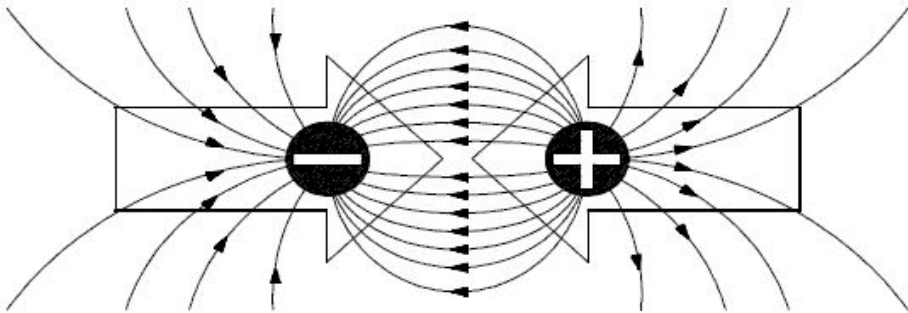


Электромагнетизм

Понятия поля и заряда. Материальный мир существует в 2 формах: вещество и поле. Поле – часть материи, посредством которой осуществляется взаимодействие между телами. Одно из свойств материальных тел – заряд. Заряженные тела взаимодействуют друг с другом.

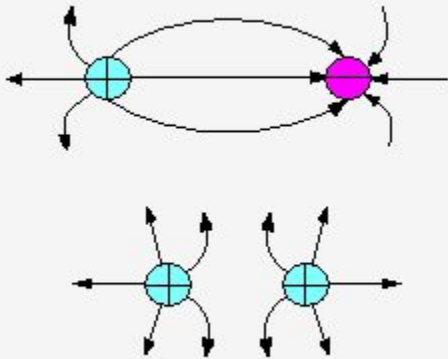


Фарадей и Максвелл развили теорию поля, которое обеспечивает взаимодействие, и появилась идея близкодействия: поле существует в пространстве и в данном месте непосредственно воздействует на материальные тела.

Разделяют электрическую и магнитную компоненту электромагнитного поля и в физике часто рассматривают частные случаи: электростатика – взаимодействие покоящихся зарядов, магнитостатика – взаимодействие электрически нейтральных тел, но заряды в них движутся и создают магнитное поле.

Электрический заряд и его свойства

- Есть два вида зарядов – положительный и отрицательный. Одноименные заряды отталкиваются, а разноименные – притягиваются друг другом.



Элементарный заряд «е»: электрон – «-е», протон – «+е»

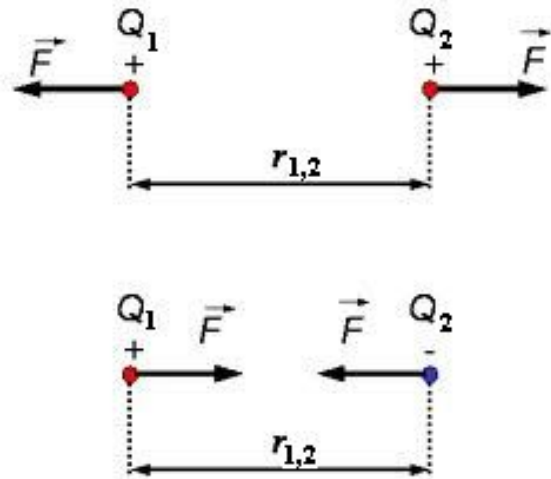
Любой заряд – совокупность элементарных: $q = Ne$, N – целое число. Таким образом, заряд может меняться только дискретно, кратно «е» - **квантование заряда**.

Заряд может возникать и исчезать, но только попарно – два элементарных заряда противоположных знаков. Суммарный заряд электрически изолированных систем не меняется:

$$\sum_i q_i = \text{const} \quad - \text{закон сохранения заряда}$$

Закон Кулона

Кулон с помощью крутильных весов измерил силу взаимодействия электрических зарядов и установил свой закон



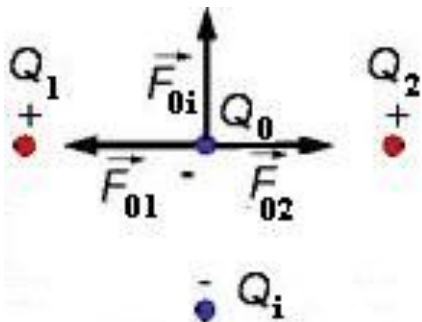
$$\vec{F}_{1,2} = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{1,2}^3} \vec{r}_{1,2}$$

ϵ - диэлектрическая проницаемость среды,

ϵ_0 - электрическая постоянная = $8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл²/Нм²

Принцип суперпозиции.

Любой заряд действует на заряд Q_0 независимо от соседей.



$$\vec{F}_0 = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{0i} \quad - \text{ для точечных зарядов}$$

Для протяженного тела, на котором распределен заряд:

$$\vec{F}_0 = \int_V d\vec{F} \quad , \quad dF - \text{ сила взаимодействия } Q_0 \text{ и } dq$$

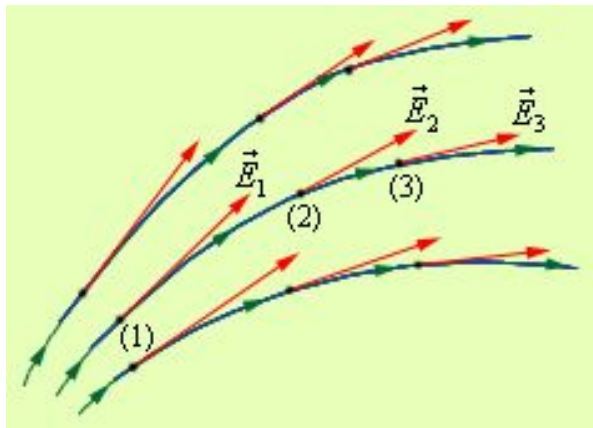
Напряжённость электростатического поля

Количественная силовая характеристика поля называется напряженностью:

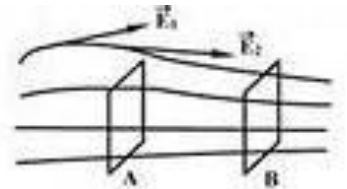
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{пр}}{q_{пр}} \quad \text{- не зависит от величины пробного точечного заряда и } q_{пр} \text{ и характеризует электрическое поле в данной точке}$$

Для точечного заряда из закона Кулона:
$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$

Принцип суперпозиции позволяет вычислить напряженность поля, создаваемого любыми зарядами:
$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i; \vec{E} = \int d\vec{E}$$

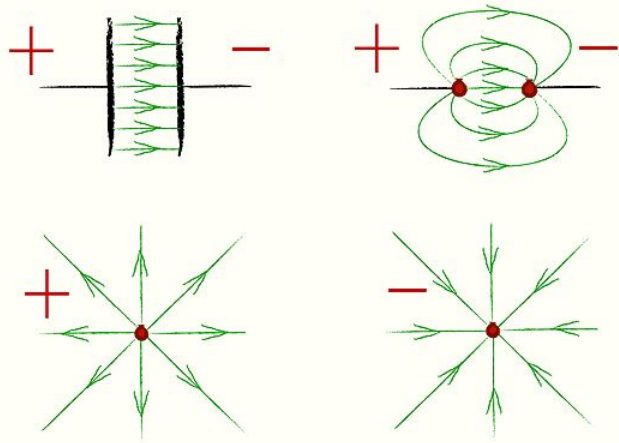


Силовые линии (линии напряженности) – касательная к которым совпадает с направлением $\vec{E}$, а густота линий (число линий, пересекающих единицу нормальной площадки) характеризует величину E



Индукция электрического поля:
$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}$$
 - не зависит от свойств среды

Линии напряженности электрического поля



Для точечного заряда силовые линии – совокупность радиальных прямых.

Полное число линий, пересекающих сферу радиуса r :

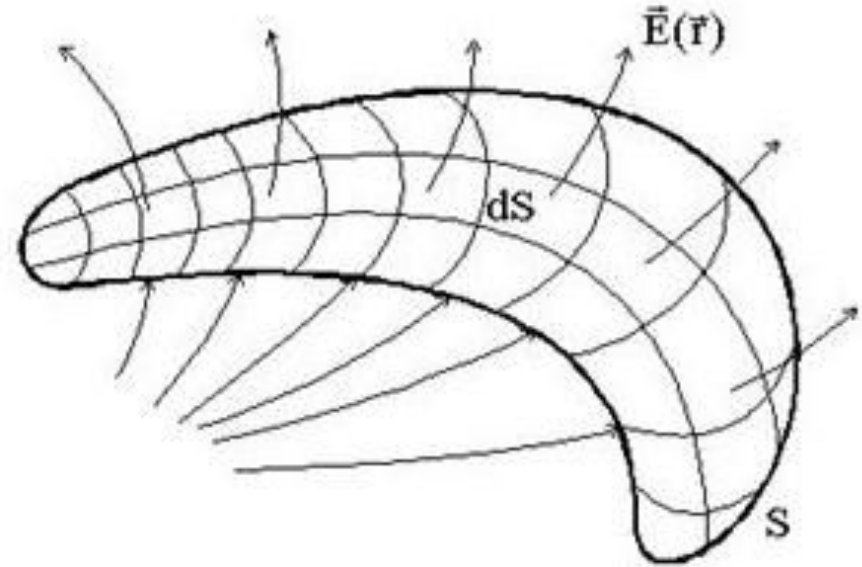
$$N = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}$$

Закон Гаусса. Поток напряженности электрического поля:

$$\Phi_E \equiv \int_S (\vec{E} d\vec{S}) = \int_S E_n dS.$$

Для замкнутой поверхности:

$$\oint (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\epsilon\epsilon_0} = N$$

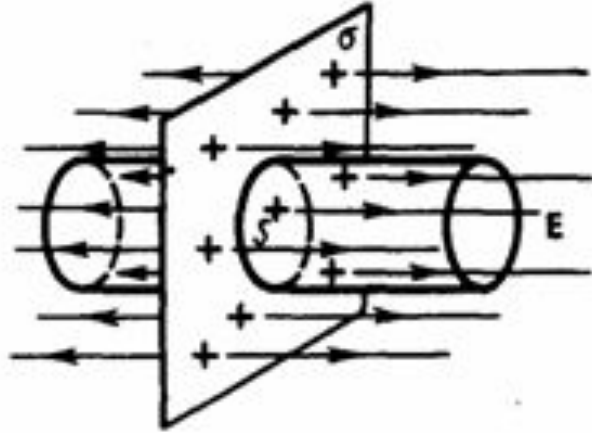


Поток вектора индукции электрического поля: $\Psi = \oint (\vec{D} d\vec{S}) = \sum_i q_i = \int_V \rho dV$

Теорема Гаусса для расчета полей

Необходимо в каждом случае выбирать «удобную» поверхность

а) бесконечная заряженная плоскость с поверхностной плотностью σ :



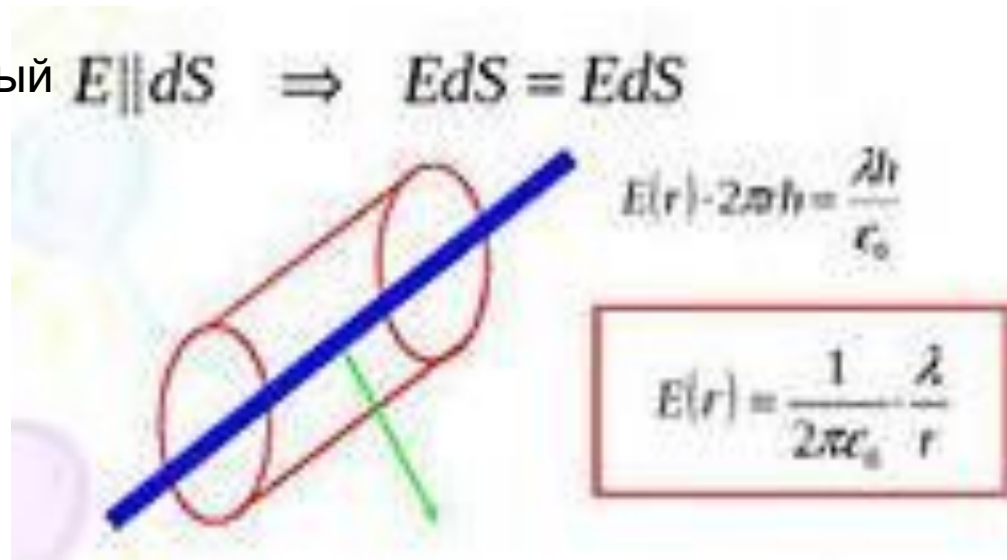
$$E \parallel dS \Rightarrow EdS = EdS$$

$$2E\Delta S = \sigma\Delta S / \epsilon_0$$

⋮

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

б) бесконечный равномерно заряженный стержень с линейной плотностью λ на расстоянии r от стержня:



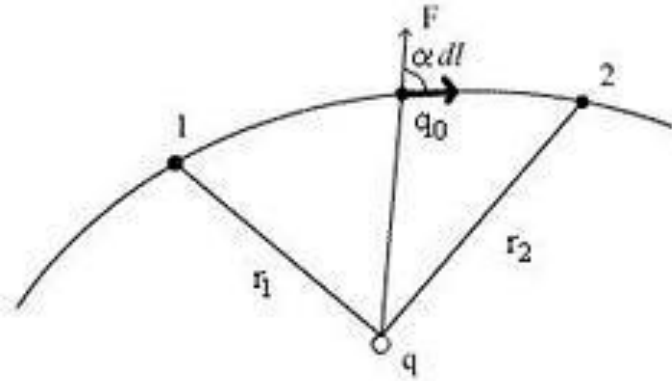
$$E \parallel dS \Rightarrow EdS = EdS$$

$$E(r) \cdot 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\epsilon_0}$$

$$E(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda}{r}$$

Потенциальный характер электростатического поля

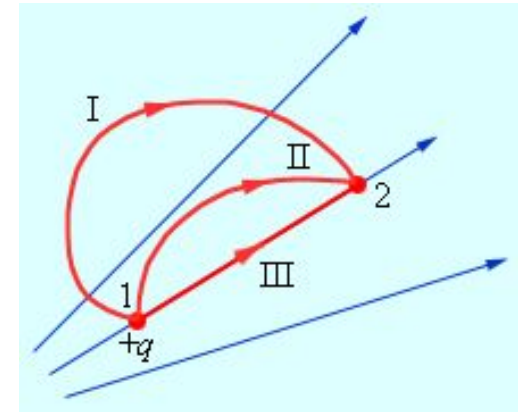
Работа перемещения заряда в электростатическом поле:



$$\Delta A = \int_1^2 (\vec{F} d\vec{l}) = \int_1^2 F dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_1^2 \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$\Delta A_{\otimes} = \oint \vec{F} d\vec{l} = 0$$

Работа консервативных сил не зависит от формы пути.



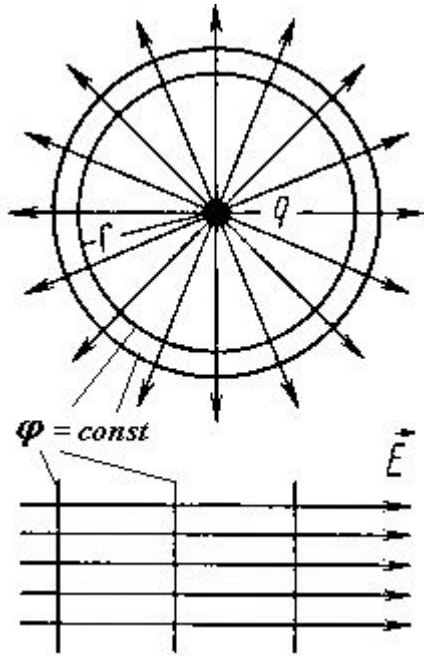
$$\Delta A_{1,2} = -\Delta W_{п2,1} = W_{п1} - W_{п2} \text{ - убыль потенциальной энергии}$$

Для точечного заряда: $W_n = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + const, W \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0 \Rightarrow const = 0$

Потенциал: $\varphi \equiv \frac{W_n}{q_0}$

- скалярная характеристика поля в данной точке, минимальная работа по перемещению единичного заряда из бесконечности в данную точку.

Связь потенциала с напряжённостью электростатического поля



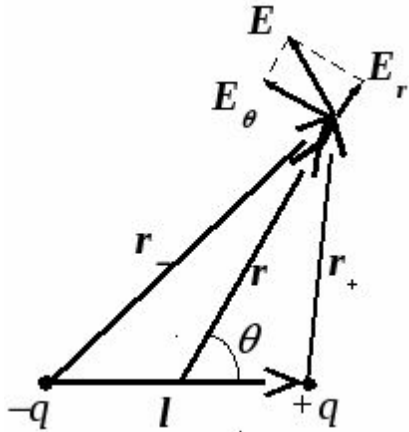
$\phi = \text{const}$ – эквипотенциальные поверхности, вдоль нее Работа электрического поля равна нулю, E направлена по нормали: линии напряженности перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям

$$\vec{E} = -\nabla \phi = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \vec{k} \right)$$

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}; E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}; E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}.$$

$$\Delta \phi_{1,2} \equiv \phi_1 - \phi_2 = \int_1^2 (\vec{E}, d\vec{l}) = \int_1^2 (E_x dx + E_y dy + E_z dz).$$

Электрический диполь

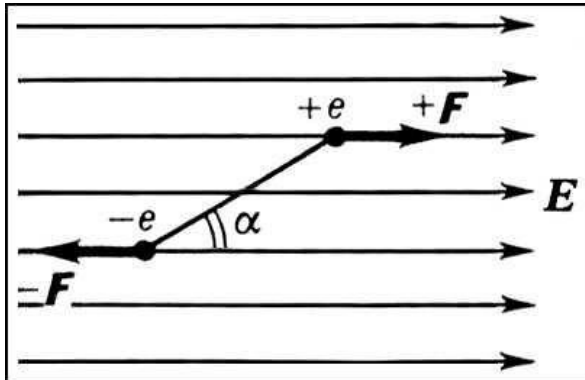


$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q(r_- - r_+)}{r_+ r_-}$$

$$\left. \begin{aligned} r_- &= r + l \cos\theta / 2 \\ r_+ &= r - l \cos\theta / 2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \varphi(r) \approx \frac{ql \cos\theta}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$$

Электрический момент: $\vec{p} = ql \Rightarrow \varphi(r, \theta) = \frac{p \cos\theta}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$ - убывает быстрее, чем $1/r$

Электрический диполь во внешнем поле:



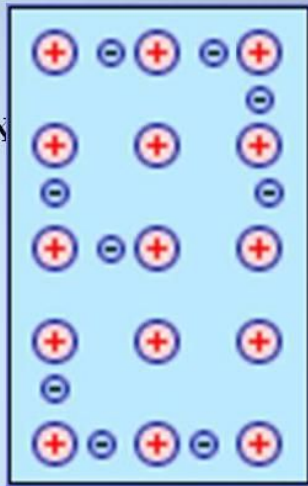
$$|\vec{M}| = Fl \sin\alpha = qEl \sin\alpha = pE \sin\alpha.$$

$$\vec{M} = [\vec{p}, \vec{E}]$$

$$W_n = q\varphi_+ - q\varphi_- = q \frac{\partial \varphi}{\partial x} l \cos\alpha = -qlE \cos\alpha = -(\vec{p}, \vec{E})$$

Электростатическое поле в веществе

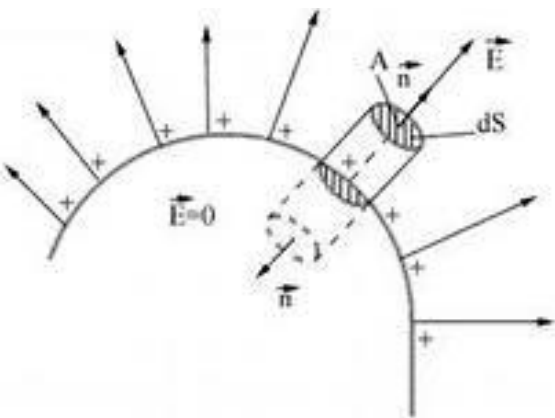
Проводниками называются такие материалы, в которых имеются **свободные носители** электрических зарядов.



В равновесии заряды внутри проводника распределяются так, чтобы $E = 0$, т.е. потенциал внутри проводника $\phi = \text{const}$. Внешняя поверхность проводника эквипотенциальна, т.е. на поверхности проводника в каждой точке

$$\vec{E} \perp \vec{S}, \text{ т.е. } \vec{E} = E_n \vec{n}.$$

По теореме Гаусса поток через любую поверхность проводника равен нулю ($E=0$) и сумма зарядов внутри проводника равна нулю. Внутри проводника избыточных зарядов не может быть и заряды распределяются по поверхности с плотностью σ .

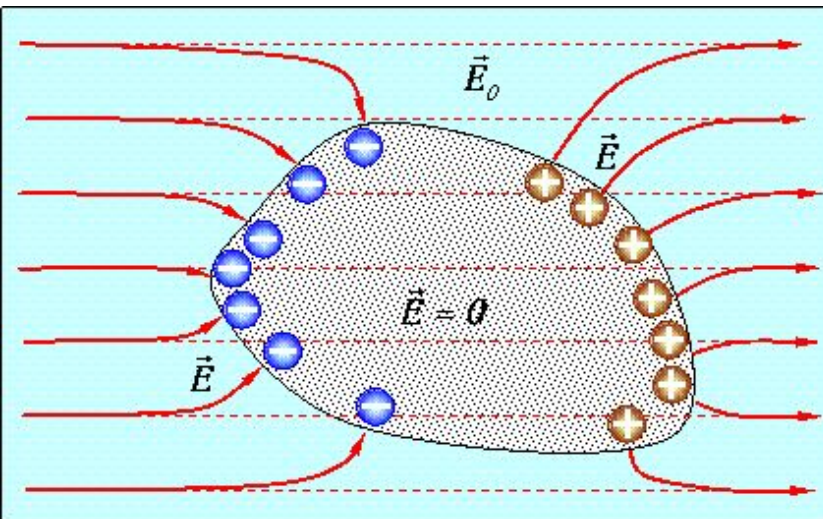


Если взять малый цилиндр с площадью основания dS , пересекающий перпендикулярно поверхность проводника, то для потока D через его поверхность можно записать:

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

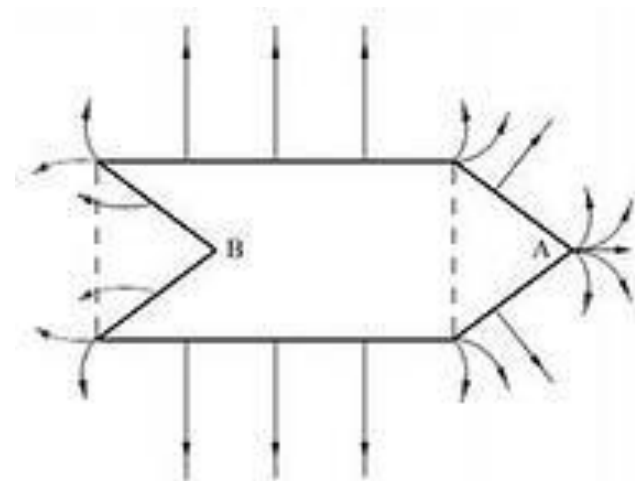
Следовательно $D = \sigma$ или $E = \sigma / \epsilon \epsilon_0$

Проводники в электростатическом поле

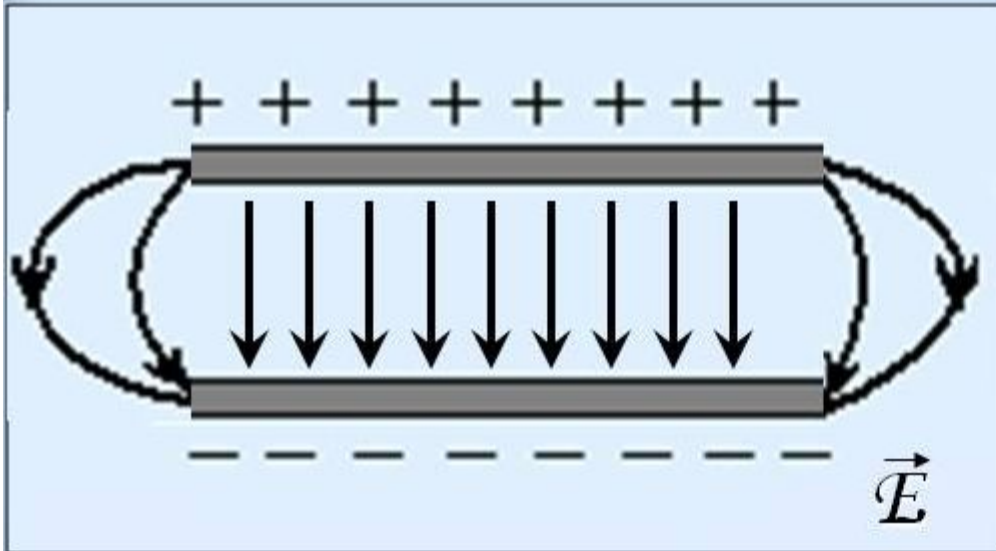


При внесении проводника в поле заряды в нем перераспределяются: индуцированные заряды. Эти заряды создают поле так, чтобы внутри проводника было $E=0$. Проводник разрывает и искривляет силовые линии: они начинаются и заканчиваются на индуцированных зарядах. Если внутри проводника есть полость, то на внутренней поверхности зарядов не образуется и поле внутри полости в равновесии также равно нулю: электростатическая защита от поля.

При приближении к проводнику эквипотенциальные поверхности искривляются, причем у выступов они максимально сближаются, а у впадин – максимально расходятся: и величина поля, и поверхностная плотность σ на выступах (А) поверхности проводника максимальна, а в углублениях (В) – минимальна.



Конденсаторы



Конденсатор электрический — система из двух или более электродов (обкладок), разделённых диэлектриком, толщина которого мала по сравнению с размерами обкладок.

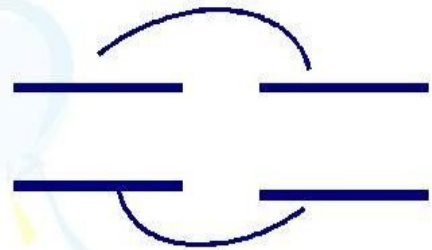
Поле, создаваемое накапливаемыми на них зарядами, сосредоточено между обкладками внутри конденсатора. Бывают плоские, цилиндрические, сферические конденсаторы.

Электроемкость

Емкость конденсатора: $C = \frac{\Delta q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\Delta q}{U}$ U – напряжение

Для плоского конденсатора: $E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\Delta q}{\varepsilon\varepsilon_0 S}$; $\Delta\varphi = E \cdot d = \frac{\Delta q d}{\varepsilon\varepsilon_0 S} \Rightarrow C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$

Параллельное соединение



$$U = \varphi_1 - \varphi_2$$

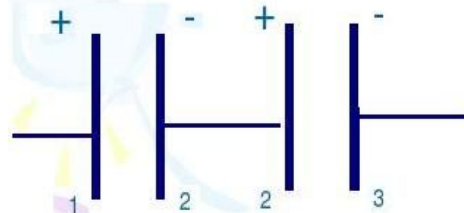
$$q = q_1 + q_2$$

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

$$C = C_1 + C_2$$

Последовательное соединение

$$\varphi_1 - \varphi_3 = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3)$$



$$\varphi_1 - \varphi_3 = q / C$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = q / C_1$$

$$\varphi_2 - \varphi_3 = q / C_2$$

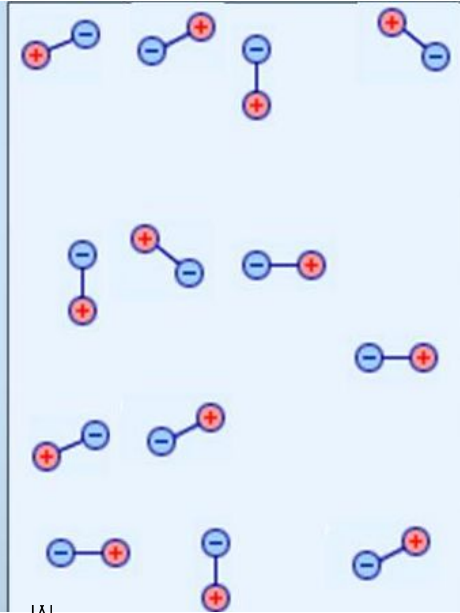
$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Диэлектрики в электростатическом поле

Диэлектриками

называются материалы, в которых нет свободных электрических зарядов.

Существует три вида диэлектриков: полярные, неполярные и сегнетоэлектрики.



Молекулы могут обладать дипольным моментом. В неполярных молекулах появляется дипольный момент:

$\vec{p} = \beta \epsilon_0 \vec{E}$, β — поляризуемость. Полярные молекулы поворачиваются вдоль поля.

Если внешнее $E=0$, то суммарный дипольный момент диэлектрика равен нулю. Во внешнем поле диэлектрик поляризуется

Вектор поляризации $\vec{P} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}_{ei}}{\Delta V}$; $\vec{p}_{ei}$ — моменты молекул, входящих в объем ΔV .

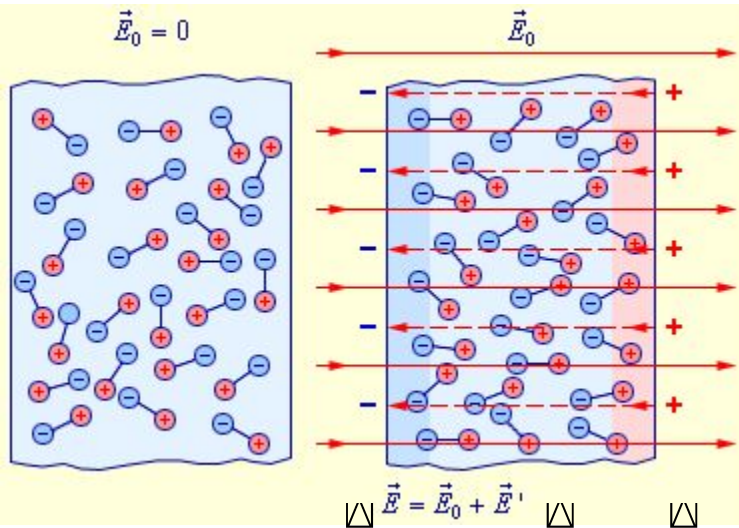
В изотропных диэлектриках: $\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$; χ — диэлектрическая восприимчивость.

Для неполярных диэлектриков: $\sum_{\Delta V} \vec{p}_{ei} = n \Delta V \beta \epsilon_0 \vec{E} \Rightarrow \chi = n \beta$

Для полярных диэлектриков ориентирующему действию электрического поля противится тепловое движение молекул, в результате устанавливается некая преимущественная ориентация дипольных моментов и статистика показывает, что

$$\vec{P} \sim \vec{E}; \chi \sim T$$

Электрическое поле в диэлектриках



Заряды, входящие в состав молекул диэлектрика – связанные. В вакууме $\vec{E} = \vec{E}_0$; $\vec{E}'$ – вклад диэлектрика в поле за счет связанных зарядов

Вектор электрической индукции или смещения:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}; \vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E} \Rightarrow \vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}$$

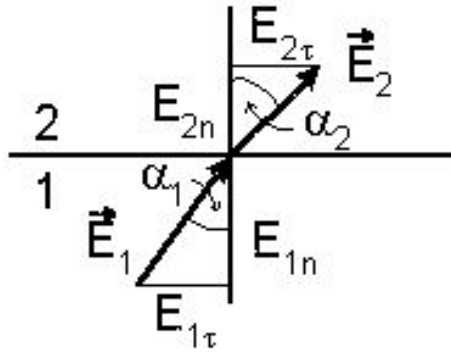
Относительная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = 1 + \chi \quad \text{или} \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

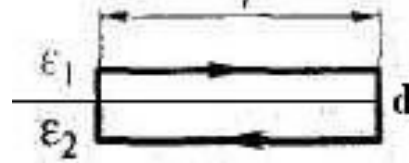
Для изотропных диэлектриков ε - скаляр и $\vec{D} \uparrow \uparrow \vec{E}$,

а в анизотропных ε - тензор

Граничные условия векторов напряженности и индукции электростатического поля

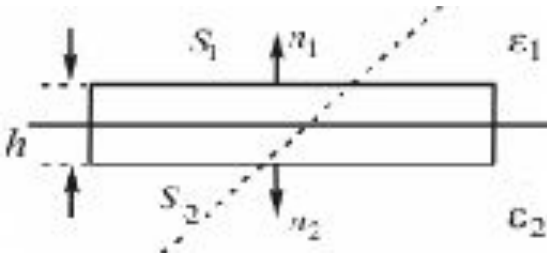


В диэлектриках ϵ_1 и ϵ_2 напряженности E_1 и E_2



Возьмем контур, охватывающий границу диэлектриков, причем

$$d \rightarrow 0: \oint \vec{E} d\vec{l} = E_{\tau 1} l - E_{\tau 2} l = 0 \Rightarrow E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$$



Возьмем цилиндр с основанием S и высотой $h \rightarrow 0$

Внутри цилиндра нет зарядов, тогда по теореме Гаусса:

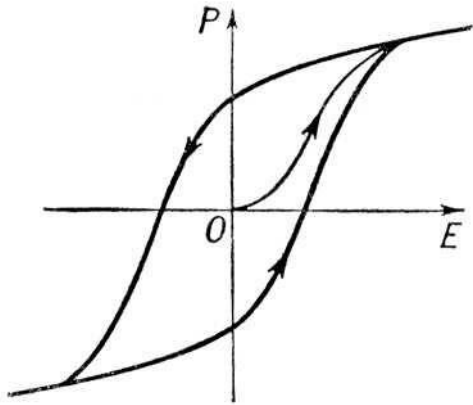
$$\Phi_D = 0 = \oint \vec{D} d\vec{S} = D_{n1} S_1 - D_{n2} S_2 \Rightarrow D_{n1} = D_{n2}$$

Граничные условия:

$$\begin{cases} E_{\tau 1} = E_{\tau 2} \\ \frac{D_{\tau 1}}{\epsilon_1} = \frac{D_{\tau 2}}{\epsilon_2} \end{cases}; \begin{cases} D_{n1} = D_{n2} \\ \epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2} \end{cases}$$

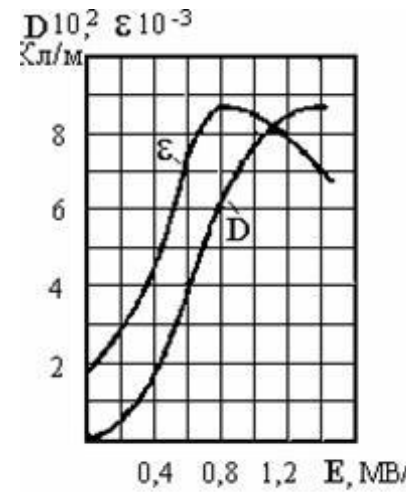
Виды диэлектриков

В веществах из полярных молекул в равновесии за счет теплового движения $P = 0$. Но в твердых телах тепловое движение может быть затруднено и в ряде веществ может наблюдаться спонтанная поляризация, которая сохраняется и в отсутствии внешнего электрического поля. Такие вещества называются сегнетоэлектрики.



Особенности сегнетоэлектриков:

- а) ε - велико ($\sim 10^3 - 10^4$);
- б) $P(E)$ – нелинейна, т.е. $\varepsilon = \varepsilon(E)$;
- в) Наблюдается гистерезис: P_r - остаточная поляризация, E_c - коэрцитивная сила;
- г) имеют точку Кюри – температуру перехода из обычного в сегнетоэлектрическое состояние



В сегнетоэлектриках существуют домены – области, где все микродиполи параллельны друг другу.

В пьезоэлектриках при механических воздействиях возникает электрическое поле за счет изменения ориентации элементарных диполей, которые жестко связаны между собой, а при помещении в электрическое поле появляются механические напряжения – обратный пьезоэлектрический эффект.

Энергия взаимодействия электрических зарядов

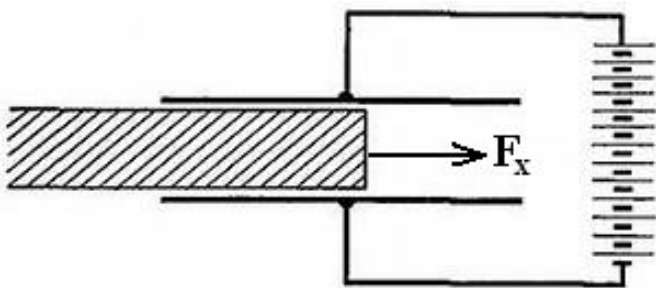
Для 2 точечных зарядов: $W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}}$. Для системы N точечных зарядов:

$$W_n = \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} W_{nik} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_i q_k}{r_{i,k}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \sum_{\substack{k \\ i \neq k}} \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_k}{r_{i,k}} = \frac{1}{2} \sum_i q_i \varphi_i;$$

Энергия заряженного конденсатора $W_n = \frac{1}{2} (q\varphi_1 - q\varphi_2) = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$

Для плоского конденсатора: $W_n = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S U^2}{2d} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} V$

Плотность энергии электростатического поля $w = \frac{dW_n}{dV} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{(\vec{E}, \vec{D})}{2}$



$$W_n = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 d}{2\epsilon_0 l [h + (\epsilon - 1)x]}; F_x = -\frac{\partial W_n}{\partial x}$$

- диэлектрик
втягивается
в конденсатор

$$U = \text{const} \Rightarrow F_x = \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1) U^2 l}{2d}$$

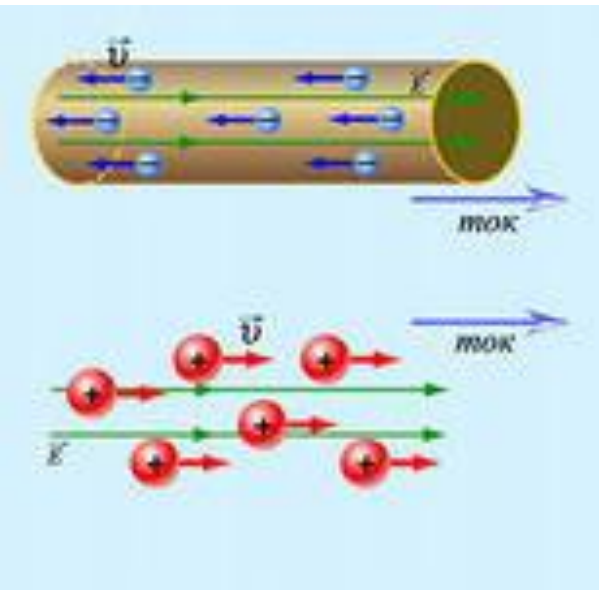
Электрический ток.

Электрический ток – направленное движение зарядов.

Сила тока через площадку S : $I = \frac{dq}{dt}$

Плотность тока: $\vec{j} = \frac{dI}{dS_n} \vec{n}$; $\vec{n}$ – орт в направлении упорядоченного движения положительных носителей.

$$I = \int_S (\vec{j}, d\vec{S}). \quad \vec{j} = en \langle \vec{v} \rangle.$$



Свободные носители в металлах – электроны. 1901 – опыт немецкого физика Рикке: через 3 цилиндра (медь-алюминий-медь) в течение года прошел заряд $3,5 \cdot 10^6$ Кл. Вес цилиндров не изменился, проникновения металлов в соседние цилиндры не было: проводят ток не атомы, а электроны. В 1913 российские физики Мандельштам и Папалекси: крутильные колебания катушки – в телефоне звук за счет тока из-за ускоренного движения электронов, 1916 – американские физики Толмен и Стюарт измерили баллистическим гальванометром заряд при резком торможении вращающейся катушки: e/m близко к электрону.

Концентрация свободных электронов в металлах: $n = 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$.

Условия возникновения электрического тока

1. Необходимы свободные носители
2. Для движения зарядов необходимо электрическое поле, разность потенциалов. За счет перераспределения зарядов электрическое поле стремится к исчезновению и ток прекратится.

$\varphi_1 > \varphi_2$: нужно поддерживать это состояние, т.е. уводить положительные заряды из точки с малым потенциалом

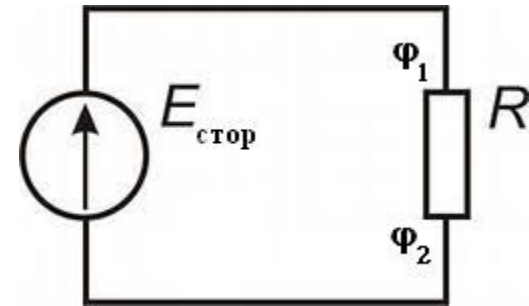
и подводить к точке с большим потенциалом.

Кулоновские силы не могут совершать такие перемещения и это делают силы, имеющие не электростатическую природу, которые называются сторонними. Такие силы могут быть обусловлены химическими процессами, магнитными явлениями и т.п

Электродвижущая сила (ЭДС) – работа сторонними силами по перемещению единичного положительного заряда по цепи: $\mathcal{E} = \Delta A / q$.

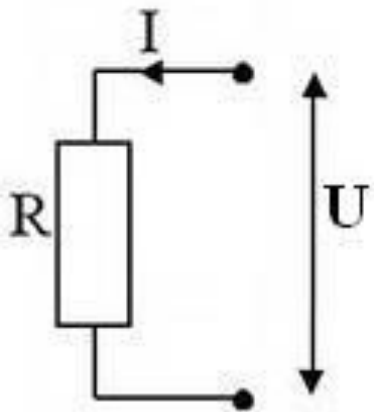
Однородный участок цепи – не действуют сторонние силы: $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$

Неоднородный участок – есть источник ЭДС.



Законы Ома

Ом экспериментально установил для однородного участка цепи: $I = U/R$,
 R – электрическое сопротивление



Для однородного цилиндрического проводника
 длиной l сечением S :

$$R = \rho \frac{l}{S}, \rho - \text{удельное сопротивление материала}$$

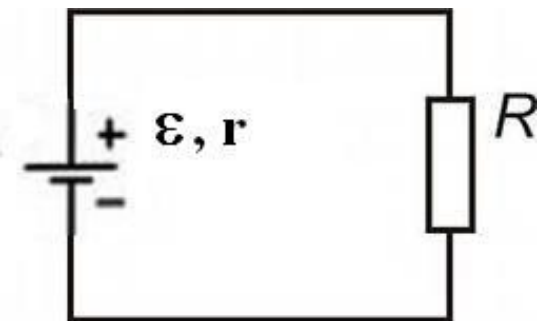
Закон Ома в дифференциальной форме:

Для малого участка: $dI = j dS = \frac{Edl}{R} = \frac{EdS}{\rho} \Rightarrow j = \frac{1}{\rho} E = \gamma E$;

γ – удельная проводимость

Удельные проводимость и сопротивление определяется природой вещества и температурой. Для большинства металлов вблизи комнатной температуры: $\rho \sim T$.

Для неоднородного участка цепи закон Ома: $IR = \phi_1 - \phi_2 + \varepsilon$



Для замкнутой цепи: $I = \varepsilon / (R + r)$

Закон Джоуля — Ленца (1840г)

При прохождении тока по проводнику происходит превращение электрической энергии в теплоту, причем количество выделяемого тепла будет равно работе электрического тока



Джеймс Прескотт Джоуль



Эмилий Христианович Ленц

$$Q = I^2 R \Delta t$$

Работа, совершаемая над зарядом на участке с напряжением U :

$$\Delta A = \Delta q U = I \Delta t U = I^2 R \Delta t$$

Если проводник неподвижен и нет химических превращений, то эта работа идет на увеличение внутренней энергии – в проводнике выделяется тепло.

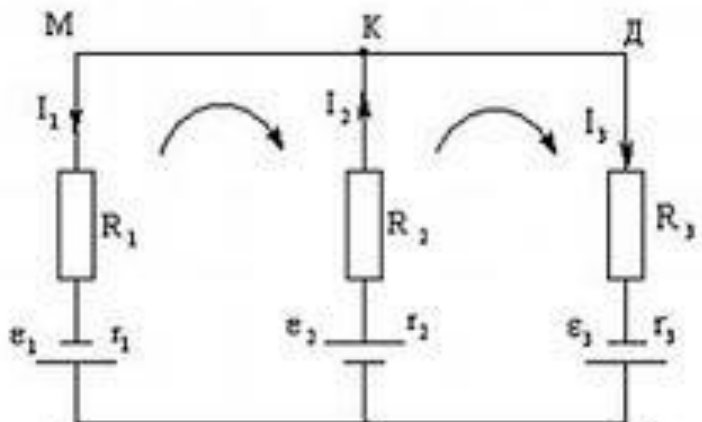
Мощность тока:
$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = I^2 R$$

Дифференциальный закон Джоуля-Ленца

Удельная тепловая мощность тока:

$$P_V = \frac{\Delta P}{\Delta V} = \frac{(j \Delta S)^2}{\Delta V} \rho \frac{\Delta l}{\Delta S} = j^2 \rho \frac{\Delta S \Delta l}{\Delta V} = \rho j^2$$

Правила Кирхгофа



1 правило – следствие закона сохранения заряда:

$$\sum I_i = 0 \quad \text{для каждого узла. Узел –}$$

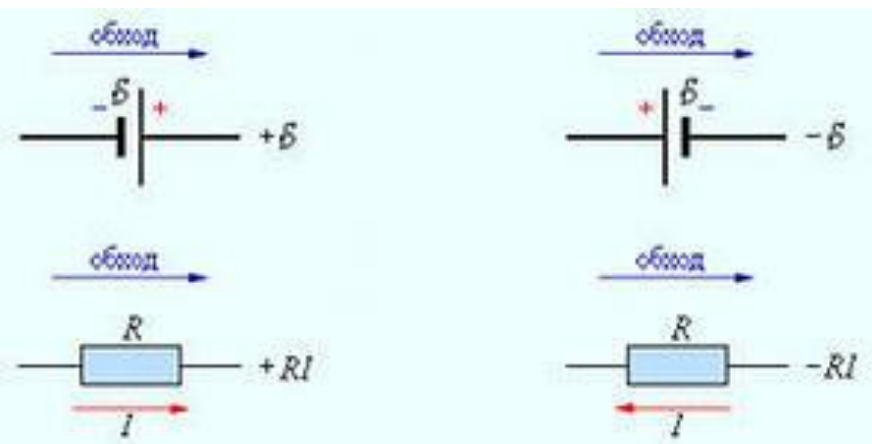
точка, где сходятся более 2 проводников (В, К)

Для N узлов можно написать (N-1) независимых уравнений.

2 правило – закон Ома для замкнутых простых контуров. Любой контур можно разбить

на простые контуры и для каждого контура.

$$\sum_i \varepsilon_i = \sum_j I_j R_j + \sum_i I_i r_i$$



При этом учитываются направления токов и направления обхода контуров: при совпадении соответствующий ток берется с «+», а нет – с «-». Знак $\varepsilon_i > 0$, если ЭДС способствует движению положительных зарядов в направлении обхода (повышает потенциал).

Можно написать столько независимых уравнений 2 правила Кирхгофа, сколько можно выбрать независимых контуров

Электрический ток в вакууме и газах

В вакууме должны появиться носители заряда, например, из электродов



Термоэлектронная эмиссия – испускание электронов поверхностью нагретых твердых тел. С повышением T число выходящих электронов быстро растет и при $T \sim 1000 \text{ K}$ их количество становится заметным.

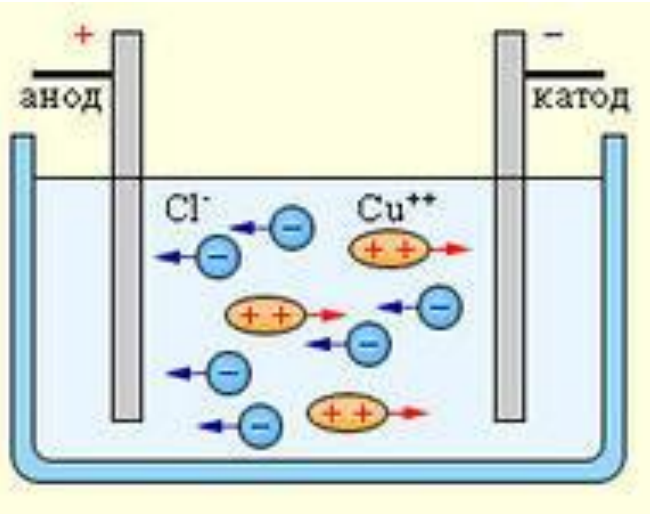
В нормальном состоянии газ – изолятор: носителей заряда нет. Носители могут

появиться в результате внешних воздействий – несамоостоятельная проводимость, или под действием электрического поля – самостоятельная проводимость.

Несамостоятельный газовый разряд появляется в результате воздействия ионизирующего агента (УФ, рентгеновское или излучение радиоактивных источников).

Ионизатор приводит к появлению носителей (электронов или положительных ионов). При больших напряжениях первичные ионы ускоряются и начинают вторичную ионизацию.

Электрический ток в жидкостях



Большая часть чистых жидкостей – изоляторы: нет носителей заряда. Растворы солей, щелочей, кислот проводят ток – электролитическая проводимость за счет ионов в растворах.

Прохождение электрического тока через раствор сопровождается выделением составных веществ на электродах. Законы электролиза были экспериментально установлены Фарадеем в 1836 г.

1 закон Фарадея связывает количество выделившегося на электроде вещества M , силой тока I и время прохождения тока t через электролит: $M = kIt = kQ$,
 Q – прошедший через электролит заряд, k – электрохимический эквивалент.

2 закон Фарадея: $k = \frac{1}{F} \frac{A}{n}$ A – атомный вес элемента вещества,
 n – валентность, F – число Фарадея.

Объединяя 1 и 2 законы Фарадея: $M = \frac{1}{F} \frac{A}{n} Q$

Магнитные взаимодействия.

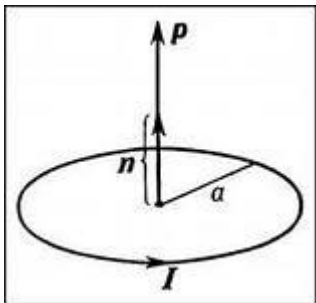
Магнитные явления проявляются по способности некоторых тел, названных постоянными магнитами, притягивать другие тела.

Между проводниками, по которым протекают электрические токи, также возникают силы взаимодействия, зависящие от взаимного расположения проводников. Рассмотрение взаимодействия проводников с током значительно упрощается введением поля этих токов.



Постоянный магнит, подвешенный на нити, всегда ориентируется так, что один из его полюсов всегда указывает на север. Этот полюс магнита называли северным (N), а другой - южным (S).

Магнитный диполь.



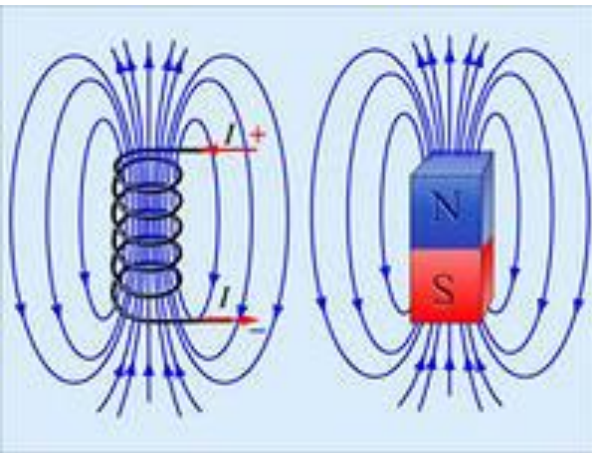
Замкнутый контур малых размеров с током также испытывает ориентирующее действие магнитного поля, причем нормаль к плоскости контура в этом поле ориентируется так же, как маленькая магнитная стрелка.

Магнитный момент $\mathbf{P}_m = IS\mathbf{n}$

Магнитное поле

Магнитная стрелка стремится повернуться во внешнем магнитном поле и принять определенную ориентацию, т.е. на нее со стороны поля действует вращающий момент $\mathbf{M} = \mathbf{p}_m \times \mathbf{B}$. Этот момент можно рассматривать как момент пары сил, приложенных к полюсам стрелки. За направление магнитного поля в данной точке пространства принято направление силы, приложенной к северному полюсу маленькой стрелки.

Вектор магнитной индукции $\mathbf{B}$ характеризует силовое действие магнитного поля на токи, движущиеся заряды и постоянные магниты.



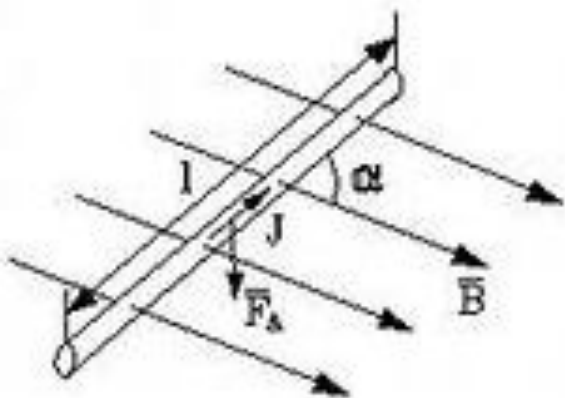
Магнитное поле удобно изображать с помощью линий вектора магнитной индукции, которые строятся так, чтобы в каждой точке вектор $\mathbf{B}$ был направлен по касательной к линии, а густота была пропорциональна величине магнитной индукции.

Магнитное поле удовлетворяет принципу суперпозиции: $\mathbf{B} = \Sigma \mathbf{B}_i$

В теории магнетизма используется вектор *напряжённости магнитного поля* $\mathbf{H}$: $\mathbf{B} = \mu\mu_0 \mathbf{H}$ или $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu\mu_0$, где μ - магнитная проницаемость среды, μ_0 - магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/А}^2$)

Законы Ампера и Био-Савара-Лапласа

В 1820 г. датский учёный *Х.К.Эрстед* открыл действие электрического тока на магнитную стрелку, т.е. электрический ток создаёт магнитное поле. В том же году французский физик *А.М.Ампер* установил, что магнитное поле действует на проводник, по которому протекает электрический ток.



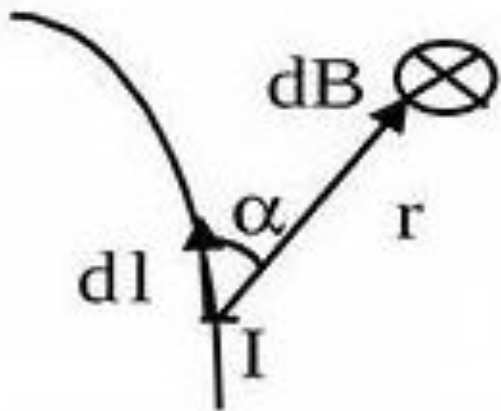
Величина силы ΔF пропорциональна силе тока I , длине участка проводника Δl , величине вектора магнитной индукции B и синусу угла α между направлениями тока в проводнике и вектора магнитной индукции: $\Delta F = I \Delta l B \sin \alpha$

Закон Ампера:

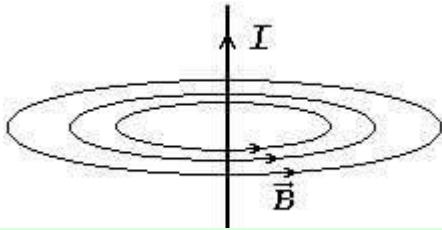
$$\vec{F}_A = I [\Delta \vec{l}, \vec{B}]$$

Закон Био-Савара-Лапласа:

$$d\vec{B} = \mu\mu_0 \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{4\pi r^3} \quad \vec{B} = \int d\vec{B}$$

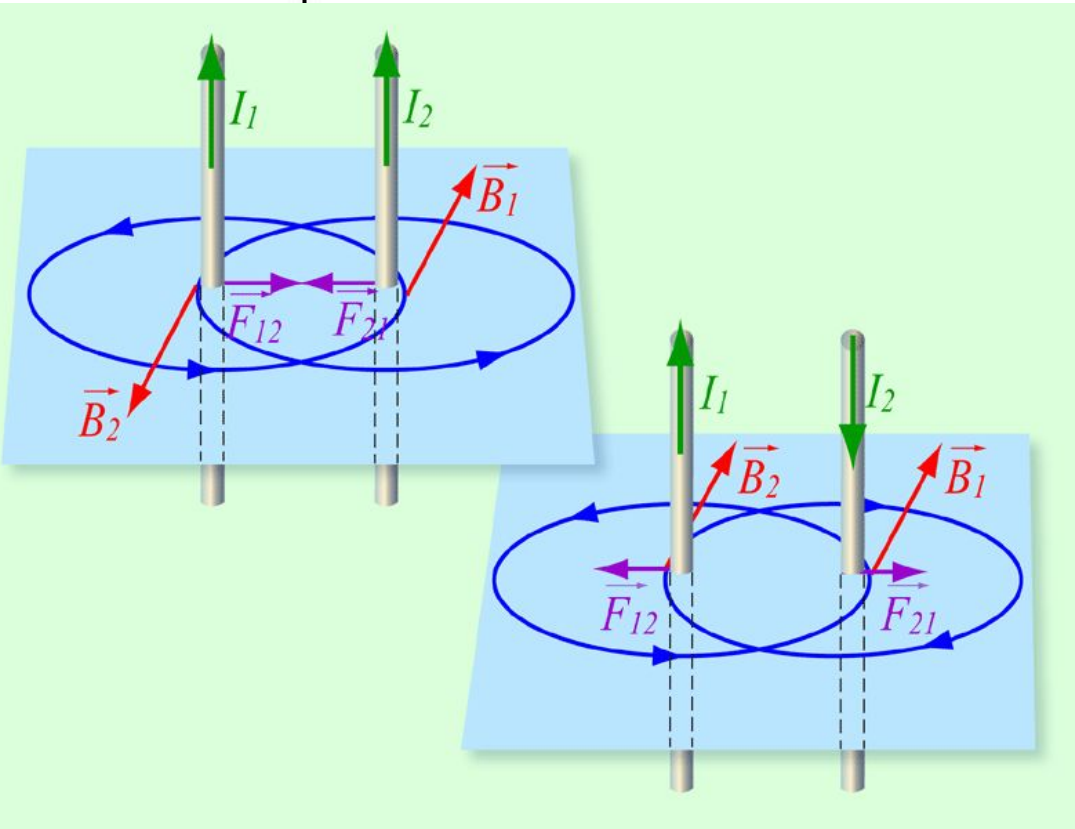


Магнитное поле тока



Для прямого бесконечного проводника с током на расстоянии r от оси проводника:

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$

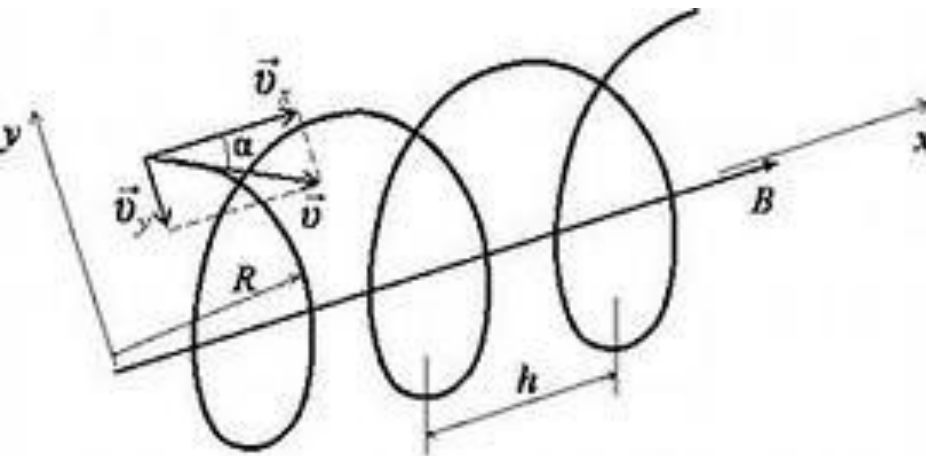


Величина силы взаимодействия на единицу длины проводников:

$$\Delta F / \Delta l = I_2 B_1 = I_2 \mu \mu_0 H_1 = \mu \mu_0 I_1 I_2 / 2\pi r$$

Сила Лоренца, действующая на заряд q , движущийся со скоростью $\mathbf{v}$ в магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}$: $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$

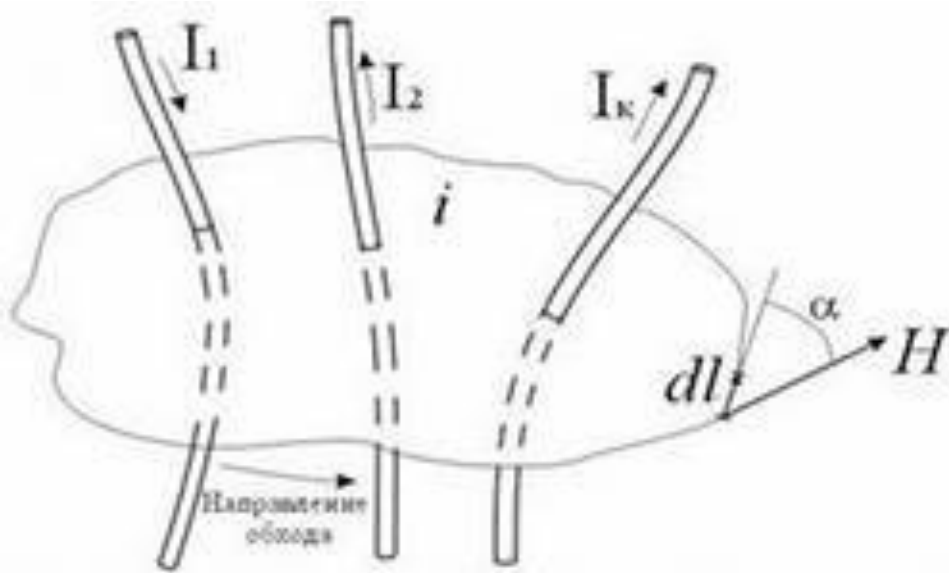
Движение заряженных частиц в магнитном поле



Если частица влетает в магнитное поле перпендикулярно к его линиям, то магнитная сила будет вызывать движение частицы по окружности. Радиус этой окружности и период движения по ней можно найти из второго закона Ньютона: $qvB = mv^2/R$. Откуда $R = mv/qB$, $T = 2\pi R/v = 2\pi m/qB$.

Если заряженная частица влетает в магнитное поле под углом α к линиям магнитного поля, то её скорость v можно разложить на две составляющие: параллельную v_x и перпендикулярную v_y направлению поля $\mathbf{B}$. Составляющая скорости частицы v_y вызовет её движение по окружности, а составляющая скорости v_x - движение вдоль линий магнитного поля, и результирующей траекторией частицы будет спираль, в сечении которой будет окружность. Радиус R и период T движения частицы по окружности определен выше, а шаг спирали будет равен $h = v_x T$. В зависимости от знака заряда частицы спираль будет закручена по или против часовой стрелки.

Закон полного тока



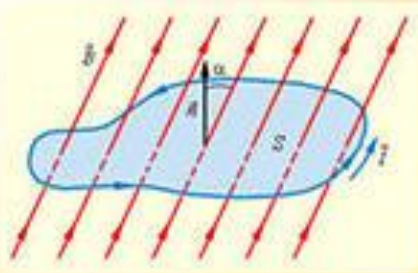
Для циркуляции вектора **H**:
 $\mathbf{H}d\mathbf{l} = Hdl_{\text{H}} = Ird\alpha/2pr = Id\alpha/2\pi$,
 где $dl_{\text{H}} = rd\alpha$ - проекция **dl** на
 направление поля **H**

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \frac{I}{2\pi} \oint d\alpha = \begin{cases} I, & \text{если ток } I \text{ внутри контура } \Gamma \\ 0, & \text{если ток } I \text{ вне контура } \Gamma \end{cases}$$

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum_k I_k, \text{ где } \mathbf{H} - \text{ суммарное поле всех токов (находящихся внутри и вне контура) на контуре } \Gamma, \text{ а } \sum_k I_k - \text{ алгебраическая сумма токов, оказавшихся внутри контура } \Gamma.$$

Электромагнитная индукция

Магнитный поток



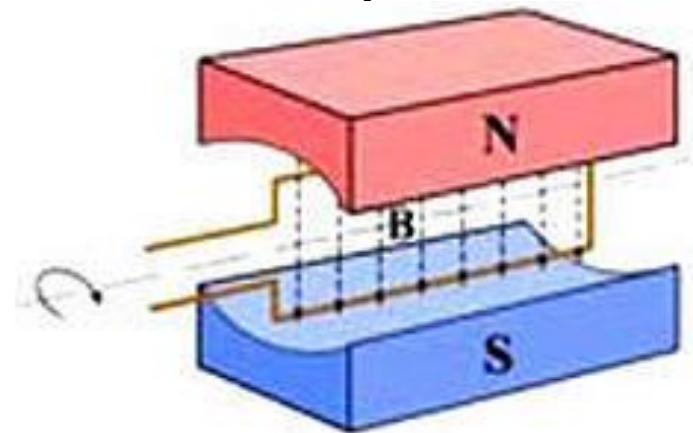
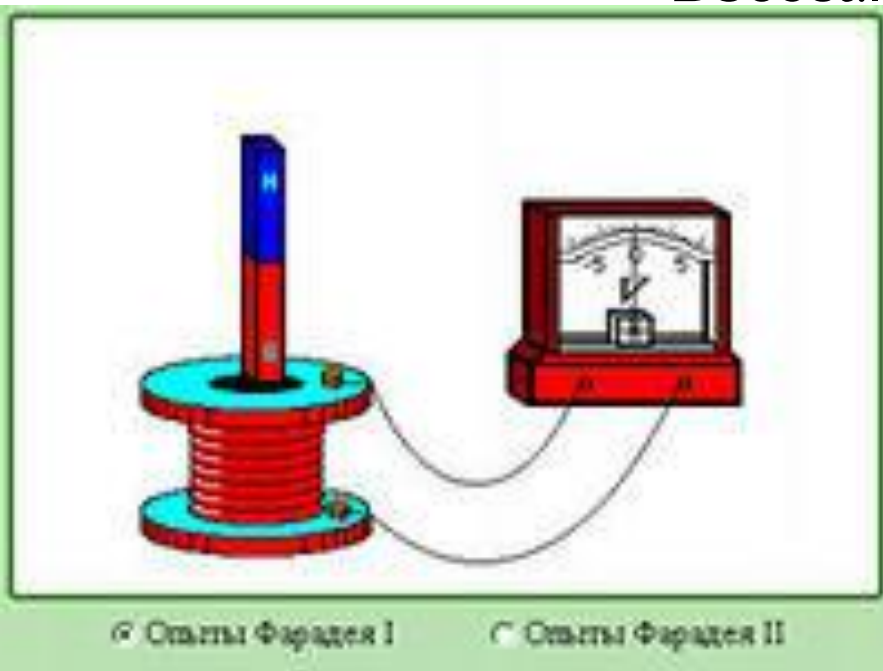
Магнитный поток, пронизывающий малую площадку dS , равен $d\Phi = \mathbf{B}d\mathbf{S} = B dS \cos \alpha$, где α - угол между вектором элемента площади $d\mathbf{S}$ и вектором $\mathbf{B}$.

$$\Phi = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

В случае однородного магнитного поля и плоской поверхности магнитный поток равен $\Phi = B S \cos \alpha$.

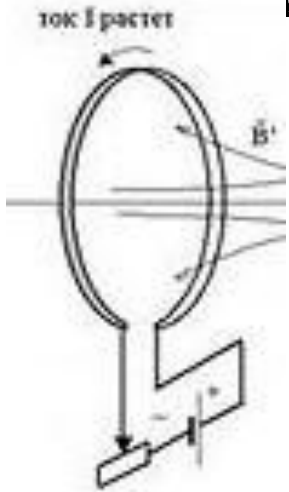
В 1831 г. Фарадей открыл электрическое действие магнитного поля - электромагнитную индукцию

Закон Фарадея: $\mathcal{E}_i = - d\Phi/dt$



Самоиндукция

Если в контуре протекает изменяющийся во времени электрический ток, то и магнитное поле, создаваемое этим током, будет также изменяться. Это влечёт за собой изменение магнитного потока сквозь поверхность контура и появление ЭДС электромагнитной индукции в этом же контуре. Было открыто *Д.Генри* в 1833 г. и получило название индукции.



$$\Phi = \int \mu_0 I \left(\oint \mu dl \times r / r^3 \right) dS / 4\pi$$

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dS \oint \frac{\mu dl \times r}{r^3}$$

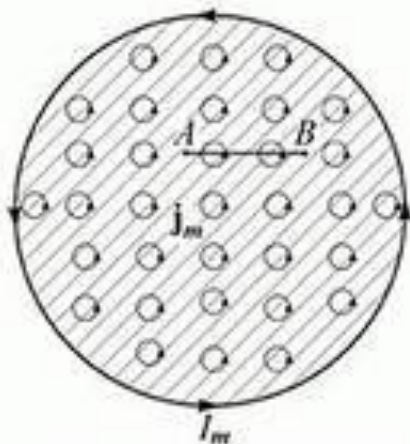
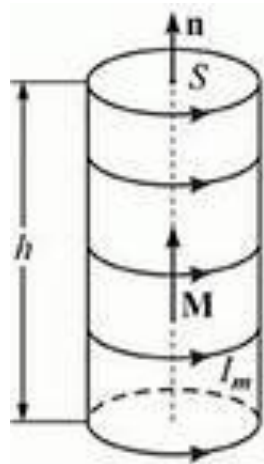
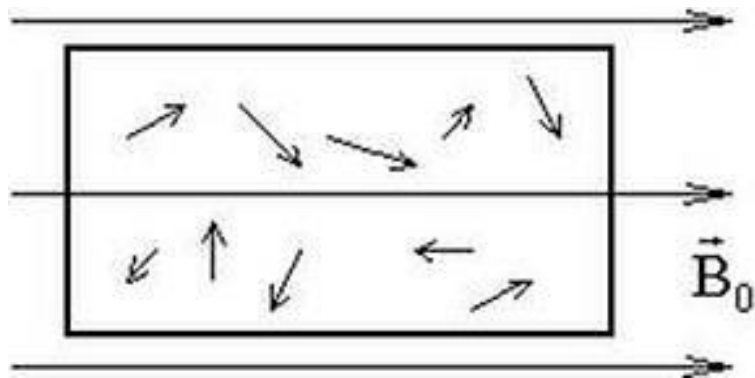
L определяется только формой и размерами контура и магнитными свойствами среды и называется индуктивностью контура

Φ через поверхность контура пропорционален протекающему по нему току I : $\Phi = LI$

ЭДС самоиндукции: $\varepsilon_{si} = - d\Phi/dt = - d(LI)/dt$

Если индуктивность контура остаётся постоянной, то $\varepsilon_{si} = - LdI/dt$

Магнитное поле в веществе



В отношении влияния магнитного поля на вещество это вещество называют магнетиком. Первые представления о магнитном поле в веществе были сформулированы Ампером. Он считал, что в веществе имеются замкнутые токи очень малых размеров (порядка атомных), обладающие магнитными моментами. Эти токи и их магнитные моменты обычно называют молекулярными. В отсутствие внешнего магнитного поля, вследствие хаотического теплового движения, их векторная сумма в макроскопическом объёме вещества равна нулю. При помещении этого объёма во внешнее поле магнитные моменты молекулярных токов выстраиваются вдоль поля, и вещество намагничивается, т.е. указанный объём вещества приобретает магнитный момент

Поле в веществе можно представить в виде $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$, где $\mathbf{B}'$ - индукция, обусловленная ориентацией молекулярных токов во внешнем магнитном поле

Намагниченность

Вектор намагниченности $\mathbf{J} = (\sum \mathbf{P}_{mi})/V$, где $\mathbf{P}_{mi}$ - молекулярный магнитный момент с номером i .

Индукция поля в веществе $B = \mu_0 H_0 + \mu_0 \mathbf{J}$, где H_0 - напряжённость внешнего поля

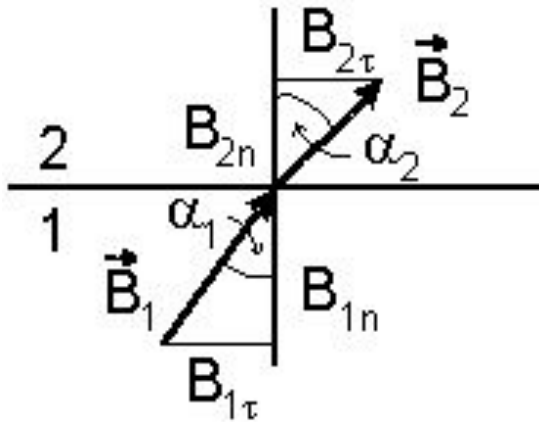
Намагниченность пропорциональна внешнему полю $\mathbf{J} = \chi H_0$, где χ - коэффициент, не зависящий от внешнего поля и называемый магнитной восприимчивостью вещества.

$B = \mu_0 H_0 + \chi \mu_0 H_0 = \mu_0 (\chi + 1) H_0$. С другой стороны для такого вещества $B = \mu \mu_0 H_0$ и тогда $\mu = 1 + \chi$.

Для неоднородного магнетика $\chi = \chi(x, y, z)$ и $\mu = \mu(x, y, z)$ и при однородном внешнем поле намагниченность вещества в различных точках образца различна: $\mathbf{J} = \mathbf{J}(x, y, z)$ и $\mathbf{B}' = \mathbf{B}'(x, y, z)$. В случае нелинейного магнетика ($\chi = \chi(H_0)$ и $\mu = \mu(H_0)$) зависимость B от H_0 не является линейной. В анизотропном магнетике, когда χ и μ зависят от направления внешнего поля по отношению к направлению кристаллических осей вещества, $\mathbf{B}'$ не совпадает по направлению с $\mathbf{B}_0$ и зависимость $\mathbf{B}$ от $\mathbf{H}_0$ носит сложный характер.

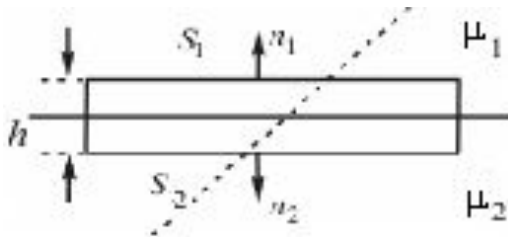
Граничные условия

Рассмотрим поведение линий магнитного поля на границе раздела двух изотропных магнетиков с магнитными проницаемостями μ_1 и μ_2 .



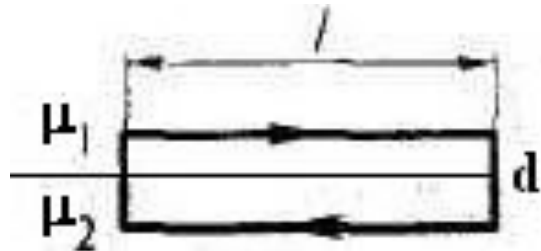
Вектора $\vec{B}_1$ и $\vec{B}_2$ в первой и второй средах направлены под углами α_1 и α_2 к нормали к границе раздела.

Построим замкнутую поверхность в виде цилиндра, образующая которого перпендикулярна границе раздела и будем считать, что цилиндр, стягивается к границе ($h \rightarrow 0$).



Теорема Остроградского-Гаусса запишется в виде $B_{n1} \Delta S - B_{n2} \Delta S = 0$, или окончательно $B_{n1} = B_{n2}$.

Возьмём теперь прямоугольный замкнутый контур со сторонами l и d и будем считать, что он также стягивается к границе ($d \rightarrow 0$). Закон полного тока для этого контура $H_{\tau 1} l - H_{\tau 2} l = 0$ или $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$.



Это равенство можно представить в виде $B_{\tau 1} / \mu_1 = B_{\tau 2} / \mu_2$. Получаем для линий магнитного поля на границе раздела двух магнетиков: $\tan \alpha_1 / \tan \alpha_2 = \mu_1 / \mu_2$.

Понятие о диа- и парамагнетизме

Диамагнитные добавки ΔP_m направлены против внешнего поля B_0 , и образец намагничивается в противоположном направлении. Для диамагнетиков χ - отрицательна. Экспериментально полученные значения $|\chi| = 10^{-6} - 10^{-5}$, а $\mu = 1 + \chi$ - величина, очень близкая к единице.

К диамагнетикам относятся инертные газы, молекулярные водород и азот, германий, кремний, висмут, цинк, медь, золото, серебро, вода, ацетон, глицерин, нафталин и другие. Диамагнитный эффект имеет место и в других магнетиках, но в них он пренебрежимо мал по сравнению с пара- и ферромагнитным эффектом.

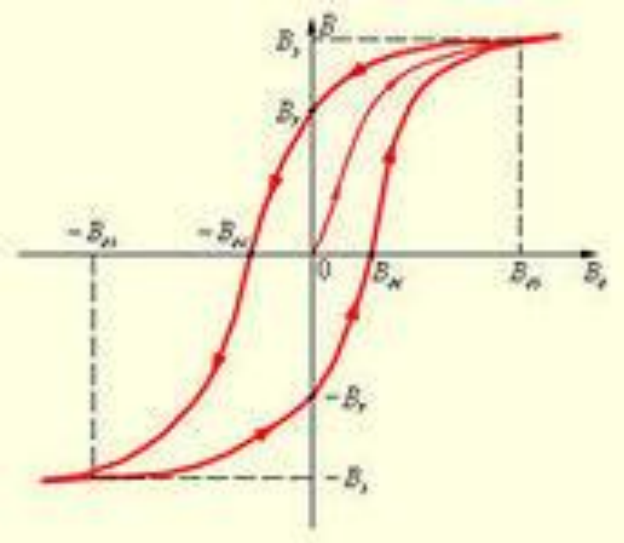
В отсутствие внешнего магнитного поля атомы и молекулы парамагнитных веществ обладают собственными магнитными моментами. При помещении во внешнее поле эти моменты стремятся ориентироваться вдоль его направления, однако тепловое движение нарушает эту ориентацию, которая оказывается частичной. Степень ориентации зависит от величины намагничивающего поля и температуры образца.

Для парамагнетиков $\chi = 10^{-5} - 10^{-3}$, а $\mu \sim 1$

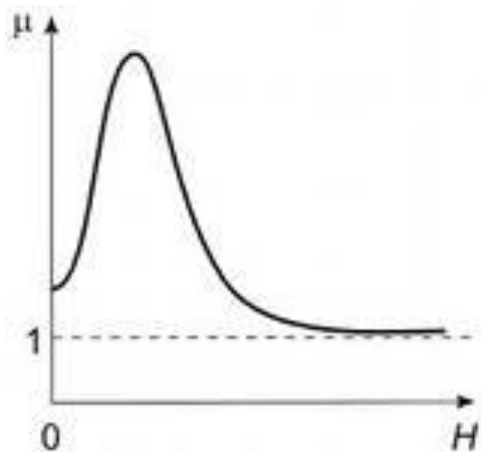
К парамагнетикам относятся щелочные и щелочноземельные металлы, некоторые сплавы, кислород O_2 , ряд соединений (NO , MnO , $FeCl_2$), кристаллы, в узлах которых находятся в небольшом количестве ионы другого металла

Ферромагнетики

Существуют вещества, способные сильно намагничиваться в сравнительно слабых в внешних полях, называемые



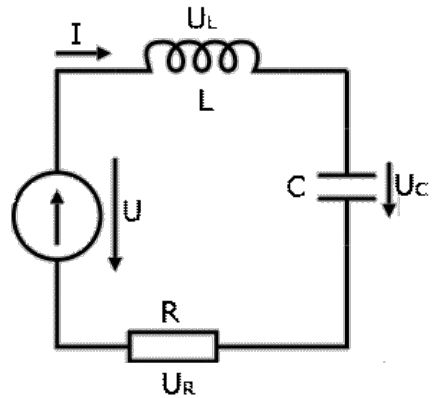
- а) μ - велико ($\sim 5 \cdot 10^3 - 8 \cdot 10^5$);
- б) $B(H)$ – нелинейна, т.е. $\mu = \mu(H)$;
- в) Наблюдается гистерезис: B_r - остаточная индукция, H_c - коэрцитивная сила;
- г) имеют точку Кюри – температуру перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние



К ферромагнетикам относятся некоторые металлы: железо, никель, кобальт, ряд сплавов: пермаллой (78% Ni, 22% Fe), супермаллой (79% Ni, 16% Fe, 5% Mo), сплав железа с кремнием (96,7% Fe, 3,3% Si), алнико (51% Fe, 24% Co, 14% Ni, 8% Al, 3% Cu) и большое количество других. К ферромагнетикам относятся также ферриты, относящиеся к керамикам и обладающие очень высоким удельным электрическим сопротивлением

Электромагнитные колебания

Рассмотрим контур из катушки индуктивности, конденсатора, ЭДС и сопротивления.



В любой момент времени можно написать закон Ома: $\varepsilon - \varepsilon_{\text{си}} = IR + U_C$

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{dI}{dt}; \quad \varepsilon - L \frac{d^2 q}{dt^2} = R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} \Rightarrow \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = \varepsilon$$

Это уравнение 2 порядка и если ввести

обозначения

то решением
будет:

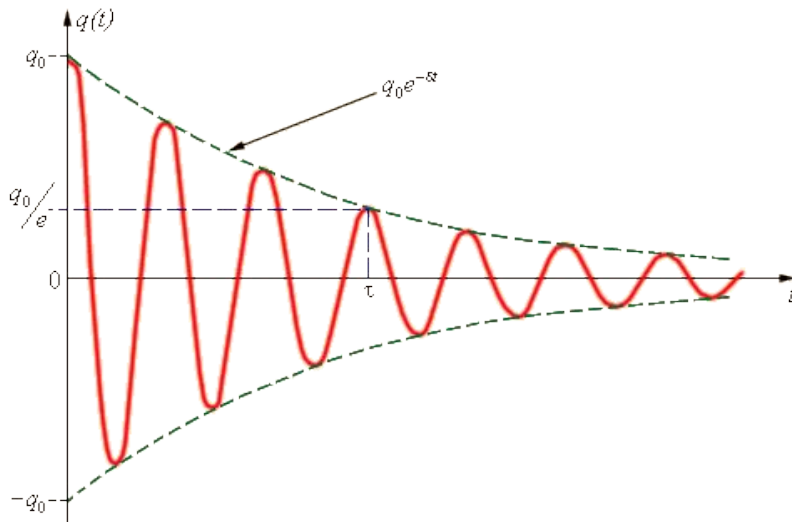
$$q = q_0 (1 - e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0))$$

$$2\beta = R/L; \quad \omega_0^2 = 1/LC,$$

затухающие колебания с частотой

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

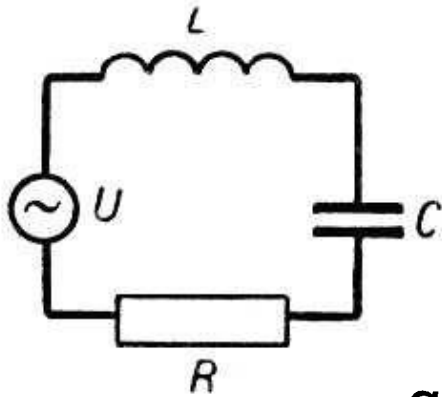
Амплитуда и начальная фаза колебания определяются начальными условиями. Если взять $\varepsilon = 0$; $q(0) = q_0$; $i(0) = 0$, то решение будет:



$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos \omega t$$

Вынужденные электрические колебания

При подаче на колебательный контур переменного напряжения $U = U_0 \cos \omega t$



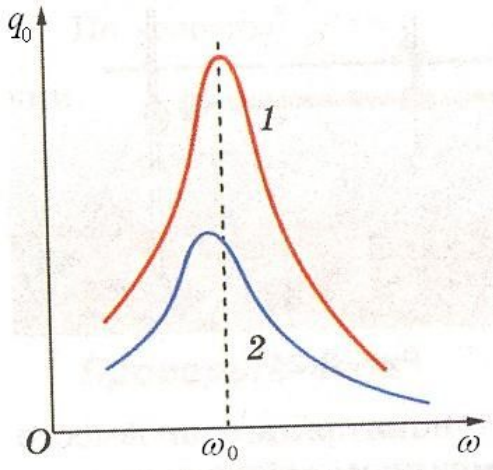
$$U_0 \cos \omega t - L \frac{dI}{dt} = IR + \frac{q}{C}$$

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид:

$$q = q_0 \cos(\omega t - \psi) \quad , \text{ где}$$

$$q_0 = \frac{U_0}{L \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}; \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

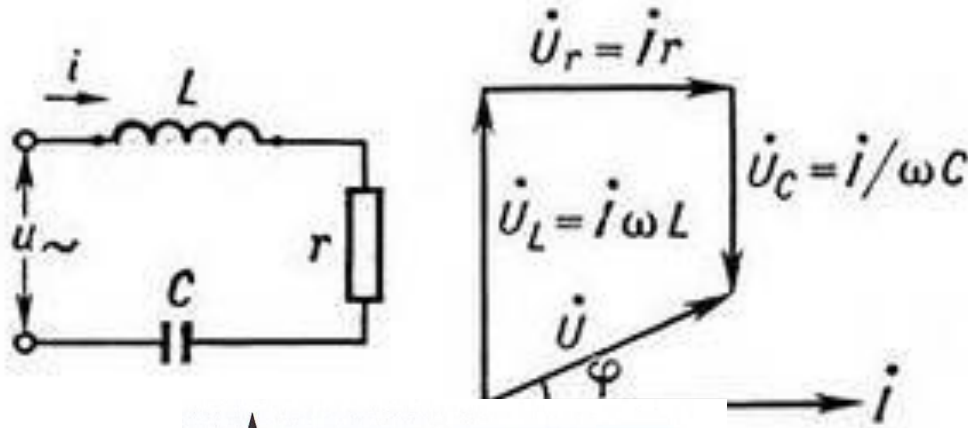
В колебательном контуре наблюдается резонансы для q (U_C) и I , причем



$$\omega_{\text{рез}q} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \leq \omega_0, \quad \text{а } \omega_{\text{рез}I} = \omega_0$$

Переменный ток

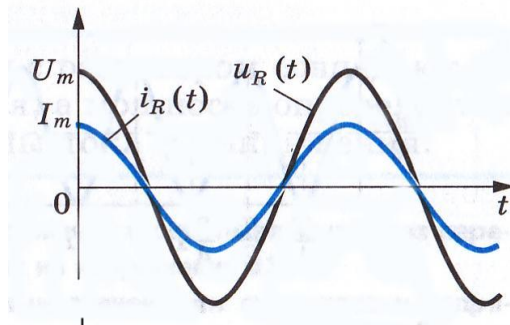
Установившиеся вынужденные колебания - прохождение переменного тока в контуре, для которого можно записать закон Ома:



$$IR + q/C + Ldi/dt = U_0 \cos \omega t$$

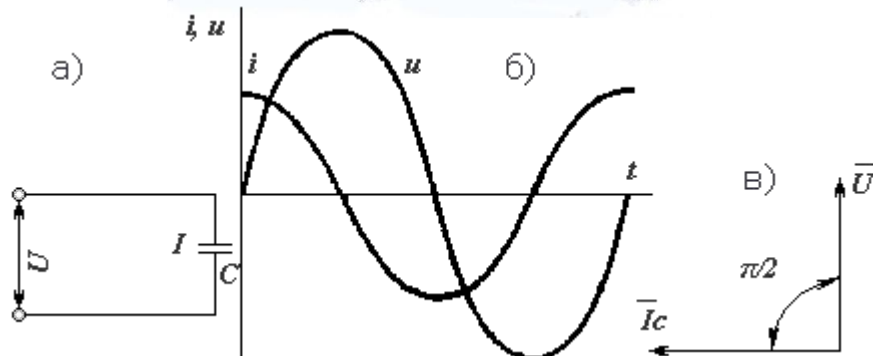
$$\text{или } U_R + U_C + U_L = U_0 \cos \omega t$$

При расчете цепей переменного тока нужно учитывать фазы токов и напряжений. Это удобно делать с помощью векторных диаграмм.



$$U_R = R I_0 \cos(\omega t - \phi); U_{R0} = R I_0;$$

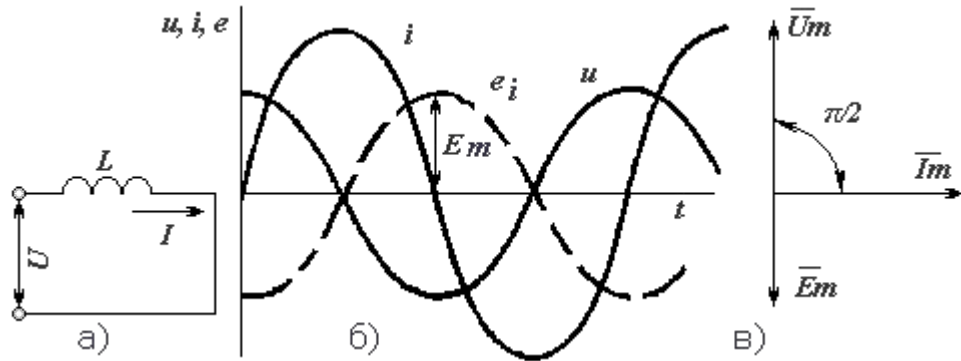
R – активное сопротивление



$$U_C = I_0 \cos(\omega t - \phi - \pi/2) / \omega C; U_{C0} = I_0 / \omega C;$$

$1/\omega C$ – емкостное сопротивление;

Переменный ток



$$U_L = L\omega I_0 \cos(\omega t - \phi + \pi/2); U_{L0} = L\omega I_0;$$

$L\omega$ – индуктивное сопротивление.

Мощность, выделяемая в цепи переменного тока: $\langle P(t) \rangle = I_0 U_0 \cos \phi / 2$

Эффективные значения: $I_{\text{эфф}} = I_0 / \sqrt{2}; U_{\text{эфф}} = U_0 / \sqrt{2}$

$\cos \phi$ – коэффициент мощности, стараются сделать $\cos \phi = 1$, т.к. в этом случае можно уменьшить потери в подводящих проводах.

Электромагнитные волны

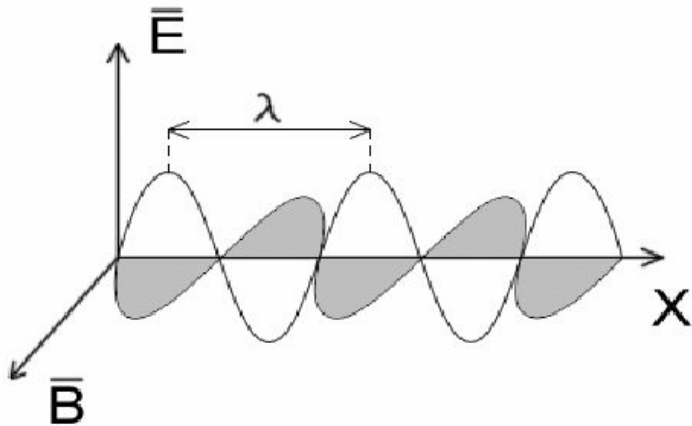
Из закона электромагнитной индукции вытекает, что меняющееся во времени магнитное поле создает ЭДС индукции, т.е. вихревое электрическое поле. Справедливо и обратное: изменяющееся во времени электрическое поле порождает магнитное поле. Максвелл создал единую теорию электрических и магнитных явлений, которая объясняла экспериментальные факты и предсказала новые явления, в частности, существование электромагнитных волн. Первые опыты с электромагнитными волнами провел в 1888 г. немецкий физик Г.Герц.

Геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе, - *волновая поверхность*.

Геометрическое место точек, куда доходят в момент времени t колебания, - *фронт волны*.

$$\lambda = vT = v \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi\nu}{\omega} = \frac{2\pi}{k}; \quad v^2 = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0} = \frac{c^2}{\varepsilon\mu}; \quad \varepsilon\mu = n^2 \Rightarrow v = \frac{c}{n}$$

Электрическая и магнитная составляющие в плоской электромагнитной волне: колебания $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ происходят с одинаковой фазой, а амплитуды векторов связаны



$$\begin{cases} E_y = E_0 \cos(\omega t - kx) \\ H_z = H_0 \cos(\omega t - kx) \end{cases}$$

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0}$$

Шкала электромагнитных волн

