

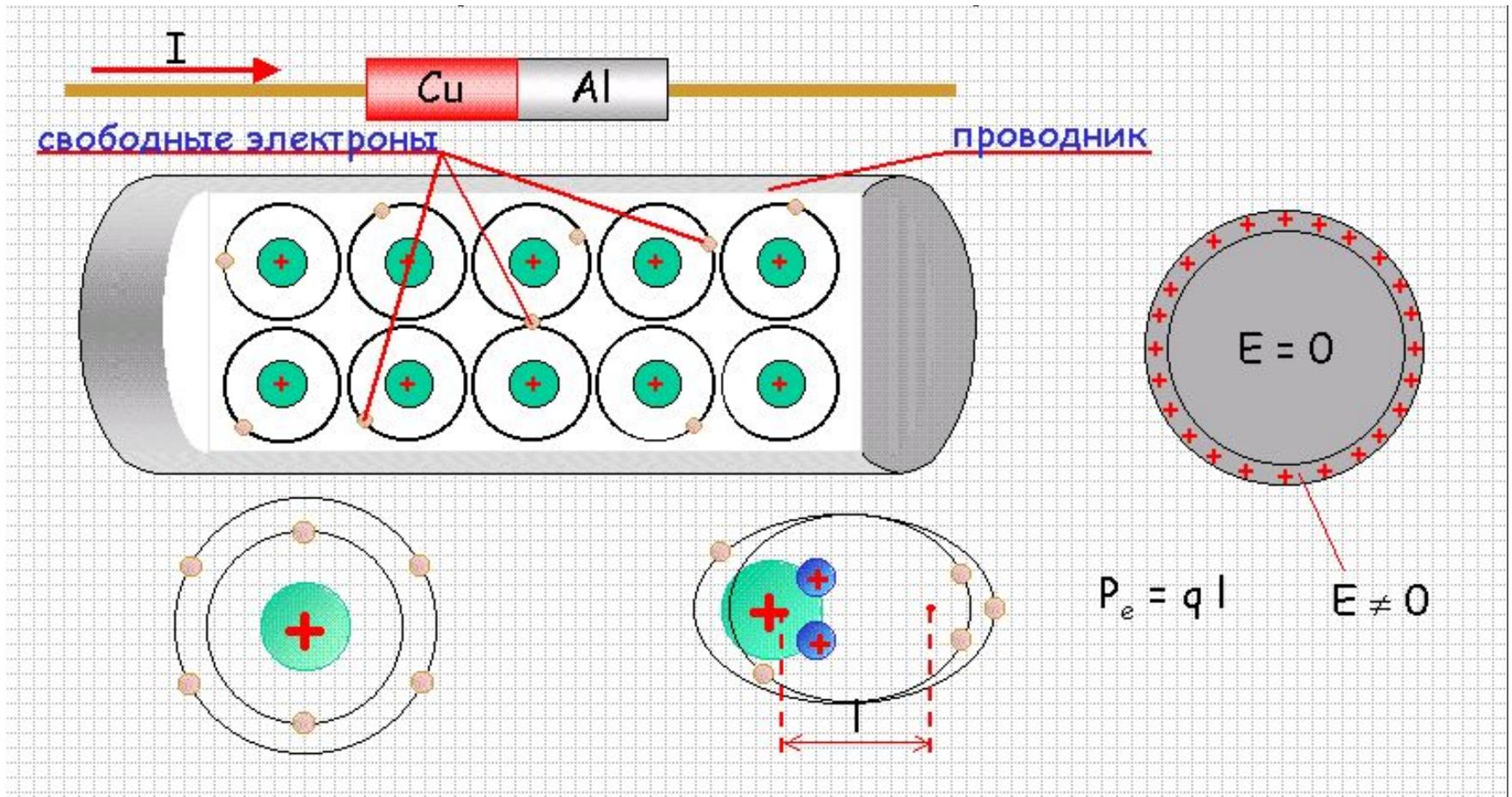
Лекция 2

Явление электростатической индукции

Проводники в электрическом поле

Проводники – вещества, содержащие свободные электроны.

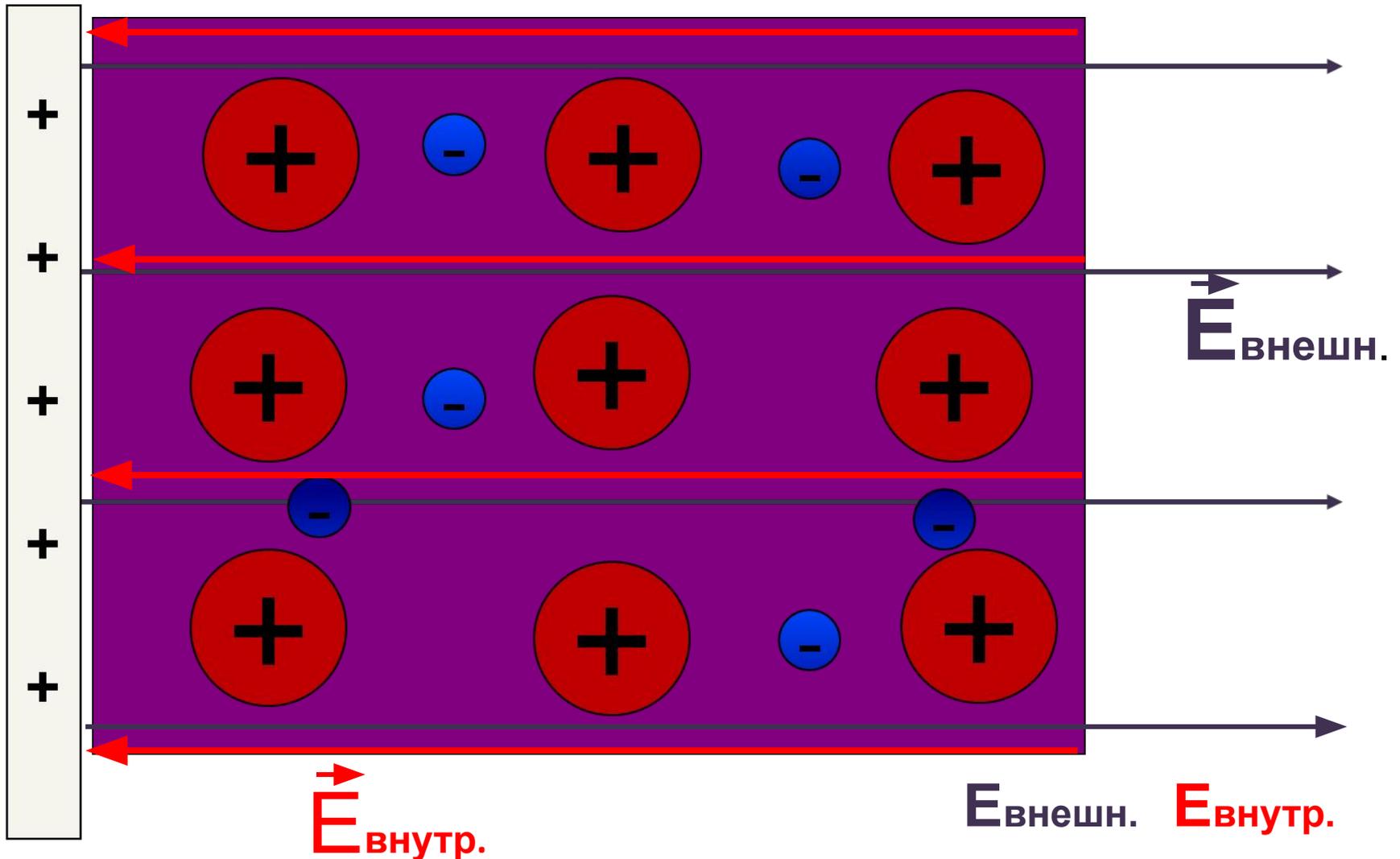
Электростатическое поле внутри однородного заряженного проводника отсутствует.



Внутри заряженных проводников поле равно нулю

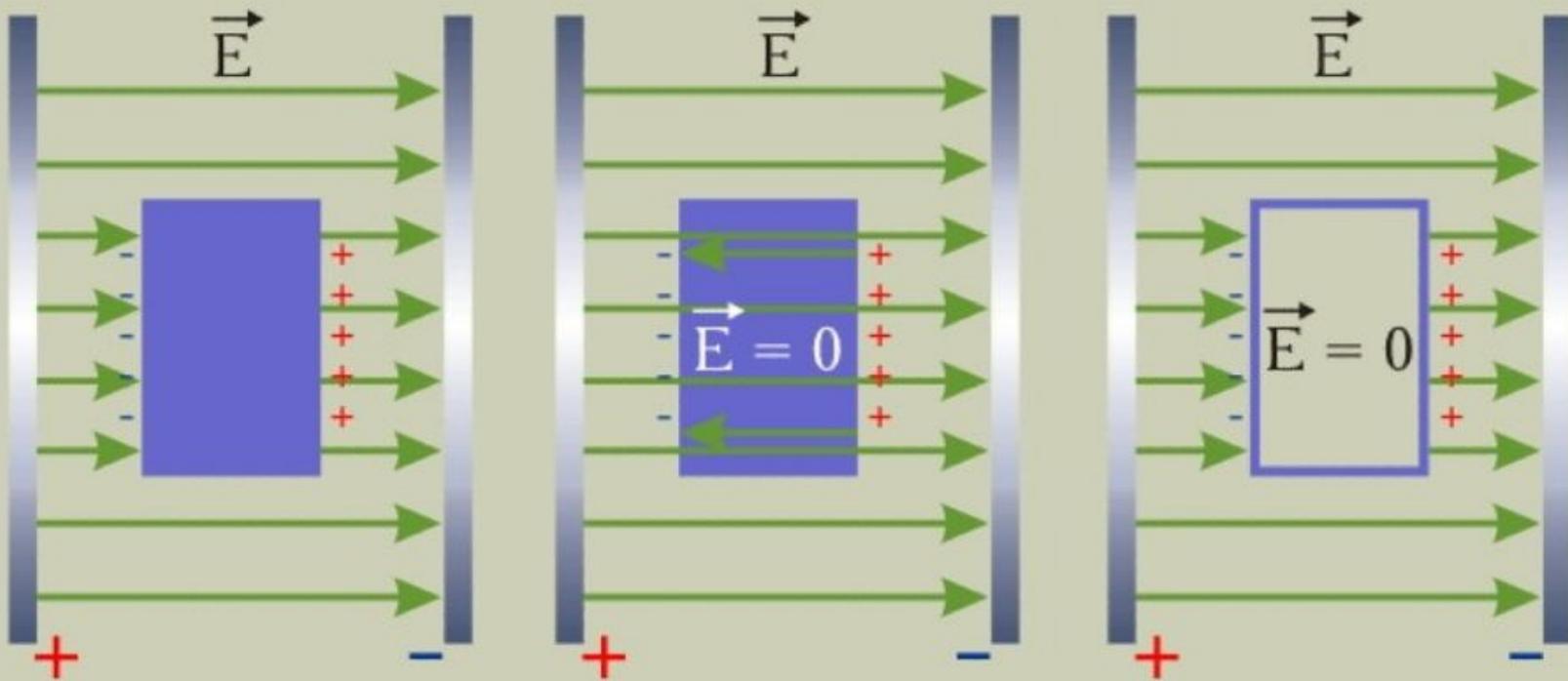
- Если проводник заряжен, то есть на нем находится избыточный заряд какого - либо знака, то из-за того, что одноименные заряды отталкиваются, они будут стремиться занять как можно больший объем и окажутся все на поверхности проводника.
- Наличие поля внутри привело бы к непрерывному движению зарядов до тех пор, пока поле не исчезло бы. Таким образом, *внутри заряженного проводника электростатическое поле отсутствует.* Потенциал внутри проводника постоянен.

Металлический проводник в электростатическом поле



- Если проводник поместить во внешнее электрическое поле, то начнется перемещение свободных зарядов таким образом, что положительные заряды скапливаются на одной стороне, а отрицательные - на противоположной.
- Перераспределение зарядов будет происходить до тех пор, пока поле, созданное этими зарядами, не компенсирует внешнее поле. Если в этот момент разделить проводник плоскостью, перпендикулярной внешнему полю, то разделенные части проводника окажутся заряженными разноименно.
- В разделении зарядов и заключается явление **электростатической индукции**. Благодаря этому явлению осуществляется **электростатическая защита**. Если какой-либо прибор необходимо защитить от внешних электрических полей, то его помещают в проводящую оболочку.

Явление электростатической ИНДУКЦИИ



Проводники в электрическом

поле

Внутри проводника электрический заряд отсутствует; весь заряд проводника, полученный им при электризации, может располагаться только на его поверхности.

Если внутри проводника имеется полость, то в каждой точке этой полости электростатическое поле равно нулю:

$$E=0$$

Во всех точках внутри проводника потенциал электростатического поля имеет одно и то же значение.

Электрические заряды распределяются по поверхности проводника так, что электростатическое поле оказывается сильнее на выступах проводника и слабее на его впадинах.

ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ МОЛЕКУЛЫ

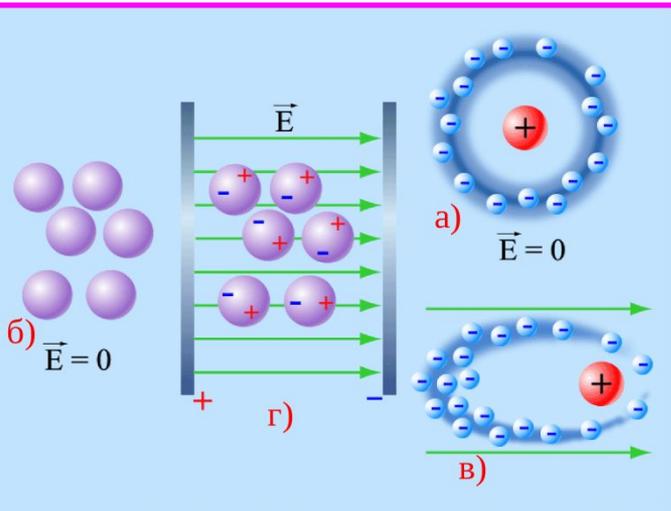
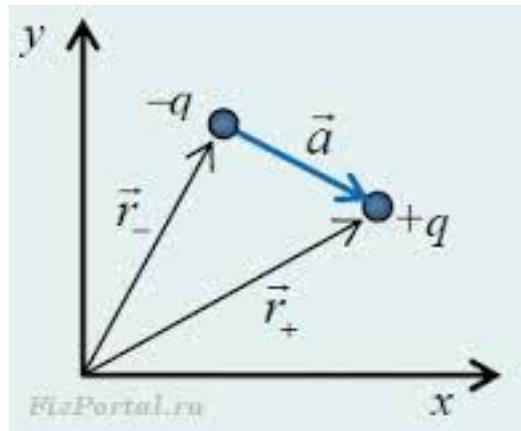


Рис. 19. Неполярный диэлектрик.

Поляризованная молекула – **это диполь**. Система с зарядом, равным нулю и размером порядка 10^{-10} м. Поле, создаваемое молекулой, определяется модулем и ориентацией **дипольного электрического момента**:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N q_i \vec{r}_i = q \vec{r}_+ + (-q) \vec{r}_- = q(\vec{r}_+ - \vec{r}_-) = q \vec{a} = q \vec{l},$$

\vec{l} – **плечо диполя**:



вектор, направленный от отрицательного полюса диполя к положительному.



$$[K] = \text{м} \cdot \cdot \cdot \text{Кл} \cdot 10^{-29} \cdot \cdot \cdot$$

Диэлектрики в электростатическом поле

Все известные в природе вещества в соответствии с их способностью проводить электрический ток делятся на:

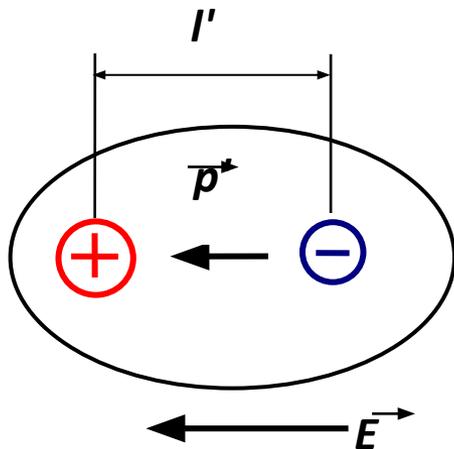
Проводники $\sigma_{пр} = 10^6 \div 10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ (σ - удельная проводимость)

Диэлектрики $\sigma_{д} = 10^{-8} \div 10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$

Полупроводники $\sigma_{п/п} = 10^7 \div 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$

В идеальном диэлектрике свободных зарядов нет.

Под действием электрического поля заряды смещаются относительно друг друга. Это явление называется **поляризацией**.



Каждая пара зарядов образует электрический дипольный момент

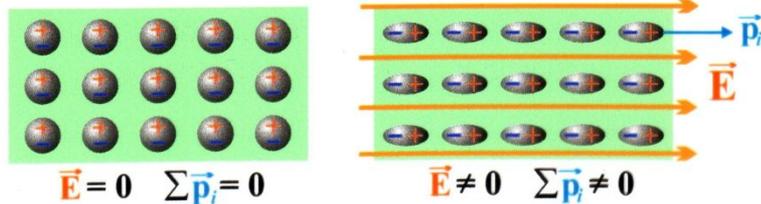
$$p' = q \cdot l'$$

$$\boxed{p'} = \alpha \varepsilon_0 \cdot \boxed{E}$$

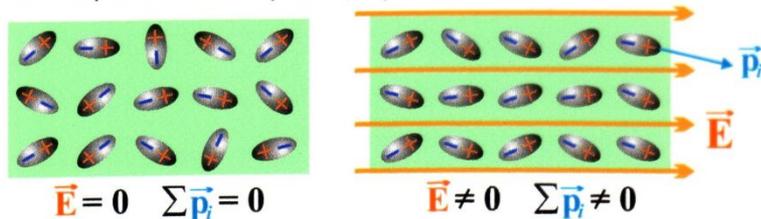
α - поляризуемость молекулы.

Поляризация диэлектриков

Диэлектрики с неполярными молекулами в электрическом поле приобретают электрический момент, направленный строго вдоль поля (деформационная поляризация)



У диэлектриков с полярными молекулами в электрическом поле наблюдается преимущественная ориентация электрических моментов молекул вдоль поля (ориентационная поляризация)



Вектор поляризации

количественная характеристика процесса поляризации

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V}$$

Для однородного диэлектрика в однородном поле

$$\vec{P} = n \langle \vec{p} \rangle$$

$\langle \vec{p} \rangle$ - средний вектор электрического момента,
 n - концентрация молекул

Обычно в отсутствие внешнего электрического поля дипольные моменты молекул диэлектрика либо равны нулю (неполярные молекулы), либо распределены хаотично по направлениям.

Под действием внешнего поля диэлектрик поляризуется, т. е. приобретает макроскопический дипольный момент.

Поляризованность диэлектрика определяет дипольный момент единицы его объёма.

$$[P] = 1 \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$$

ПОЛЯРИЗОВАННОСТЬ И НАПРЯЖЁННОСТЬ ПОЛЯ

У изотропных диэлектриков любого типа поляризованность пропорциональна напряжённостью поля в той же точке:

$$\vec{P} = \kappa \varepsilon_0 \vec{E}, \quad [\kappa] = 1,$$

κ – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика, не зависит от напряжённости поля.

