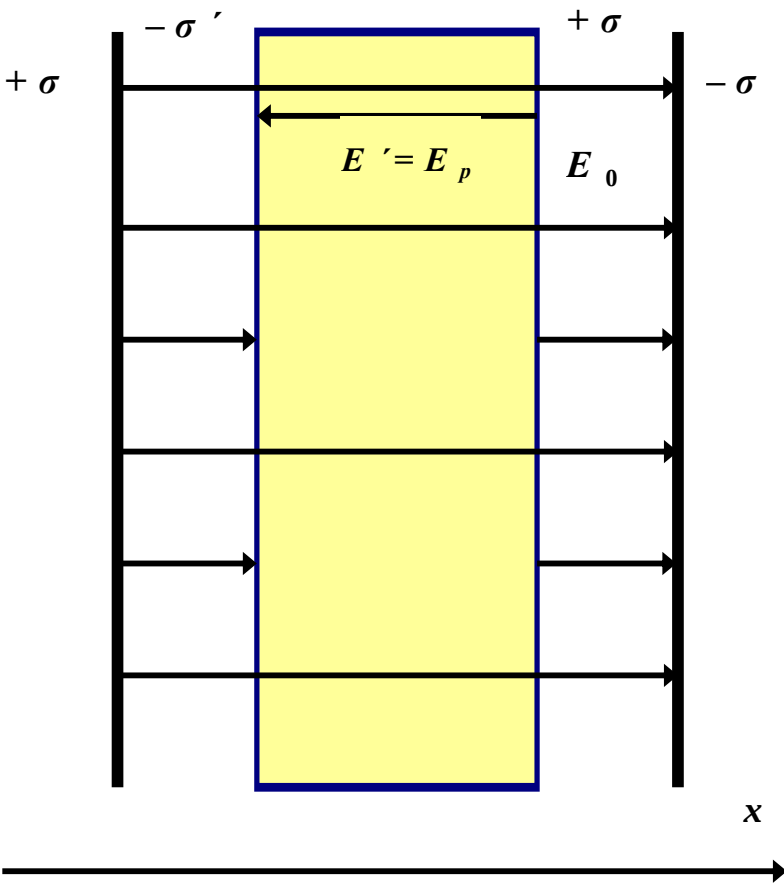


Относительная диэлектрическая проницаемость

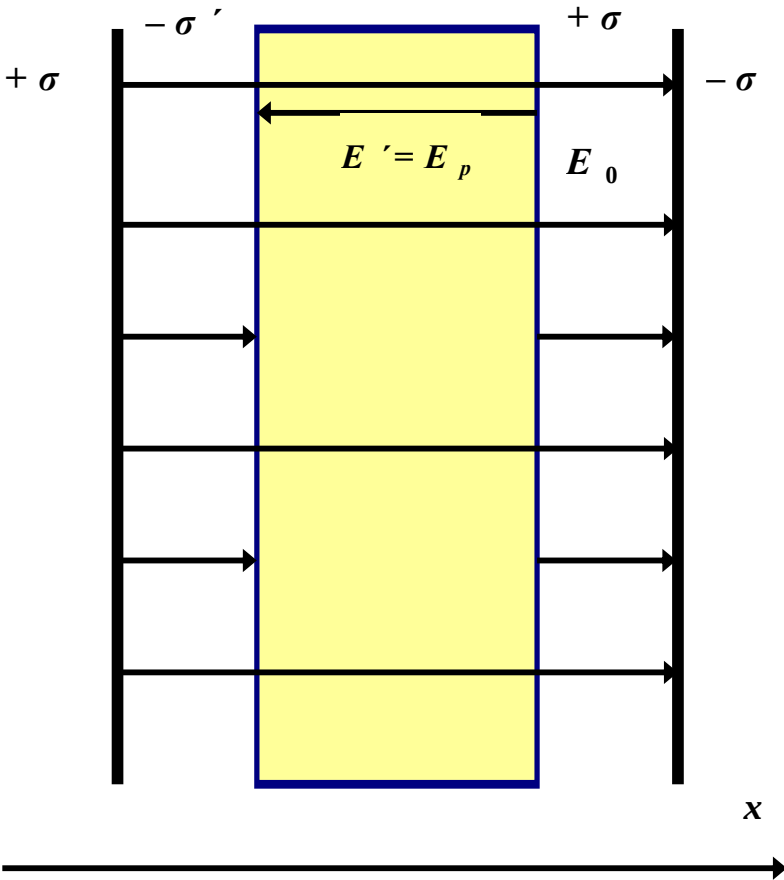


Внешнее поле E_0 создается двумя бесконечными пластинами с поверхностной плотностью заряда $+\sigma$ и $-\sigma$.

Результирующее поле в диэлектрике

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

Относительная диэлектрическая проницаемость



В проекциях на ось x :

$$E = E_0 - E'$$

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

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}$$

$$P = \sigma' \quad \vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}$$

Относительная диэлектрическая проницаемость

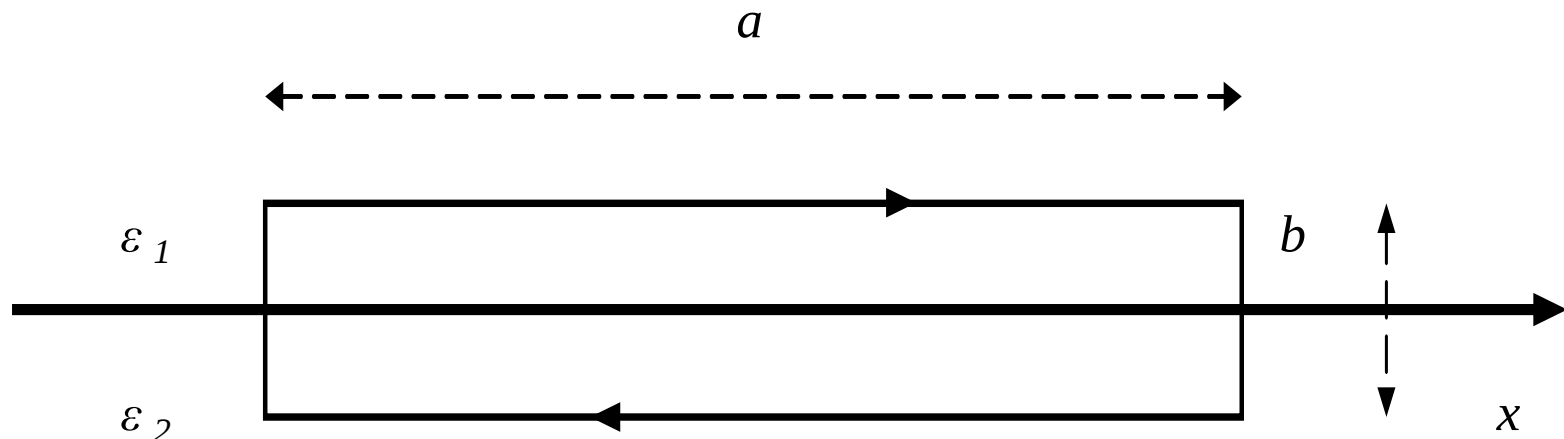
$$E = E_0 - \frac{\chi \varepsilon_0 E}{\varepsilon_0} \quad E_0 = (1 + \chi)E \quad \varepsilon = 1 + \chi$$

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

Относительная диэлектрическая проницаемость среды показывает во сколько раз поле в вакууме E_0 больше поля E в среде.

