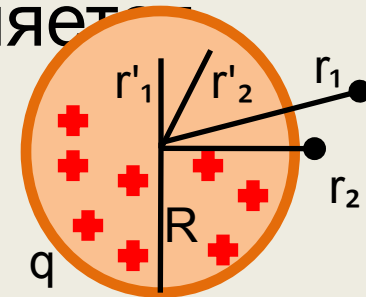
Потенциал внутри сферы одинаков



4. ПОЛЕ ОБЪЕМНО ЗАРЯЖЕННОГО ШАРА РАДИУСА R, С ОБЩИМ ЗАРЯДОМ q

Вне шара разность потенциалов определяется аналогично предыдущему случаю:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$



Внутри шара ($r' < R$) напряженность будет равна:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{R^3} r'$$

Разность потенциалов для точек внутри шара:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r'_1}^{r'_2} E dr = \int_{r'_1}^{r'_2} \frac{qr}{4\pi\varepsilon_0 R^3} dr = \frac{q}{8\pi\varepsilon_0 R^3} (r_2'^2 - r_1'^2)$$

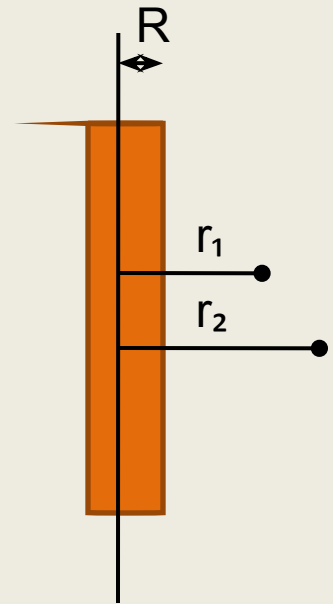
5. ПОЛЕ РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОГО БЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА РАДИУСА R С ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ τ

Вне цилиндра ($r > R$) напряженность равна

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\tau}{r}$$

Следовательно, разность потенциалов:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}$$



ВЕЩЕСТВО В
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ
ПОЛЕ

ДИЭЛЕКТРИК В
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ
ПОЛЕ
ПОЛЯРИЗАЦИЯ
ДИЭЛЕКТРИКА

Диэлектрики – вещества, при обычных условиях не про-водящие электрический ток.

Все молекулы и атомы диэлектрика **электрически нейт-ральны** (положительный заряд ядра атома равен от-рицательному заряду электронов атома и суммарный заряд атома равен нулю). Однако молекулы обладают электрическими свойствами.

Если заменить положительный заряд ядер атомов мо-лекул суммарным зарядом $+q$, а заряд всех электро-нов суммарным отрицательным зарядом $-q$, находя-щемся в «центре тяжести» отрицательных зарядов, то молекулу можно рассматривать как электрический диполь с электрическим моментом \vec{p} ($+$ – суммар-ный положительный заряд ядер, $-$ – вектор проведен-

В диэлектриках нет свободных носителей заряда (заряженных частиц, которые могли бы прийти под воздействием электрического поля в упорядоченное движение и организовать электрический ток.

Диэлектриками являются:

- Все газы (если они не подверглись ионизации)
- Некоторые жидкости (дистиллированная вода, бензол и масла (нефтяные и растительные))
- Твердые тела (стекло, фарфор, слюда и т.п.)

Удельное электрическое сопротивление
 $\rho \approx 10^{-8} \div 10^{-6}$ Ом*м
диэлектриков

Ом*м, (у металлов

Ом*м).

ТИПЫ ДИЭЛЕКТРИКОВ

ПЕРВАЯ ГРУППА

(N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 ...) – вещества молекулы которых имеют симметричное строение, то есть «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов в отсутствие внешнего электрического поля совпадают и дипольный момент молекулы равен нулю. Молекулы таких диэлектриков называют **неполярными**. Под действием внешнего электрического поля заряды неполярных молекул смещаются в противоположные стороны (положительные по полю, отрицательные против) и молекула приобретает дипольный момент.

ВТОРАЯ ГРУППА

(H_2O , NH_3 , SO_2 , $\text{CO}\dots$) – вещества молекулы которых имеют асимметричное строение, то есть «центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Эти молекулы и в отсутствие внешнего электрического поля обладают дипольным моментом. Молекулы таких диэлектриков называются **полярными**. При отсутствии внешнего электрического поля, дипольные моменты полярных молекул вследствие теплового движения ориентированы хаотично и их результирующий момент равен нулю. Если такой диэлектрик поместить во внешнее электрическое поле, то силы этого поля будут стремиться повернуть диполи вдоль поля, и возникает статический электрический

ТРЕТЬЯ ГРУППА

(NaCl , KCl) – Вещества, молекулы которых имеют ионное строение. **Ионные кристаллы** представляют собой пространственные решетки с правильным чередованием ионов различных знаков. В этих кристаллах нельзя выделять отдельные молекулы, и рассматривать их можно как систему двух вдвинутых одна в другую ионных подрешеток. При наложении на ионный кристалл электрического поля происходит некоторая деформация кристаллической решетки или относительное смещение подрешеток, приводящее к возникновению дипольных моментов.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ
ДИЭЛЕКТРИКОВ
ТИПЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПОЛЯРИЗОВАННОСТЬ

Внесение всех трёх групп диэлектриков во внешнее электростатическое поле приводит к возникновению отличного от нуля результирующего момента диэлектрика, или иначе к ПОЛЯРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИКА.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКА – процесс ориентации диполей или появления под воздействием электрического поля ориентированных по полю диполей.

В зависимости от строения молекул (атомов) диэлектрика (соответственно 3 группам диэлектриков) различают 3 типа поляризации:

1. Электронная поляризация
2. Ориентационная поляризация
3. Ионная поляризация

1. Электронная (деформационная) поляризация

Осуществляется у неполярных диэлектриков. Под действием внешнего электрического поля возникают наведенные (индуцированные) дипольные моменты направленные вдоль \vec{E} поля, (по направлению). Тепловое движение молекул не влияет на электронную поляризацию. В газообразных и жидких полярных диэлектриках происходит одновременно с ориентационной.

2. Ориентационная поляризация

Наблюдается у полярных диэлектриков. Внешнее электрическое поле стремится ориентировать дипольные моменты полярных молекул-диполей по направлению вектора \vec{E} . Этому препятствует хаотическое движение молекул, вызывающее беспорядочный разброс диполей. В итоге совместного действия электрического поля и теплового движения, возникает преимущественная ориентация дипольных электрических моментов вдоль поля, возрастающая с увеличением напряженности электрического поля, и с уменьшением температуры.

3. Ионная поляризация

Возникает в твердых диэлектриках имеющих ионную кристаллическую решетку. Внешнее электрическое поле вызывает в таких диэлектриках смещение всех положительных ионов в \vec{E} направлении напряженности поля, а всех отрицательных ионов в противоположную сторону. Происходит смещение подрешеток приводящее к возникновению дипольных моментов.

ПОЛЯРИЗОВАННОСТЬ

При помещении диэлектрика во внешнее электростатическое поле он поляризуется, то есть приобретает отличный от нуля дипольный момент \bar{P}_i

- дипольный момент одной молекулы.

Количественной мерой поляризации служит:

Поляризованность (вектор поляризации) - дипольный момент единицы объема диэлектрика.

$$\bar{P} = \frac{\bar{P}_V}{V} = \frac{\sum_i P_i}{V}$$

В пределах малого объема все молекулы неполярного диэлектрика приобретают в

наковые индуцированные электрические моменты .

\bar{p}_i

Поляризованность неполярного диэлектрика равна:

$$\bar{P} = \frac{Np}{V} = n\bar{p}$$

$$n = N/V$$

- концентрация молекул.