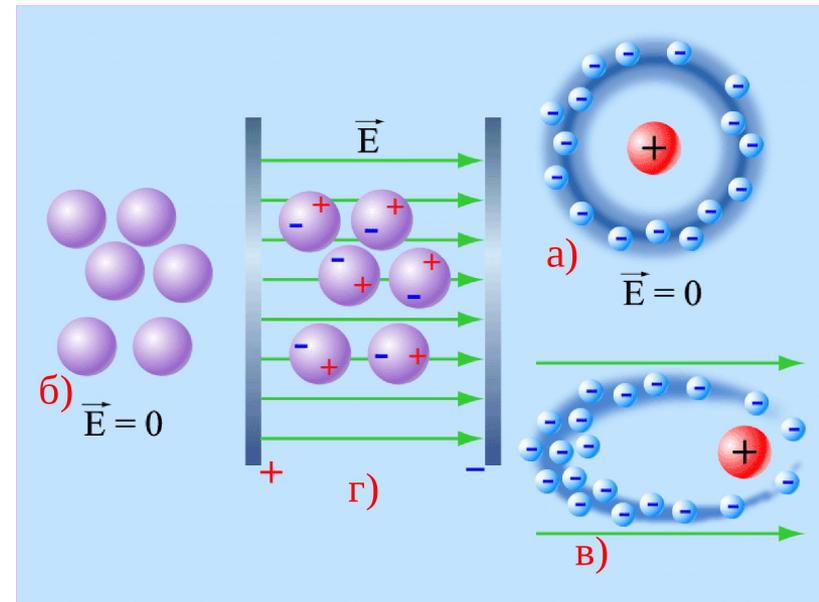
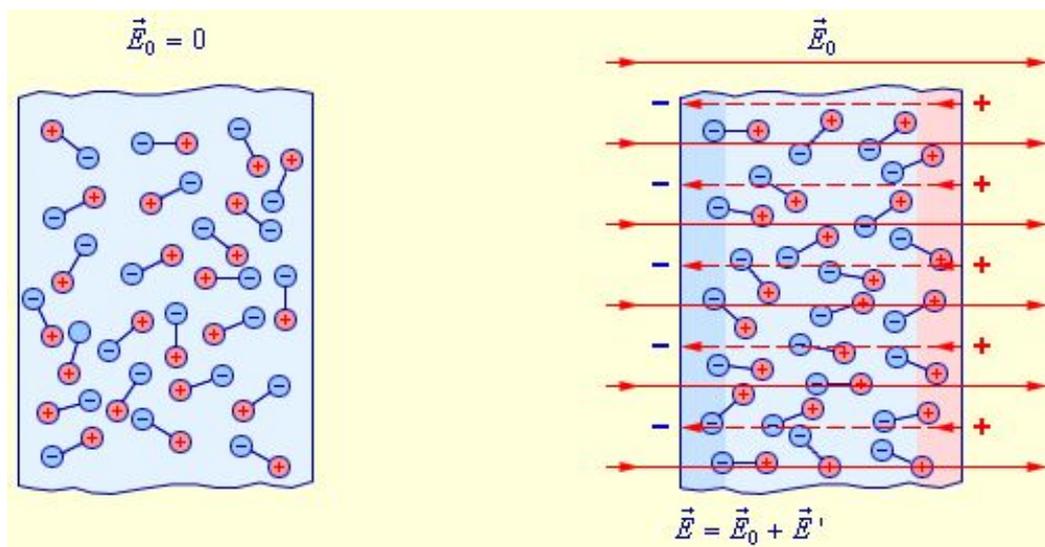


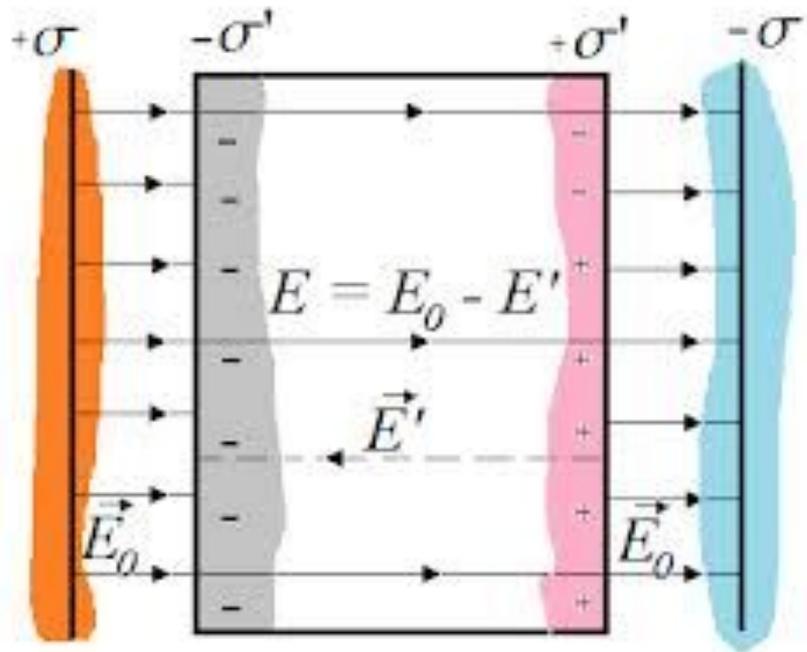
Рис. 19. Неполярный диэлектрик.

Неполярная молекула ведёт себя как упругий диполь.

Для полярных молекул ориентирующему полю противодействует тепловое движение молекул.



ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИКА



Заряды, входящие в состав молекул диэлектрика, называются связанными. Заряды, которые не входят в состав молекул диэлектрика, называются сторонними или свободными.

Суперпозиция поля сторонних и связанных зарядов определяет результирующее поле, которое называется микроскопическим:

$$\vec{E}_{\text{микро}} = \vec{E}_{\text{стор}} + \vec{E}_{\text{связ}}.$$

Микроскопическое поле из-за дискретности материи сильно изменяется во времени и в пределах межмолекулярных расстояний.

При макроскопическом рассмотрении эти изменения не обнаруживаются.

В качестве макроскопической характеристики используется усреднённое по физически бесконечно малому объёму микроскопическое поле:

$$\vec{E} = \langle \vec{E}_{\text{микро}} \rangle = \langle \vec{E}_{\text{стор}} \rangle + \langle \vec{E}_{\text{связ}} \rangle \Rightarrow \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'.$$

внесем в однородное внешнее электрическое поле E_0 (создается двумя бесконечными параллельными разноименно заряженными плоскостями) диэлектрик поляризуется: положительные заряды смещаются по полю, отрицательные — против поля. В результате этого на правой грани диэлектрика, обращенного к отрицательной плоскости, будет избыток положительного заряда с поверхностной плотностью $+\sigma'$, на левой — отрицательного заряда с поверхностной плотностью $-\sigma'$. Эти нескомпенсированные заряды, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика, называются **связанными**.

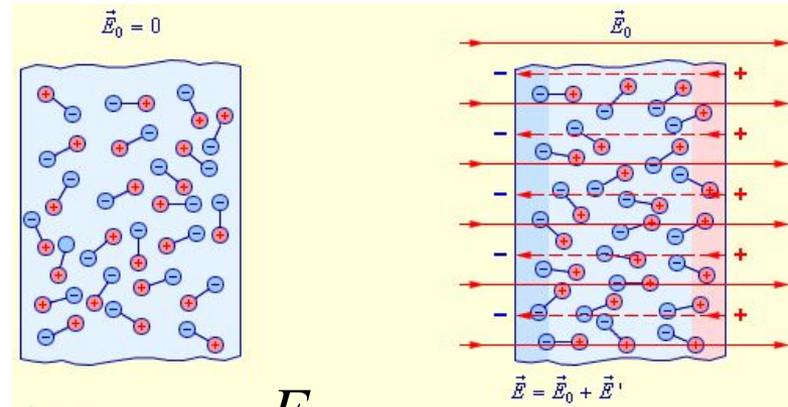
Так как их поверхностная плотность σ' меньше плотности σ свободных зарядов плоскостей, то не все поле E компенсируется полем зарядов диэлектрика: часть линий напряженности пройдет сквозь диэлектрик, другая же часть — обрывается на связанных зарядах. Следовательно, поляризация диэлектрика вызывает уменьшение в нем поля по сравнению с первоначальным внешним полем. Вне диэлектрика $E=E_0$.

Таким образом, появление связанных зарядов приводит к возникновению дополнительного электрического поля E' (поля, создаваемого связанными зарядами), которое направлено против внешнего поля E_0 (поля, создаваемого свободными зарядами) и ослабляет его. Результат $E=E_0-E'$. ле внутри диэлектрика

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВЯЗАННЫЕ ЗАРЯДЫ

У не поляризованного диэлектрика плотность связанных зарядов (объёмная и поверхностная) равна нулю.

При появлении внешнего поля происходит поляризация диэлектрика:

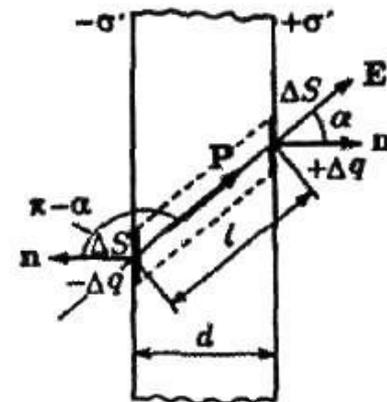


если нормальная составляющая напряжённости поля E_n для данного участка поверхности диэлектрика отлична от нуля, то заряды одного знака уходят внутрь, а другого выходят наружу.

Рассмотрим тонкую плоскопараллельную пластину из однородного диэлектрика в однородном поле.

Выделим в пластине элементарный объём в виде цилиндра параллельного полю E в диэлектрике.

Выделенный объём эквивалентен диполю и его дипольный момент можно выразить двумя способами через поляризованность и плотность связанных зарядов:



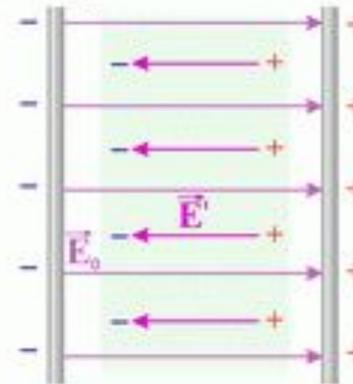
$$P \cdot S l \cos \alpha = \sigma' \cdot S l \Rightarrow \sigma' = P \cos \alpha = P_n \Rightarrow \sigma' = \kappa \epsilon_0 E_n.$$

Рис. 2.2

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

Диэлектрическая проницаемость

Весь объем диэлектрика в электрическом поле приобретает электрический момент, а поле поляризационных зарядов диэлектрика \vec{E}' противонаправлено внешнему полю \vec{E}_0 .



$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}'$$

Результирующее электрическое поле внутри диэлектрика уменьшается

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}$$

ϵ - называется диэлектрической проницаемостью
 [ϵ] - безразмерная величина $\epsilon > 1$

Для воздуха и вакуума можно считать $\epsilon = 1$
 (для воздуха $\epsilon = 1,00057$)

Таким образом, электрическое поле E в диэлектрике в ϵ раз меньше, чем в вакууме

$$E = E_0 - E'; \quad E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0};$$

$$\sigma' = P \Rightarrow E = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0};$$

$$P = \kappa \epsilon_0 E \Rightarrow E = E_0 - \kappa E \Rightarrow$$

$$E + \kappa E = E_0 \Rightarrow$$

$$(1 + \kappa)E = E_0 \Rightarrow \epsilon E = E_0 \Rightarrow$$

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}.$$



В любой точке поверхности поляризованного диэлектрика поверхностная плотность связанных зарядов равна нормальной составляющей вектора поляризации в этой точке.

$$P_n = \sigma^*$$

Напряженность поля в диэлектрике или в скалярной форме

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}^*$$

$$E = E_0 - E^*$$

Таким образом, поле в диэлектрике оказывается меньше поля вне диэлектрика.

Поле в диэлектрике связано с внешним полем соотношением

$$E = E_0 / \epsilon$$

Диэлектрическая проницаемость показывает, во сколько раз ослабляется электрическое поле в диэлектрике.

