

ЭП в веществе

До сих пор: ЭП только от зарядов в вакууме.

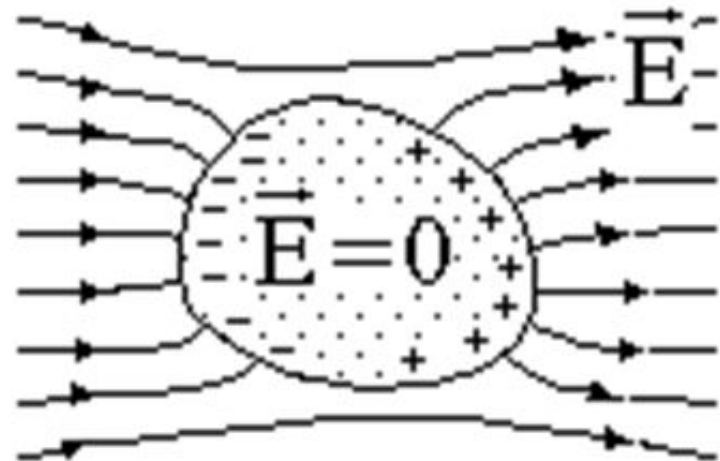
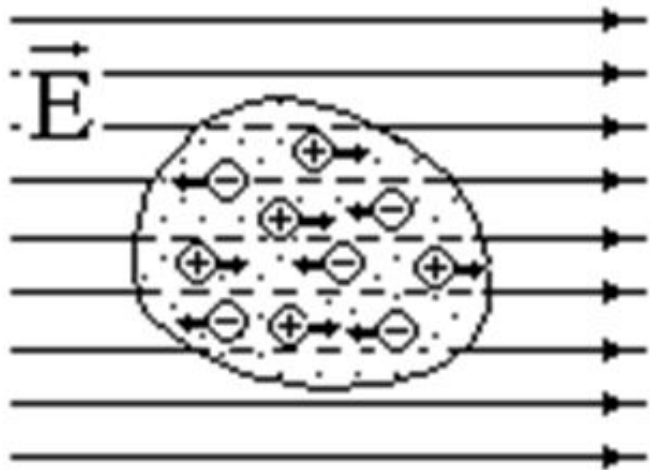
В присутствии вещества возможны 2 подхода:

- учитывать все заряды \Rightarrow нужно знать положения всех ядер и электронов;
- влияние вещества описывается в общем, с помощью *феноменологических параметров*, напр., в сплошном диэлектрике: $E = q/(4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2)$ – в знаменателе безразмерный множитель ϵ , кот. показывает во сколько раз ЭП в диэлектрике слабее, чем в вакууме.

С т. з. поведения в ЭП поле вещества удобно разделять на проводники и диэлектрики.

Проводники во внешнем ЭП

Проводники \Rightarrow имеются свободные (подвижные) заряды, кот. могут перемещаться по объему проводника.

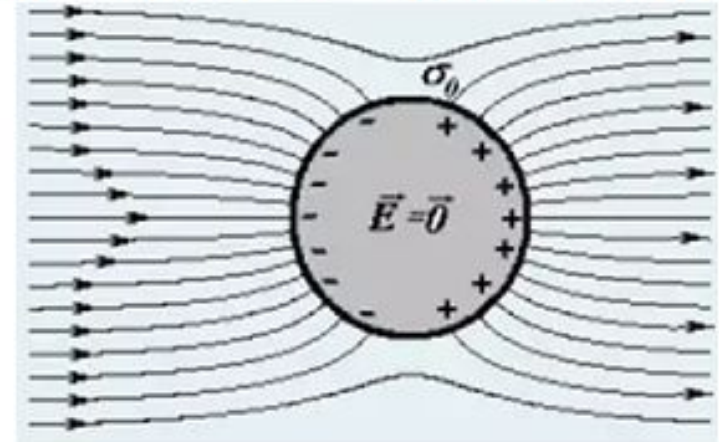


В ЭП, созданном внешними зарядами, свободные заряды начинают перемещаться так, чтобы скомпенсировать своим ЭП внешнее поле.

В результате:

Проводники во внешнем ЭП (2)

1. внутри проводника $E = 0$, иначе получается вечный двигатель первого рода;
2. плотность заряда $\rho = 0$ внутри проводника, т.к. $\rho = \epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = \epsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{0} = 0$
3. индуцированные заряды находятся только на внешних поверхностях проводника;
4. т.к. $E = 0$ внутри проводника, то весь проводник имеет **один потенциал**;
5. т.к. поверхность проводника эквипотенциальна, то \vec{E} снаружи от проводника направлен по нормали к поверхности, а $E = \sigma/\epsilon_0$



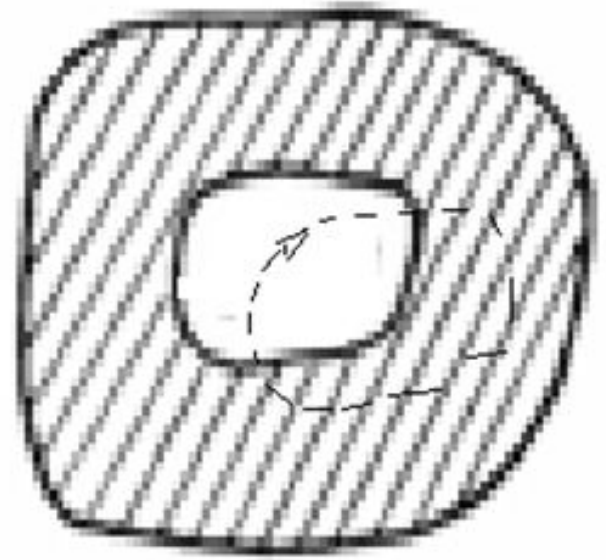
Проводники во внешнем ЭП (3)

6. $E = 0$ внутри полостей проводника

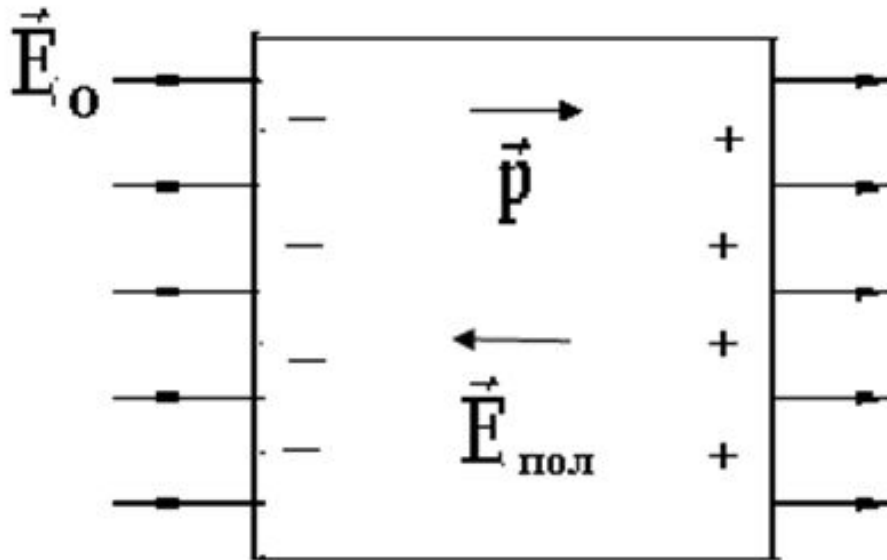
От противного: ЭП в полости ненулевое \Rightarrow можно выбрать одну из ЭСЛ и сделать ее частью контура для вычисления $\text{Cir} \vec{E} \Rightarrow$ замыкающая часть контура внутри тела проводника.

$$\oint (\vec{E}, d\vec{l}) = 0 = \int (\text{по полости}) + \int (\text{по проводнику}) = \int (\text{по полости})$$

$\int (\text{по полости})$ может быть $= 0$, только если $(\vec{E}, d\vec{l}) \equiv 0$, а т.к. $\cos \alpha \equiv 1$, то $E \equiv 0$



Диэлектрики во внешнем ЭП



Диэлектрики \Rightarrow свободных (= подвижных) зарядов нет, но есть *связанные* в атомах. Каждый объем нейтрален, но в нем «+» связанные заряды могут смещаться отн. «-».

Это явление наз. *поляризацией диэлектрика*.

ЭП внешних зарядов $\mathbf{E}_0 \Rightarrow$ «-» заряды «выступают» на одной стороне объема диэлектрика, а «+» – на другой. Смещенные связанные заряды образуют *индуцированный дипольный момент $\mathbf{p} \uparrow \uparrow \mathbf{E}_0$* .

Вектор поляризации и ЭП поляризационных зарядов

Индукцированный момент $\vec{p} \sim$ объему, это характеристика куска диэлектрика.

$\vec{P} = \vec{p} / \Delta V$ – наз. *вектором поляризации*, он равен ДМ единицы объема, это характеристика состояния вещества.

$p = \sigma_{\text{пол}} S l = \sigma_{\text{пол}} \Delta V \Rightarrow P = \sigma_{\text{пол}} \Rightarrow [P] = [\sigma] = \text{Кл/м}^2$
 $\sigma_{\text{пол}}$ – плотность поляризационных (связанных) зарядов на границах образца.

Эти заряды создают свое поле поляризационных зарядов $E_{\text{пол}}$, направленное против внешнего поля.

$$E_{\text{пол}} = \sigma_{\text{пол}} / \epsilon_0 = P / \epsilon_0$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{пол}} \Rightarrow E = E_0 - E_{\text{пол}} = E_0 - P / \epsilon_0 \Rightarrow E < E_0$$

Вектор электростатической индукции (электрического смещения)

$$\operatorname{div} \vec{E} = \operatorname{div} \vec{E}_0 - \frac{\operatorname{div} \vec{P}}{\varepsilon_0} \quad \Rightarrow \quad \operatorname{div} \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0} \right) = \operatorname{div} \vec{E}_0 = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

ρ – плотность свободных (несвязанных, внешних по отн. к в-ву диэлектрика) зарядов, они определяют поле \vec{E}_0 .

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho$$

Векторная величина $\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ наз. вектором электростатической индукции, или вектором электрического смещения.

$$[D] = \text{Кл} / \text{м}^2$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho$$

Теорема Гаусса для вектора смещения

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho$$

Это - теорема Гаусса для вектора смещения в дифференциальной форме.

Она же в интегральной форме имеет вид:

$$\oiint (\vec{D}, d\vec{S}) = Q$$

где Q – величина свободного заряда внутри замкнутой поверхности S .

Векторы \vec{D} и \vec{E}

Сравнение \vec{D} и \vec{E} в диэлектрике:

\vec{E}	\vec{D}
$\vec{F} = q \vec{E}$ $div \vec{E} \neq \rho / \epsilon_0$	$q \vec{D} \neq \vec{F}$ $div \vec{D} = \rho$
происходит от любых зарядов	зависит только от свободных зарядов
В / м	Кл / м ²

Связь между \vec{D} и \vec{E} упрощается, если $\vec{P} \sim \vec{E}$:

$$\vec{P} = k \epsilon_0 \vec{E}$$

k (каппа) – безразмерная величина, наз. диэлектрической восприимчивостью.

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

$\epsilon = 1 + k$ – диэлектрическая проницаемость.

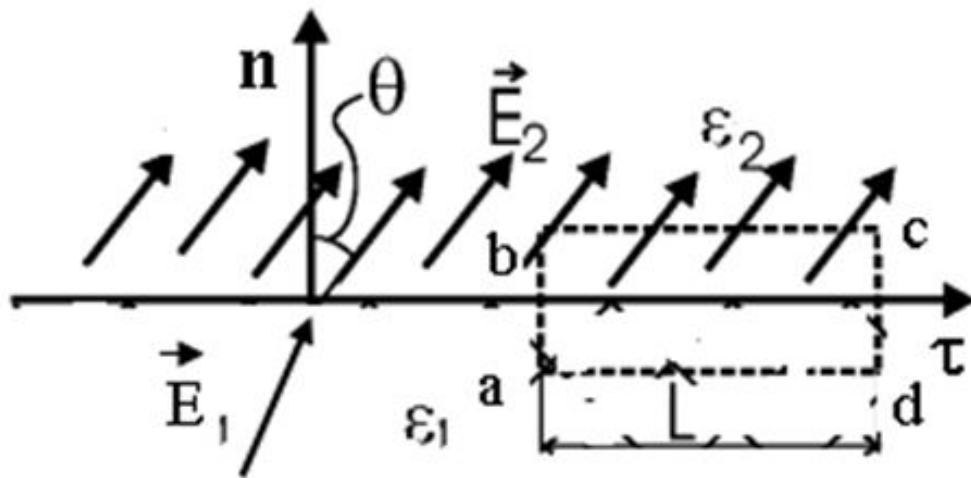
$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

Векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} на границе раздела 2

спал

Векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} $\downarrow\uparrow$ при переходе из одной среды в другую: нормальные и тангенциальные компоненты по-разному.

Тангенциальная компонента вектора \vec{E} :



вычислим $\text{Cir } \vec{E}$ по
прямоуг. контуру в
плоскости,
содержащей оба
вектора \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , и
охватывающему
границу раздела.

По т. о циркуляции:

$$\oint (\vec{E}, d\vec{l}) = \int(\text{по } ab) + \int(\text{по } bc) + \int(\text{по } cd) + \int(\text{по } da) = 0$$

$$\int(\text{по } bc) = E_{\tau 2} L; \quad \int(\text{по } da) = -E_{\tau 1} L;$$

$\int(\text{по } ab)$ и $\int(\text{по } cd)$ оба \sim высоте прямоугольника,
которую устремим к 0.

Векторы D и E на границе раздела 2 сред (2)

$$\int(\text{по } bc) + \int(\text{по } da) = E_{\tau 2} L - E_{\tau 1} L = 0 \Rightarrow \\ E_{\tau 2} - E_{\tau 1} = 0 \Rightarrow \mathbf{E}_{\tau 2} = \mathbf{E}_{\tau 1}$$

- тангенциальная компонента вектора \vec{E} сохраняется при переходе из одной среды в другую.

Для тангенциальных компонент вектора \vec{D} действует соотношение:

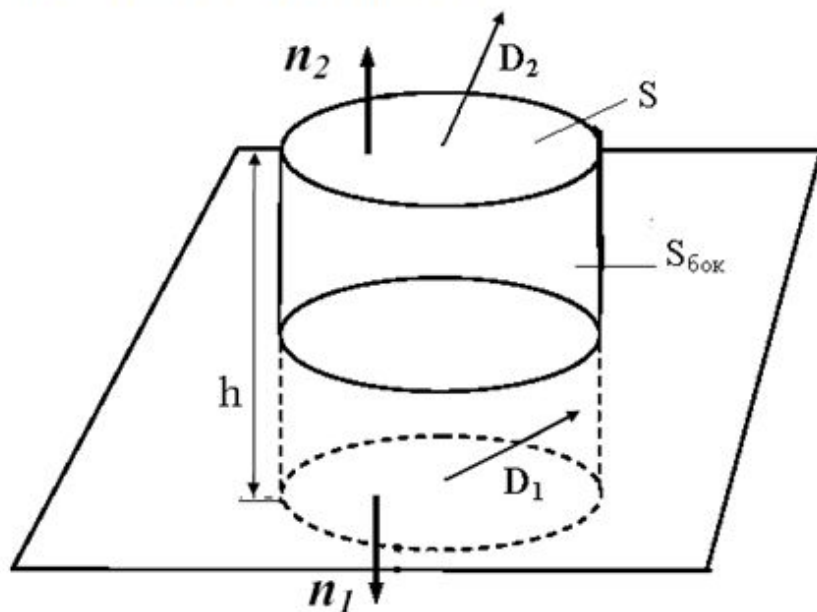
$$D_{\tau 2} / \epsilon_2 = D_{\tau 1} / \epsilon_1$$

Векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} на границе раздела 2 сред

(3)

Нормальная компонента вектора $\vec{\mathbf{D}}$:

вычислим поток $\vec{\mathbf{D}}$ через пов-ть цилиндра, пересеченного границей раздела.



$$\oiint (\vec{\mathbf{D}}, d\vec{\mathbf{S}}) = Q$$

$$D_{n2} S + \iint (\text{по } S_{\text{бок}}) - D_{n1} S = \rho S h + \sigma S$$

$$h \rightarrow 0 \Rightarrow \iint (\text{по } S_{\text{бок}}) \rightarrow 0 \text{ и } \rho S h \rightarrow 0.$$

$$D_{n2} S - D_{n1} S = \sigma S$$

$$D_{n2} - D_{n1} = \sigma$$

σ – плотность свободных зарядов на границе раздела.

Если $\sigma = 0$, то: $D_{n2} = D_{n1}$

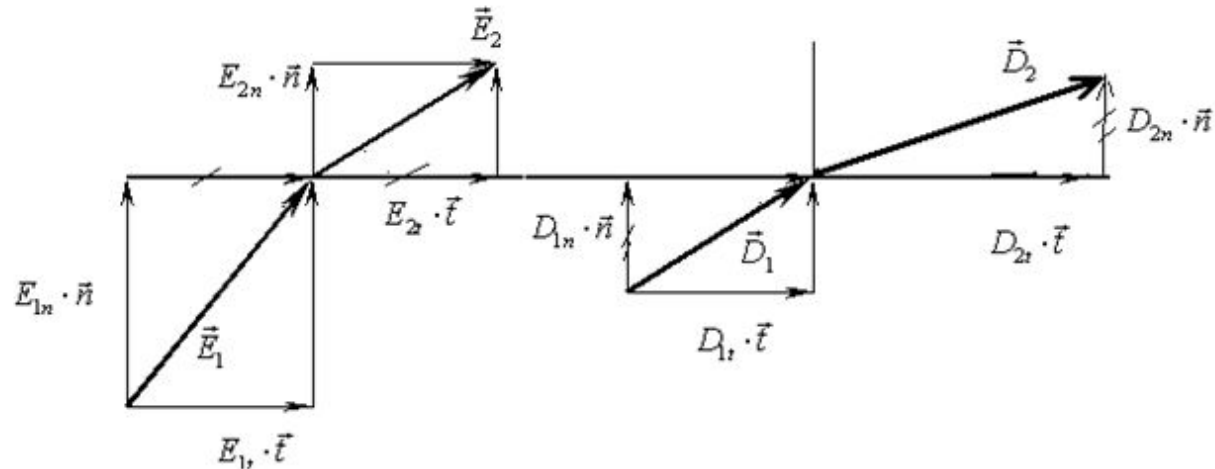
т.е. нормальная проекция вектора $\vec{\mathbf{D}}$ сохраняется.

Для нормальной компоненты вектора $\vec{\mathbf{E}}$ условия следующие:

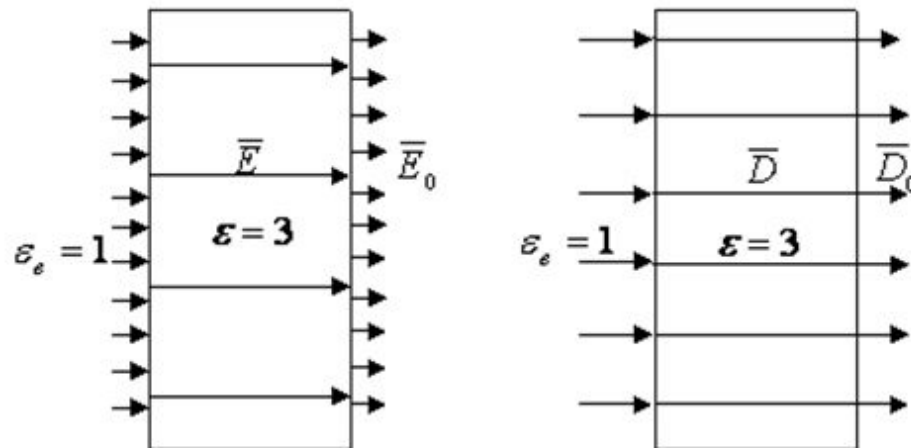
$$\epsilon_2 \mathbf{E}_{n2} = \epsilon_1 \mathbf{E}_{n1}$$

Векторы \vec{D} и \vec{E} на границе раздела 2 сред

(1)



Сохранение \vec{D}_n и скачок $E_n \Rightarrow$ линии вектора \vec{D} непрерывны, а линии вектора \vec{E} могут прерываться на границе раздела.



Механизмы поляризации

- *электронная* (упругая) поляризация — смещение эл. оболочек атомов во внешнем ЭП, время поляризации до 10^{-15} с, не связана с потерями энергии;
- *ионная* — смещение ионов в узлах крист. решетки во внешнем ЭП, время протекания 10^{-13} с, без потерь.
- *дипольная* (ориентационная) — ориентация собственных диполей во внешнем ЭП, потери на преодоление сил связи и внутреннего трения;
- *самопроизвольная* (спонтанная) — возникает в некот. кристаллах (сегнетоэлектриках) благодаря силам химической связи, характеризуется нелинейностью свойств и высокими значениями ϵ .

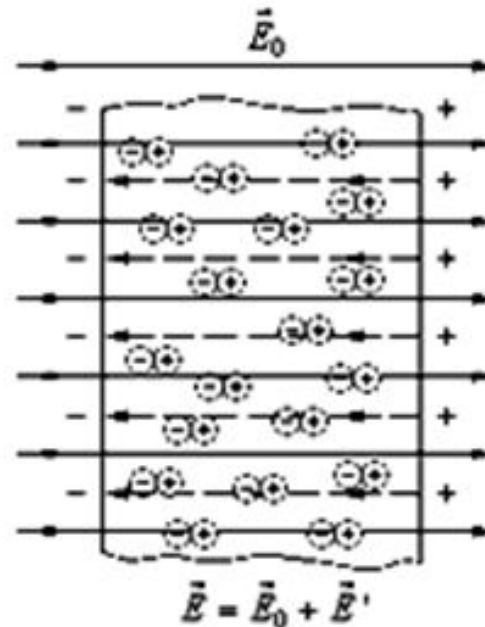
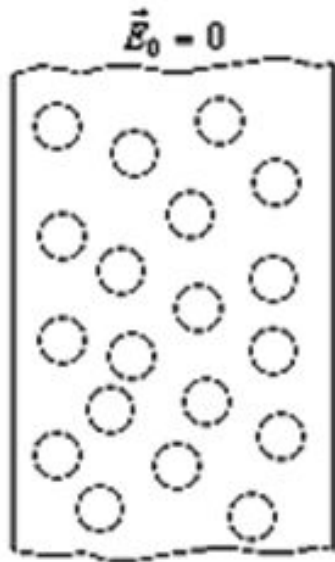
Неполярные диэлектрики

Неполярные диэлектрики - электронная и ионная

поляризация,
м.б. в крист-ком,
жидком и
газообразном
сост.

Значения ϵ от 1
до неск. единиц.

При $E = 0$
значение $p = 0$



для каждого атома или молекулы.

$E \neq 0 \Rightarrow$ смещение эл-ных оболочек или ионов \Rightarrow
индуцированный ДМ.

Неполярные диэлектрики (2)

Индукцированный ДМ атома:

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E} \text{ (направлен по полю).}$$

α - поляризуемость атома.

Вектор поляризации: $\mathbf{P} = n\mathbf{p} = n\alpha \mathbf{E}$

Диэлектрическая восприимчивость и диэлектрическая проницаемость:

$$\kappa = n\alpha/\epsilon_0 \text{ и } \epsilon = 1 + n\alpha/\epsilon_0$$

Значения $\kappa \lesssim 1 \Rightarrow \alpha \lesssim \epsilon_0/n = 10^{-11} / 10^{22} = 10^{-39} \text{ Ф}\cdot\text{м}^2$

Признаки: 1) $\kappa \lesssim 1$;

2) κ не зависит от температуры;

3) κ не зависит от частоты ЭП до 10^{15} (10^{11}) Гц (в скобках для ионной поляризации).

Полярные диэлектрики

Полярные

диэлектрики

- дипольная

(ориентационная)

поляризация, м.б.

кристаллическими,

жидкими и

газообразными.

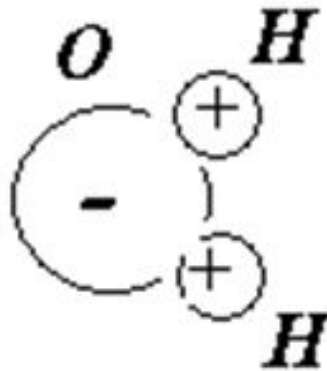
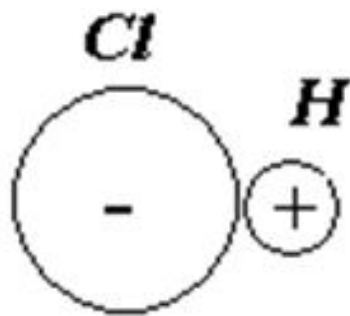
Значения ϵ до

неск. десятков (в

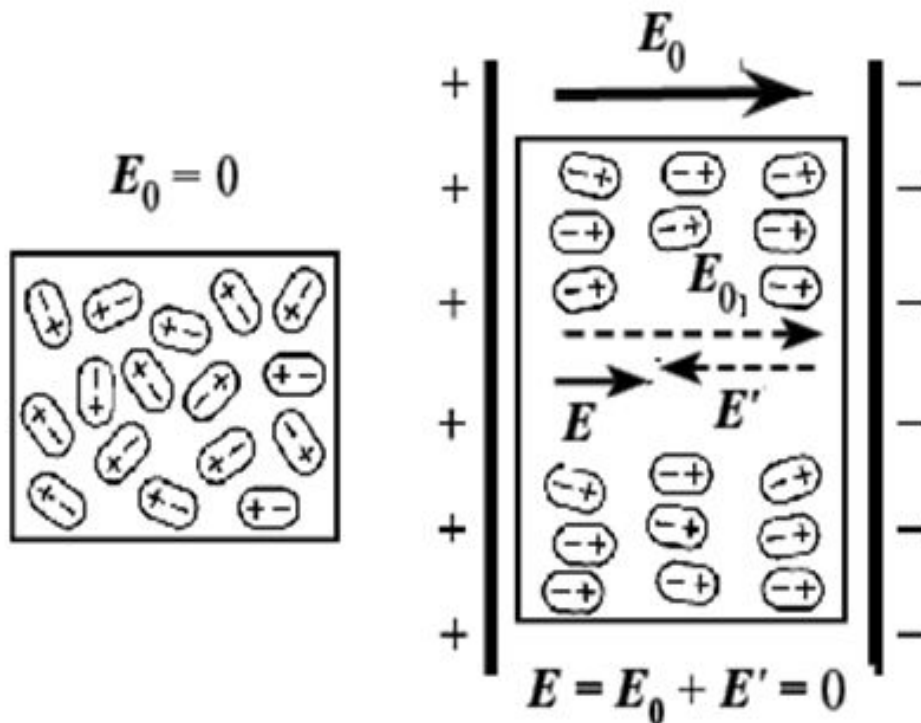
жидкостях и кристаллах при комн. температуре).

Молекулы полярных диэлектриков имеют собственный (не наведенный) ДМ.

ЭП поворачивает диполи p_0 вдоль линий поля, их ДМ складываются и создают поляризацию вещества.



Полярные диэлектрики (2)



$$\kappa = \frac{np_0^2}{3kT} \Rightarrow$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{np_0^2}{3kT}$$

кТ в знаменателе \leftarrow
 тепловое движение
 нарушает ориентацию
 диполей вдоль ЭП.

Признаки:

- 1) $\kappa > 1$ ($\varepsilon = 81$ для воды при комнатной температуре);
- 2) ε зависит от частоты - \downarrow с $\uparrow f$, т.к. молекулы не успевают развернуться
- 3) зависит от температуры - \downarrow с $\uparrow t^\circ$

Полярные диэлектрики (3)