\bar{P}

Принято считать что поляризованность линейно зависит от напряженности поля . Если не очень велико $\bar{P} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E}$

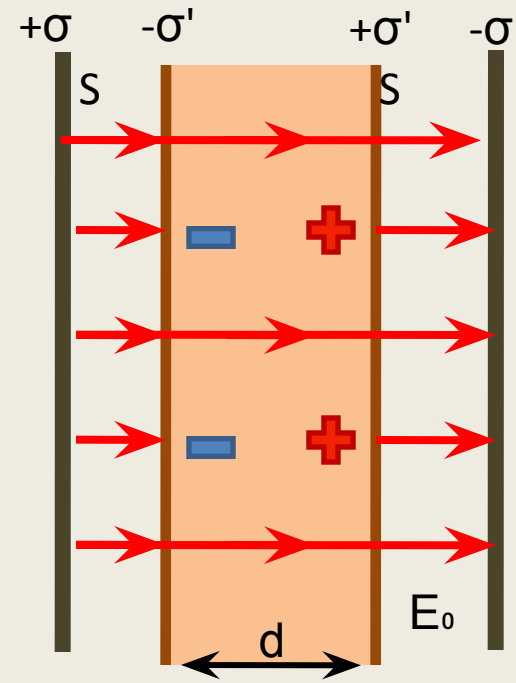
ϵ

ϵ - диэлектрическая восприимчивость вещества ($\epsilon > 0$)

- безразмерная величина характеризующая свойства диэлектрика (значение для

диэлектриков обычно несколько единиц, но $\epsilon \approx 80$ $\epsilon = 25$

Для установления количественных характеристик поля, между двумя параллельными, разноименными, равными по модулю поверхностной плотности заряда (σ) плоскостями, создающими внешнее однородное электростатическое поле \vec{E}_0 , поместили



Под действием поля диэлектрик поляризуется, происходит смещение зарядов положительные смещаются по полю, отрицательные против поля. В результате на правой грани диэлектрика образуется избыток положительных зарядов ($+\sigma'$ поверхностной плотностью σ'), на левой – отрицательных (поверхностная плотность $-\sigma'$).

Эти нескомпенсированные заряды, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика называются **связанными**. Так как \vec{E}_0 , то не всё поле компенсируется полем зарядов диэлектрика, часть линий напряженности пройдет сквозь диэлектрик, другая часть обрывается на связанных зарядах.

Следовательно, поляризация диэлектрика вызывает в нём \vec{E} уменьшение поля, по сравнению с первоначальным. Вне диэлектрика \vec{E} .

Появление связанных зарядов приводит к \vec{E}' возникновению дополнительного электрического поля (вызывает \vec{E}' связанными зарядами), **направленного против** внешнего поля (созданного свободными зарядами) и ослабляет его.

Диэлектрическая проницаемость

вещества

Результирующее поле внутри диэлектрика:

$$\bar{E} = \bar{E}_o - \bar{E}'$$

Так как \bar{E}' создаётся разноименными плоскостями с по-верхностной плотностью то

$$E' = \sigma' / \varepsilon_0 \Rightarrow$$

$$E = E_o - \sigma' / \varepsilon_0$$

Определим поверхностную плотность связанных зарядов σ'

Полный дипольный момент пластинки диэлектрика:

$$\begin{cases} p_V = P V = P S d \\ p_V = q' d = \sigma' S d \end{cases} \Rightarrow P S d = \sigma' S d \Rightarrow P = \sigma'$$

S

- площадь грани пластинки диэлектрика

d

- толщина диэлектрика

$$q' = \sigma' S$$

- заряд на каждой грани диэлектрика

$$P = \sigma'$$

Поверхностная плотность связанных зарядов
равна поляризованности . Из этого следует:

$$E = E_0 - P/\varepsilon_0 = E_0 - \sigma'/\varepsilon_0 = E_0 - \wp \varepsilon_0 E/\varepsilon_0 = E_0 - \wp E$$

Напряженность результирующего поля внутри диэлектрика равна:

$$E = \frac{E_0}{(1 + \wp)} = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

$$\varepsilon = 1 + \wp$$

ε - диэлектрическая проницаемость, безразмерная величина, показывающая во сколько раз поле ослабляется диэлектриком, характеризует количественное свойство диэлектрика поляризоваться в электрическом поле.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ
СМЕЩЕНИЕ ТЕОРЕМА
ОСТРОГРАДСКОГО –
ГАУССА ДЛЯ
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
ПОЛЯ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СМЕЩЕНИЕ

Напряженность электростатического поля зависит от свойств среды. В однородной среде обратно пропорционально ϵ . Вектор \vec{E} , переходя через границу диэлектриков, испытывает скачкообразное изменение. Для удобства расчетов, необходимо помимо вектора напряженности охарактеризовать электрическое поле вектором электрического смещения \vec{D} .

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

$$\begin{cases} \epsilon = 1 + \wp \\ P = \wp \epsilon_0 E \end{cases} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Единица электрического смещения Кл/м²

Связанные заряды появляются в диэлектрике при наличии внешнего электростатического поля создаваемого системой свободных зарядов, то есть в диэлектрике на электростатическое поле свободных зарядов накладывается дополнительное поле связанных зарядов.

Результирующее поле описывается вектором напряженности \vec{E} и зависит от свойств диэлектрика.

Вектором \vec{E} описывается электростатическое поле создаваемое свободными зарядами. Связанные заряды возникающие в диэлектрике могут, однако, вызвать перераспределение свободных зарядов создающих поле. Поэтому характеризует электростатическое поле создаваемое свободными зарядами (в вакууме)

Подобно \vec{E} , \vec{D} изображается с **помощью линий элект-рического смещения**, направление и густота которых определяются так же как и для линий напряженности.

\vec{E}

Отличие в том, что линии вектора \vec{D} могут начинаться и заканчиваться на любых (свободных и связанных) за-рядах, а линии вектора \vec{E} только на свободных заря-дах. Через области поля, где находятся связанные за-ряды, линии вектора \vec{E} проходят не прерываясь.

ТЕОРЕМА ОСТРОГРАДСКОГО – ГАУССА ДЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

Для произвольной замкнутой поверхности S **ПОТОК**
векто-ра электрического смещения Φ_D **СКВОЗЬ ЭТУ**

поверх-ность равен:

$$\Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S D_n dS$$

Теорема Остроградского-Гаусса для
электростатического поля в диэлектрике имеет
ВИД:

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \oint D_n dS = \sum_{i=1}^n q_{\text{своб}i}$$

Поток вектора смещения электростатического поля в
диэ-лектрике сквозь произвольную замкнутую
поверхность равен алгебраической сумме
электрических зарядов внутри этой поверхности свободных

В данной форме теорема Гаусса справедлива для электростатического поля как для однородных, так и для неоднородных сред.

В случае вакуума ($\epsilon=1$) выполняется условие $E_n = \epsilon_0 E_n$, тогда поток вектора напряженности Φ_E сквозь произвольную замкнутую поверхность равен

$$\Phi_E = \oint \epsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^n q_i$$

Так как источниками поля в среде являются как свободные, так и связанные заряды, то теорему Гаусса для поля в самом общем виде можно

записать:

$$\oint \epsilon_0 \vec{E} d\vec{S} = \oint \epsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^n q_{\text{своб}} + \sum_{i=1}^k q_{\text{связ}}_i$$

$\sum_{i=1}^n q_{\text{своб}} \cdot \sum_{i=1}^n q_{\text{связ}}$ соответственно алгебраические суммы
 свободных и связанных зарядов, охватываемых
 замкнутой поверхностью S.

Данная формула не подходит для описания поля в
 диэлектрике, так как она выражает свойства
 неизвестного поля через связанные заряды,
 которые в свою очередь определяются им же. Это
 доказывает целесообразность введения вектора

.