ПОЛЯРНЫЕ И НЕПОЛЯРНЫЕ МОЛЕКУЛЫ

Диэлектриками (или изоляторами) называются вещества не проводящие электрический ток. В диэлектриках отсутствуют свободные заряды. То есть диэлектрики состоят из нейтральных молекул.

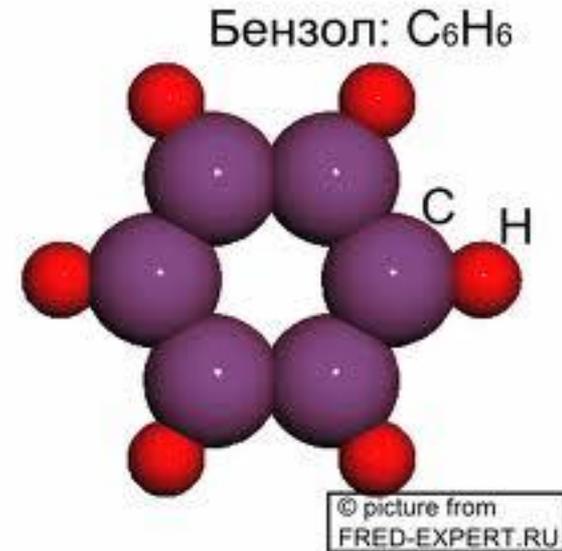
У симметричных молекул (таких как H_2 , He, N_2 , O_2) в отсутствие внешнего электрического поля центры симметрии положительного и отрицательного заряда совпадают.

Такие молекулы называются **неполярными**.

У несимметричных молекул (таких как CO, NH, H_2O) центры симметрии зарядов разных знаков сдвинуты относительно друг друга.

Такие молекулы называются **полярными**.

Под действием внешнего электрического поля заряды в неполярной молекуле смещаются: положительные по полю, отрицательные – против. Происходит **поляризация молекулы**.



различают три вида поляризации:

электронная, или деформационная, поляризация диэлектрика с неполярными молекулами, заключающаяся в возникновении у атомов индуцированного дипольного момента за счет деформации электронных орбит;

ориентационная, или дипольная, поляризация диэлектрика с полярными молекулами, заключающаяся в ориентации имеющихся дипольных моментов молекул по полю. Естественно, что тепловое движение препятствует полной ориентации молекул, но в результате совместного действия обоих факторов (электрическое поле и тепловое движение) возникает преимущественная ориентация дипольных моментов молекул по полю. Эта ориентация тем сильнее, чем больше напряженность электрического поля и ниже температура;

ионная поляризация диэлектриков с ионными кристаллическими решетками, заключающаяся в смещении подрешетки положительных ионов вдоль поля, а отрицательных — против поля, приводящем к возникновению дипольных моментов.

Результирующее поле в диэлектрике описывается вектором напряженности \mathbf{E} , и потому он зависит от свойств диэлектрика. Вектором \mathbf{D} описывается электростатическое поле, создаваемое свободными зарядами. Связанные заряды, возникающие в диэлектрике, могут вызвать, однако, перераспределение свободных зарядов, создающих поле. Поэтому вектор \mathbf{D} характеризует электростатическое поле, создаваемое свободными зарядами (т. е. в вакууме), но при таком их распределении в пространстве, какое имеется при наличии диэлектрика.

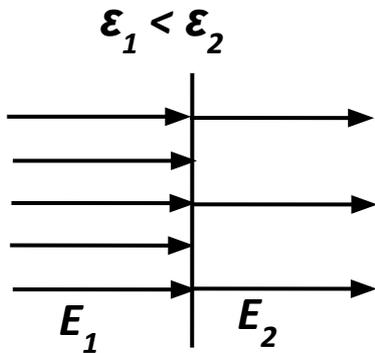
Аналогично, как и поле \mathbf{E} , поле \mathbf{D} изображается с помощью **линий электрического смещения**, направление и густота которых определяются точно так же, как и для линий напряженности.

Линии вектора \mathbf{E} могут начинаться и заканчиваться на любых зарядах — свободных и связанных, в то время как линии вектора \mathbf{D} — только на свободных зарядах. Через области поля, где находятся связанные заряды, линии вектора \mathbf{D} проходят не прерываясь.

ϵ показывает, во сколько раз поле ослабляется диэлектриком, и характеризует количественно свойство диэлектрика поляризоваться в электрическом поле.

Вектор напряженности E , переходе электрического поля из одной диэлектрической среды в другую с разными ϵ напряжённость электрического поля изменяется скачком

Поэтому оказалось необходимым помимо вектора напряженности характеризовать поле еще **вектором электрического смещения**



$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \Rightarrow \Rightarrow E_1 = E_2 \cdot \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

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

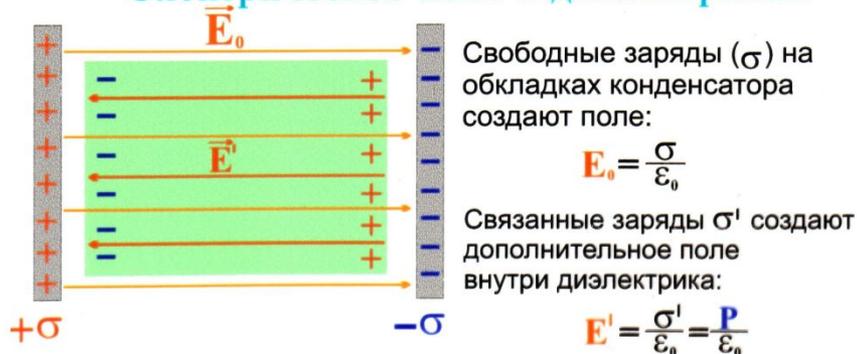
$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_E$$

или

Единица электрического смещения — кулон на метр в квадрате (Кл/м²).

ВЕКТОР ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СМЕЩЕНИЯ

Электрическое поле в диэлектриках



$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E} = \sigma' \text{ - вектор поляризации диэлектрика}$$

Поле в диэлектрике равно (принцип суперпозиции)

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}} &= \vec{\mathbf{E}}_0 + \vec{\mathbf{E}}' \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 - \mathbf{E}' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0} = \frac{\sigma - \mathbf{P}}{\epsilon_0} \\ \sigma &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \mathbf{D} \end{aligned}$$

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}} \quad [D] = [P] = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$$

$\vec{\mathbf{D}}$ - вектор электрического смещения, величина которого определяется только свободными зарядами ($\mathbf{D} = \sigma$)

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} + \epsilon_0 \chi \vec{\mathbf{E}} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{\mathbf{E}}$$

$$\epsilon = 1 + \chi$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} &= \frac{1}{\epsilon_0} (\rho + \rho'); \quad \rho' = -\nabla \cdot \vec{\mathbf{P}} \Rightarrow \\ \nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} &= \frac{1}{\epsilon_0} (\rho - \nabla \cdot \vec{\mathbf{P}}) \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}}) = \rho.$$

Электрическим смещением (электрической индукцией) называется величина

$\vec{\mathbf{D}}$:

$$\vec{\mathbf{D}} \equiv \epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}}.$$

ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость вещества.

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{D}} = \rho; \quad \vec{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \epsilon \vec{\mathbf{E}}.$$

ТЕОРЕМА ГАУССА ДЛЯ ВЕКТОРА СМЕЩЕНИЯ

$$\nabla(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho, \quad \vec{D} \equiv \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \Rightarrow \nabla \vec{D} = \rho \text{ – теорема Гаусса.}$$

Проинтегрируем дифференциальную форму теоремы по произвольному объёму:

$$\int_V \nabla \vec{D} dV = \int_V \rho dV.$$

Преобразуем левую часть по теореме Остроградского-Гаусса:

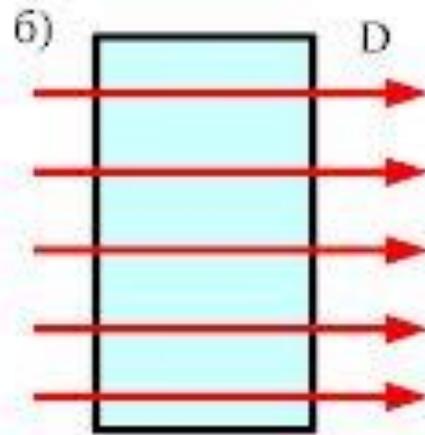
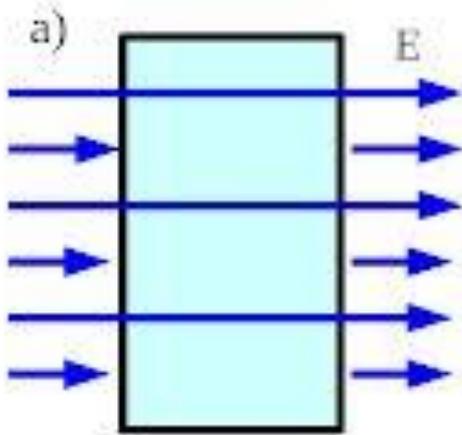


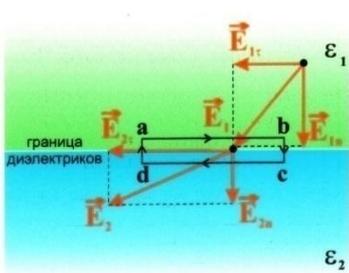
Рис. 23. а) линии напряженности
б) линии смещения

$$\int_V \nabla \vec{D} dV = \oint_S \vec{D} d\vec{S} \Rightarrow$$

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV = q.$$

$$\Phi_D = \sum_{i=1}^N q_i.$$

Граничные условия для векторов \vec{E} и \vec{D}



$abcd$ - замкнутый контур
 $ad=bc \rightarrow 0, ab=cd=l$

\vec{E}_{1t} - напряженность поля в диэлектрике с ϵ_1
 \vec{E}_{2t} - напряженность поля в диэлектрике с ϵ_2

Для любого электрического поля

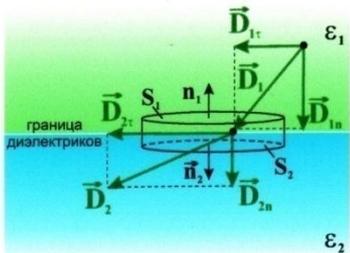
$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$$

$$-E_{1t}l + E_{2t}l = 0$$

$$E_{1t} = E_{2t}$$

Учитывая, что $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, получим

$$\frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$



S_1, S_2 - основания цилиндра

$h \rightarrow 0$ - образующая цилиндра

$\rho = 0$ - диэлектрики однородны
 (объемный заряд отсутствует)

\vec{D}_1 - вектор смещения в диэлектрике ϵ_1
 \vec{D}_2 - вектор смещения в диэлектрике ϵ_2

Для любого электрического поля

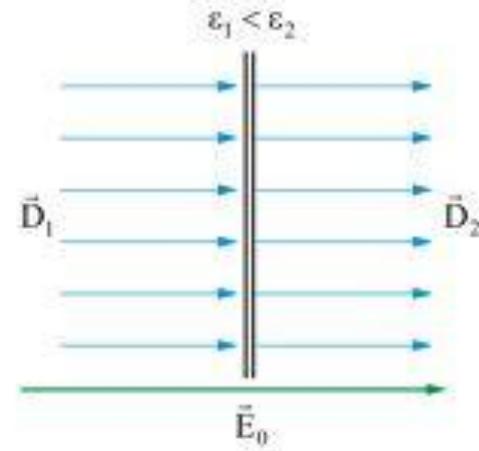
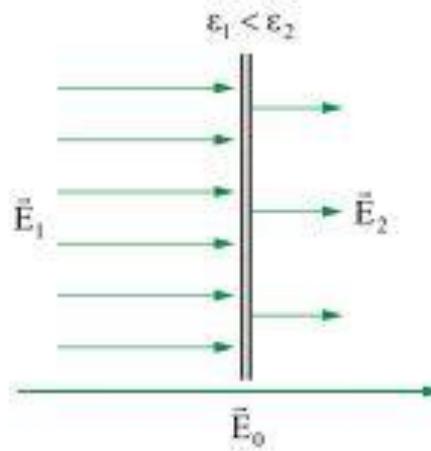
$$\oint_S \vec{D}_n dS = \int_V \rho dV$$

$$-D_{1n}S_1 + D_{2n}S_2 = 0$$

$$D_{1n} = D_{2n}$$

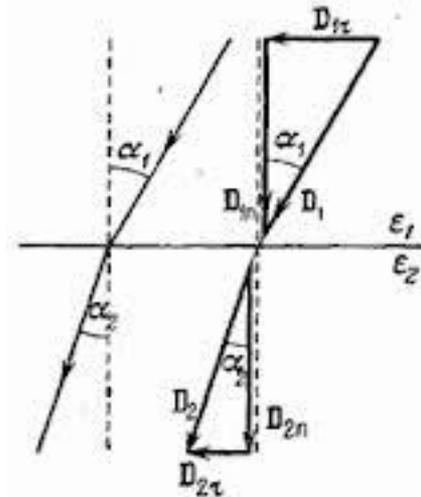
Учитывая, что $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, получим

$$\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$



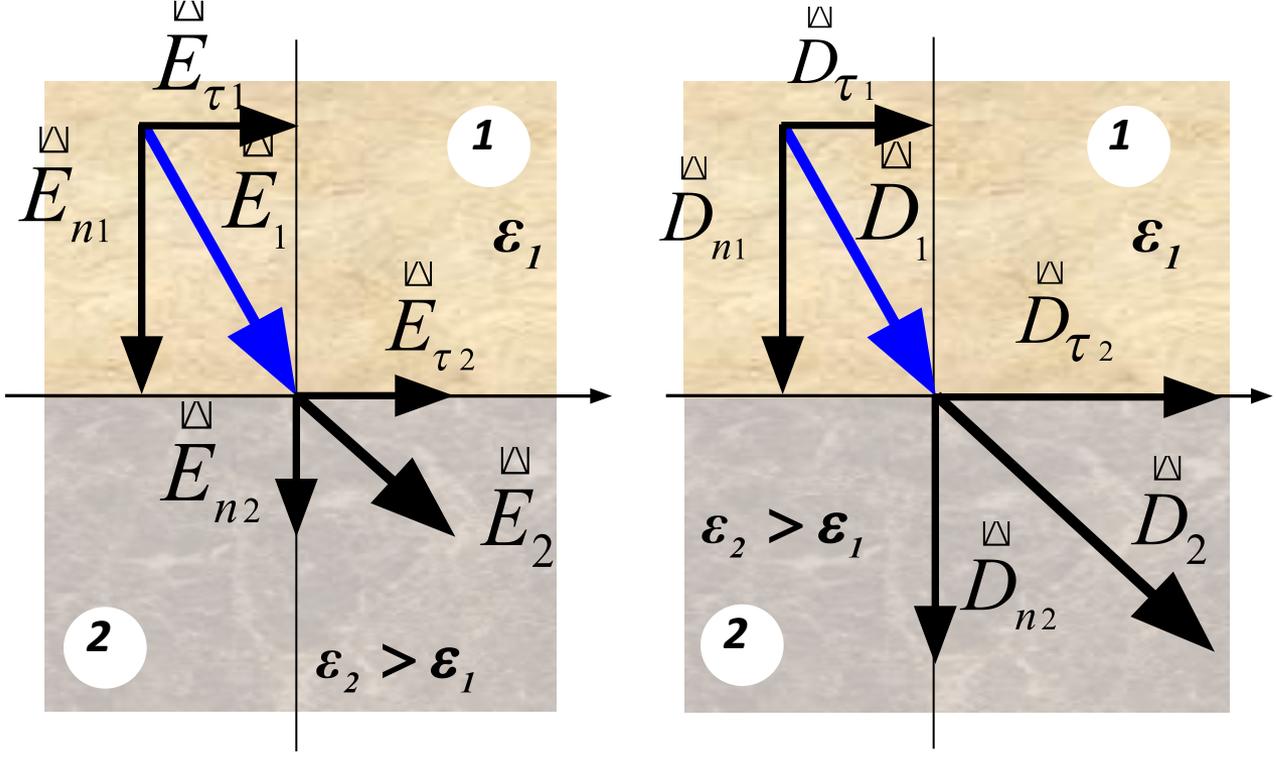
$$\text{tg} \alpha_1 : \text{tg} \alpha_2 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}} : \frac{D_{2t}}{D_{2n}} \Rightarrow$$

$$\frac{\text{tg} \alpha_1}{\text{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$



Изменение векторов \vec{E} и \vec{D} на границе раздела диэлектриков

Рассмотрим границу между двумя диэлектриками с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2
 и Представим каждый из векторов в виде суммы нормальной и тангенциальной составляющих



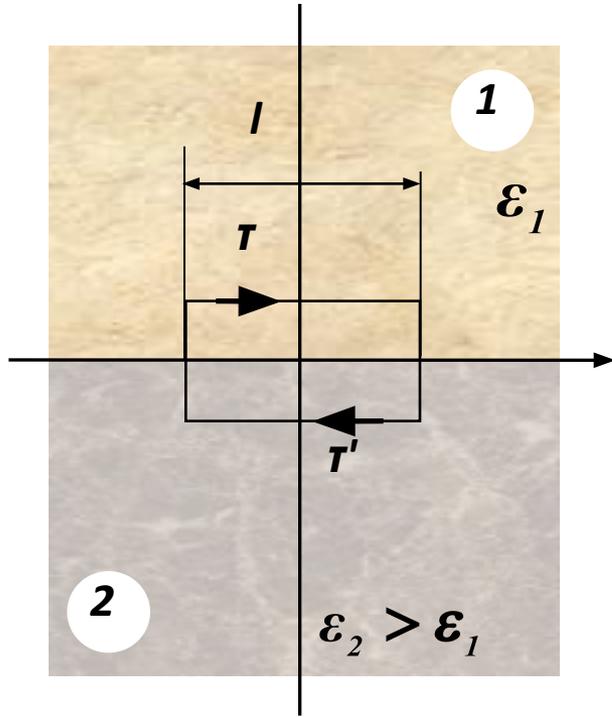
Используем:

$$\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q_{св}$$

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

Условие для вектора E



$$\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

$$E_{2\tau} \cdot l + E_{1\tau'} \cdot l = 0$$

Если на нижнем участке контура проекцию вектора E взять не на орт τ' , а на общий орт τ , то $E_{1\tau'} = -E_{1\tau}$ и из предыдущего уравнения получим.

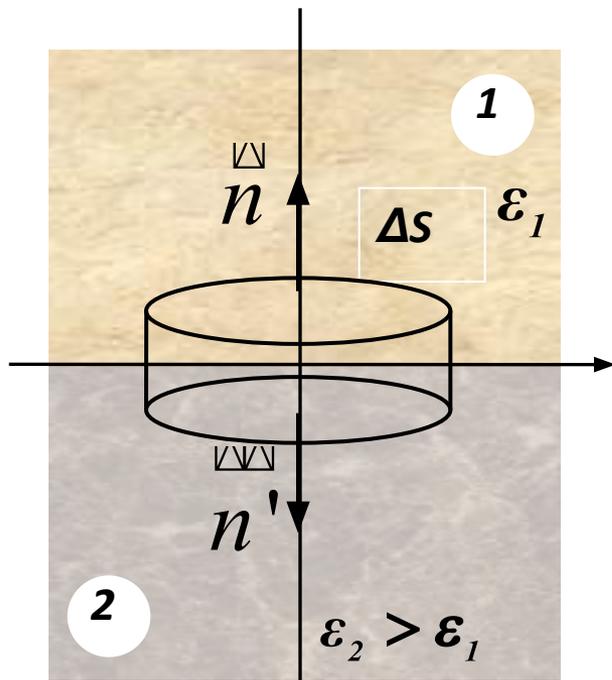
$$E_{1\tau} = E_{2\tau}$$

Тангенциальная составляющая вектора \vec{E} оказывается одинаковой по обе стороны от границы раздела, т.е. не претерпевает скачка

Используя $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}$, получим:

$$\frac{D_{\tau 1}}{D_{\tau 2}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

Условие для вектора D



$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q_{св}$$

$$D_{2n} \cdot \Delta S + D_{1n'} \cdot \Delta S = \sigma \cdot \Delta S$$

σ – сторонний заряд (свободный) на границе раздела

Взяв обе проекции вектора на общую нормаль n (она направлена от диэлектрика 1 к диэлектрику 2), получим $D_{1n'} = -D_{1n}$

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma$$

Если нет сторонних зарядов ($\sigma = 0$), то

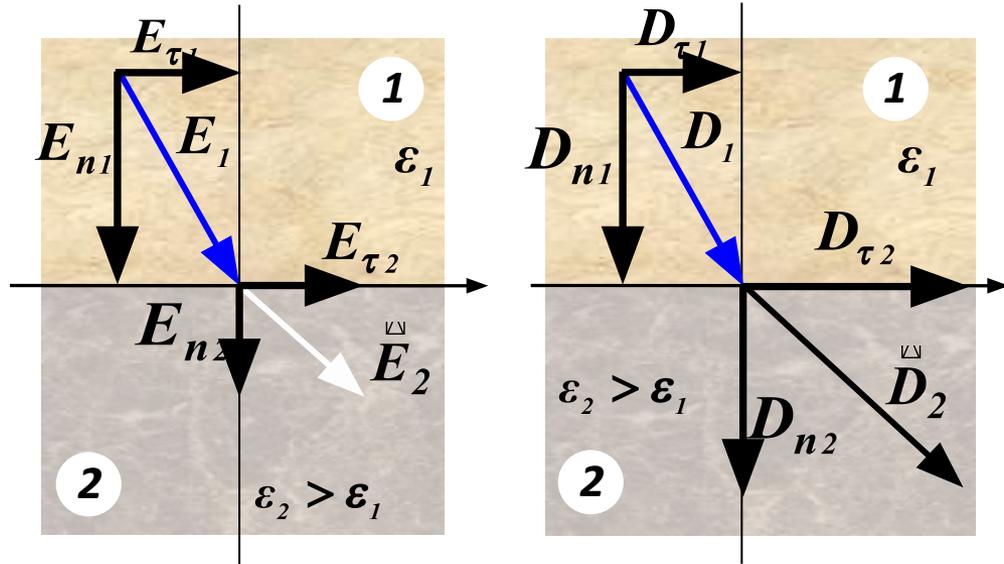
$$D_{1n} = D_{2n}$$

Нормальная составляющая вектора \vec{D} не претерпевает скачка

Используя $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}$, получим:

$$\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

Изменение векторов \vec{E} и \vec{D} на границе раздела диэлектриков



Таким образом у обоих векторов \vec{E} и \vec{D} одна из составляющих испытывает на границе двух диэлектриков разрыв, оба вектора при переходе поля через границу скачкообразно изменяются по величине и направлению. Т.е. векторы **преломляются**.

Электроёмкость

Конденсаторы

Диэлектрическая проницаемость среды

- E_0 - напряжённость электрического поля в вакууме
- E - напряжённость электрического поля в диэлектрике
- ϵ - диэлектрическая проницаемость среды

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}$$

Если двум изолированным друг от друга проводникам сообщить заряды q_1 и q_2 , то между ними возникает некоторая разность потенциалов $\Delta\varphi$, зависящая от величин зарядов и геометрии проводников. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ между двумя точками в электрическом поле часто называют напряжением и обозначают буквой **U**. Наибольший практический интерес представляет случай, когда заряды проводников одинаковы по модулю и противоположны по знаку: $q_1 = -q_2 = q$. В этом случае можно ввести понятие электрической емкости.

Емкостью системы из двух проводников называется физическая величина, определяемая как отношение заряда q одного из проводников к разности потенциалов $\Delta\varphi$ между ними:

$$C = \frac{\Delta q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U}$$

В системе СИ единица емкости называется **фарад (Ф)**:

$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}$$

Емкость Земли $C=0,7\text{мФ}$.

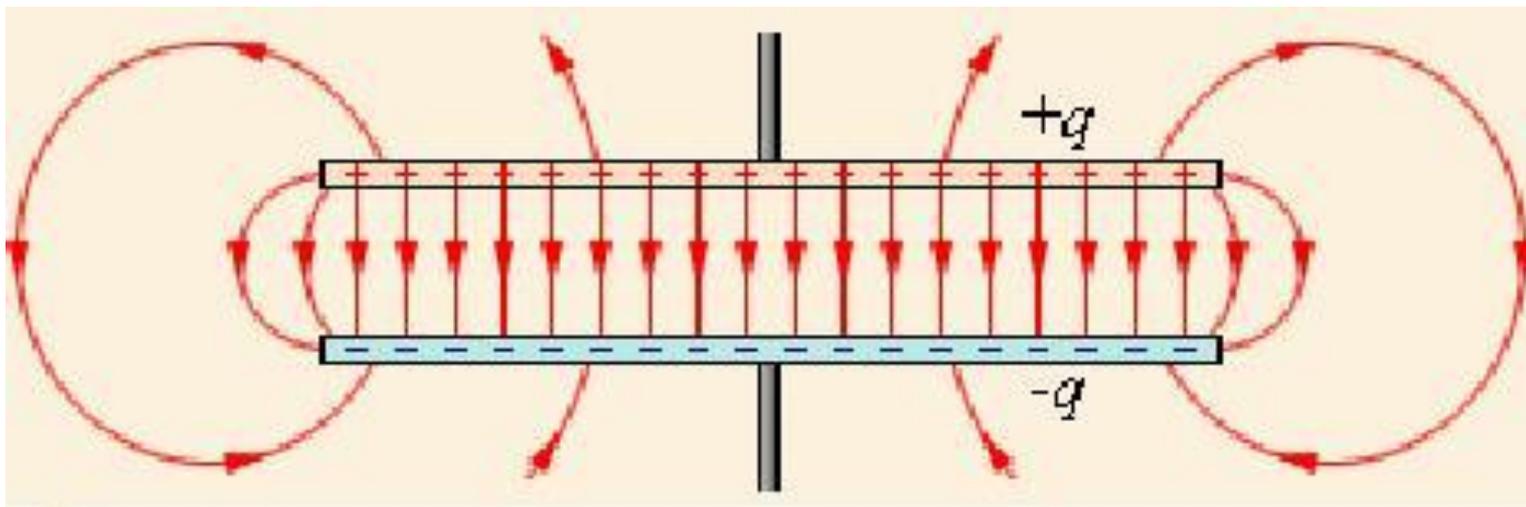
Емкостью 1 Ф обладал бы уединенный шар радиусом 9 млн.км

Величина емкости зависит от формы и размеров проводников и от свойств диэлектрика, разделяющего проводники.

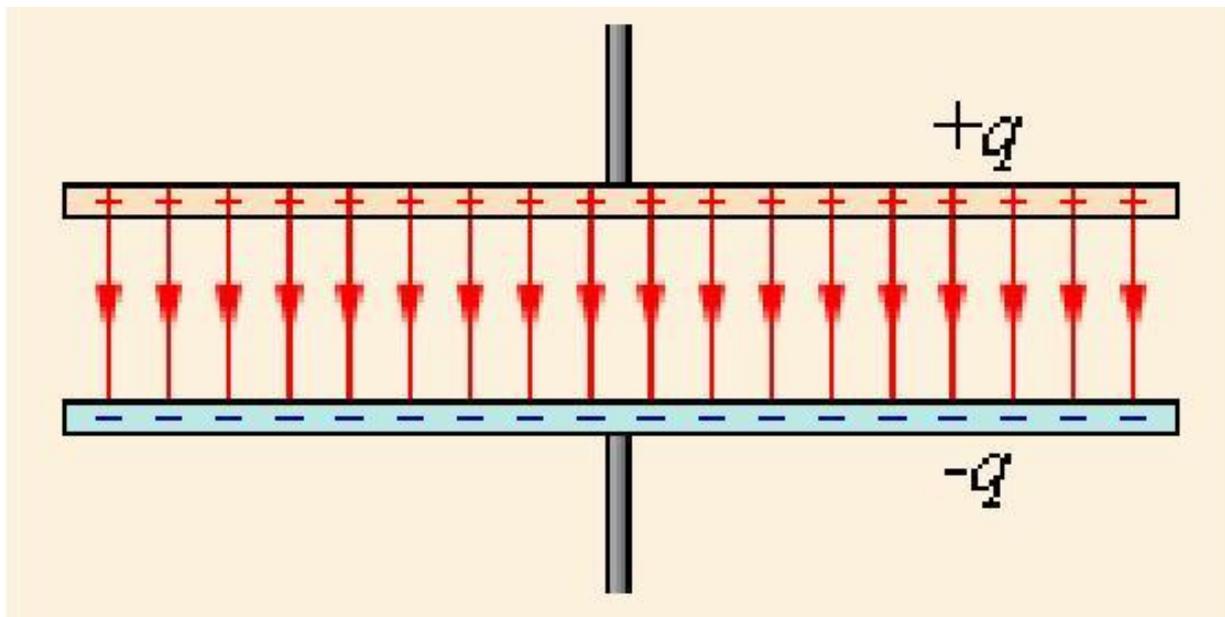
Существуют такие конфигурации проводников, при которых электрическое поле оказывается сосредоточенным (локализованным) лишь в некоторой области пространства. Такие системы называются *конденсаторами*, а проводники, составляющие конденсатор, называются *обкладками*.

Вид конденсатора:

Простейший конденсатор – система из двух плоских проводящих пластин, расположенных параллельно друг другу на малом по сравнению с размерами пластин расстоянии и разделенных слоем диэлектрика. Такой конденсатор называется **плоским**. Электрическое поле плоского конденсатора в основном локализовано между пластинами; однако, вблизи краев пластин и в окружающем пространстве также возникает сравнительно слабое электрическое поле, которое называют **полем рассеяния**. В целом ряде задач можно приближенно пренебрегать полем рассеяния и полагать, что электрическое поле плоского конденсатора целиком сосредоточено между его обкладками. Но в других задачах пренебрежение полем рассеяния может привести к грубым ошибкам, так как при этом нарушается потенциальный характер электрического поля



Поле плоского конденсатора.



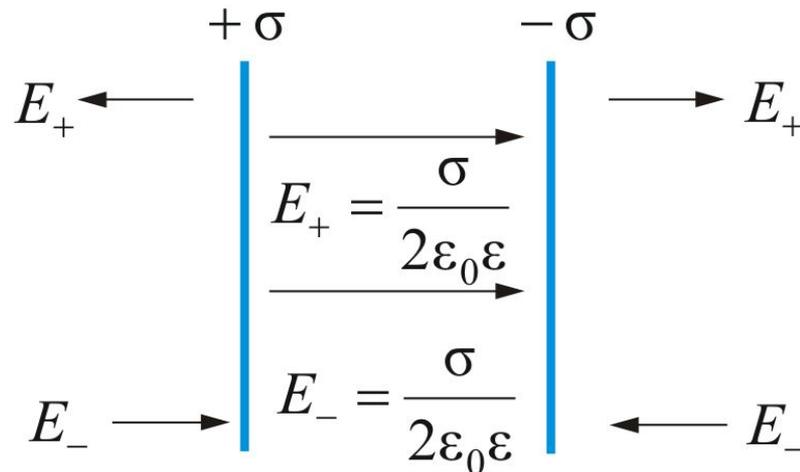
Идеализированное представление поля плоского конденсатора. Такое поле не обладает свойством потенциальности.

Согласно принципу суперпозиции, напряженность E поля, создаваемого обеими пластинами, равна сумме напряженностей E^+ и E^- полей каждой из пластин:

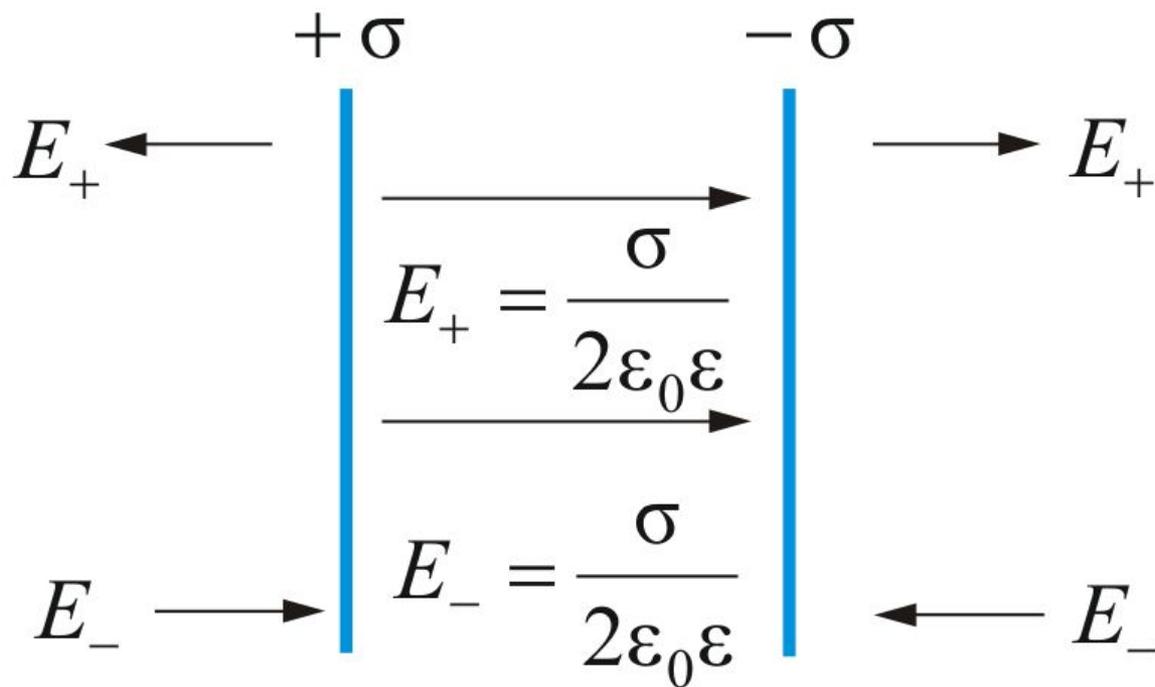
$$E = E^+ + E^-$$

Внутри конденсатора вектора E^- и E^+ параллельны; поэтому модуль напряженности суммарного поля равен

$$E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$



Вне пластин вектора \vec{E}^- и \vec{E}^+ направлены в
разные стороны, и поэтому $\vec{E} = 0$



Каждая из заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

Поверхностная плотность σ заряда пластин равна
где q – заряд, а S – площадь каждой пластины.

$$\sigma = \frac{q}{S}$$

Разность потенциалов $\Delta\varphi$ между пластинами в
однородном электрическом поле равна,
где d – расстояние между пластинами.

$$\Delta\varphi = E \cdot d$$

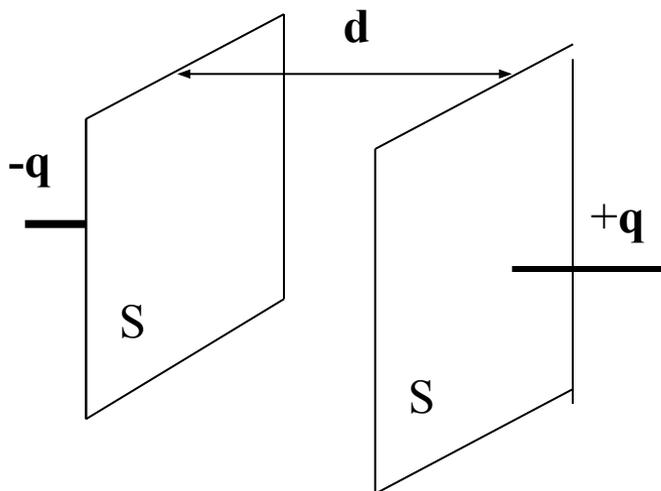
Из этих соотношений можно получить формулу для
емкости плоского конденсатора,
где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{\sigma \cdot S}{E \cdot d} = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$$

Таким образом, емкость плоского конденсатора прямо пропорциональна площади пластин (обкладок) и обратно пропорциональна расстоянию между ними. Если пространство между обкладками заполнено диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ϵ раз:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$$

Большой емкостью обладают системы из двух проводников, называемые *конденсаторами*



Плоский
конденсатор

Конденсатор представляет собой два проводника, разделенные слоем диэлектрика. Проводники в этом случае называются *обкладками конденсатора*.

1. Электрическое поле сосредоточено внутри конденсатора.
2. У сферического конденсатора, состоящего из двух концентрических сфер, все поле сосредоточено между ними.
3. Под зарядом конденсатора понимают абсолютное значение заряда одной из обкладок.

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S / d$$
 –емкость плоского конденсатора

Примерами конденсаторов с другой конфигурацией обкладок могут служить сферический и цилиндрический конденсаторы.

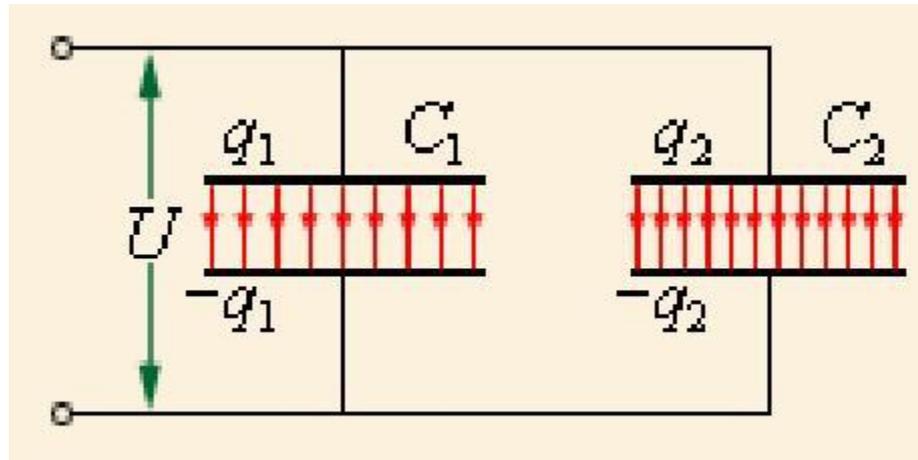
Сферический конденсатор – это система из двух концентрических проводящих сфер радиусов R_1 и R_2 .

Цилиндрический конденсатор – система из двух соосных проводящих цилиндров радиусов R_1 и R_2 и длины L . Емкости этих конденсаторов, заполненных диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε , выражаются формулами:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (\text{сферический конденсатор}),$$

$$C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{L}{\ln R_2 / R_1} \quad (\text{цилиндрический конденсатор}).$$

Конденсаторы могут соединяться между собой, образуя батареи конденсаторов.



1. При **параллельном соединении** конденсаторов
 - напряжения на конденсаторах одинаковы: $U_1 = U_2 = U$,
 - заряды равны $q_1 = C_1 U$ и $q_2 = C_2 U$.Такую систему можно рассматривать как единый конденсатор емкости C , заряженный зарядом $q = q_1 + q_2$ при напряжении между обкладками равном U .

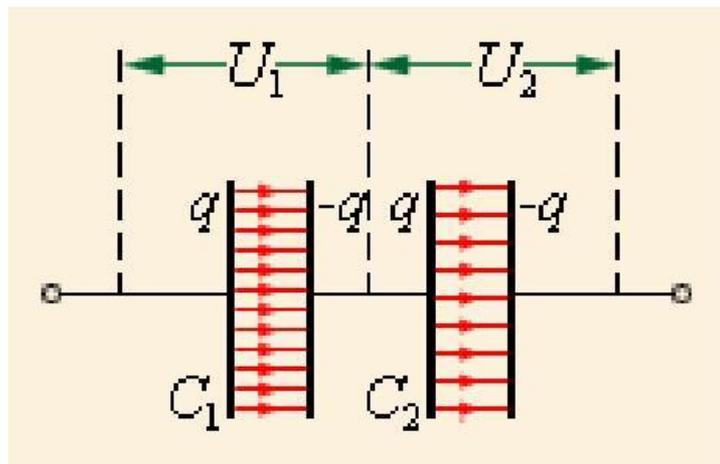
Отсюда следует

$$C = \frac{q_1 + q_2}{U} = \frac{q_1}{U} + \frac{q_2}{U}$$

Отношение

$$\frac{q_1}{U} = C_1 \quad \frac{q_2}{U} = C_2$$

$$C = C_1 + C_2$$



2. При последовательном соединении одинаковыми оказываются заряды обоих конденсаторов: $q_1 = q_2 = q$, а напряжения на них равны соответственно

$$U_1 = \frac{q}{C_1} \quad \text{и} \quad U_2 = \frac{q}{C_2}$$

Такую систему можно рассматривать как единый конденсатор, заряженный зарядом q при напряжении между обкладками $U = U_1 + U_2$.

Пластинки соседних конденсаторов, соединенные проводником, имеют одинаковый потенциал.

Следовательно, $U = U_1 + U_2$.

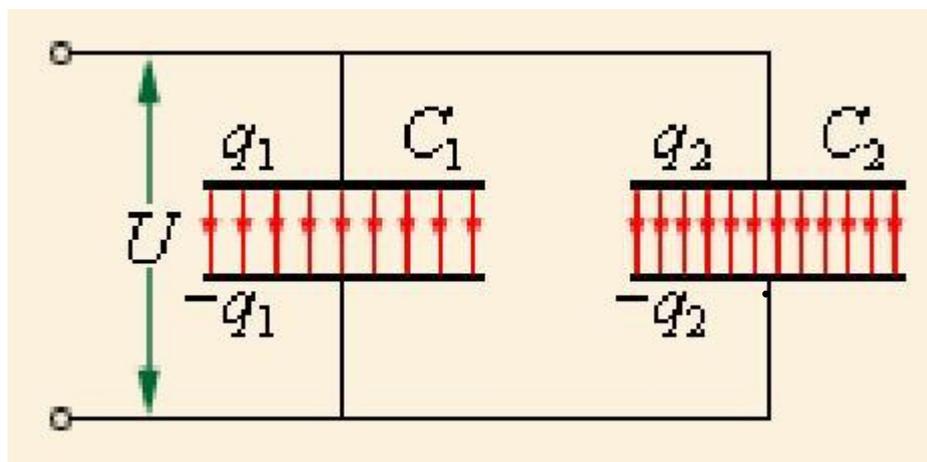
Поскольку

$$\frac{q}{U} = C \Rightarrow U = \frac{q}{C}$$

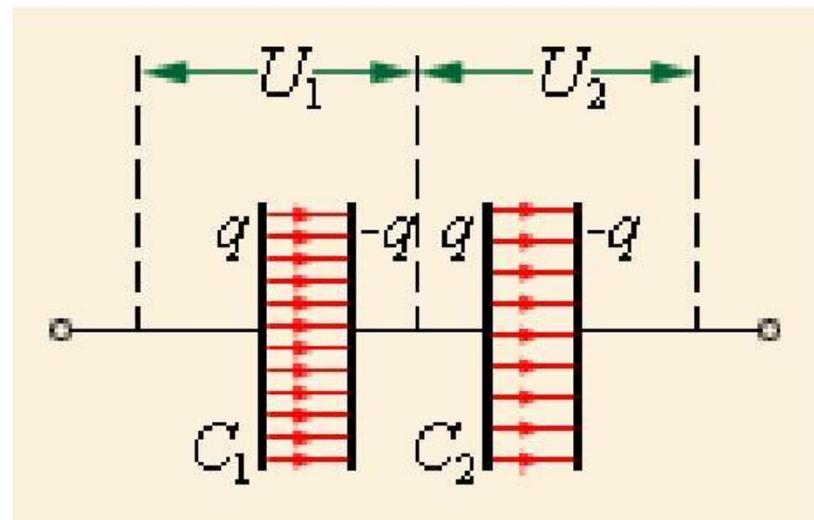
$$U = \frac{q}{C} = \frac{q}{C_1 + C_2} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2}$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Формулы для параллельного и последовательного соединения остаются справедливыми при любом числе конденсаторов, соединенных в батарею.



Параллельное соединение конденсаторов. $C = C_1 + C_2$.



Последовательное соединение конденсаторов.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

В случае соединения **n** одинаковых конденсаторов

$$C = n \cdot C$$

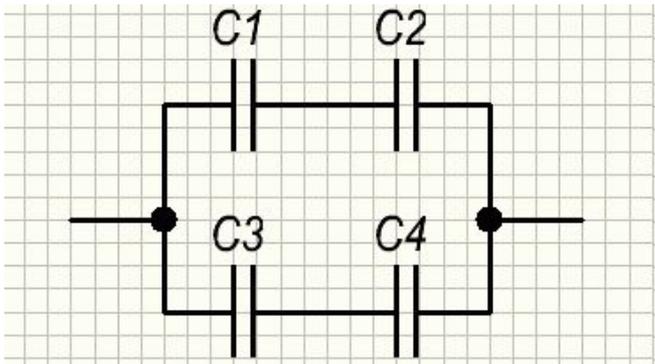
$$C = \frac{C}{n}$$

Смешанное соединение конденсаторов

Смешанным соединением конденсаторов называется такое соединение их, при котором имеется и параллельное и последовательное соединение

При смешанном соединении конденсаторов для участков с параллельным соединением применяются формулы параллельного соединения конденсаторов, а для участков с последовательным соединением - формулы последовательного соединения конденсаторов.

Всякое смешанное соединение конденсаторов путем упрощений может быть сведено либо к параллельному соединению, либо к последовательному.



Эквивалентная емкость
верхней ветви

$$C_{1,2} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$$

Эквивалентная емкость
нижней ветви

$$C_{3,4} = \frac{C_3 \cdot C_4}{C_3 + C_4}$$

Теперь это смешанное соединение конденсаторов может быть приведено к параллельному соединению. Эквивалентная емкость всей батареи конденсаторов

$$C = C_{1,2} + C_{3,4} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} + \frac{C_3 \cdot C_4}{C_3 + C_4}$$

Проводники в электрическом поле

В проводнике заряды способны перемещаться. Равновесие зарядов наблюдается при:

1. Напряженность в проводнике равна 0. Потенциал постоянен.
2. Линии напряженности поля направлены по нормали к поверхности проводника.

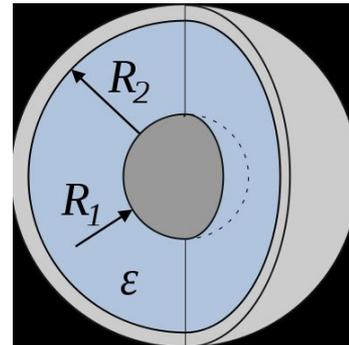
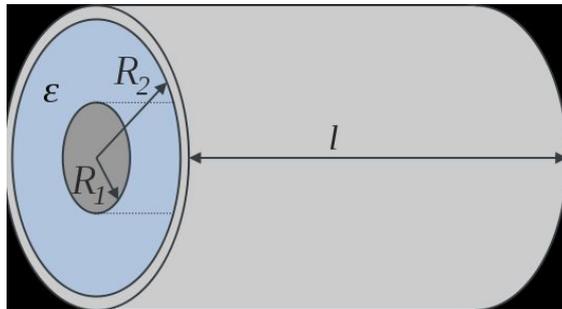
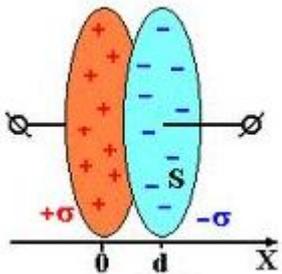
При равновесии зарядов внутри проводника не может быть избыточных зарядов.

Электрическая емкость

Электрическое поле и разность потенциалов в проводнике должно равняться 0, так как они могут свободно перемещаться.

$$q = \varphi_m C$$

Электрическая емкость численно равна заряду, который нужно поместить на проводник, чтобы изменить его потенциал на единицу. Кл/В=Ф (фарада).



$$C = \frac{q}{U_{12}}$$

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Энергия системы зарядов

Силы, с которыми взаимодействуют заряженные тела, консервативны (их работа не зависит от пути) □ система заряженных тел обладает потенциальной энергией.

Если заряды находятся на бесконечном расстоянии друг от друга, то они не взаимодействуют. В этом случае энергия их взаимодействия равна нулю.

Работа переноса заряда q_2 из бесконечности в точку, удаленную от второго заряда на r_{12} , равна

$$A_2 = q_2\varphi_2 = q_2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r_{12}} \quad \text{или} \quad A_1 = q_1\varphi_1 = q_1 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2}{r_{12}}$$

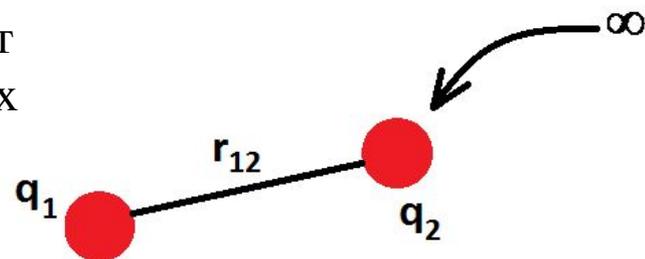
Значения этих работ одинаковы, и в выражение энергии системы оба заряда входят симметрично:

$$W = \frac{1}{2} (q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2)$$

Энергия системы из N зарядов:

$$W = \frac{1}{2} \sum q_i\varphi_i$$

Потенциал создается всеми зарядами в точке расположения q_i .



Энергия заряженного проводника

Потенциал незаряженного проводника первоначально равен нулю.

По мере увеличения заряда на проводнике потенциал его растет, при перемещении каждой последующей порции заряда должна совершаться все большая по величине работа:

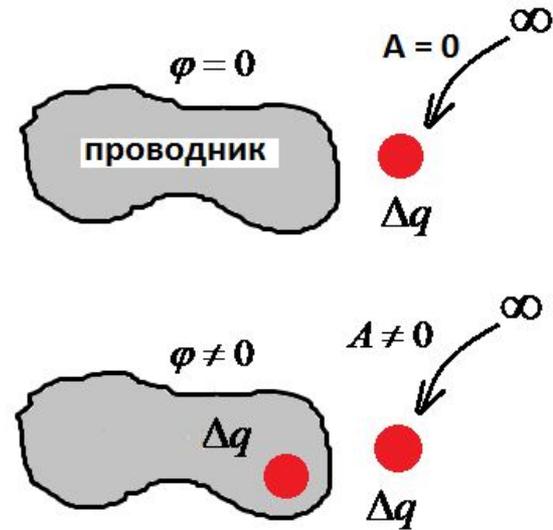
$$\Delta A = \varphi \Delta q = \frac{q}{C} \Delta q$$

где потенциал проводника обусловлен уже имеющимся на нем зарядом q ,
проводника.

Эта работа идет на увеличение энергии проводника. Поэтому

Выражение для полной энергии проводника:

$$A = W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2}$$



C - емкость

$$dW = \frac{1}{C} q dq$$

Энергия заряженного конденсатора

Процесс возникновения на обкладках конденсатора зарядов $+q$ и $-q$ можно представить так, что от одной обкладки последовательно отнимаются очень малые порции заряда и перемещаются на другую обкладку.

Работа переноса очередной порции равна:

$$\Delta A = \Delta q (\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta q U \quad \text{или} \quad dW = dA = U dq = \frac{q}{C} dq$$

где U — напряжение на конденсаторе.

Интегрирование дает:

Энергия любого конденсатора

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}$$

Энергия плоского конденсатора

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \frac{d^2 E^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} V$$

Плотность энергии

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \quad \omega = \frac{ED}{2}$$

$$\omega = \frac{\mathbf{E} (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \mathbf{E}^2}{2} + \frac{\mathbf{E} \mathbf{P}}{2}$$

Энергия конденсатора

Для того, чтобы сообщить проводнику некоторый заряд q , необходимо затратить некоторую работу.

Пусть очередная порция dq заряда подводится из бесконечности, где $\varphi_1 = 0$, тогда элементарная работа равна :

$$dA = dq(\varphi_1 - \varphi_2) = -\varphi \cdot dq$$

Вся работа вычисляется по формуле:

$$A = -\int_0^q \varphi \cdot dq = -\int_0^q \frac{q}{C} \cdot dq = -\frac{q^2}{2C}$$

Знак «минус» показывает, что для зарядки тела необходимо совершить некоторую внешнюю работу.

При разрядке электрическое поле само совершает работу, равную A .

Тогда получаем формулу энергии заряженного конденсатора: