

Электромагнетизм

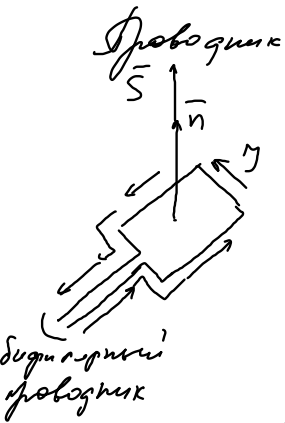
Магнитное поле и его характеристики

Из опыта: вокруг проводников, по которым протекает, в пространстве и вокруг магнитов существует силовое поле, которое называют магнитным.

Эл. ток - направленное движение эл. зарядов, вокруг движущихся эл. зарядов существует магнитное поле.

Магнитное поле можно обнаружить по его действию на проводник с током либо на движущийся заряд.

Магнитное поле действует только на движущиеся заряды



выбирают в форме рамки, рамка с током
Рамка должна быть плоской.

$\vec{n}$ — вектор нормал к плоскости рамки
 $|\vec{n}| = 1$

S — площадь рамки $\vec{S} = S\vec{n}$

$I \ll I_{\text{вн.}}$ — внешний ток $\vec{S} \uparrow \uparrow \vec{n}$; $|\vec{S}| = S$

S должна быть мала

Из опыта следует, что магнитное поле
оказывает ориентирующее действие на рамку
с током, действует момент сил $\vec{M}$.
Можно использовать магнитную стрелку (компас)

$\vec{p}_m$ — магнитный момент рамки; $\vec{p}_m = I\vec{S}\vec{n} = I\vec{S}$
 $\vec{M}$ — момент сил

$$M \sim I; M \sim S; M \sim \rho_m; M \sim \text{величине поля}$$

$\vec{B}$ - магнитная индукция

$$\vec{M} = [\vec{\rho}_m \cdot \vec{B}] ; \quad \underline{M_{\max} = \rho_m B \quad \sin \alpha = 1; \quad \vec{\rho}_m \perp \vec{B}}$$

$$M = \rho_m B \sin \alpha ; \quad \alpha = (\vec{\rho}_m \wedge \vec{B})$$

$$B = \frac{M_{\max}}{\rho_m} - \text{зависит только от магнитного поля}$$

$\vec{\rho}_m$ - характеристика рамки

Магнитное поле изображают с помощью силовых линий. Правила проведения силовых линий такие же как и для силовых линий эл. сб. поле. Правила 1, 2

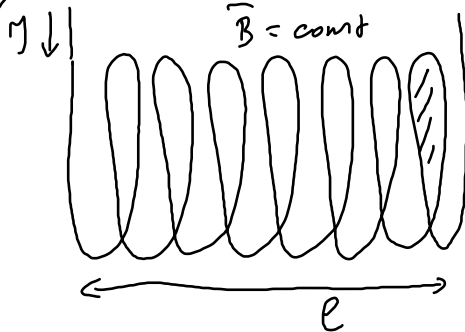
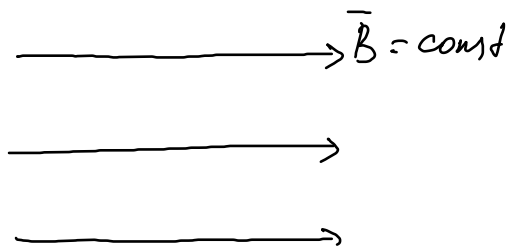
Есть особенности.

Магнитных зарядов нет. Силовые линии магн. поля замкнуты.

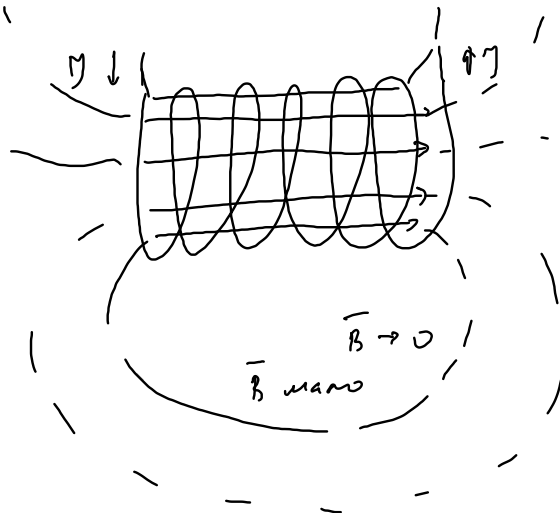
В случае замкнутых силовых линий поле называют вихревым.

Магн. поле - вихревое поле.

$\vec{B} = \text{const}$; - однородное магнитное поле



$\sqrt{S} \ll l$
 $D \ll$
 Соленоида



Магниты

Магнитные материалы

$\vec{H}$ - напряженность магн. поля

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

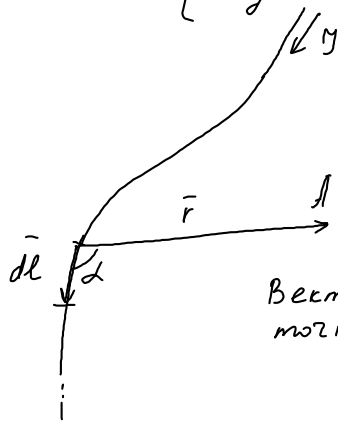
μ - магнитная проницаемость

$$\mu < 1; \mu > 1; \mu \gg 1$$

μ_0 - магнитная постоянная

Закон Био-Савара-Лапласа

француз { ученый Ж. Бю (1774-1862)
 ученый Ф. Савар (1791-1841)
 физик и математик П. Лаплас } изучили магнитное поле и сформулировали закон

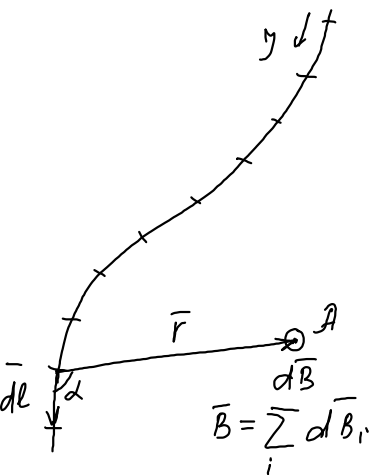


В произвольной точке А магнитеский ток I протекающий по элементу проводника $d\vec{l}$ (вектор, совпадает с направлением тока), $\vec{r}$ - радиус-вектор $\vec{r}$ задает положение положения точки А относительно элемента проводника $d\vec{l}$; $\alpha = (\vec{dl}, \vec{r})$

Вектор магнитной индукции $d\vec{B}$ магнитного поля в точке А:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{[\vec{dl}, \vec{r}]}{r^3} - \text{Закон Био-Савара-Лапласа}$$





$d\vec{B} \perp (d\vec{l}, \vec{r})$, правило буравчика применим для определения направления $d\vec{B}$

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{dl \cdot \sin\alpha}{r^2}$$

Для нахождения результирующего магнитного поля в п. А от тока I , протекающего по проводнику используем принцип суперпозиции магнитных полей:

$$\vec{B} = \sum d\vec{B}_i \quad (1)$$

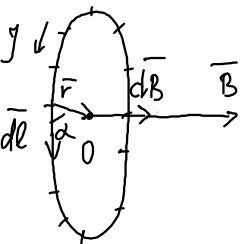
Если проводников несколько:

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i \quad (2)$$

Применения Закона Био-Савара-Лапласа

1. Кольцо с током (круговой ток), кольцо плоское

$|\vec{r}| = R$ - радиус кольца $\alpha = (\vec{dl}, \vec{r}) = 90^\circ$



$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[\vec{dl} \times \vec{r}]}{r^3} \Rightarrow dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \sin \alpha}{R^2}$$

$$\underline{dB} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl}{R^2} ; \sin \alpha = 1$$

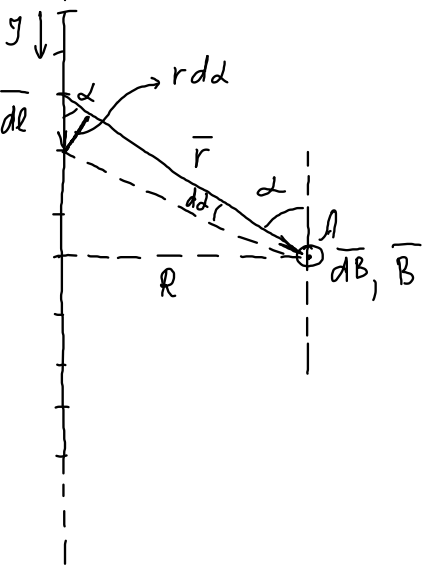
$$\vec{B} = \sum d\vec{B}_i \quad B = \sum dB_i$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{R^2} \sum dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

$\mu = 1$ (вакуум)

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

2. Магнитное поле от прямолинейного проводника с током (бесконечный проводник)



$$\alpha = (\vec{dl}, \vec{r})$$

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[\vec{dl} \times \vec{r}]}{r^3}; \quad \mu = 1 \quad dB = \frac{\mu_0 I dl \sin \alpha}{4\pi r^2}$$

$$\vec{B} = \sum \vec{dB}_i \quad \vec{dB} \perp (\vec{dl}, \vec{r})$$

$$B = \sum dB_i \quad \frac{R}{r} = \sin \alpha; \quad r = \frac{R}{\sin \alpha}$$

$$dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha}$$

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\sin^2 \alpha R \sin \alpha}{R^2 \sin \alpha \sin \alpha} d\alpha$$

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \sin \alpha \cdot d\alpha$$

$$B = \int_L dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha =$$

$$= -\frac{\mu_0 I}{4\pi R} \cos \alpha \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = -\frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1); \quad B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

$$\bar{B} = \sum_i \bar{dB}_i; \quad B = \sum_i dB_i; \quad B = \int_L dB$$

L - длина проводника $L = 10 \div \pi$

Если проводник конечной длины, то $\alpha = (\alpha_1 \div \alpha_2)$

Если проводник бесконечный, то $\alpha_1 = 0^\circ$; $\alpha_2 = 180^\circ$

$$\text{И } B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos 0^\circ - \cos 180^\circ) = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}$$

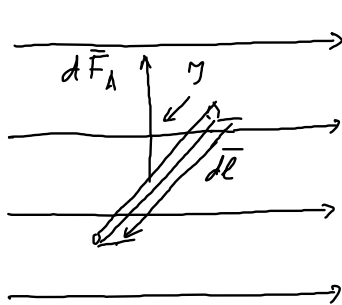
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Величина вектора магнитной индукции на расстоянии R от бесконечного прямолинейного бесконечного проводника с током.

Взаимодействие параллельных проводников.

Сила Ампера

Сила Ампера — сила, действующая в магнитном поле на проводник с током.



$\vec{B} = \text{const}$

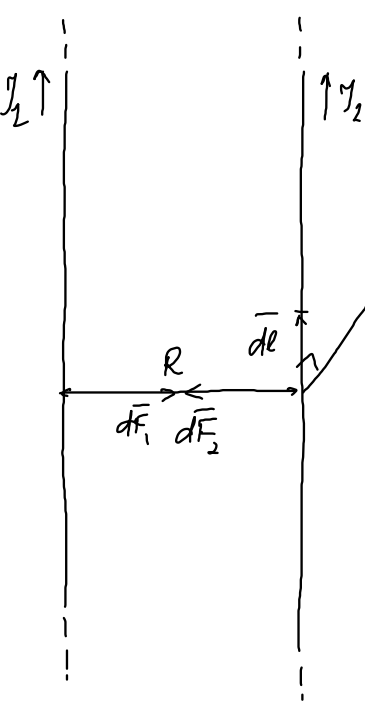
$d\vec{l}$ — вектор, совпадающий с направлением тока

$$d\vec{F}_A = \gamma [d\vec{l}, \vec{B}]$$

$$dF_A = \gamma dl B \sin \alpha ; \alpha = (\vec{dl}, \vec{B})$$

$$d\vec{F}_A \perp (\vec{dl}, \vec{B}) ; \text{Для определения}$$

направления вектора силы Ампера $d\vec{F}_A$ используем правило буравчика.

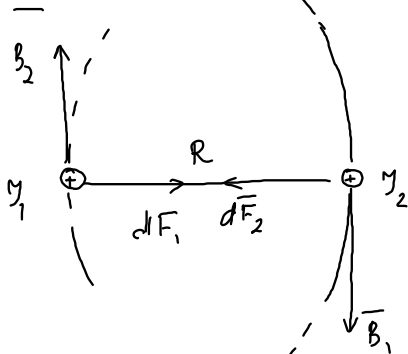


Проводники бесконечно, параллельные друг другу.

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi R}$$

$$R = \text{const} \quad B_1 = \text{const}$$

Сила Ампера, действующая на элемент тока dl второго проводника с током I_2 , находящегося в магн. поле от первого проводника с током I_1 .



$$d\vec{F}_2 = I_2 [d\vec{l} \cdot \vec{B}_1]$$

$$dF_2 = I_2 dl B_1 \sin \alpha = I_2 dl B_1$$

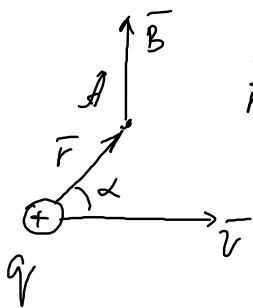
$$\alpha = 90^\circ; \sin \alpha = 1$$

$$dF_2 = \frac{\mu_0 \gamma_1 \gamma_2}{2\pi R} dl$$

$$dF_1 = -dF_2 \quad d\vec{F}_1 \uparrow \downarrow d\vec{F}_2$$

$$dF_1 = \frac{\mu_0 \gamma_1 \gamma_2}{2\pi R} dl$$

Магнитное поле движущегося электрического заряда



В точке A движущийся заряд q со скоростью $\vec{v}$ создает магнитное поле с магнитной индукцией $\vec{B}$.
 $\vec{r}$ — радиус. вектор, задает положение т. A

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} q \frac{[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad \text{относительно заряда } q$$

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} q \frac{v \sin \alpha}{r^2} ; \quad \alpha = (\vec{v}, \vec{r})$$

Сила Лоренца

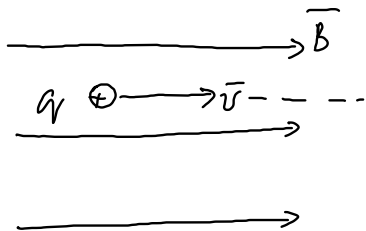
На движущийся заряд в магнитном поле действуют сила,
сила Лоренца.

$$\vec{F}_L = q [\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad \vec{v} \neq 0$$

$$F_L = q v B \sin \alpha \quad \alpha = (\vec{v}, \vec{B})$$

Направление $\vec{F}_L$ — правило буравчика

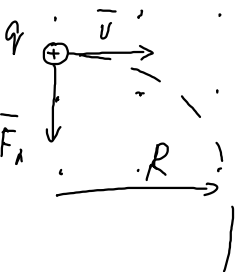
1.



$\alpha = 0^\circ; 180^\circ$ Движение заряда
вдоль силовой линии,
прямолинейное движение.

$$2. \quad \angle = 90^\circ \quad \vec{v} \perp \vec{B}$$

$$\vec{B} = \text{const} \quad \vec{F}_A = q[\vec{v} \times \vec{B}] ; \quad F_A = qvB \sin \alpha$$



$$F_A = qvB = \text{const} \quad v = \text{const}$$

$$\vec{F}_A \perp \vec{v} ; \quad \text{Движение заряда с ускорением,}$$

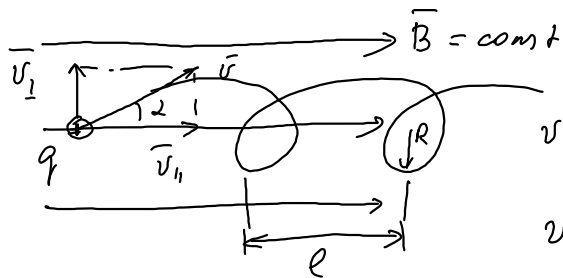
$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_A}{m} ; \quad a = a_n = \frac{v^2}{R} ; \quad \frac{v^2}{R} = \frac{qvB}{m} \quad \text{нормальное ускорение}$$

a_n - нормальное ускорение

Движение заряда по окружности

$$\text{Радиус окружности } R = \frac{mv}{qB}$$

$$3. 0 < \alpha < 90^\circ$$



R - радиус винтовой линии

l - шаг винтовой линии, расстояние между соседними витками, L - длина окружности витка

T - период, совершается один виток

$$\vec{v} = \vec{v}_{||} + \vec{v}_{\perp}$$

$$v_{||} = v \cos \alpha$$

$$v_{\perp} = v \sin \alpha$$

$v_{||}$ - движение вдоль силовой линии

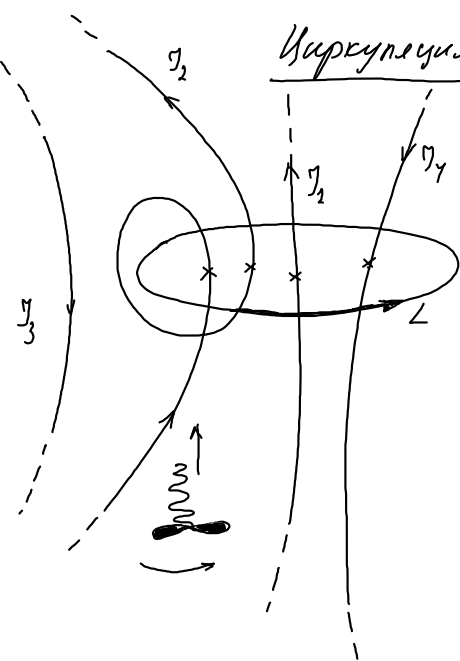
$v_{\perp}$ - движение по окружности радиуса R

Результат: Траектория - винтовая линия

$$L = 2\pi R = v_{\perp} \cdot T; l = v_{||} \cdot T; T = \frac{2\pi R}{v_{\perp}} = \frac{2\pi m}{qB}$$

$$R = \frac{mv_{\perp}}{qB}; l = v_{||} \frac{2\pi m}{qB}; l = v_{||} T = v_{||} \frac{2\pi m}{qB}$$

Циркуляция вектора магнитной индукции



Магнитное поле создано несколькими токами, пересекающими по проводникам. В области магнитного поле выбрали замкнутый контур L .

Найдем интеграл $\oint_L (\vec{B} d\vec{e})$ по контуру L .

Здесь $d\vec{e}$ - элемент контура; $(\vec{B} d\vec{e}) = B dl \cos \alpha$
 $\alpha = (\vec{B} \hat{d\vec{e}})$.

Можно показать, что $\oint_L (\vec{B} d\vec{e}) = \mu_0 \sum I_i$.

Здесь I_i - токи в проводниках, пересекающих поверхность контура, или охватываемые контуром, μ_0 - магнитная постоянная.

$\oint_L (\vec{B} d\vec{e})$ носит название "Циркуляция вектора L магнитной индукции по замкнутому контуру".

$$\oint_L (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 \sum I_i$$

Теорема о циркуляции вектора магнитной индукции
 - Циркуляция вектора магнитной индукции по замкнутой контуру равна произведению μ_0 на сумму токов, охватываемых этим контуром.

Направление обхода контура и направление тока в проводнике связаны правилом буравчика, в противном случае величину тока берем со знаком (-)

На примере $\sum I_i = I_1 + 2I_2 - 0 \cdot I_3 - I_4 = I_1 + 2I_2 - I_4$

Ток I_3 не пересекает контур, а ток I_2 пересекает контур дважды.

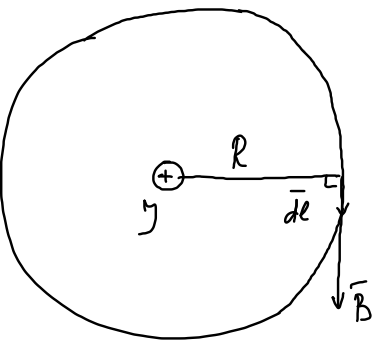
$$\oint_L (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 \sum I_i$$

Справедливо для вакуума (в веществе надо учитывать микротоки)

Используют для расчета магнитных полей, если токи (проводники с током) расположены геометрически правильно.

Доказательство теоремы

Рассмотрим прямолинейный бесконечный проводник, по которому протекает ток I . Выберем контур в форме окружности, плоскость контура $\perp$ проводнику, проводник пересекает контур в центре окружности.



Ток I направлен
за лмз (жрск)

На расстоянии R (радиус окружности)

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \quad (\mu = 1)$$

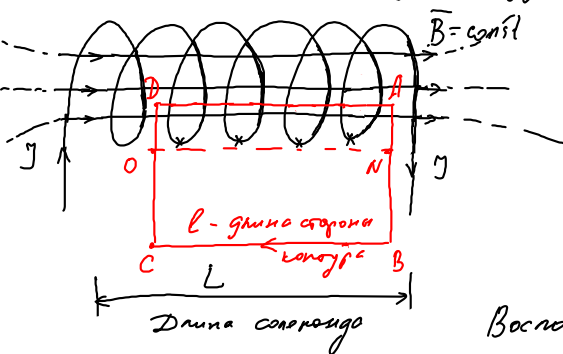
$$(\vec{B} d\vec{l}) = B dl \cos 0^\circ = B dl = \frac{\mu_0 I}{2R} dl$$

$$\oint (\vec{B} d\vec{l}) = \oint B dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \oint dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} 2\pi R = \mu_0 I$$

Рассмотрим доказательство теоремы о циркуляции вектора магнитной индукции по замкнутому контуру в простейшем случае.

Магнитное поле соленоида

Рассчитаем магнитную индукцию магнитного поля в соленоиде.



Выбираем контур в виде прямоугольника, одна сторона находится в соленоиде и параллельна оси соленоида
 N_0 - количество витков в соленоиде

$n = \frac{N_0}{L}$ - концентрация витков (число витков на единицу длины)

$N = n l = \frac{N_0}{L} l$ - число витков, пересекающих контур

Воспользуемся теоремой о циркуляции вектора $\vec{B}$.

$$\oint_{ABCD} (\vec{B} d\vec{l}) = \mu_0 N J = \mu_0 n l J ; \oint_{ABCD} (\vec{B} d\vec{l}) = \int_{AB} (\vec{B} d\vec{l}) + \int_{BC} (\vec{B} d\vec{l}) + \int_{CD} (\vec{B} d\vec{l}) + \int_{DA} (\vec{B} d\vec{l})$$

Интеграл $\int_{BC} (\vec{B} d\vec{l}) = 0$ Магн. поле вне соленоида мало, $\vec{B} \approx 0$

Интеграл $\int_{AB} (\vec{B} d\vec{e}) = \int_{AM} (\vec{B} d\vec{e}) + \int_{MB} (\vec{B} d\vec{e}) = 0$, разбиваясь на два интеграла

$\int_{AM} (\vec{B} d\vec{e}) = 0$, т.к. $\alpha = (\vec{d\vec{e}}, \vec{B}) = 90^\circ$ и $\cos \alpha = 0$, AM находится в плоскости.

$\int_{MB} (\vec{B} d\vec{e}) = 0$, т.к. $\vec{B} = 0$, MB находится вне плоскости.

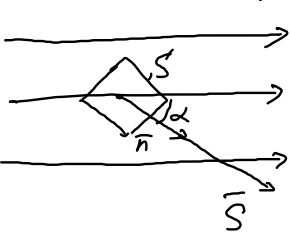
Интеграл $\int_{CD} (\vec{B} d\vec{e}) = 0$, см. выше

Интеграл $\int_{DA} (\vec{B} d\vec{e}) = B\ell \cos \alpha = B\ell$, т.к. $\alpha = (\vec{B} d\vec{e}) = 0^\circ$ и $\cos \alpha = 1$

Таким образом $\oint_{ABCD} (\vec{B} d\vec{e}) = \oint (\vec{B} d\vec{e}) = B\ell = \mu_0 n I \ell \Rightarrow B = \mu_0 n I$

Поток вектора магнитной индукции

Рассмотрим однородное магнитное поле ($\vec{B} = \text{const}$), в котором введем плоскую площадку в форме прямоугольника. $\vec{n}$ - вектор нормали к площадке, $|\vec{n}| = 1$. $\alpha = (\vec{B}, \vec{n})$.

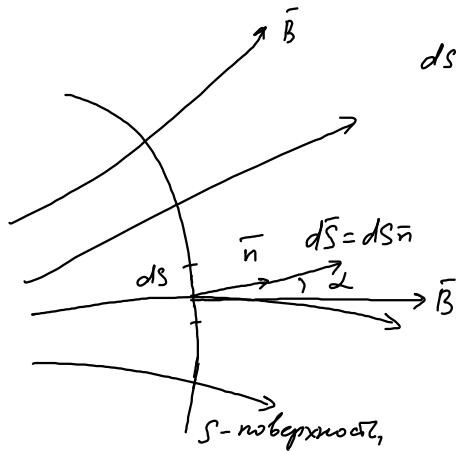


S - площадь площадки и $\vec{S} = S\vec{n}$.

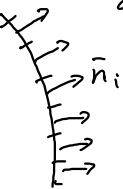
$$\Phi_B = (\vec{B}\vec{S}) = BS \cos \alpha = B_n S, \quad B_n = B \cos \alpha$$

Φ_B - поток вектора $\vec{B}$ через плоскую площадку S .

Если магнитное поле неоднородное, а поверхность криволинейная, разбиваем поверхность на бесконечно малые элементы так, чтобы можно было считать, что элементы плоские с точностью до бесконечно малой второго порядка, а магнитное поле однородное в пределах каждого участка.



показана линия
пересечения поверхности
с плоскостью (экраном)



dS - площадь элемента, $\alpha = (\vec{B}; \vec{n})$

$d\Phi_B = (\vec{B} d\vec{S}) = B dS \cos \alpha = B_n dS$ - магнитный
поток через элемент поверхности dS .

Поток вектора магнитной индукции (магнитный
поток) равен алгебраической сумме
поточков через все элементы поверхности.

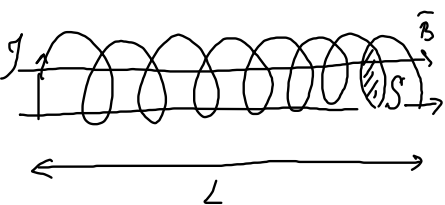
$$\Phi_B = \sum d\Phi_{B_i}; \quad \Phi_B = \int_S d\Phi_B$$

$$\Phi_B = \int_S (\vec{B} d\vec{S})$$

Все нормали $\vec{n}_i$ к элементам поверхности должны быть
выбраны в одну сторону, в сторону выпуклости поверхности.

Поток вектора $\vec{B}$ для соленоида

Соленоид - многовитковый
контур!



S - площадь витка, N_0 - число витков соленоида

$$\Phi_B = B S N_0 = \mu_0 n I S N_0 = \mu_0 \frac{N_0}{L} I S N_0$$

$$\Phi_B = \mu_0 \frac{N_0^2}{L} S I$$

- полный магнитный
поток, сцепленный со
всеми витками соленоида

Если рассматриваем магнитный
поток через поперечное сечение

соленоида, площадь витка S , то

$$\Phi_B = B S = \mu_0 n I S$$

или

$$\Phi_B = \mu_0 n^2 L S I$$

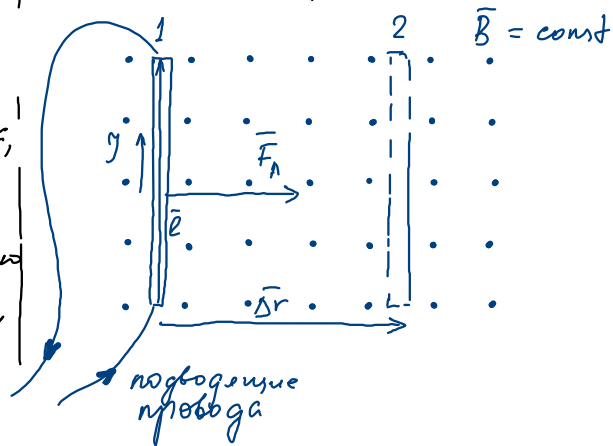
$V = L S$ - объем соленоида

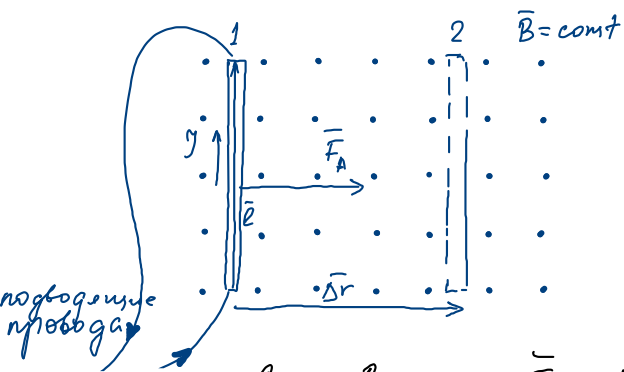
$$\Phi_B = \mu_0 n^2 V I$$

Работа по перемещению проводника или контура с током в магнитном поле.

Рассмотрим однородное магнитное поле $\vec{B}$, в котором находится прямолинейный проводник с током I . На проводник действует сила Ампера $\vec{F}_A$. Если он не закреплён, то будет перемещаться под действием силы Ампера, т.е. сила Ампера будет совершать механическую работу по перемещению проводника с током в магнитном поле.

$\vec{B} = \text{const}$, силовые линии направлены к нам. Изобразим в виде точек (точки пересечения силовых линий с листом (жраном)).

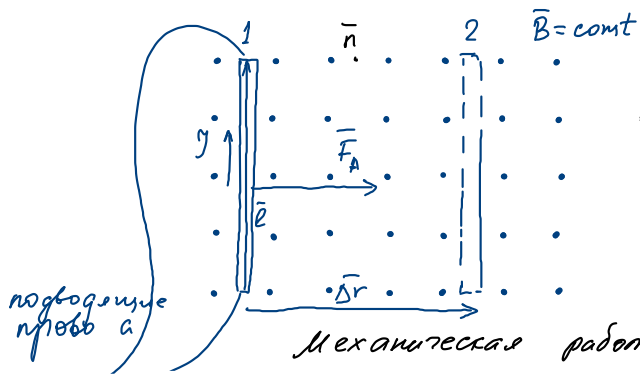




Проводник с током $\perp$ силовым линиям магнитного поля, находится в плоскости листа. Сила Ампера $F_A \perp$ проводнику и силовым линиям (вектору $\vec{B}$)
1 и 2 - начальное и конечное положения проводника

Сила Ампера $\vec{F}_A = I [\vec{B} \vec{l}]$, $\vec{l}$ - вектор, равен длине проводника $F_A = IBL \sin \alpha = IBL$; $\alpha = (\vec{B} \wedge \vec{l}) = 90^\circ$ $\vec{l}$ направлен как и ток в проводнике

Механическая работа $\Delta A = (\vec{F}_A \vec{\Delta r}) = F_A \Delta r \cos \beta$, $\beta = (\vec{F}_A \wedge \vec{\Delta r}) = 0^\circ$
 $\Delta A = IBL \Delta r$, $\Delta S = l \Delta r$ - площади, описываемую проводником при перемещении из положения 1 в положение 2.



Таким образом $\Delta A = I B \Delta S = I \Delta \Phi$
 $\Delta \Phi = (\vec{B} \Delta \vec{S}) = B \Delta S \cos \gamma, \gamma = (\vec{B}, \Delta \vec{S})$

$\Delta \vec{S} = \Delta S \vec{n}$; $\vec{n}$ - вектор нормали к
 площади ΔS

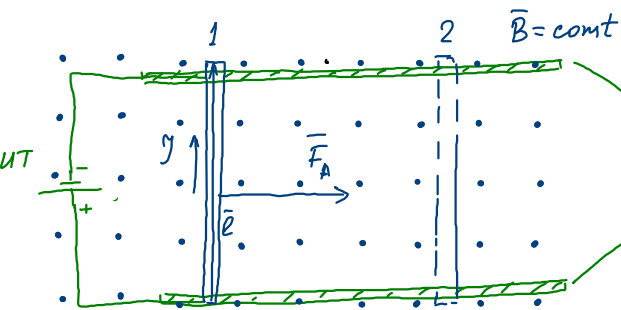
$\Delta \Phi$ - магнитный поток через площадь ΔS .

Механическая работа при перемещении проводника
 с током в магнитном поле.

$\Delta A = I \Delta \Phi$ или $dA = I d\Phi$ - где бесконечно малых
 величин.

Справедливо для любого случая.

Ответим на вопрос ΔS - ?



Воспользуемся прямоугольным проводником, по которому, как по рельсам, движается проводник, т.е. бы не разрывалась электрическая цепь. Источники тока и т.п.; получаем замкнутую петлю электрической цепи, замкнутый контур.

$$\Delta \Phi = \mu B \Delta S = \mu B \Delta S = \mu B (S_2 - S_1) = \mu B S_2 - \mu B S_1 = \\ = \mu B (S_2 - S_1) = \mu (\Phi_2 - \Phi_1)$$

S_1 и S_2 — площадь контура до перемещения проводника, в начальном положении, и в конечном положении.

Φ_1 и Φ_2 — магнитный поток через контур в начальном и в конечном положениях проводника

$\Delta S = S_2 - S_1$ — изменение площади контура

$$U_{\text{max}} : dA = \int d\vec{r} \cdot \vec{n} \text{ или } \Delta A = \int \Delta \vec{r} = \int (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$$

1. Работа перемещения проводника с током в магнитном поле равна произведению величины тока на магнитный поток, пересекаемый фиксированным проводником.
2. Работа равна произведению тока через замкнутый контур на изменение магнитного потока через контур.

Вопрос: по каким признакам может меняться магнитный поток в случае замкнутого проводящего контура в магнитном поле.

Из $\Phi = BS \cos \alpha$ следует, что есть три признака или способа изменения магнитного потока.

1. Меняется магнитное поле, B .
2. Меняется площадь контура, S .
3. Контур меняет ориентацию, вращается, α .

Электромагнитная индукция.

Электромагнитная индукция

Явление электромагнитной индукции (опыты Фарадея)

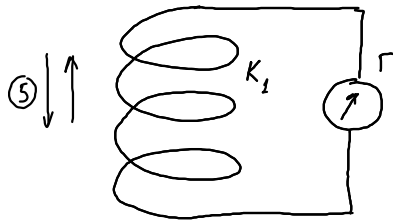
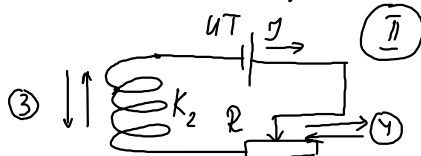
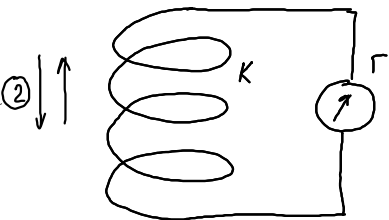
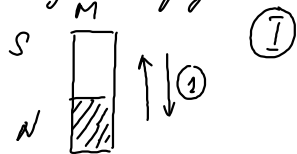
Электрический ток создает вокруг проводника магнитное поле. Можно ли с помощью магнитного поля возбудить электрический ток в проводнике? Это задача была блестяще решена в 1831 г. английским физиком М. Фарадеем. Он открыл явление электромагнитной индукции.

В замкнутом проводнике контуре при изменении магнитного потока, охватываемого этим контуром, возникает электрический ток, который получил название индукционного тока.

Способ изменения магнитного потока может быть следующим.

1. Изменяется площадь проводящего контура в магнитном поле.
2. Контур вращается в магнитном поле.
3. Меняется магнитное поле.

Здесь представлены классические опыты Фарадея.



М - подвижной магнит

K_1 - катушка - замкнутый контур

Г - гальванометр

K_2 - катушка - источник магн. поля

ИТ - источник тока

При всяком перемещении катушек 1 или 2, постоянного магнита или изменении тока во второй катушке с помощью реостата гальванометр показывает наличие индукционного тока в первой катушке.

Величина индуцированного тока тем больше, тем быстрее меняется магнитный поток (быстрее движется магнит, больше катушек, меняется ток во второй катушке)

Явление эл. магн. индукции имеет большое практическое значение (возникновение электрических и магнитных явлений) и экспериментальное значение (получение с помощью магнитного поля электрического тока).

Закон Фарадея

Фарадей из опытов установил количественный закон электромагнитной индукции. При изменении магнитного потока через замкнутую контур возникает индуцированный ток, возникновение которого указывает на наличие ЭДС электромагнитной индукции $\mathcal{E}_i$, величина которой определяется скоростью изменения магнитного потока через контур.

$$\mathcal{E}_i \sim \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

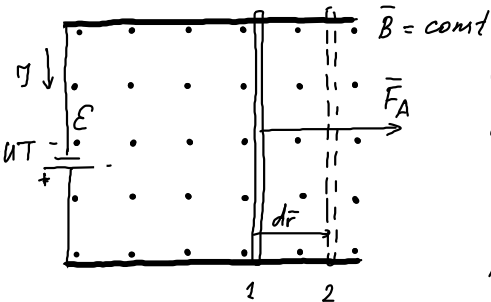
Знак минус указывает на направление индукционного тока в катушке (знак ЭДС) при изменении магнитного потока. Знак '-' — есть математическое

выражение правила Ленца — определяющего направление индукционного тока.

Правило Ленца — индукционный ток в катушке имеет всегда такое направление, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающего этот индук. ток

Закон Фарадея для электр. — магнитной индукции можно вывести из закона сохранения энергии. Рассмотрим вывод закона Фарадея.

Вывод закона Фарадея для электромагнитной индукции



Сила Ампера F_A совершает механическую работу $dA = \gamma dr$, R - полное электрическое сопротивление контура, включая внутреннее сопротивление источника ИТ.

Работа источника тока с ЭДС $\mathcal{E}$ складывается из теплоты Джоуля-Ленца (проводники нагреваются) и работы по перемещению проводника в магнитном поле.

$$\mathcal{E} \gamma dt = \gamma^2 R dt + \gamma dr; \quad \mathcal{E} dt = \gamma R dt + dr; \quad \gamma R dt = \mathcal{E} dt - dr;$$

$$\gamma = \frac{\mathcal{E} dt - dr}{R dt} = \frac{\mathcal{E} - \frac{dr}{dt}}{R}; \quad \gamma = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_i}{R}, \text{ где } \left(\mathcal{E}_i = - \frac{dr}{dt} \right) \text{ Закон Фарадея}$$

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

ЭДС индукции $\mathcal{E}_i$ всегда равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную этим контуром. $\mathcal{E}_i$ не зависит от способа изменения магнитного потока.

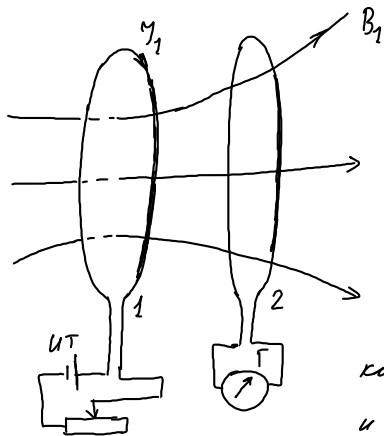
$$[\mathcal{E}_i] = \text{В (вольт)}$$

Природа ЭДС индукции.

1. Электр. ток в контуре - направленные движущие электр. заряды - действует сила Лоренца. Положительные и отрицательные заряды движутся в противоположные стороны. Возникает дополнительная ЭДС индукции.
2. Движущиеся контуры - движущиеся заряды - действует сила Лоренца. Заряды $\oplus$ и $\ominus$ движутся в разные стороны, возникает ЭДС

3. Возможно, когда контур неподвижен - заряды не движутся, а $\vec{B}$ меняется, возникает индукционный ток, но сила Лоренца отсутствует. Максвелл предположил, что всякое изменение магнитного поля возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле, которое действует на заряды и они, $(+)$ и $(-)$ движутся в противоположные стороны, возникает индукционный ток. Проводник (контур) является фактически индикатором наличия электр. поля при изменении магнитного поля.

Взаимная индукция



Имеется два контура 1 и 2. По первому протекает ток I_1 от ИТ, который можно менять с помощью реостата. Ко второму контуру подключен гальванометр для измерения тока в контуре. Вокруг первого контура возникает изменяющееся магн. поле $\vec{B}_1$, в котором находится второй контур, в котором и возникает индукционный ток. Магнитный поток через второй контур $\Phi_{21} \sim B_1 \sim I_1$; $\Phi_{21} = L_{21} I_1$
 L_{21} - коэффициент пропорциональности. Возможна и обратная картина. Меняющийся ток во втором контуре приводит к появлению тока в первом контуре.

$$\Phi_{21} = L_{21} I_1 \quad \text{и} \quad \mathcal{E}_{12} = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = - L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

и обратно $\Phi_{12} = L_{12} I_2 \quad \text{и} \quad \mathcal{E}_{21} = - \frac{d\Phi_{12}}{dt} = - L_{12} \frac{dI_2}{dt}$

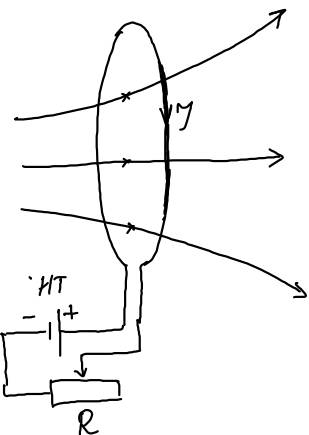
L_{21} и L_{12} зависят от геометрии катушек и их взаимного расположения

$L_{12} = L_{21} = L$ - взаимная индуктивность катушек

$$[L] = \text{Гн (генри)}$$

Явление взаимной индукции используется для повышения или понижения переменного напряжения с помощью трансформаторов.

Самодурация, индуктивность контура



В контуре электр. ток создает магнитное поле, в котором и находится контур. Формула $\Phi = L I$
 Φ — магнитный поток через контур. Если ток I меняется (резистор), то меняется и магнитное поле и магнитный поток через контур.

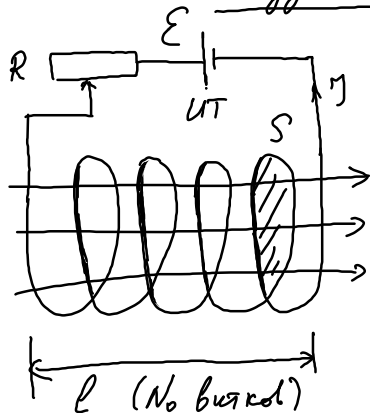
Возникает ЭДС индукции. Явление носит название самоиндукции.

$$\mathcal{E}_i = \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}; \quad L - \text{индуктивность контура,}$$

зависит от геометрии проводника и магнитной проницаемости среды.

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{dI}{dt}$$

Индуктивность соленоида



Магнитный поток через соленоид

$$\Phi = B S N_0 \quad S - \text{площадь поперечного сечения соленоида}$$

$$\mu = 1$$

$$\Phi = \mu_0 n \cdot S N_0 = L I \quad ; \quad n = \frac{N_0}{\ell}$$

$$L = \mu_0 n S N_0$$

ℓ - длина соленоида

$$L = \mu_0 \frac{n^2 S}{\ell} ; \quad \text{если } \mu \neq 1 \quad ; \quad L = \mu_0 \mu \frac{n^2 S}{\ell}$$

L - индуктивность соленоида

Энергия магнитного поля

Проводник (соленоид) с током образует магнитное поле. Магнитное поле появляется и исчезает с появлением электр. тока. Часть энергии тока (источника тока) идет на создание магн. поля. Т.е. магн. поле является носителем энергии. Энергия магн. поля (магнитная энергия) равна работе, затрачиваемой током (источником тока) на создание магн. поля

L - индуктивность соленоида

I - электр. ток

$\Phi = LI$ - сцепленный с соленоидом магн. поток

$d\Phi = L dI$ - при изменении тока на dI поток меняется на $d\Phi$, при этом необходимо совершить работу

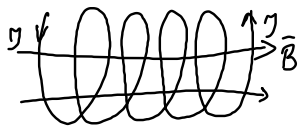
$$dA = I d\Phi = LI dI$$

И работа по созданию магн. поля

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}$$

В соответствии с законом сохранения энергии, энергия магнитного поля, связанная с катушкой $W = A = \frac{L y^2}{2}$

Рассмотрим соленоид, магн. поле сосредоточено в соленоиде



Индуктивность соленоида

$$L = \mu_0 n^2 S l$$

$$W = \frac{L y^2}{2} = \frac{\mu_0 n^2 S l}{2} y^2$$

$S l = V$ - объем соленоида

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\mu_0 n^2 y^2}{2} - \text{объемная плотность магнитной энергии}$$

Если $\mu \neq 1$

$$\omega = \frac{\mu_0 \mu n^2 y^2}{2}$$

и

$$\omega = \frac{B H}{2}$$

$$B = \mu_0 \mu n I$$

$$B = \mu_0 \mu H$$

$$H = n I$$

H - напряженность магнитного поля