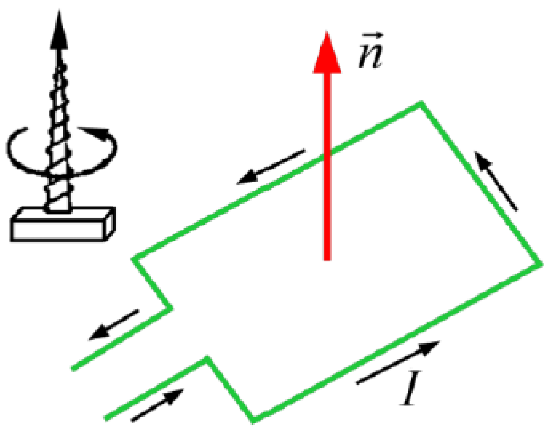
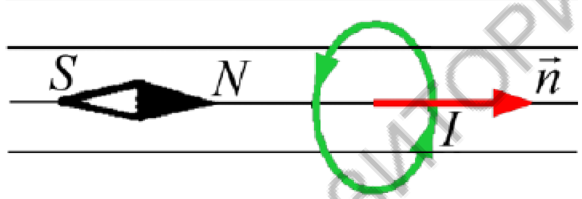
МАГНЕТИЗМ.
РАМКА С ТОКОМ. НАПРАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аналогично тому, как при исследовании электростатического поля использовался точечный пробный заряд, при исследовании магнитного поля используется *замкнутый плоский контур с током* (*рамка с током*), линейные размеры которого малы по сравнению с расстоянием до токов, образующих магнитное поле. Ориентация контура в пространстве характеризуется направлением *нормали* $\vec{n}$ *к контуру*.



В качестве ***положительного направления нормали*** принимается направление, связанное с током ***правилом правого винта*** (***правилом буравчика***):

За ***положительное*** *направление нормали* принимается направление поступательного движения правого винта, головка которого вращается в направлении тока, текущего в рамке. Магнитное поле оказывает на рамку с током ориентирующее действие, поворачивая её определённым образом. Это свойство используется для выбора *направления магнитного поля*.

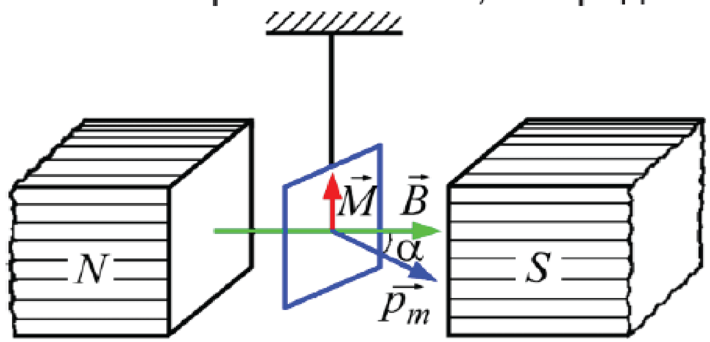


За направление магнитного поля *в данной точке принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к свободно подвешенной рамке с током*, или направление, совпадающее с направлением силы, действующей на северный полюс (N) магнитной стрелки, помещённый в данную точку поля.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ВЕКТОР МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Вращающий момент сил зависит как от свойств поля в данной точке, так и от свойств рамки с током, и определяется векторным произведением: $\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}]$,



где $\vec{p}_m$ – ***вектор магнитного момента*** рамки с током, $\vec{B}$ – ***вектор магнитной индукции*** – силовая характеристика магнитного поля. По определению векторного произведения скалярная величина момента: $M = p_m B \sin\alpha$,

где α – угол между векторами $\vec{p}_m$ и $\vec{B}$.

Для плоского контура с током I магнитный момент определяется как: $\vec{p}_m = IS\vec{n}$, где S – площадь поверхности контура (рамки), $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности рамки. В этом случае вращающий момент $\vec{M} = IS[\vec{n}, \vec{B}]$.

Аналогично тому, как силовая векторная характеристика электростатического поля – напряжённость – определялась как сила, действующая на пробный заряд, ***силовая характеристика магнитного поля – магнитная индукция*** $\vec{B}$ – *определяется максимальным вращающим моментом, действующим на рамку с магнитным моментом, равным единице, когда нормаль к рамке перпендикулярна направлению поля*.

Графически магнитное поле, так же как электрическое, изображают с помощью ***линий магнитной индукции*** – линий, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора $\vec{B}$.

Линии магнитной индукции всегда замкнуты и охватывают проводники с током, в то время как *линии электростатического поля – разомкнуты* (они начинаются на положительных и заканчиваются на отрицательных зарядах).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕКТОРОМ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И ВЕКТОРОМ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для однородной изотропной среды вектор магнитной индукции:

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

где μ_0 – магнитная постоянная (см. п. 12), μ – ***магнитная проницаемость среды*** (см. п. 39) – безразмерная величина, показывающая, во сколько раз магнитное поле макротоков H усиливается за счёт поля микротоков среды.

Вектор магнитной индукции $\vec{B}$ – *аналог* вектора напряжённости электростатического поля $\vec{E}$. Эти величины определяют ***силовые*** действия этих полей и зависят от свойств среды.

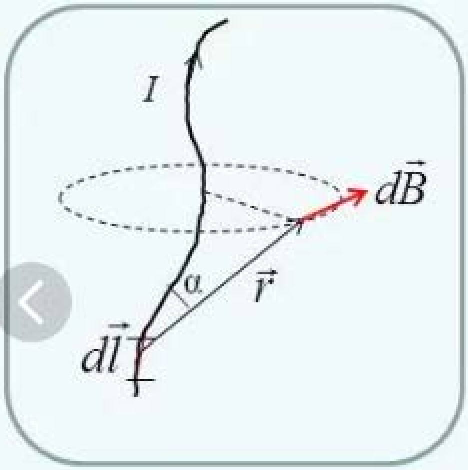
Аналогом вектора электрического смещения $\vec{D}$ является вектор напряжённости $\vec{H}$ магнитного поля.

Для магнитного поля, как и для электрического, *справедлив* ***принцип суперпозиции***: магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равна векторной сумме магнитных индукций полей, создаваемых каждым током или движущимся зарядом.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ЗАКОН БИО-САВАРА-ЛАПЛАСА

Любой элемент dl проводника с током I создает в окружающем пространстве на расстоянии r под углом α магнитное поле индукцией dB



$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}$$

$$\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\ Гн/м$$

Магнитная постоянная

Направление магнитной индукции определяется по правилу буравчика (правило правого винта)

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n}\vec{B}_i$$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\left[d\vec{l},\vec{r}\right]}{r^3}$$

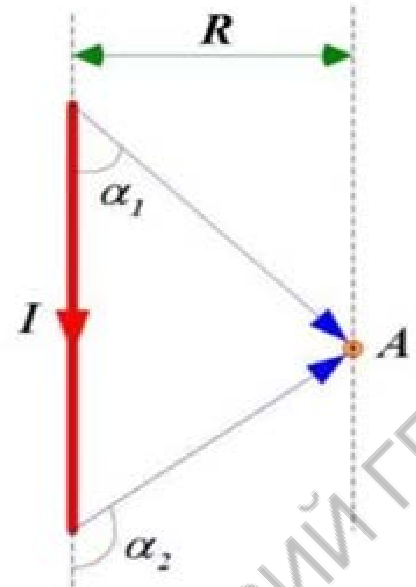
Вдоль проводника поле не возникает!

Принцип суперпозиции: *вектор магнитной индукции результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равен векторной сумме магнитных индукций складываемых полей,*

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

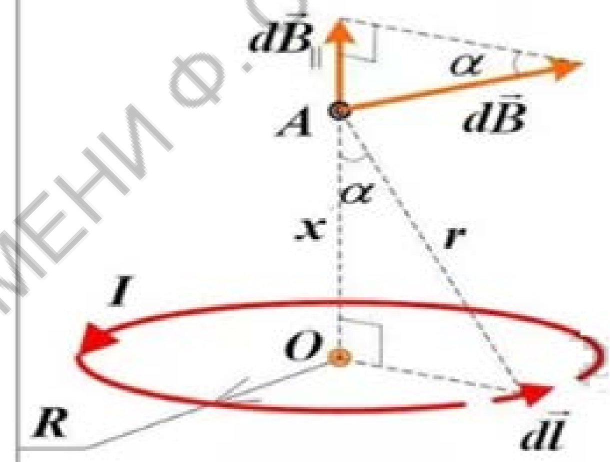
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ПРЯМОГО И КРУГОВОГО ТОКОВ

Магнитное поле прямого тока



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}\cdot(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$$

Магнитное поле кругового тока



$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2\pi R^2 I}{\left(R^2 + x^2\right)^{3/2}}$$

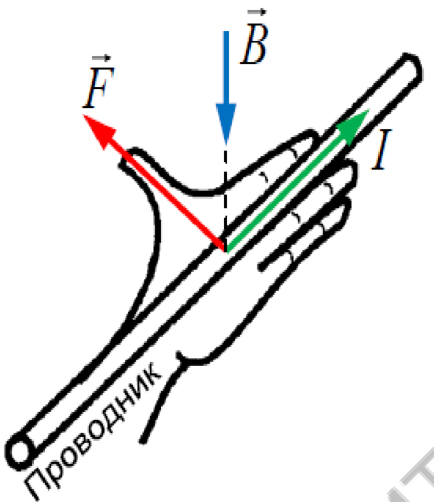
РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ЗАКОН АМПЕРА. СИЛА АМПЕРА

Действие магнитного поля на рамку с током – это пример воздействия магнитного поля на проводник с током.

Ампер установил, что сила $\mathrm{d}\vec{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент проводника $\mathrm{d}l$ с током, находящегося в магнитном поле, равна:

$$\overrightarrow{\mathrm{d}F} = I[\overrightarrow{\mathrm{d}l}, \vec{B}],$$



где $\overrightarrow{\mathrm{d}l}$ – вектор по модулю равный $\mathrm{d}l$ и совпадающий по направлению с током; $\vec{B}$ – вектор магнитной индукции.

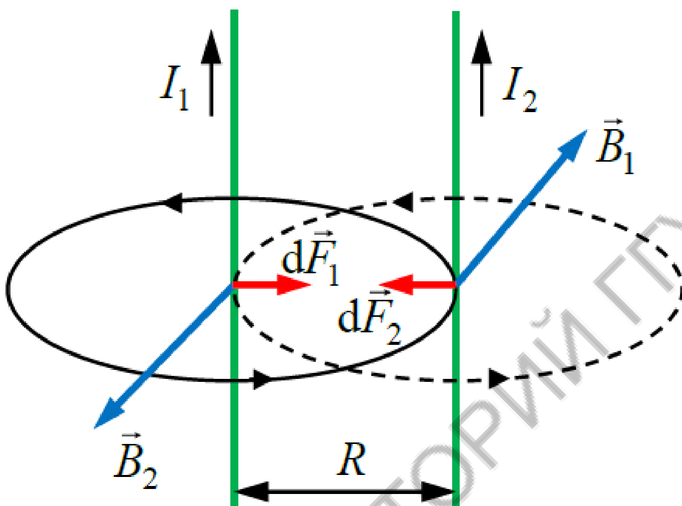
Наглядно направление силы Ампера принято определять по ***правилу левой руки***: если ладонь левой руки расположить так, чтобы в неё входил вектор $\vec{B}$, а четыре вытянутых пальца расположить по направлению тока в проводнике, то отогнутый большой палец покажет направление силы Ампера.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ТОКОВ

Закон Ампера применяется для определения силы взаимодействия двух токов.

Два параллельных проводника с токами I_1 и I_2 находятся на расстоянии R друг от друга. Направление сил $\mathrm{d}\vec{F}_1$ и $\mathrm{d}\vec{F}_2$, с которыми поля $\vec{B}_1$ и $\vec{B}_2$ действуют на проводники с токами I_2 и I_1, определяются по правилу левой руки:



$$B_1 = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I_1}{R}, \quad \mathrm{d}F_1 = I_2 B_1 \mathrm{d}l .$$

Отсюда: $\mathrm{d}F_1 = \dfrac{\mu_0\mu}{4\pi}\dfrac{2I_1I_2}{R}\mathrm{d}l$. Аналогично:

$$B_2 = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I_2}{R}, \quad \mathrm{d}F_2 = I_1 B_2 \mathrm{d}l,$$

$$\mathrm{d}F_2 = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{R}\mathrm{d}l .$$ Таким образом:

$$\mathrm{d}F_1 = \mathrm{d}F_2 = \mathrm{d}F = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{R}\mathrm{d}l .$$

Проводники с токами *одинакового* направления *притягиваются*, с токами *разного* направления – *отталкиваются*.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ И НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Пусть элемент проводника $\mathrm{d}l$ с током I перпендикулярен направлению магнитного поля. Закон Ампера $\mathrm{d}F = IB\,\mathrm{d}l$, откуда:

$$B = \frac{1}{I}\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}l}.$$

Единица магнитной индукции B – тесла (Тл) – магнитная индукция такого однородного магнитного поля, которое действует с силой 1 Н на каждый метр длины прямолинейного проводника, расположенного перпендикулярно направлению поля, если по этому проводнику проходит ток 1 А: $1\,\text{Тл} = 1\,\frac{\text{Н}}{\text{А}\cdot\text{м}}$.

Из формулы $B = \mu_0 \mu H$ в вакууме $(\mu = 1)$ получим $H = \frac{B}{\mu_0}$.

Единица напряжённости магнитного поля H – ампер на метр (А/м) – напряжённость такого поля, индукция которого в вакууме равна $4\pi\cdot 10^{-7}$ Тл.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА. СИЛА ЛОРЕНЦА

Магнитное поле свободно движущегося заряда

Проводник с током создаёт вокруг себя магнитное поле. Электрический ток – это упорядоченное движение электрических зарядов. Магнитное поле $\vec{B}$ точечного заряда q, свободно движущегося с постоянной нерелятивистской скоростью $\vec{v}$ $(v \ll c)$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}, \qquad B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \sin\alpha,$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, проведённый из заряда q к точке наблюдения, α – угол между $\vec{v}$ и $\vec{r}$.

Сила Лоренца

Так же, как и на проводник с током, магнитное поле действует и на отдельный заряд, движущийся в магнитном поле.

Сила, действующая на электрический заряд q, движущийся в магнитном поле $\vec{B}$ со скоростью $\vec{v}$, называется ***силой Лоренца***:

$$\vec{F} = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

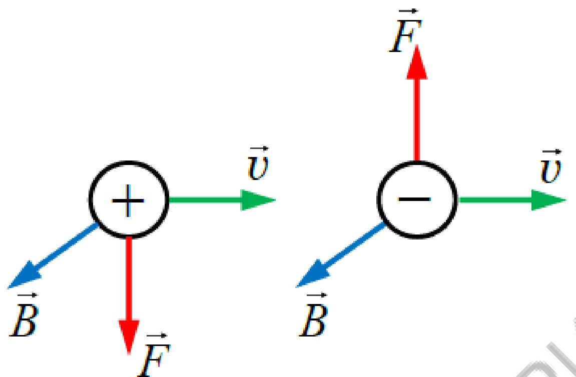
или $F = qvB\sin\alpha$,

где α – угол между $\vec{v}$ и $\vec{B}$.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПРОВОДНИКОМ С ТОКОМ И ДВИЖУЩИМСЯ ЗАРЯДОМ

	Проводник с током	Свободно движущийся заряд
Магнитное поле	$\mathrm{d}\vec{B} = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{I[\mathrm{d}\vec{l},\vec{r}]}{r^3}$ закон Био-Савара-Лапласа	$\vec{B} = \frac{\mu_0\mu}{4\pi}\frac{q[\vec{v},\vec{r}]}{r^3}$
Сила, действующая на	$\overrightarrow{\mathrm{d}F} = I[\overrightarrow{\mathrm{d}l},\vec{B}]$ сила Ампера	$\vec{F} = q[\vec{v},\vec{B}]$ сила Лоренца



Направление силы Лоренца, так же как и силы Ампера, определяется по *правилу левой руки*. