Си: $\vec{D} = \vec{P} + \varepsilon_0\vec{E}$ – электрич. смещ-е $\qquad \oint_S \vec{D}\cdot d\vec{S} = q_{своб}$ – т. Гаусса

Диэл. прониц-ть среды. Напряж-ть эл. поля в диэл-ке

однор. изотр. диэл.: $\vec{P} = \varkappa\varepsilon_0\vec{E}$

$\Rightarrow \vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0\vec{E} + \varkappa\cdot\varepsilon_0\cdot\vec{E} = \varepsilon_0\cdot(1+\varkappa)\cdot\vec{E}$

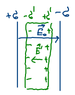
$1+\varkappa \equiv \varepsilon$ – диэл. прониц-ть среды

$\Rightarrow \vec{D} = \varepsilon_0\cdot\varepsilon\cdot\vec{E}$ !

| Диэл-к | $\varepsilon$ |
|---|---|
| Воздух | 1,00055 |
| Трансформ. масло | 2 |
| Вода | 81,1 |

Физ. смысл $\varepsilon$ – ?

для пояснения: конденс-р + диэл-к




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

Результ. поле в диэл-ке:
$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$

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

с др. стороны: $\sigma' = P_n = P = \varkappa\varepsilon_0 E$

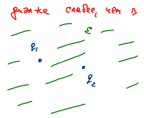
$\Rightarrow E = E_0 - \frac{\varkappa\cdot\cancel{\varepsilon_0}\cdot E}{\cancel{\varepsilon_0}} = E_0 - \varkappa E \quad \Rightarrow E = \frac{E_0}{1+\varkappa} = \frac{E_0}{\varepsilon}$

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

$E_0$ – поле „в вакууме"
$E$ - результир. поле в диэл-ке

$\Rightarrow \varepsilon$ показ-т во сколько раз эл. поле в диэл-ке слабее, чем в вакууме.

\# Зак. Кулона: для точечн. зарядов в диэл-ке $\qquad F = \frac{q_1\cdot q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2}$




\# Напряж-ть эл. поля заряж. сферы, погруж-ой в безгранич. однородн. изотроп. диэл-к

$E = \frac{E_0}{\varepsilon} = \frac{k}{\varepsilon}\frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$


Общий подход для нах-я эл. поля в диэл-ке:

$k \to k' = \frac{k}{\varepsilon} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}$

или

$\varepsilon_0 \to \varepsilon\cdot\varepsilon_0$

7. Граничные условия на границе раздела 2х однородн. изотропных диэл-в

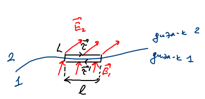
Пусть общий случай, когда на границе 2х диэл. есть поверхностный сторонний (свободный заряд)

Искомые усл-я следуют из:

1) Теор. о циркул-и $\vec{E}$: $\oint_L \vec{E}\cdot d\vec{l} = 0$

2) Теор. Гаусса для $\vec{D}$: $\oint_S \vec{D}\cdot d\vec{S} = q_{внутр}$

Пусть поле вблизи границы
в диэл. 1 $\to \vec{E}_1$
диэл. 2 $\to \vec{E}_2$




рассм. вытянутый прямоуг-й контур L длины $l$:
– стороны ∥ границе
– длина такая, что в её пределах $\vec{E} = const$
– „высота контура" $\to 0$

$\oint_L \vec{E}\cdot d\vec{l} = 0 \quad \Rightarrow \quad E_{2\tau}\cdot l + E_{1\tau'}\cdot l = 0$

где: $E_{2\tau}$, $E_{1\tau'}$ - проекции $\vec{E}_2$ и $\vec{E}_1$ на орты $\vec{\tau}$ и $\vec{\tau}'$

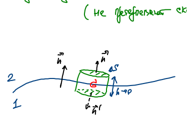
Но! Если на нижнем участке взять проекцию не на $\vec{\tau}'$, а на $\vec{\tau}$

$E_{1\tau'} = -E_{1\tau}$

$(E_{2\tau} - E_{1\tau})\cdot l = 0 \quad \Rightarrow \boxed{E_{2\tau} = E_{1\tau}}$ !

$\Rightarrow$ тангенциальн. составл. $\vec{E}$ на границе раздела 2х диэл. окаж-ся одинаковыми по обе стороны от границы
(не претерпевают скачка

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




$\sigma$-поверхн. плот-ть стороннего (свободного) заряда на границе раздела

S: цилиндр, очень малой высоты

Сечение цилиндра $\Delta S$ такого, что в пределах его торцов $\vec{D} = \overrightarrow{const}$

т. Гаусса: $D_{2n}\cdot\cancel{\Delta S} + D_{1n'}\cdot\cancel{\Delta S} + D_{бок}\cdot \cancel{h}^{0} = \sigma\cdot\cancel{\Delta S}$

$\Rightarrow D_{2n} + D_{1n'} = \sigma$

Взяв проекции не на $\vec{n}'$, а на $\vec{n}$: $D_{1n'} = -D_{1n}$

$\Rightarrow \boxed{D_{2n} - D_{1n} = \sigma}$ !

$\Rightarrow$ нормальн. составл. $\vec{D}$ претерпевает скачок при переходе границы раздела, если на границе есть свободные (сторон.) заряды

если $\sigma = 0$ (сторон. заряды на границе отсут-т !)

$\Rightarrow \boxed{D_{1n} = D_{2n}} \quad \Rightarrow \varepsilon_0\cdot\varepsilon_1\cdot E_{1n} = \varepsilon_0\cdot\varepsilon_2\cdot E_{2n} \quad \Rightarrow \boxed{\frac{E_{2n}}{E_{1n}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}$

если $\sigma = 0$:

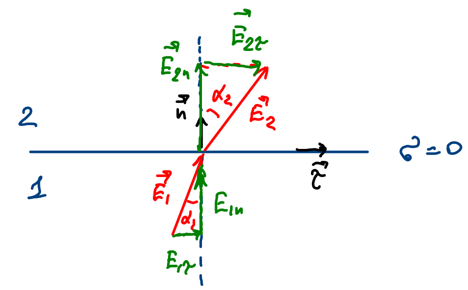
$E_\tau$ и $D_n$ изменяются непрерывно

$\Rightarrow$ $E_n$ и $D_\tau$ претерпевают скачок

⇒ на границе $2^х$ диэл-в линии $\vec E$ (или соответ. линии $\vec D$) д. испытывать излом

действ-но

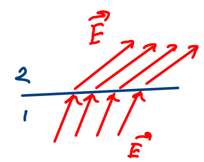
$E_{1\tau} = E_{2\tau}$  $\varepsilon_2 \cdot E_{2n} = \varepsilon_1 \cdot E_{1n}$




$$\Rightarrow \frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1} = \frac{E_{2\tau}/E_{2n}}{E_{1\tau}/E_{1n}} = \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

$$\boxed{\frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

в диэл. с бо́льшим $\varepsilon$ линии $\vec E$ и $\vec D$ составл-т бо́льший угол с нормалью

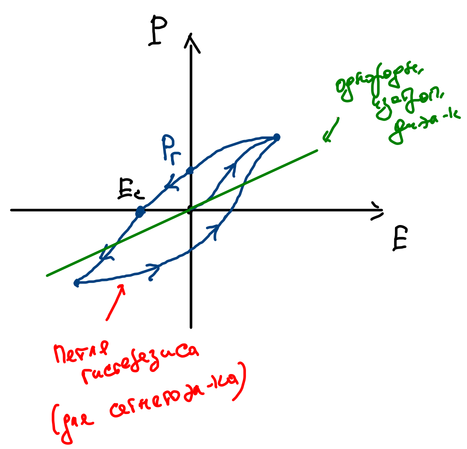



## 8. Сегнетоэлектрики. Гистерезис.

однородный изотроп. диэл.: $\vec P = \varkappa\varepsilon_0 \cdot \vec E \Rightarrow \vec P \sim \vec E$ ;  $\varepsilon \sim 100$

Но! Существ-т класс диэл-в у кот-х:

1. $\varepsilon$ ~ тысячи единиц
2. завис-ть $\vec P$ от $\vec E$ нелинейна: $\vec P = \vec P(\vec E)$
3. обнаружив-ся явл. запаздывания $\vec P$ за $\vec E$ (гистерезис)
4. есть завис-ть от температуры: $\exists$ темпер. Кюри ($T_{кр}$)
   выше $T_{кр}$ гистер-с пропадает




$P_r$ – остаточная поляризация

$E_c$ – коэрцитивная сила

Объяснение:

Глава II: Электродинамика

— раздел уч-я об эл-ве ...

Раздел: Постоянный Электр. Ток

§ Электр. Ток. Сила и плотность тока

Опр: Эл. ток — ...

Колич. мера эл. тока — „Сила тока", $I$ — скаляр. физ. вел ....

$$I = \frac{dq}{dt}$$

если $dq$ - заряд, проходящий ч/з ⊥ сечение за $dt$

$$[I] = \frac{Кл}{с} = A$$ „ампер"

если ток созд-ся ⊕ и ⊖ зарядами

(т.е. за $dt$ ч/з пов-ть переносится $dq^+$ в одном напр-и, и $dq^-$ - в противопол-м)

$$\Rightarrow \quad I = \frac{dq^+}{dt} + \frac{|dq^-|}{dt}$$

ток, сила и направл. кот. не измен-ся с $t$, ⇒ „постоянный"

$$I = \frac{q}{t}$$ где: $q$ - заряд, переносимый ч/з пов-ть за $t$

Направл. тока ⟺ ⊕ зарядов

Если ток распред-н неравномерно по пов-ти ⇒

$$j \equiv \frac{dI}{dS_\perp}$$ — „плотность тока"

$dS_\perp$ - площадь поверхн. провод-ка ⊥ току