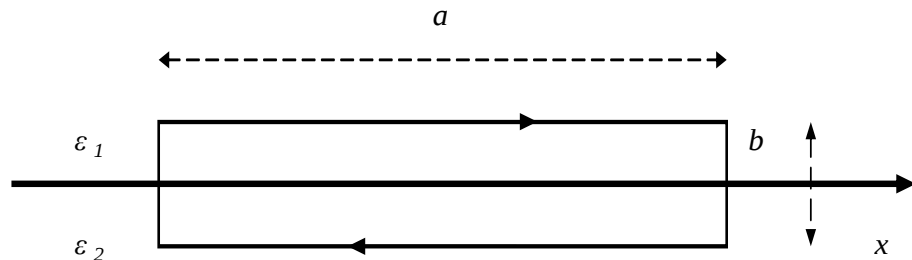
Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

Два соприкасающихся диэлектрика с различными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , помещенные во внешнее электрическое поле.



Прямоугольный контур $a \times b$

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред



Циркуляция вектора $\vec{E}$
по замкнутому контуру

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

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = E_{1x} a - E_{2x} a + \langle E_n \rangle 2b$$

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

– тангенциальные составляющие $\vec{E}$ в 1 и 2 диэлектрике

$\langle E_n \rangle$ – среднее значение $\vec{E}$ на участках контура перпендикулярных к границе.

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0 = E_{1x}a - E_{2x}a + \langle E_n \rangle 2b$$

$$(E_{2\tau} - E_{1\tau}) \cdot a = \langle E_n \rangle \cdot 2b$$

Сторона b контура мала: $b \rightarrow 0$.

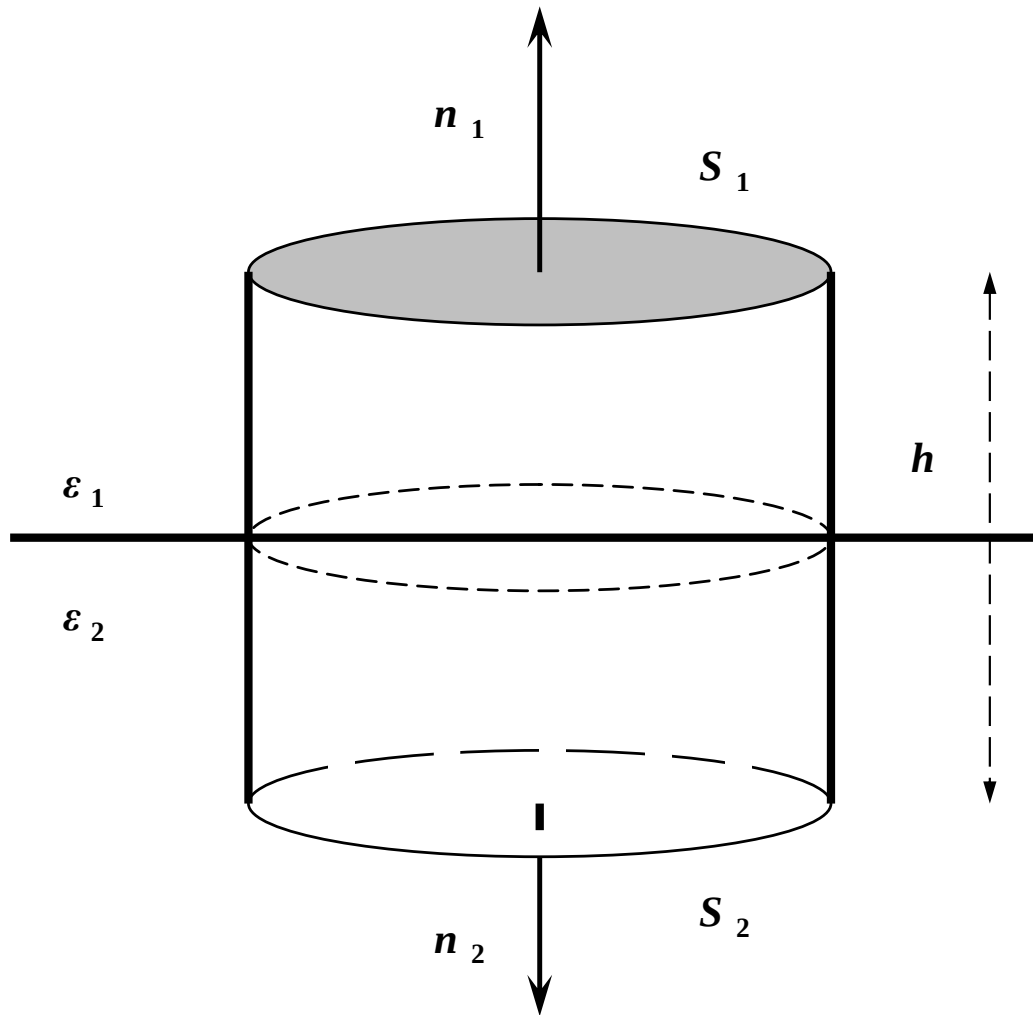
$$(E_{2\tau} - E_{1\tau}) \cdot a = 0$$

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

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

$$\frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

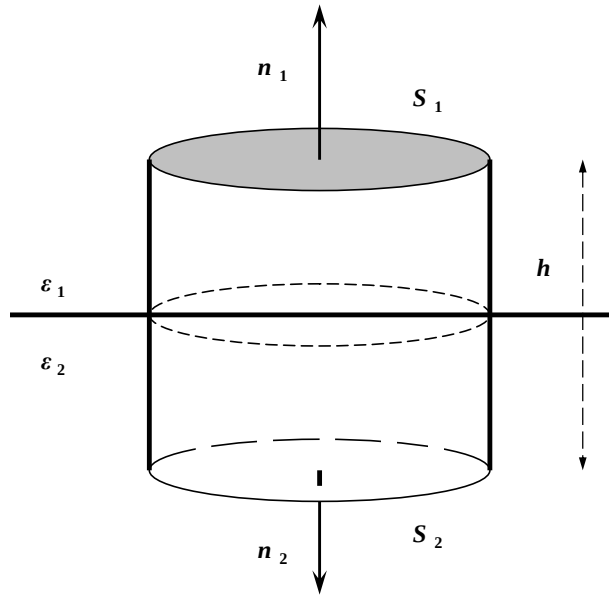
Условия на границе раздела двух диэлектрических сред



Возьмем на границе
цилиндрическую
поверхность высотой h .

Основание S_1 расположено в первом диэлектрике,
 S_2 – во втором диэлектрике.

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред



$$S_1 = S_2 = S.$$

Поле в пределах S - однородное.

Сторонних зарядов на границе
2-х диэлектриков нет.

$$\Phi_D = \sum q_i = 0$$

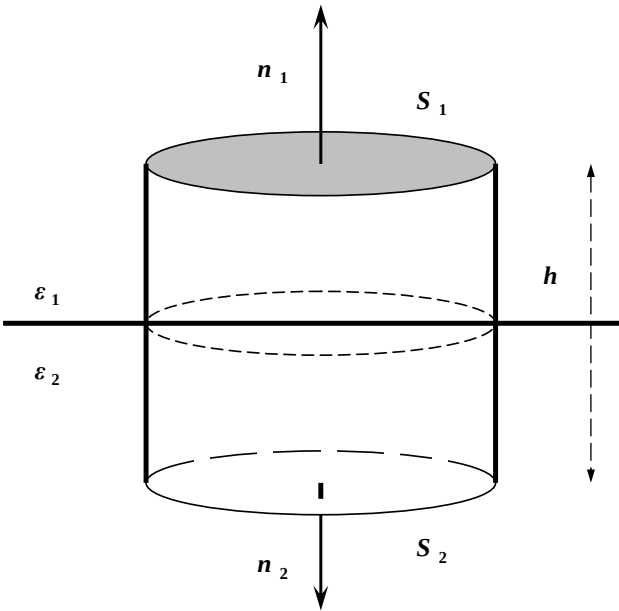
$$\Phi_D = D_{1n} S_{осн} + D_{2n} S_{осн} + \langle D_\tau \rangle S_{бок} = 0$$

D_{1n} – проекция вектора $\mathbf{D}$ в первом диэлектрике на нормаль $\mathbf{n}_1$,

D_{2n} – проекция вектора $\mathbf{D}$ во втором диэлектрике на нормаль $\mathbf{n}_2$,

$\langle D_\tau \rangle$ – значение $\mathbf{D}$, усредненное по всей боковой поверхности.

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред



$$\Phi_D = D_{1n}S + D_{2n}S + \langle D_\tau \rangle S_{бок} = 0$$

$$h \text{ мала } (h \rightarrow 0) \quad S_{бок} \rightarrow 0.$$

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

Если рассмотреть проекции векторов $\mathbf{D}_1$ и $\mathbf{D}_2$ на одну и ту же нормаль

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

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

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

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

$$\frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

При переходе через границу раздела двух сред

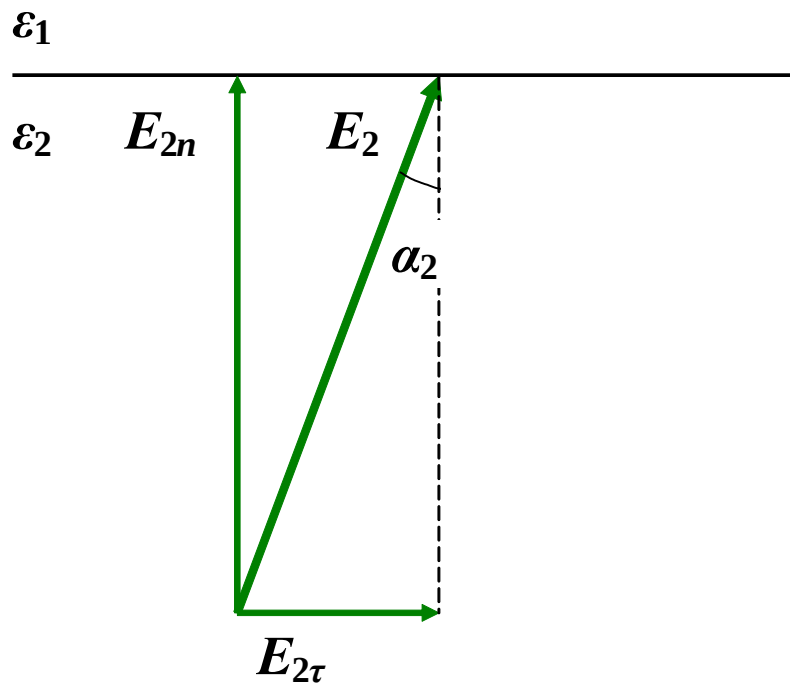
D_n и E_τ изменяются непрерывно
(не претерпевают скачка)

D_τ и E_n претерпевают разрыв

Следствием этого является то, что линии напряженности электрического поля E и линии смещения D на границе двух диэлектриков претерпевают излом.

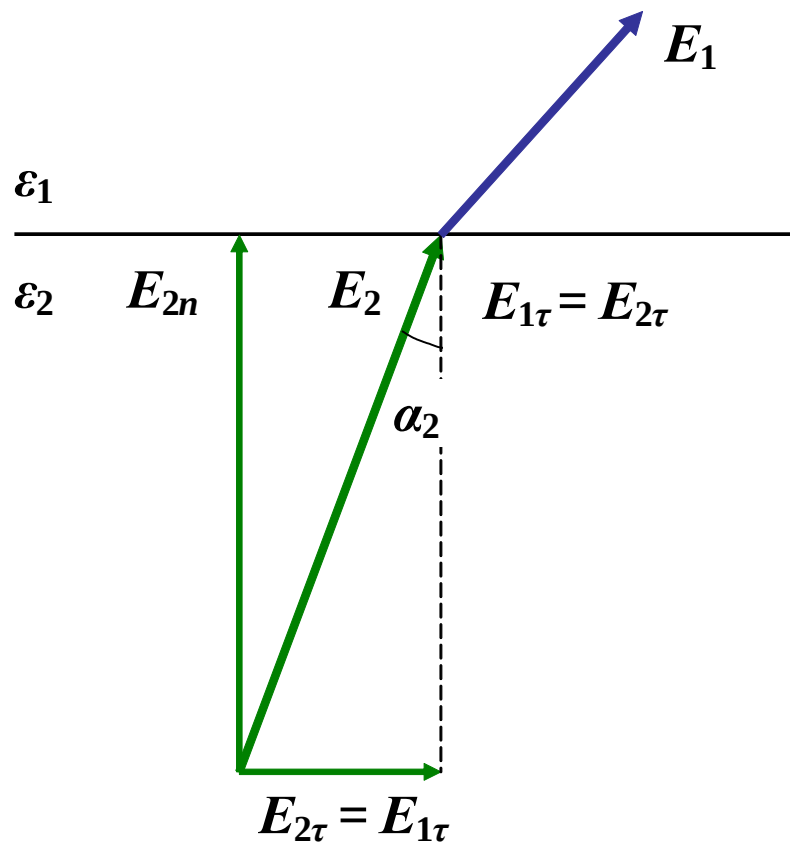
Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_2$$



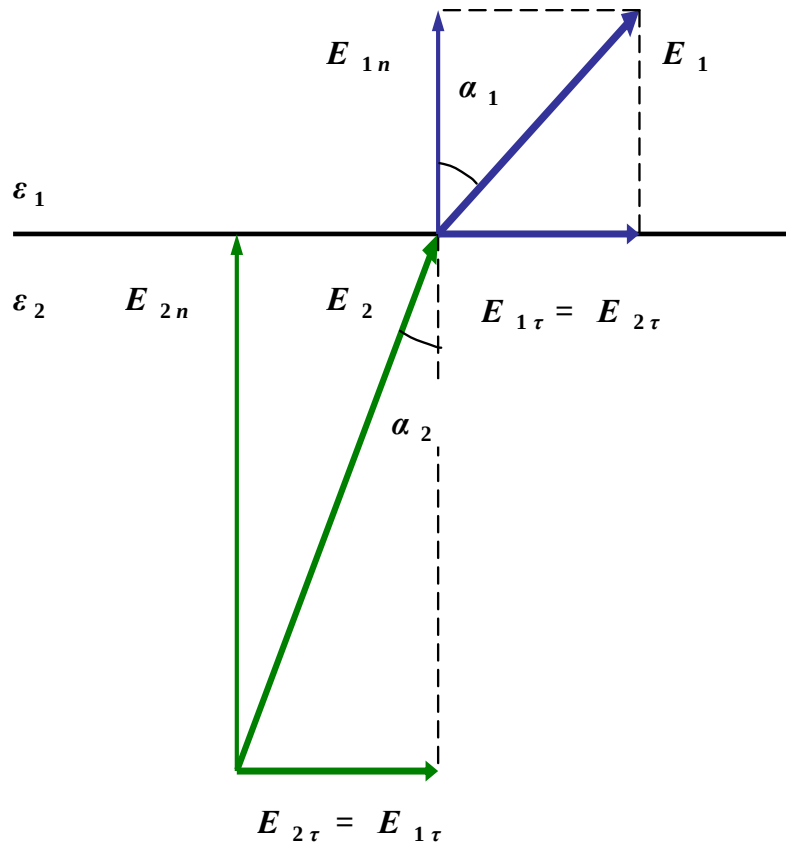
Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_2$$



Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

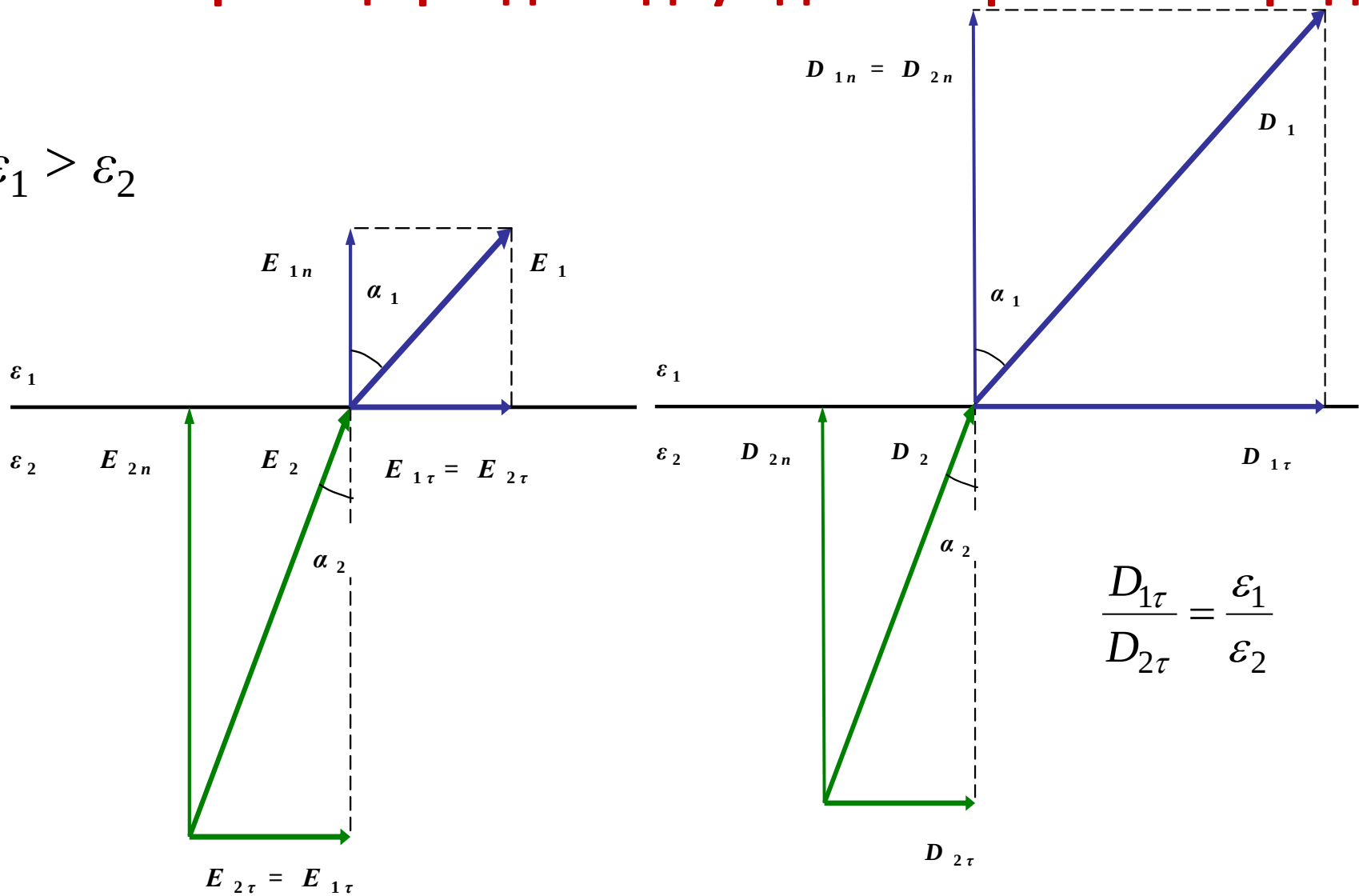
$$\epsilon_1 > \epsilon_2$$



$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$$

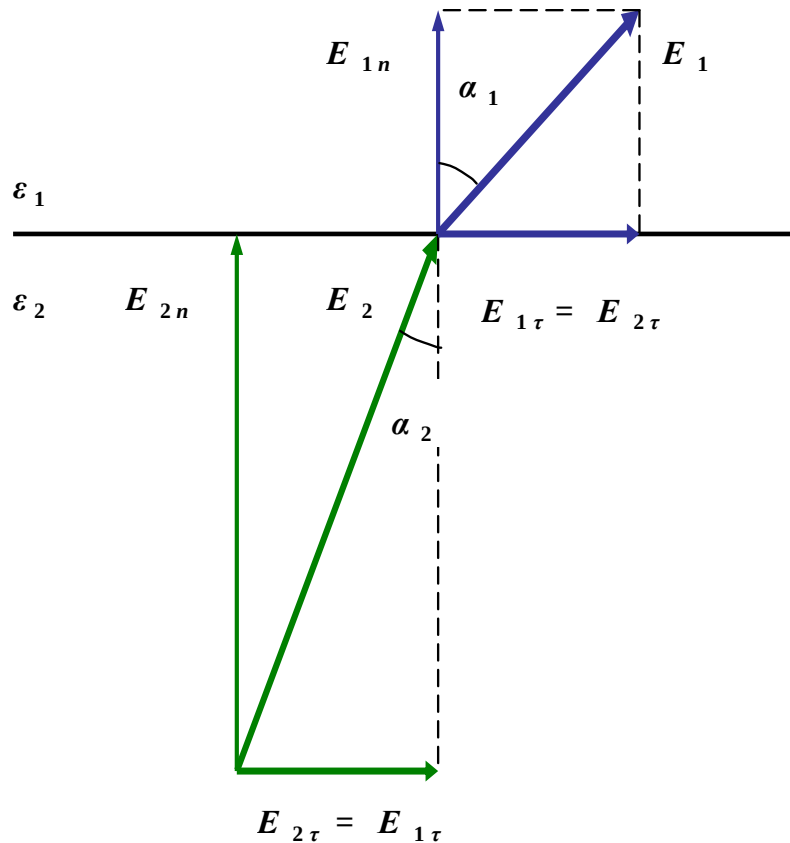
Условия на границе раздела двух диэлектрических сред

$$\epsilon_1 > \epsilon_2$$



При переходе в диэлектрик с большим ϵ линии E и D удаляются от нормали

Условия на границе раздела двух диэлектрических сред



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

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$$

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\frac{E_{1\tau}}{E_{1n}}}{\frac{E_{2\tau}}{E_{2n}}} = \frac{E_{2n}}{E_{1n}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

Сегнетоэлектрики

- Существует группа веществ, которые обладают спонтанной (самопроизвольной) поляризацией в отсутствие внешнего электрического поля.

Это явление было
открыто первоначально
для сегнетовой соли
 $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$



Сегнетоэлектрики

Характерные особенности:

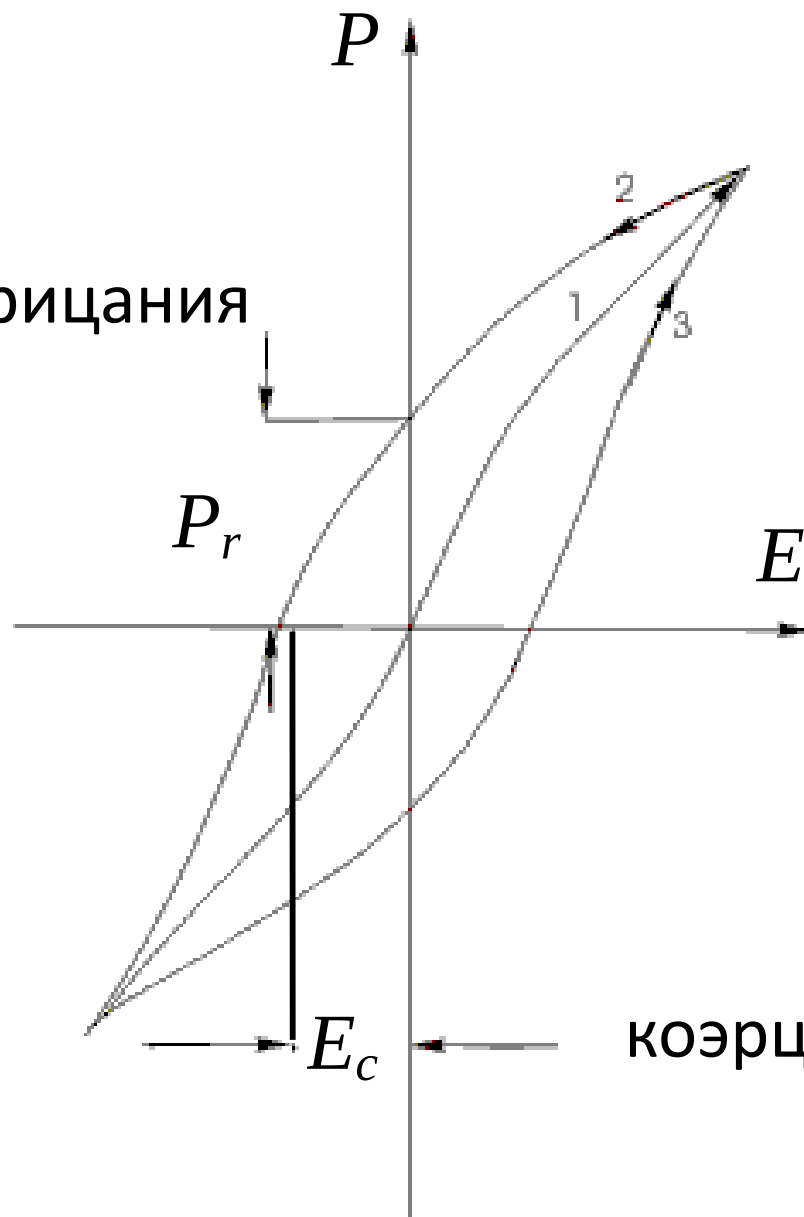
1. для сегнетовой соли $\varepsilon=10000$
2. Зависимость $D=f(E)$ не является линейной
3. При изменении поля значения вектора поляризации P отстает от напряженности поля E , в результате чего P определяется не только величиной E в данный момент, но и предшествующим значениями E .

Это явление называется **гистерезисом**.

Сегнетоэлектрики

$$P=f(E)$$

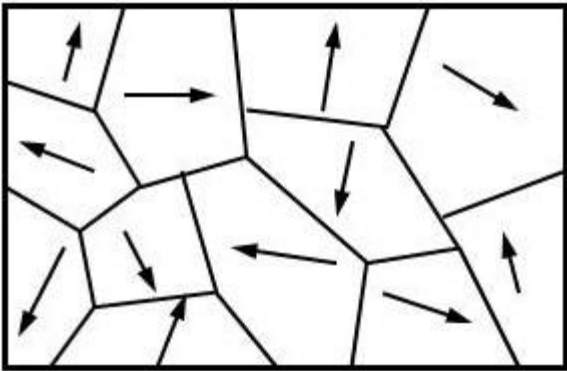
остаточная порицания



коэрцитивная сила

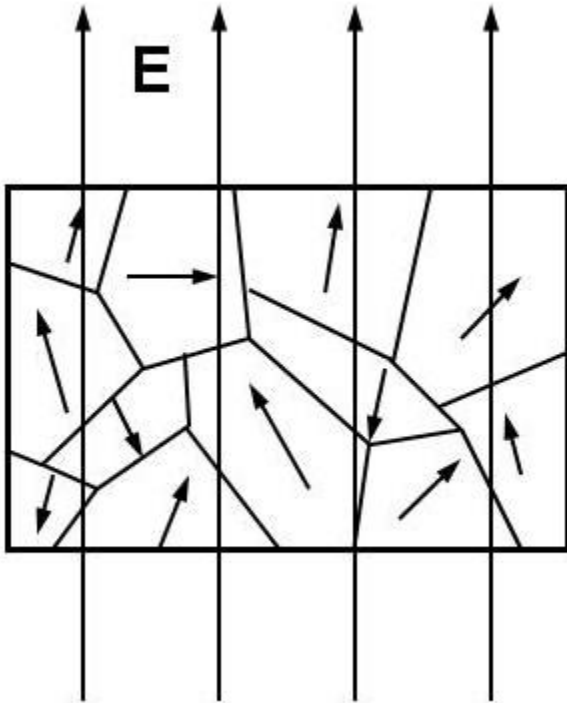
Сегнетоэлектрики

Сегнетоэлектрики – кристаллические вещества, в которых есть области *спонтанной поляризации* (**домены**), созданные силами хим. связей в кристалле.



Сегнетоэлектрики

Сегнетоэлектрики – кристаллические вещества, в которых есть области *спонтанной поляризации* (**домены**), созданные силами хим. связей в кристалле.



Под действием внешнего электрического поля моменты доменов поворачиваются как целое, устанавливаясь в направлении поля.

Для каждого сегнетоэлектрика есть температура (*точка Кюри*), выше которой вещество утрачивает свои «особые» свойства.

Пьезоэлектрики

Прямой и обратный пьезоэлектрический эффекты

Самостоятельно!

Проводники в электрическом поле

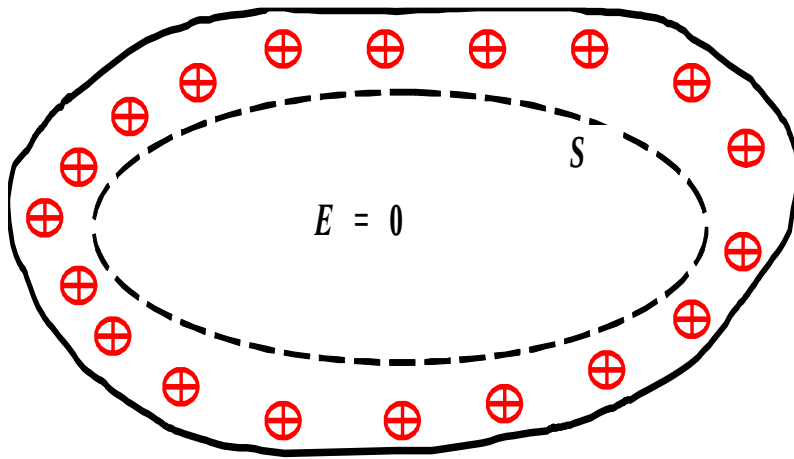
Проводники

В проводниках имеются электрически заряженные частицы – *носители заряда*, которые способны под действием внешнего электрического поля перемещаться по всему объему проводника.

Носителями зарядов в твердых металлических проводниках являются электроны, которые называются *электронами проводимости* или *свободными электронами*.

Равновесие зарядов в проводниках.

Проводнику сообщили заряд $+q$

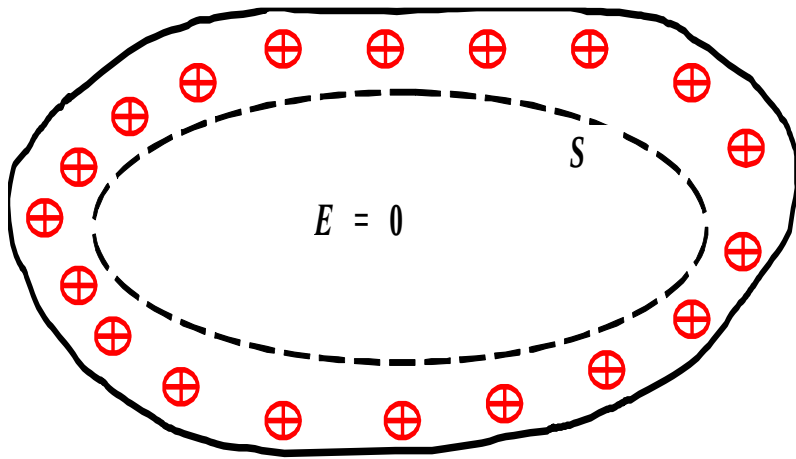


$$\vec{E} = 0$$

Если бы между любыми произвольно выбранными двумя точками проводника существовало поле, то возник бы и **электрический ток** без источника, что **противоречит** закону сохранения энергии.

Равновесие зарядов в проводниках.

Проводнику сообщили заряд $+q$



$$\vec{E} = 0$$

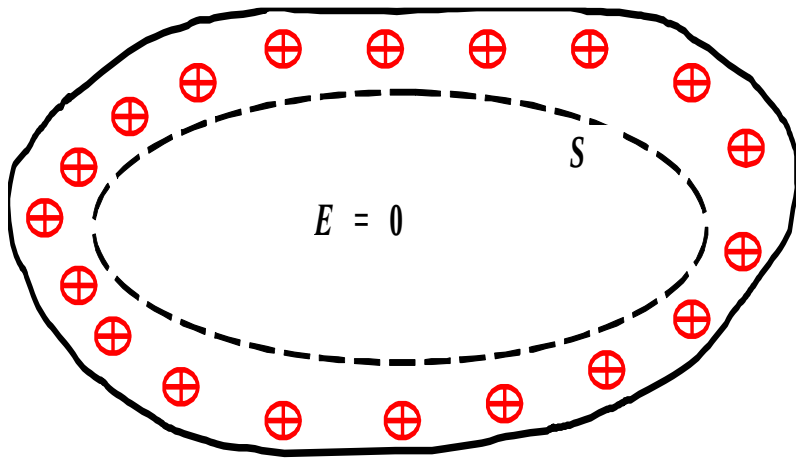
$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \int_V \frac{\rho dV}{\epsilon_0} = \frac{\sum q}{\epsilon_0}$$

S – произвольная замкнутая
поверхность внутри проводника

$$\vec{E} = 0 \quad \Rightarrow \quad \rho = 0$$

Равновесие зарядов в проводниках.

Проводнику сообщили заряд $+q$



$$\rho = 0$$

В объеме проводника избыточные **заряды** отсутствуют и могут находиться только **на внешней поверхности проводника**.

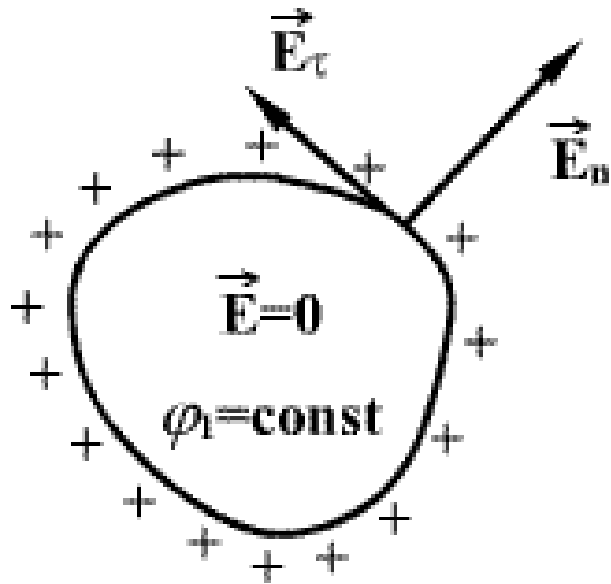
$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi$$

$$\vec{E} = 0$$

$$\varphi = \text{const}$$

Любой **проводник** представляет собой **эквипотенциальное тело**, а его поверхность, естественно, является *эквипотенциальной*.

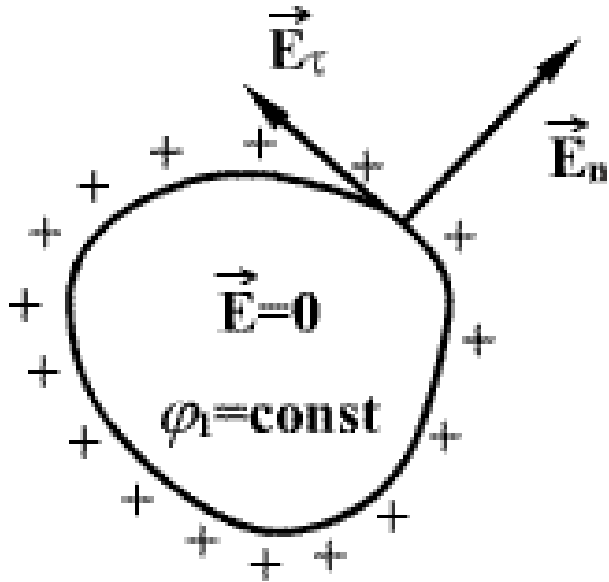
Равновесие зарядов в проводниках.



На поверхности проводника вектор E должен быть направлен по нормали к этой поверхности.

Иначе под действием тангенциальной составляющей вектора напряженности E_τ заряды бы перемещались по проводнику, что противоречит их статическому распределению.

Равновесие зарядов в проводниках.



В равновесном состоянии:

1) $E_{\text{внутр}} = E = 0.$

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi = -\vec{\nabla}\varphi$$

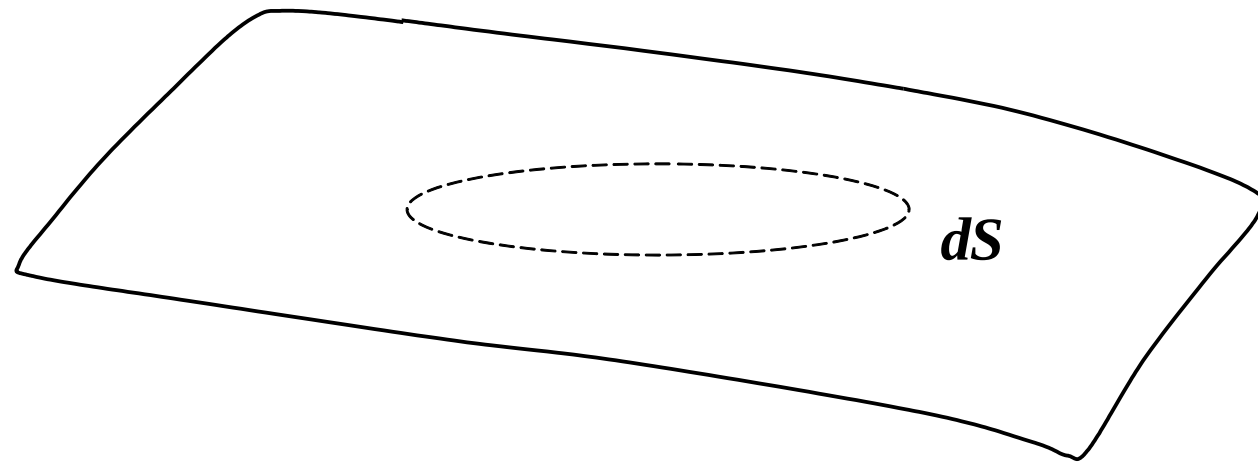
2) $\varphi_{\text{внутр}} = \text{const}$ весь объем проводника и его поверхность **эквипотенциальны**.

3) На поверхности проводника $\vec{E} = \vec{E}_n, \quad \vec{E}_\tau = 0.$

4) $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \quad \Rightarrow \quad \vec{D}_{\text{внутр}} = 0$

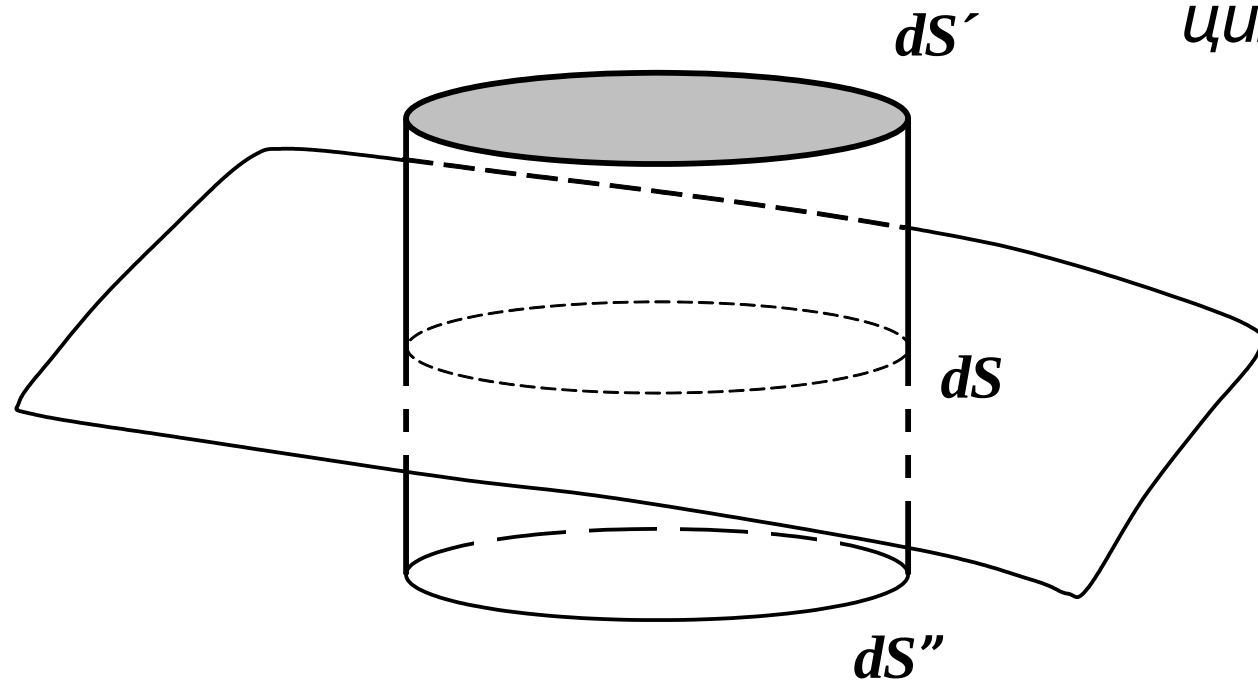
Поле вблизи поверхности заряженного проводника

*Выделим на
поверхности
проводника
произвольную
площадку dS .*

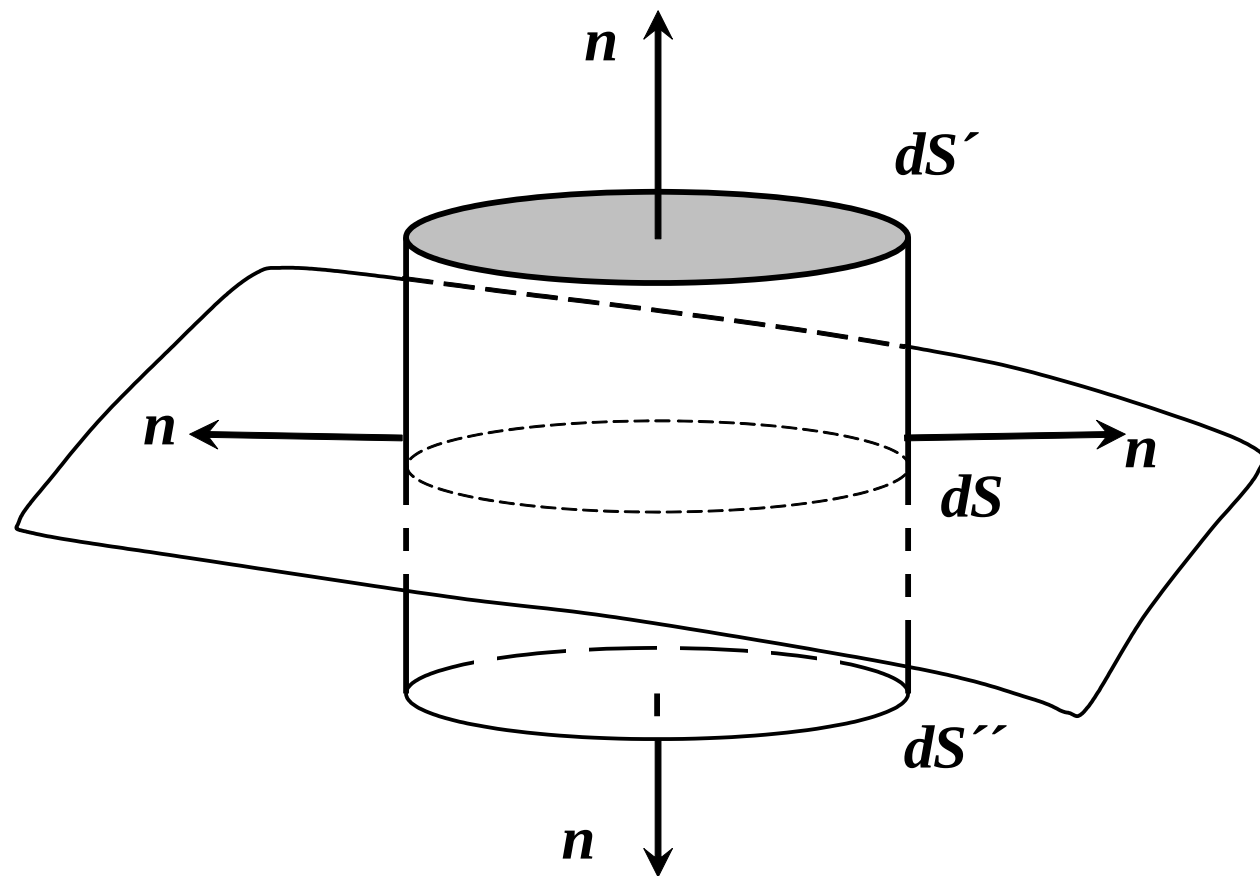


Поле вблизи поверхности заряженного проводника

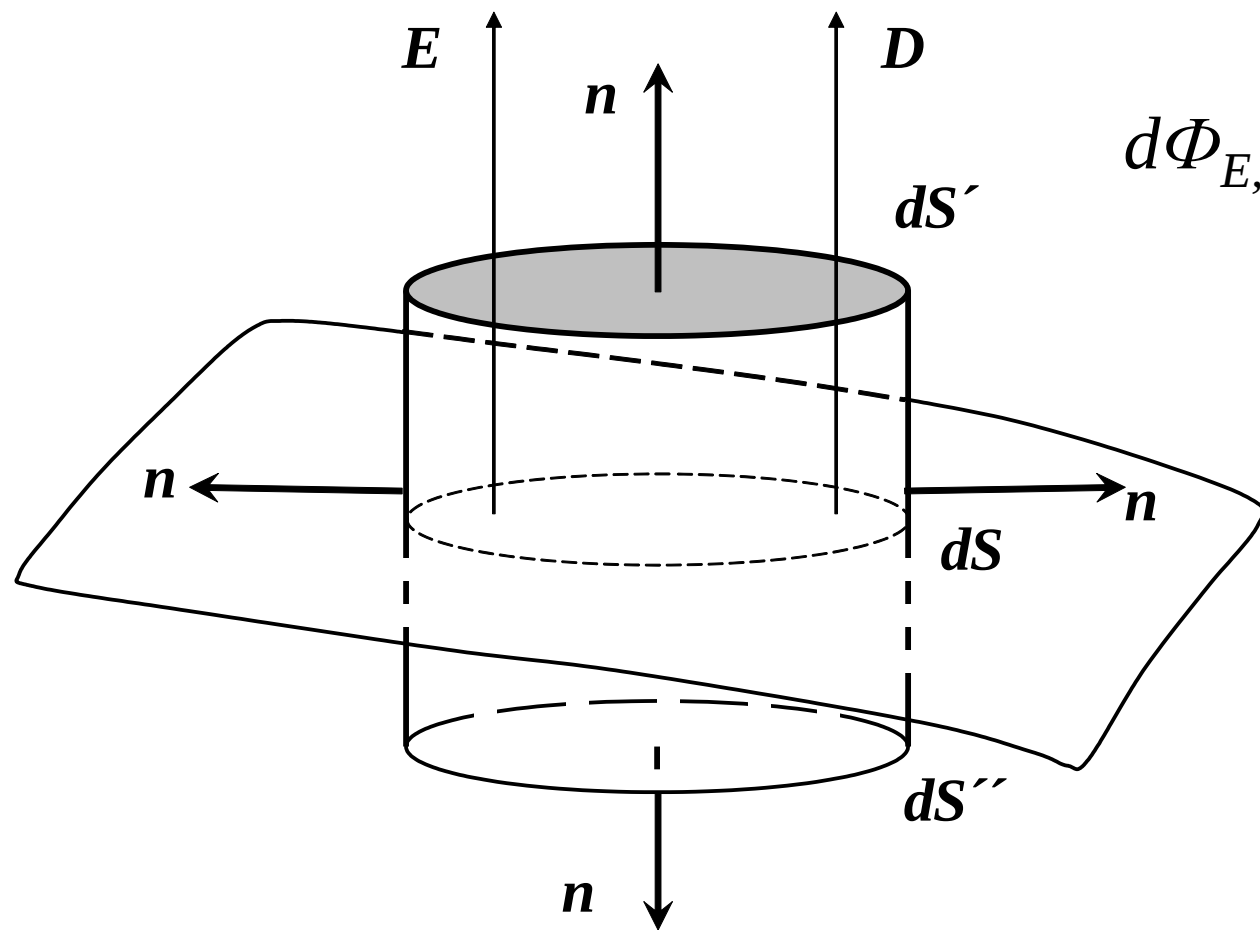
*Построим на ней
цилиндр высотой dh*



Поле вблизи поверхности заряженного проводника



Поле вблизи поверхности заряженного проводника

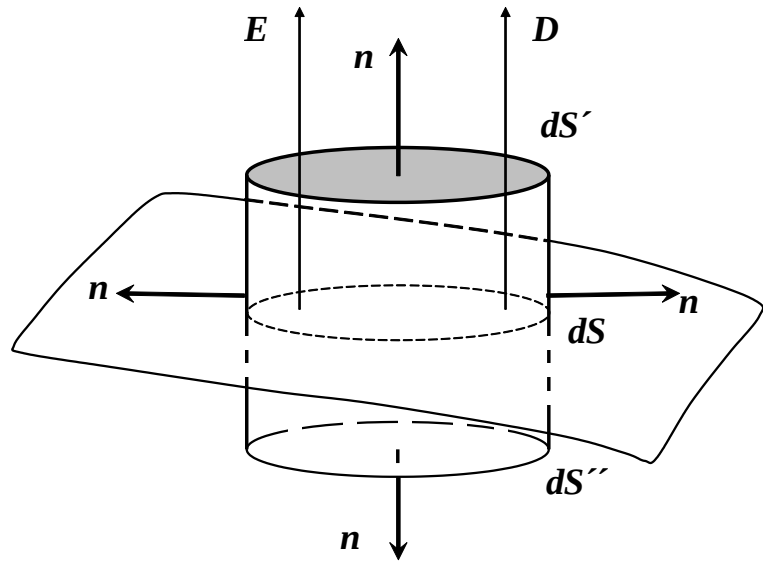


$$d\Phi_{E,D \text{ бок. поверхность}} = 0.$$

$$\vec{D}_{\text{внутр}} = 0$$

$$d\Phi_D dS'' = 0$$

Поле вблизи поверхности заряженного проводника



$$d\Phi_D = d\Phi_{D \text{ } dS'} = D_n \cdot dS.$$

Теорема Гаусса для $\mathbf{D}$:

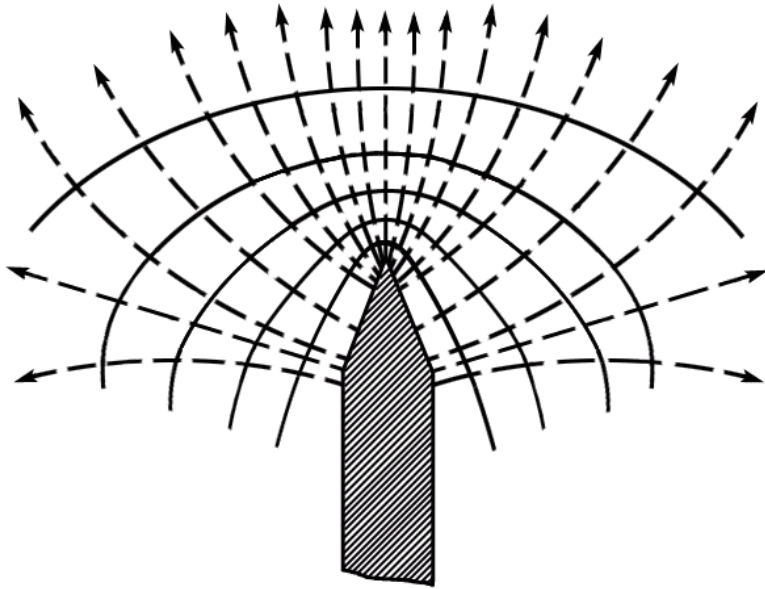
$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = dq = \int \sigma \cdot dS$$

$$D_n = \sigma$$

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

$$E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

Поле вблизи поверхности заряженного проводника



Вектор E вблизи поверхности проводника зависит от кривизны поверхности проводника.

$$C = \frac{1}{R}$$

Распределение зарядов по внешней поверхности проводника зависит только от её формы.

На внутренней поверхности замкнутых полых проводников $\sigma = 0$.