

3. Электромагнетизм

3.6 Проводники. Полупроводники. Диэлектрики.

3.7 Электрическое поле в проводнике

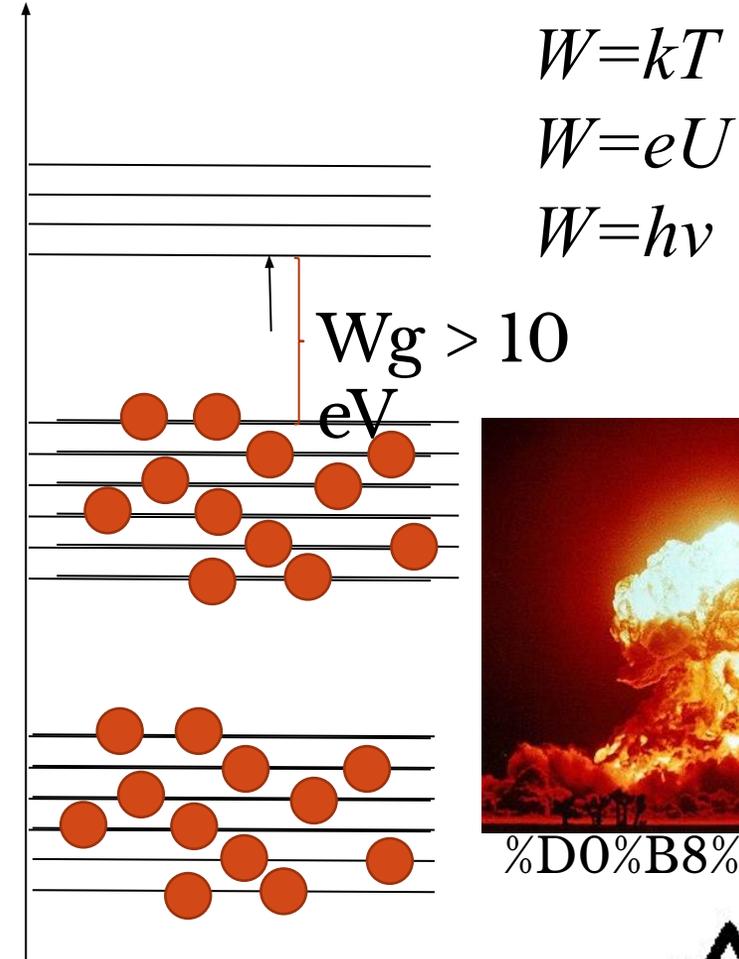
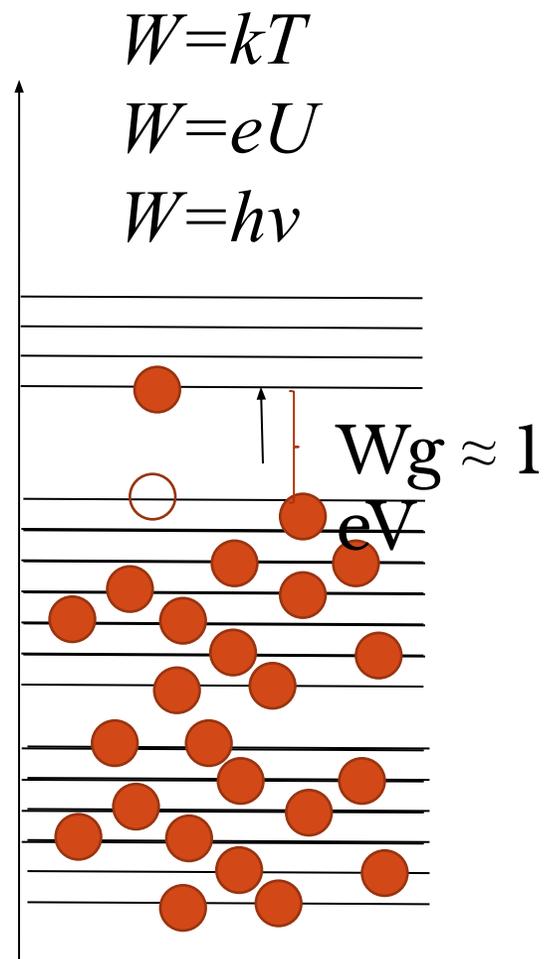
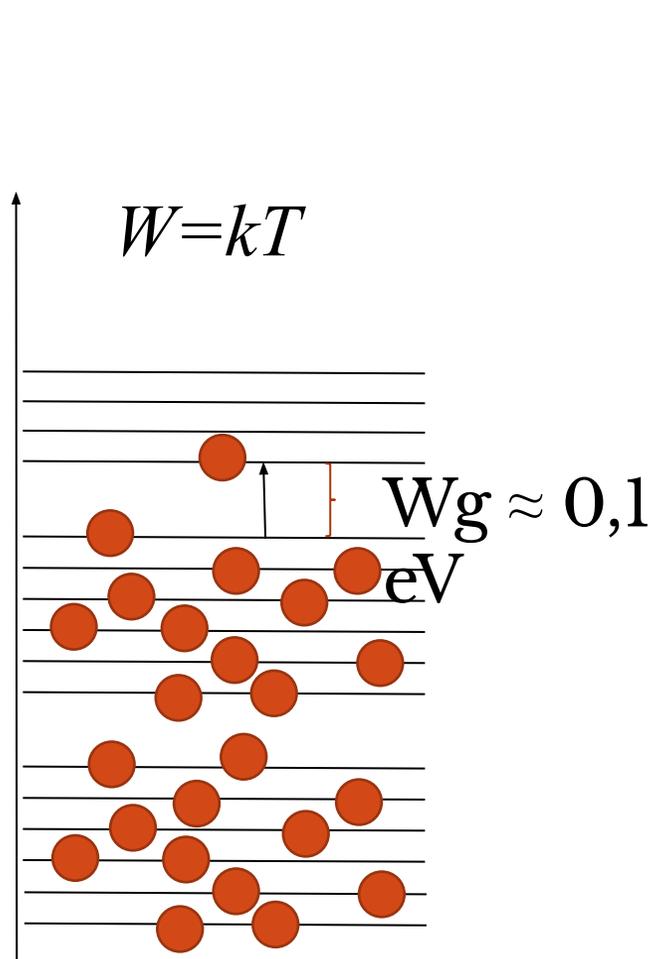
3.8 Электрическое поле в диэлектрике

3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

3.10 Электрическая емкость проводников

3.11 Энергия электрического поля

3.6 Проводники. Полупроводники. Диэлектрики.



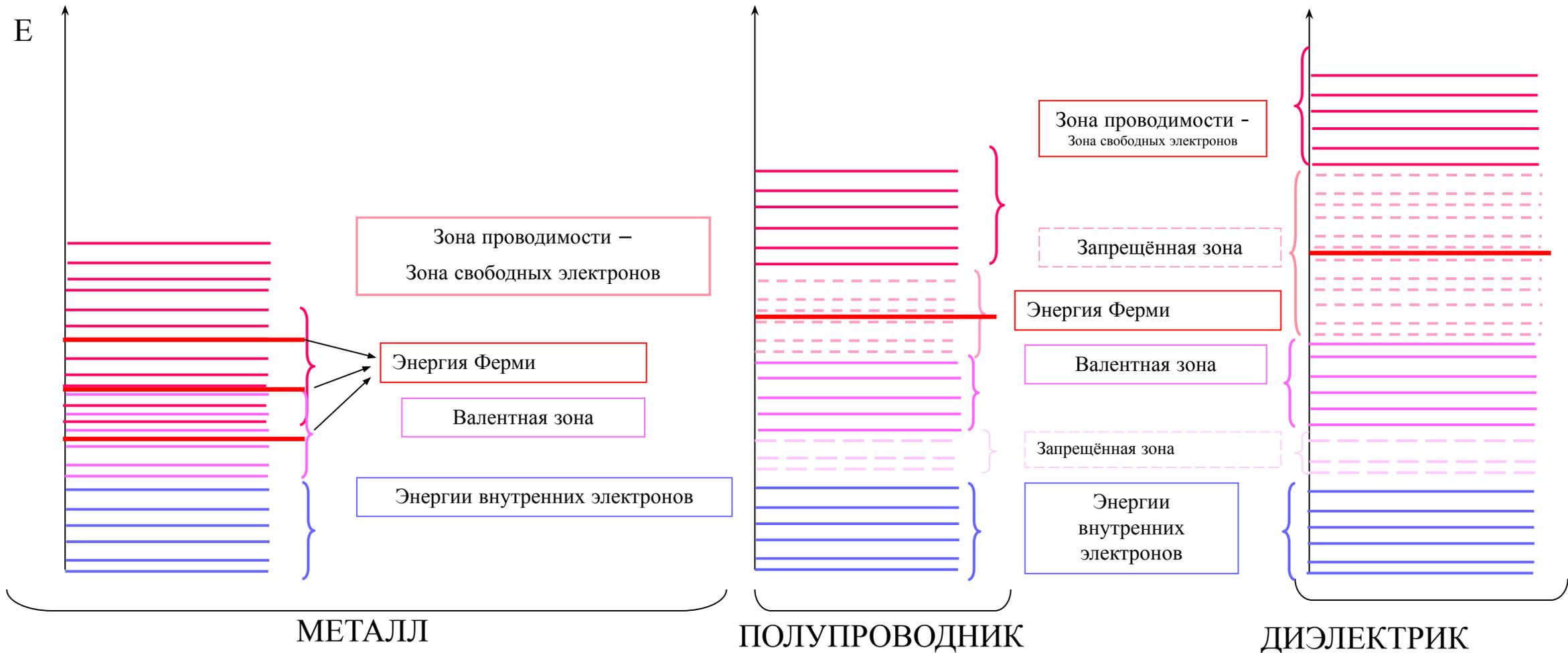
%D0%B8%D0%B5



твёрдый
проводник
 $10^4 \leq \sigma \leq 10^6$
($\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$)

полупроводник
 $10^3 \leq \sigma \leq 10^{-9}$
($\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$)

диэлектрик
 $\sigma \leq 10^{-12}$
($\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$)



3.7 Электрическое поле в проводнике

$$e\Delta\phi = E\Delta r$$

$$E_{\text{пров}} = 0.$$

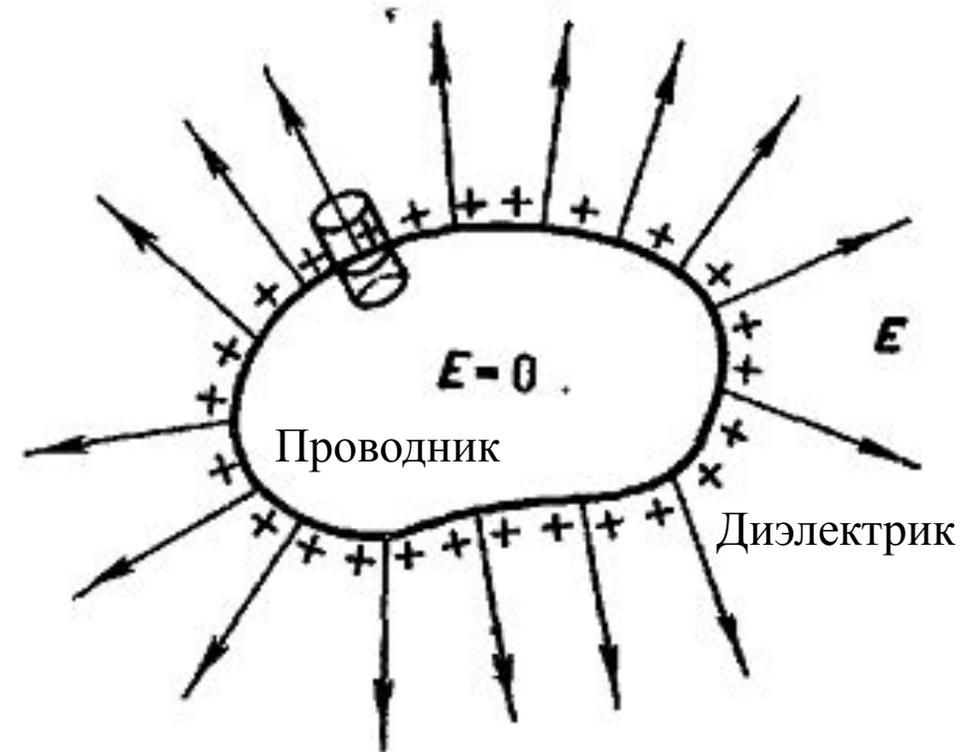
$$\Phi_{\text{пров}} = \text{const.}$$

Зарядим проводящее тело

На поверхности диэлектрика, окружающего проводник выделим элементарный цилиндр. Определим характеристики электростатического поля в диэлектрике на границе с проводником:

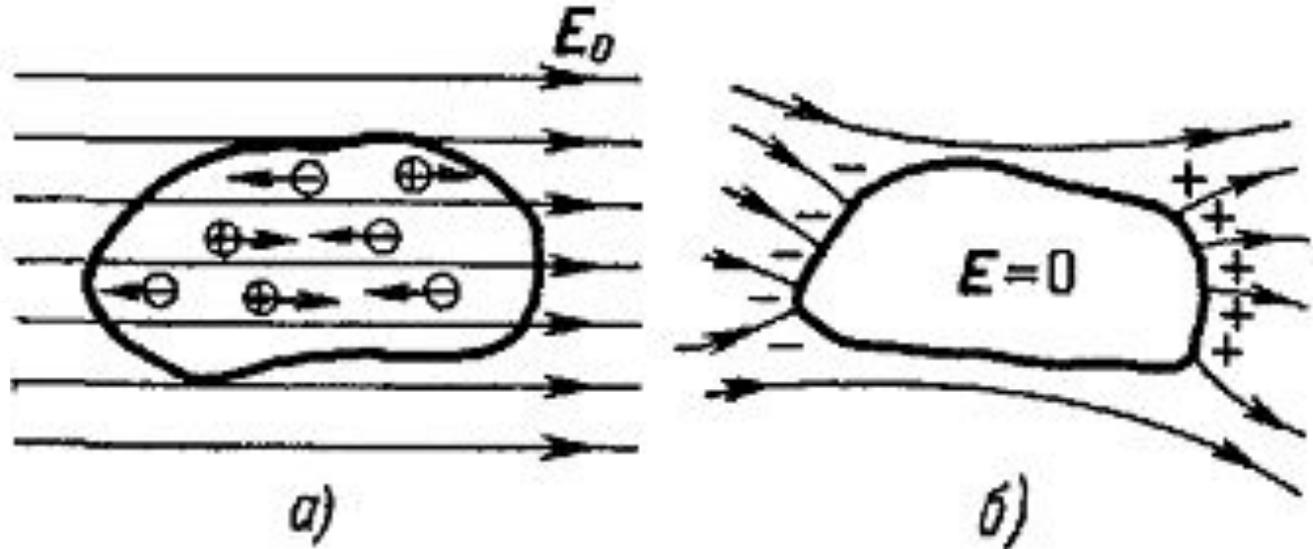
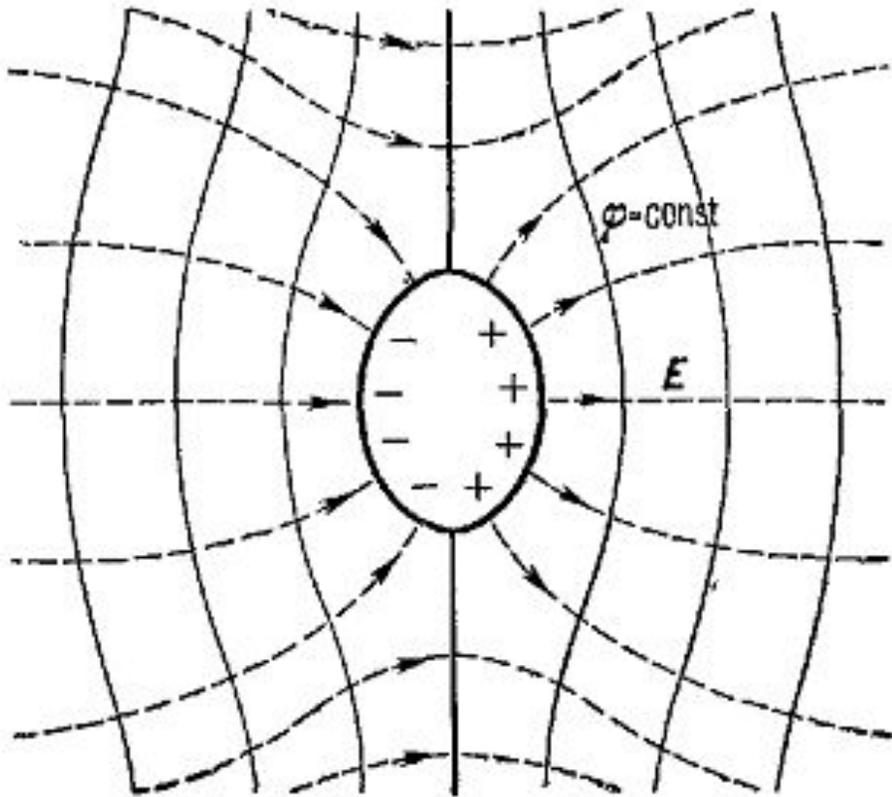
$$\left. \begin{array}{l} D = iD_n + jD_t = i \\ \text{и} \\ D_n \end{array} \right\} \begin{array}{l} D = D_n = k_0 4\pi\sigma \\ E = E_n = k_0 \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \end{array}$$

где σ — поверхностная плотность заряда на проводнике.



3.7 Электрическое поле в проводнике

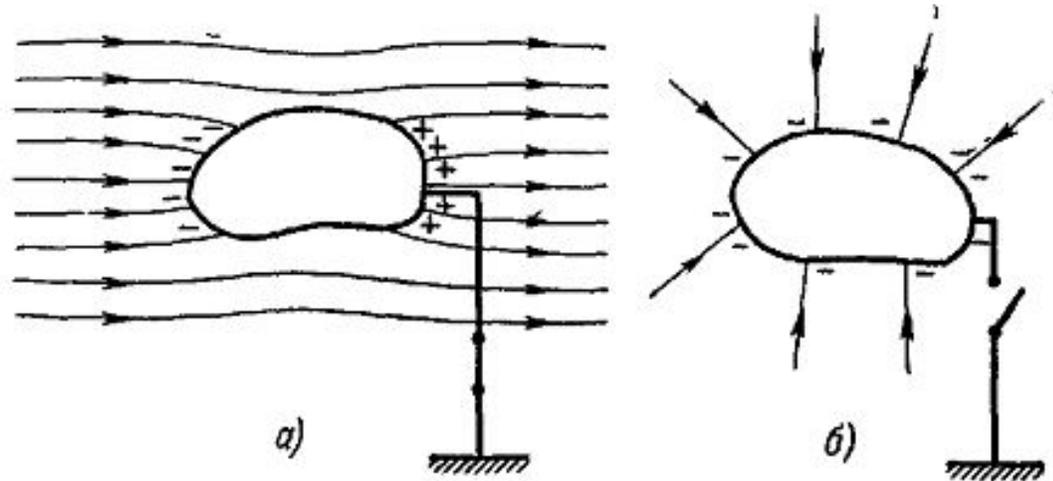
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{доп}}$$



Следует помнить, что в электростатике поверхность любого проводника, а следовательно, и системы соединенных проводников образует одну эквипотенциальную поверхность

3.7 Электрическое поле в проводнике

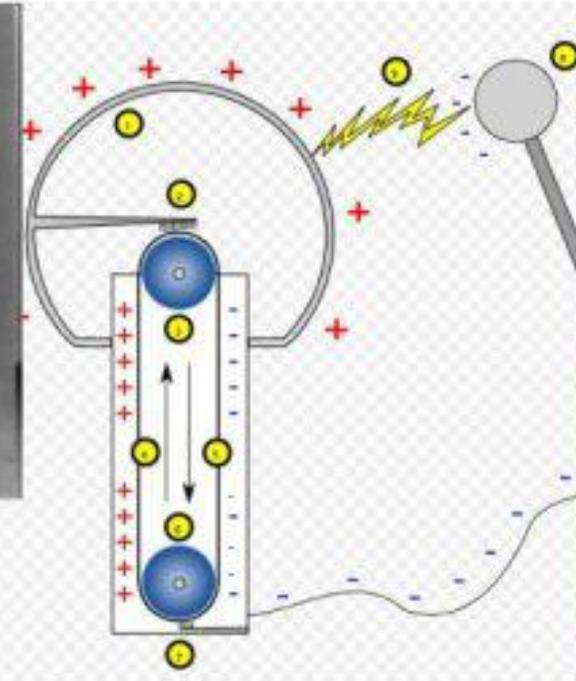
Индукционная машина



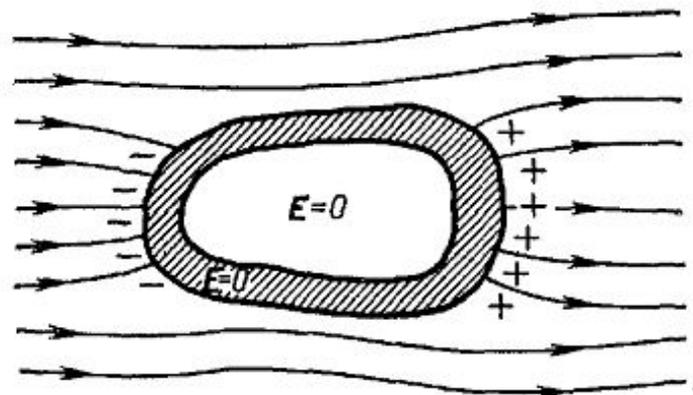
Генератор Ван де Граафа

Van de Graaff-generátor (1933)

Robert J. Van de Graaff (1901-1967)



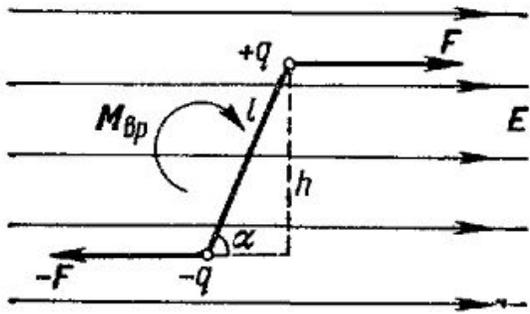
Электростатическая защита -
экранирование



3.8 Электрическое поле в диэлектрике

Типы диэлектриков

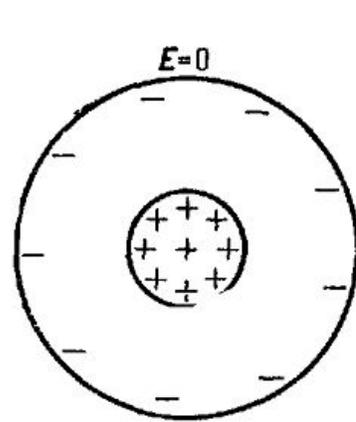
полярные



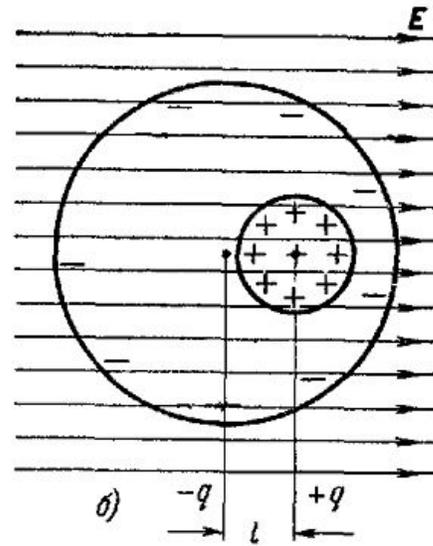
Обладают дипольным моментом и в отсутствие внешнего электрического поля

$$p = ql \approx 10^{-29} \text{ К} \cdot \text{М}$$

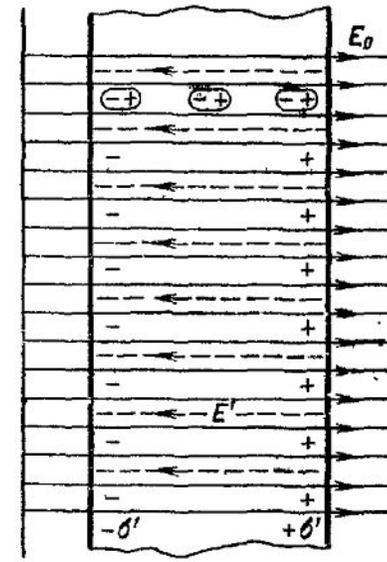
неполярные



«Центры тяжести» положительных и отрицательных зарядов совпадают. В отсутствие внешнего поля молекула не обладает дипольным моментом



кристаллические



«вставленными» друг в друга. При наложении внешнего Электростатического поля заряды сдвигаются и это приводит к коллективному сдвигу подрешетки из положительных ионов относительно подрешетки из отрицательных ионов.

Нейтральный ионный диэлектрик, Обладает структурой, которую можно представить двумя кристаллическими решетками

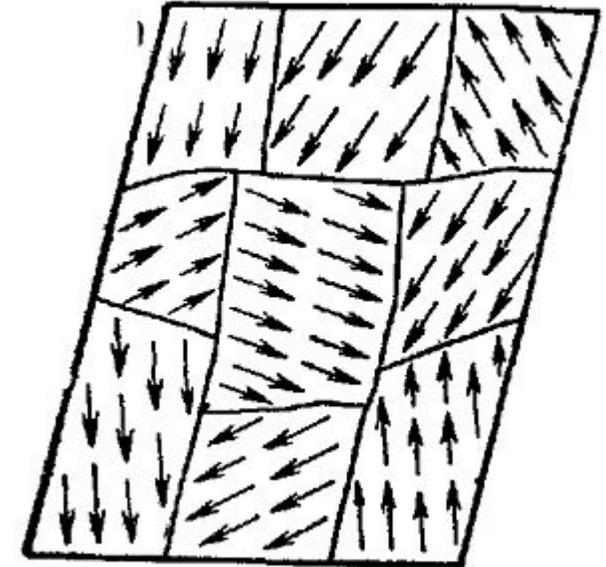
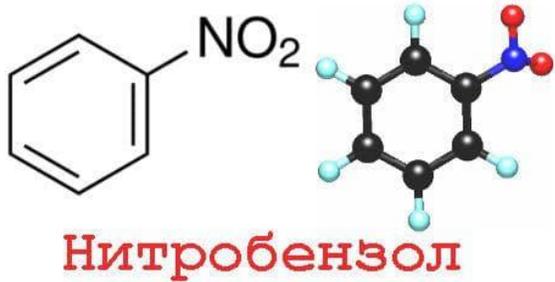
3.8 Электрическое поле в диэлектрике

Типы диэлектриков

полярные

неполярные

кристаллические



Дополнить примерами

3.8.1 Кристаллические диэлектрики

$$P_{\sigma} = \sum_i P_i$$

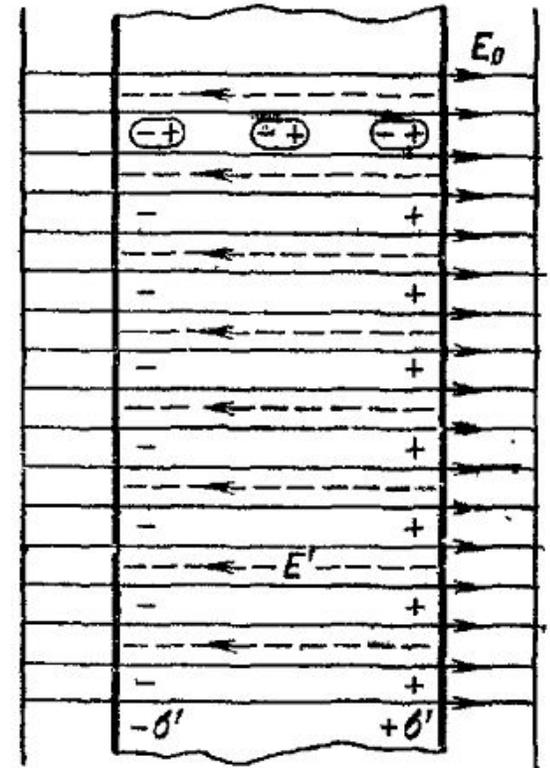
$$P = \frac{P_{\sigma}}{V} = \frac{\sum_i P_i}{Sd}, \quad \frac{[\text{заряд}] \cdot [\text{длина}]}{[\text{объем}]} = \frac{[\text{заряд}]}{[\text{длина}]^2}$$

$$\left(\frac{\kappa}{M^2} = \frac{\kappa^2}{H \cdot M^2} \frac{H}{\kappa} \right)$$

$$P \sim E, \quad P = \kappa \varepsilon_0 E.$$

$$E = E_0 - E', \quad E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi \sigma', \quad P_{\sigma} = \sigma' Sd.$$

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0} \cdot 4\pi P = E_0 - 4\pi k_0 \kappa E, \quad E = \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \kappa}$$



3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

$$\epsilon = 1 + k_0 \cdot 4\pi\kappa.$$

В системе Гаусса $k_0 = 1$, $\epsilon_0 = 1$ и

$$\epsilon = 1 + 4\pi\kappa_{\text{ГС}}.$$

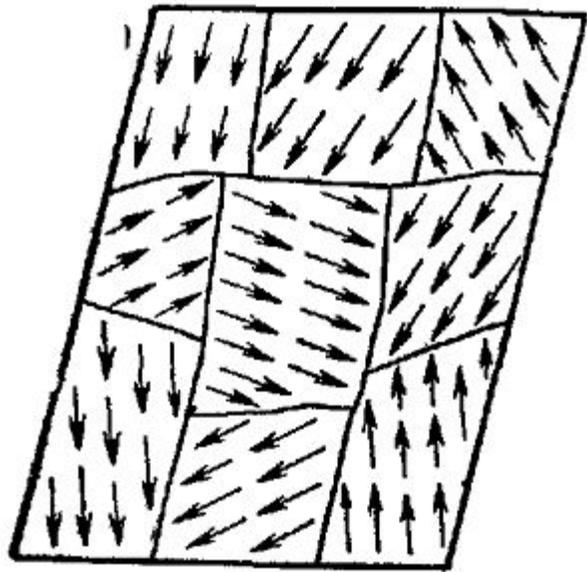
В системе СИ $k_0 = 1/4\pi$ и

$$\epsilon = 1 + \kappa_{\text{СИ}}.$$

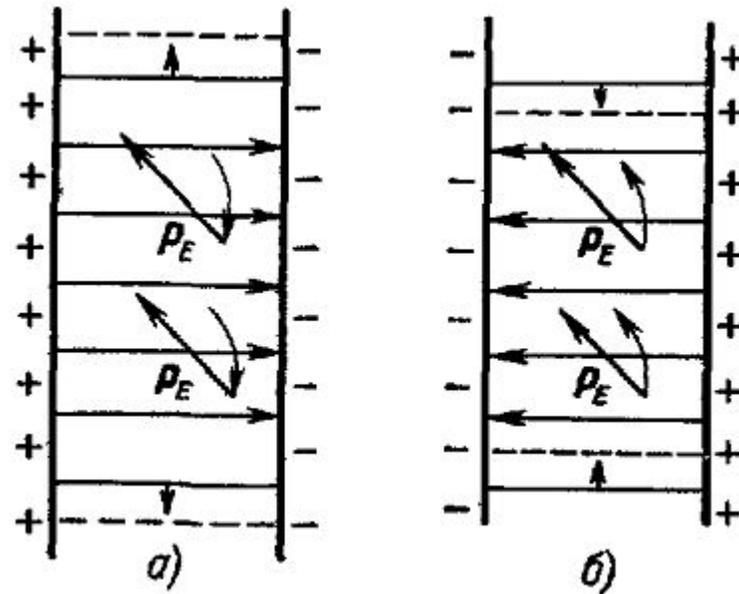
κ = диэлектрическая восприимчивость

3.8.1 Кристаллические диэлектрики

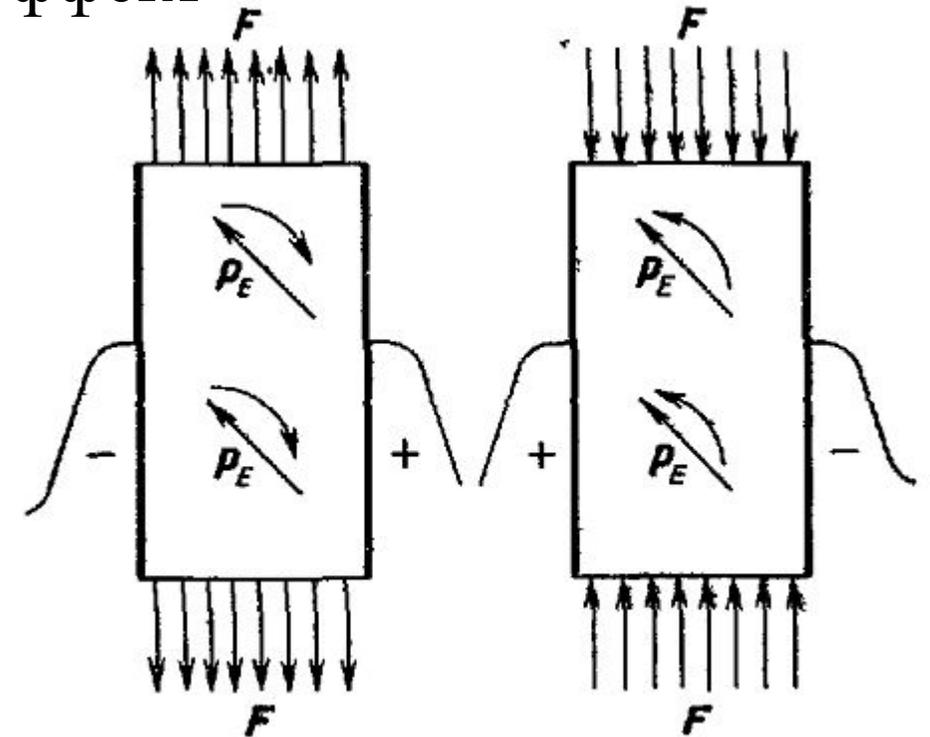
Сигнетоэлектричество

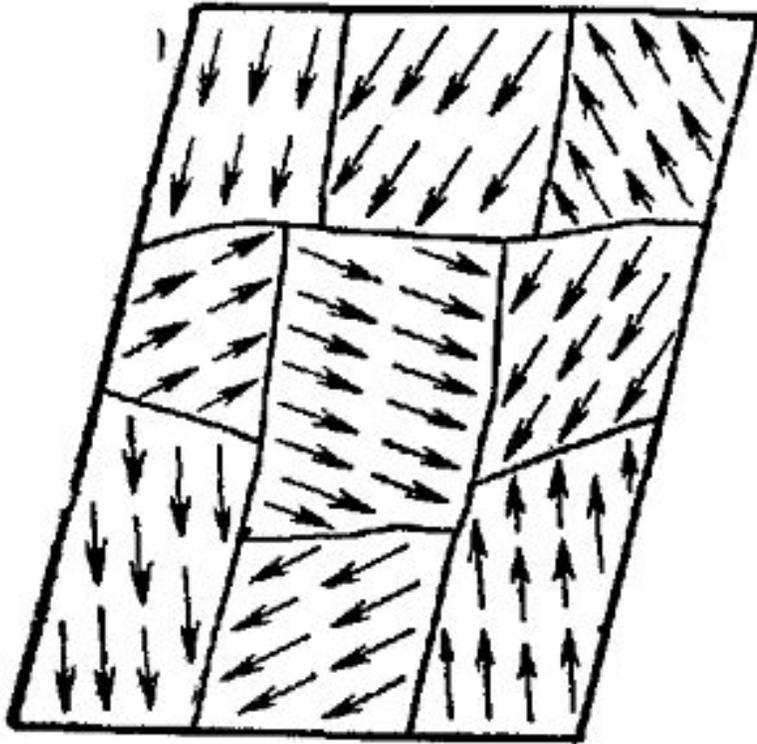


Пьезоэлектричество



Обратный пьезоэлектрический эффект



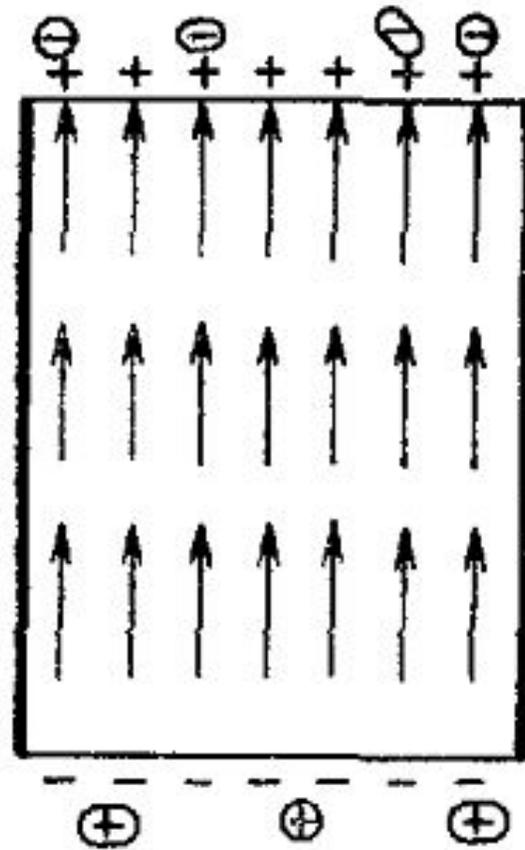


Электрострикция

Домен характеризуется
одинаковым
направлением
микроскопических
дипольных моментов
 $P_{\text{домена}} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots$

3.8.1 *Кристаллические диэлектрики*

Пироэлектричество



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Поле
плоскопараллельной
пластины

$$E = E_0 + E'$$

$$P = \kappa \varepsilon_0 E$$

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{E_0}{\varepsilon}$$

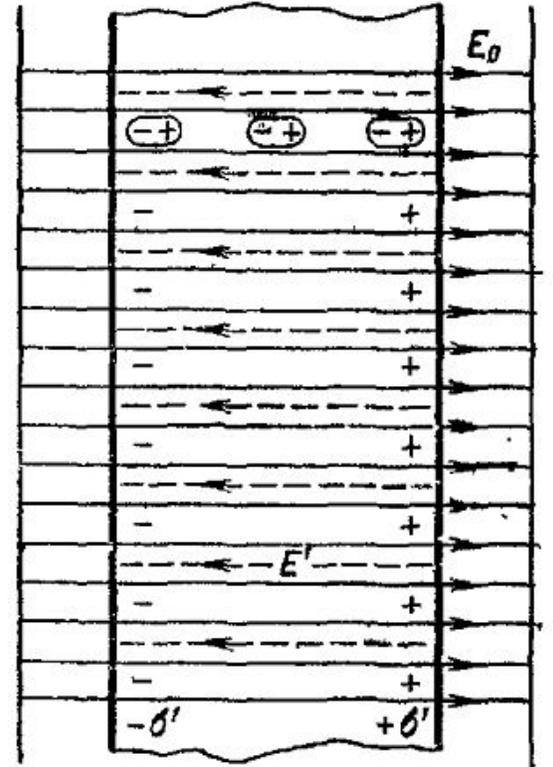
$$P = 0 \text{ и } D = \varepsilon_0 E$$

$$E = E_0 - \frac{k_0}{\varepsilon_0} 4\pi P$$

$$E = \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \kappa \varepsilon_0} = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

$$D = \varepsilon_0 \left(E + \frac{k_0}{\varepsilon_0} 4\pi P \right)$$

$$\varepsilon = 1 + k_0 4\pi \kappa$$



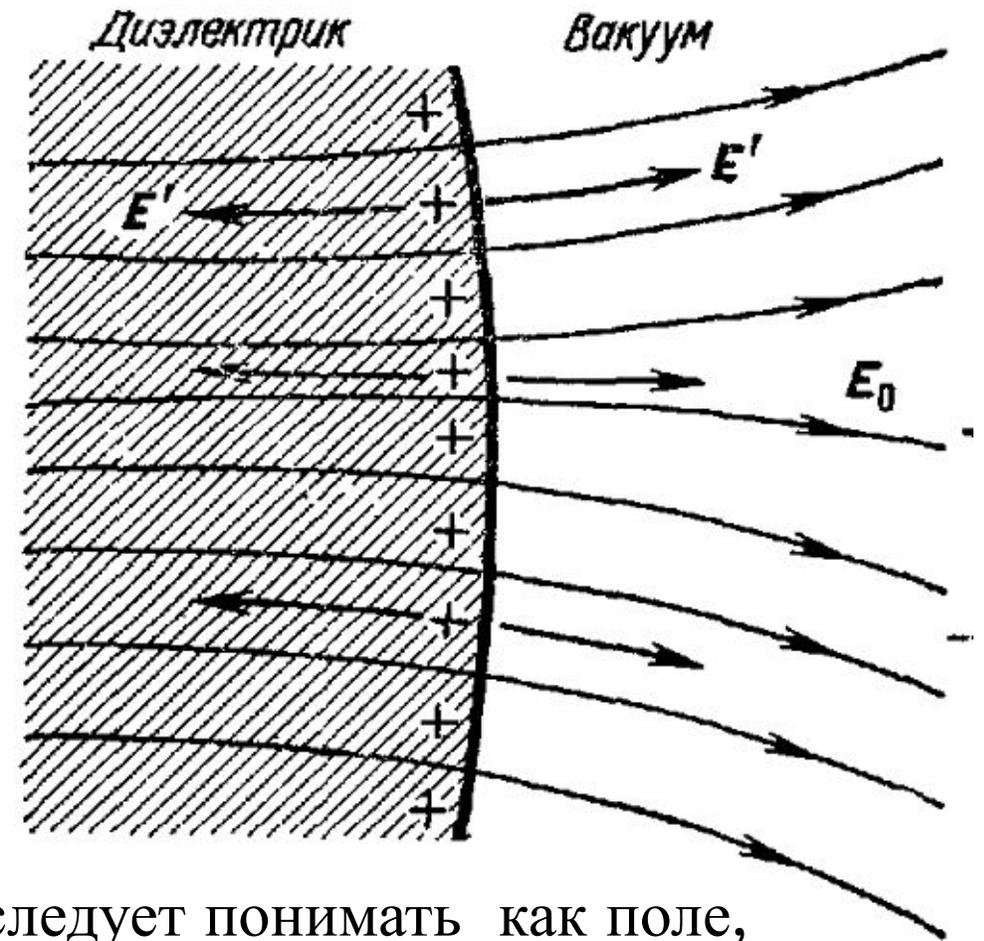
3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Поле тела произвольной формы

$$E = E_0 + E'$$

На элементарной площадке диэлектрика, граничащего с вакуумом сосредотачивается заряд с поверхностной плотностью σ' . Обозначим \mathbf{P} - вектор поляризации этого участка.

По отношению к этой тонкой площадке E_0 следует понимать как поле, созданное внешними зарядами, так и зарядами самой среды расположенными на противоположном конце диэлектрика.



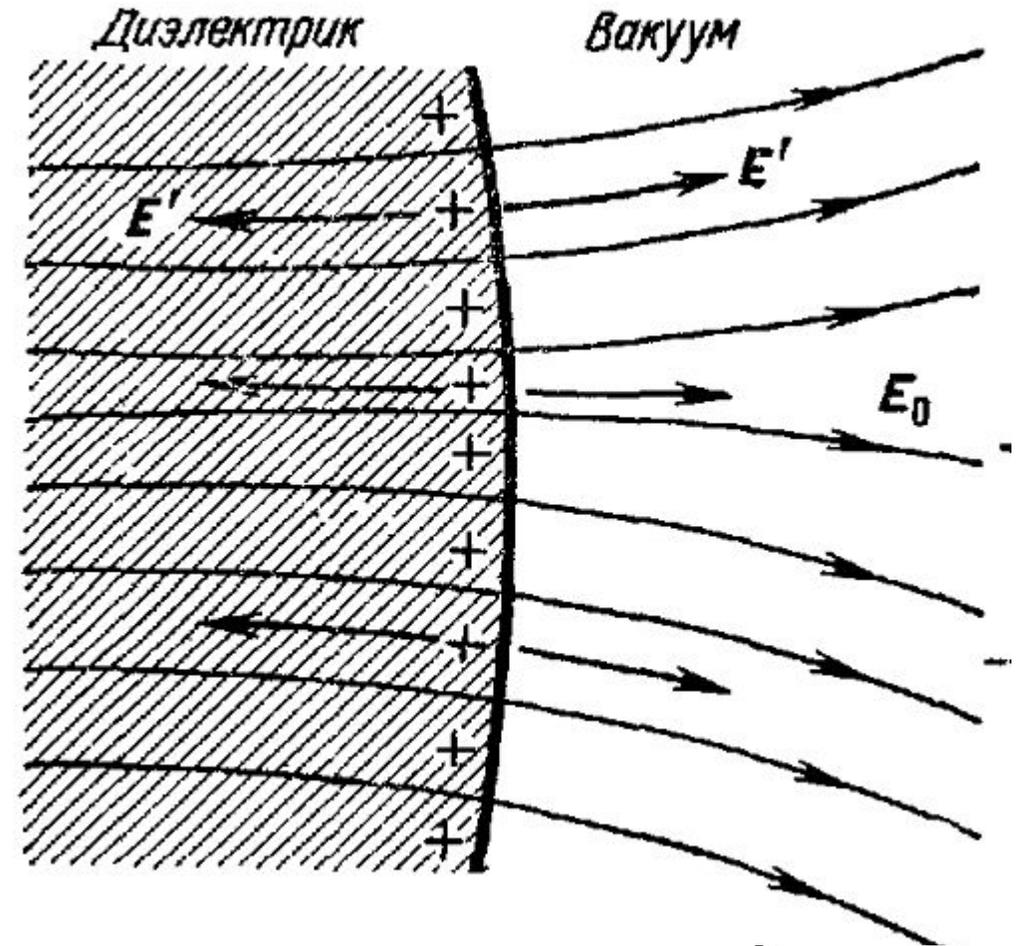
3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

На расстояниях малых от поверхности, можно считать ее плоской и вычислить E' для бесконечной плоскости, заряженной с поверхностной плотностью $\sigma' = P$. Линии этого поля будут перпендикулярны к поверхности по обе стороны от нее и направлены в противоположных направлениях.

В диэлектрике

В вакууме
$$E' = -\frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 2\pi P$$

$$E' = \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 2\pi\sigma' = \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 2\pi P,$$
 Полное поле в вакууме
$$E_{\text{вак}} = E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}}$$



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

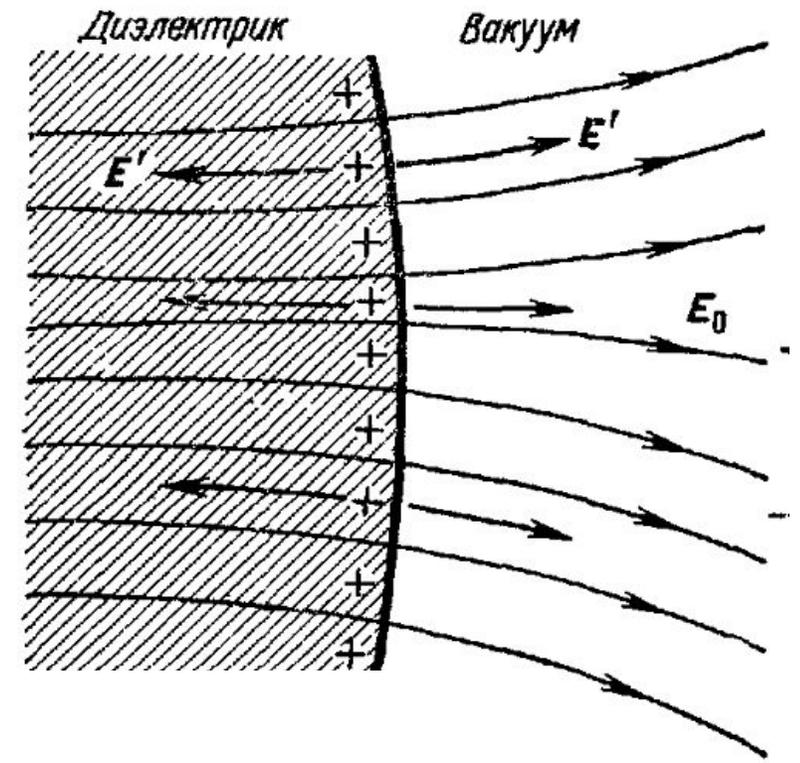
$$E_{\text{вак}} = E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}}$$

$$\epsilon_0 E_{\text{вак}} = \epsilon_0 \left(E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}} \right)$$

$$\epsilon_0 E_{\text{вак}} = D_{\text{вак}}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \left(E_{\text{диэл}} + \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi P_{\text{диэл}} \right) &= \epsilon_0 \left(1 + \frac{k_0}{\epsilon_0} \cdot 4\pi \chi \epsilon_0 \right) E_{\text{диэл}} = \\ &= \epsilon_0 \epsilon E_{\text{диэл}} = D_{\text{диэл}}. \end{aligned}$$

$$E_{\text{вак}} \neq E_{\text{диэл}}, \quad D_{\text{вак}} = D_{\text{диэл}}$$



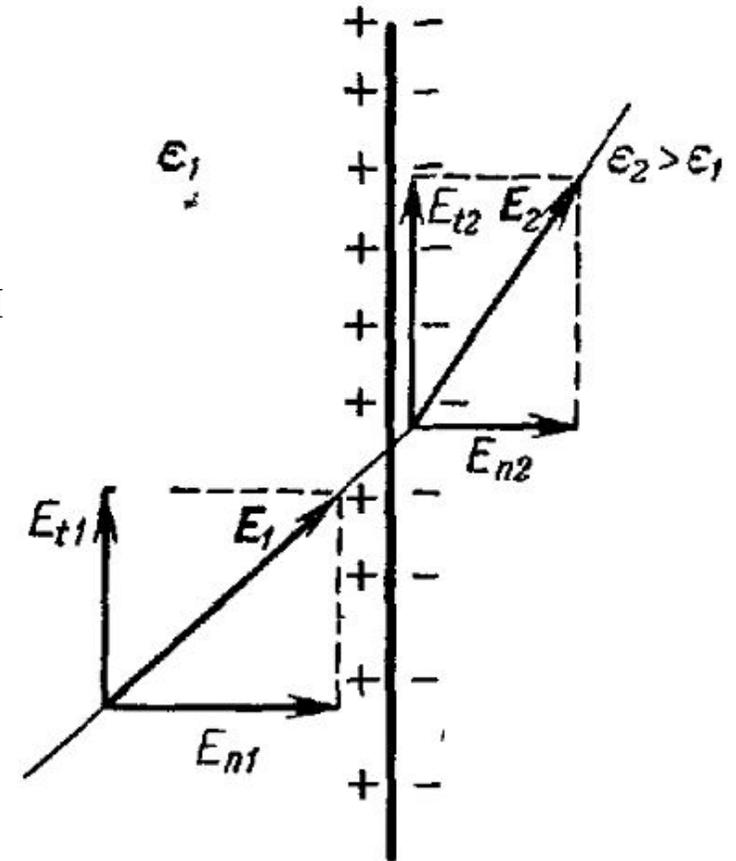
3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Ранее мы предполагали, что линии поля и направление вектора поляризации к границе раздела перпендикулярны. В общем случае, когда линии поля не перпендикулярны к границе раздела, соотношение $D_{\text{вак}} = D_{\text{диэл}}$ остается справедливым только для нормаль $D_{\text{вак}} = D_{\text{диэл}}$ вектора D :

$$D_{n, \text{вак}} = D_{n, \text{диэл}}$$

На границе двух диэлектриков с различными диэлектрическими проницаемостями и при наличии внешнего поля возникают поляризационные заряды разного знака с различными поверхностными плотностями $+\sigma'_1$ и $-\sigma'_2$.

$$+\sigma'_1 \quad -\sigma'_2$$



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Дополнительное поле, создаваемое этими зарядами, перпендикулярно поверхности, поэтому нормальные составляющие полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в обеих средах у границы раздела различны, а касательные составляющие одинаковы, то есть

$$E_{m1} = E_{m2}$$

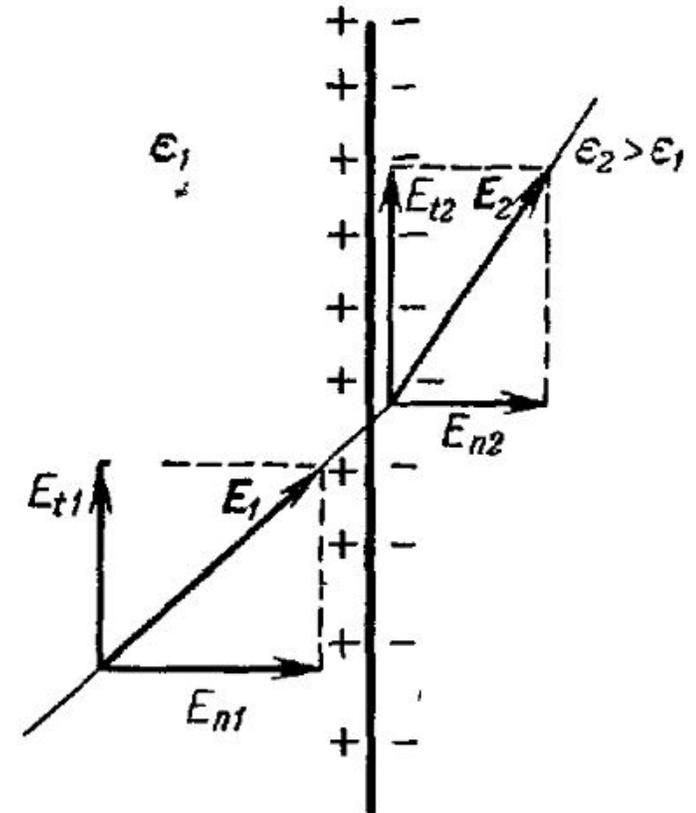
Векторы электростатической индукции в обеих средах соответственно равны

$$\mathbf{D}_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \mathbf{E}_1 \text{ и } \mathbf{D}_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \mathbf{E}_2$$

Аналогично случаю границы «диэлектрик – вакуум» нормальная составляющая вектора индукции на границе двух диэлектриков остается непрерывной

$$D_{m1} = D_{m2}$$

$$\varepsilon_1 E_{m1} = \varepsilon_2 E_{m2}$$



3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

На рисунке изображен случай $\epsilon_2 > \epsilon_1$.

При этом

$$E_{m2} > E_{m1}$$

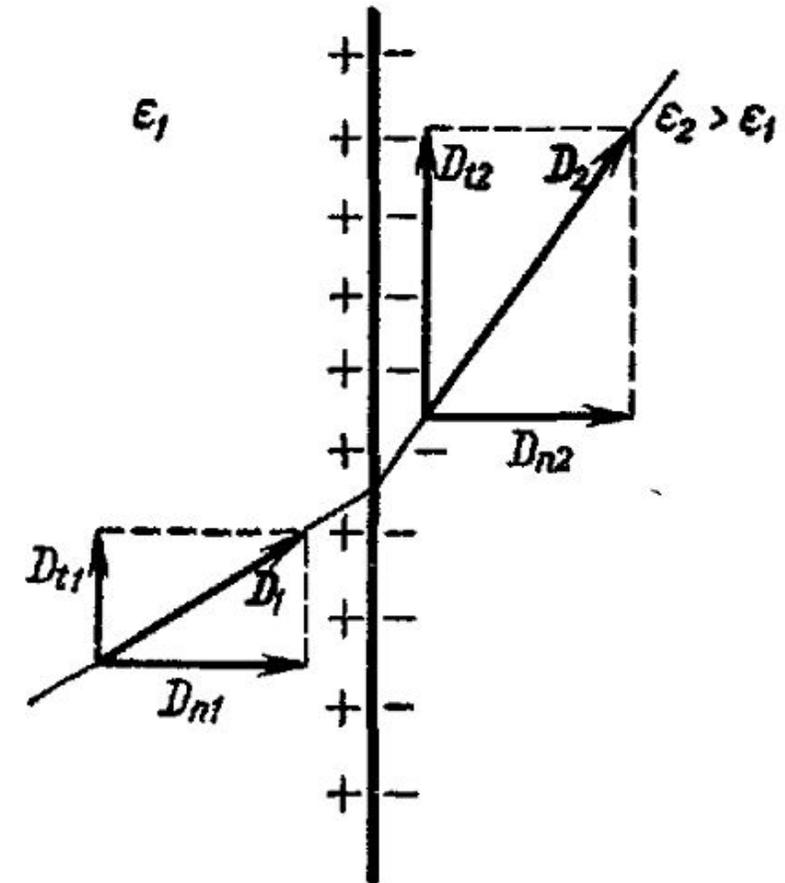
и линии вектора \mathbf{E} при переходе через границу раздела преломляются, отклоняясь от перпендикуляра к границе раздела. На такой границе

$$\frac{D_{t1}}{\epsilon_1} = \frac{D_{t2}}{\epsilon_2}$$

При $\epsilon_2 > \epsilon_1$ $D_{t2} > D_{t1}$.

При переходе через границу раздела из диэлектрика с меньшим значением ϵ в диэлектрик с большим

значением нормальная составляющая вектора \mathbf{D} остается неизменной, а касательная увеличивается так, что линии индукции преломляются.

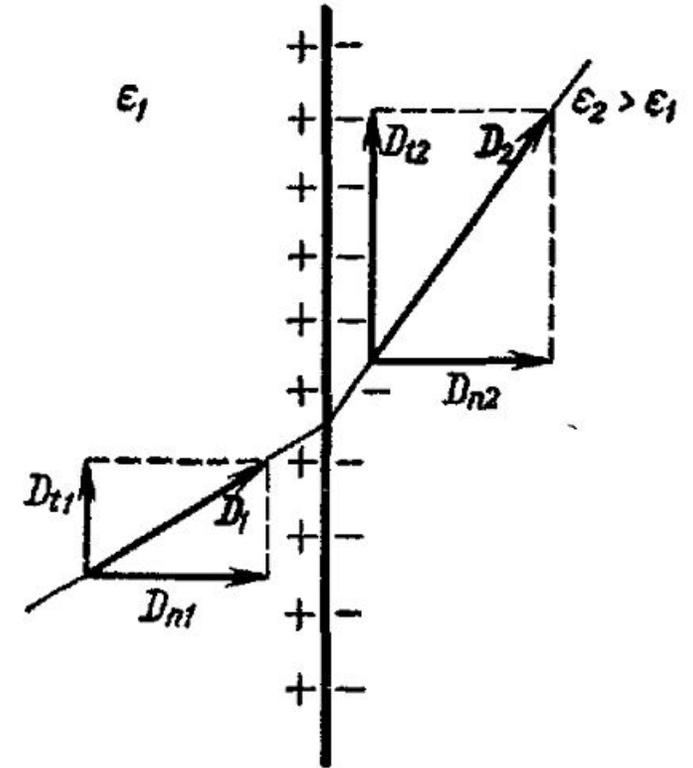


3.9 Поле в неоднородной среде и на границах раздела диэлектриков

Линии индукции преломляются в данном случае под тем же углом, что и линии напряженности поля. Таким образом, при переходе через границу раздела двух диэлектриков изменяется не только вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} но и вектор электростатической индукции \mathbf{D} . Однако поток индукции через произвольную площадку ΔS на границе раздела

$$\Delta\Phi = D_n \Delta S$$

С обеих сторон поверхности остается неизменным. Следовательно, число линий индукции, переходящих через границу, не меняется. И теорема Гаусса остается справедливой для вектора \mathbf{D} в самом общем случае диэлектриком любых форм и размеров

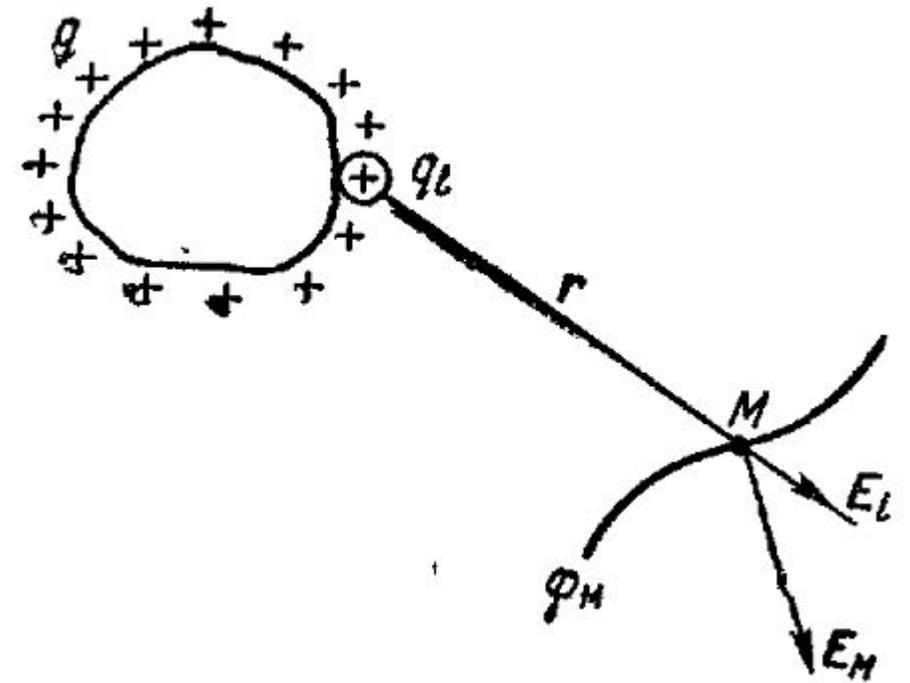


3.10 Электрическая емкость проводников

$$\mathbf{E}_M = \sum_i \mathbf{E}_i = \sum_i k_0 \frac{q_i}{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot r_i^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_i}{r_i}$$

$$\varphi_M = \sum_i \varphi_i = \sum_i k_0 \frac{q_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i}$$

$$q' = nq$$



$$\varphi'_M = \sum_i \varphi'_i = \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = \sum_i k_0 \frac{nq'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i \varphi_i$$

3.10 Электрическая емкость проводников

$$\varphi'_M = \sum_i \varphi'_i = \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = \sum_i k_0 \frac{nq'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i k_0 \frac{q'_i}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot r_i} = n \sum_i \varphi_i$$

То есть потенциал в каждой точке возрастает прямо пропорционально заряду проводника. Это утверждение конечно справедливо и для всех точек внутри и на поверхности проводника, потенциал которых одинаков. Обозначая потенциал самого проводника через ϕ , этот вывод можно выразить формулой

где C - электрическая емкость проводника

$$C = \frac{q}{\phi}$$

Изменим заряд проводника на Δq , тогда его потенциал возрастет на $\Delta \phi$

$$q + \Delta q = C(\phi + \Delta \phi) \Rightarrow \Delta q = C \Delta \phi$$

3.10 Электрическая емкость проводников

$$\Delta q = C \Delta \varphi \Rightarrow \text{при } \Delta q = 1 \Rightarrow C = \Delta q$$

Откуда следует определение единицы измерения электрической емкости:

Емкость проводника численно равна величине заряда, который нужно сообщить данному проводнику для увеличения его потенциала на единицу.

В СГС системе

$$[C] = \frac{[q]}{[\varphi]} = \frac{e^{1/2} \cdot \text{см}^{3/2} \cdot \text{сек}^{-1}}{e^{1/2} \cdot \text{см}^{1/2} \cdot \text{сек}^{-1}} = \text{см},$$

В системе СИ

$$\begin{aligned} 1 \text{ ф} &= \frac{1 \text{ к}}{1 \text{ в}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГС ед. заряда}}{\frac{1}{300} \text{ СГС ед. потенциала}} = \\ &= 9 \cdot 10^{11} \text{ СГС ед. емкости (см).} \end{aligned}$$

1 фарада=1ф, чаще используются миллионные доли фарад – микрофарад и еще меньшие - нанофарад

3.11 Энергия электрического поля

Литература

- **Г.А. Зисман, О.М. Тодес. Курс общей физики. Том II
Электричество и магнетизм М.: Наука, 1972, 366 с.**
- **С.Г. Калашников Электричество М.: ФизМатЛит, 2003, 624**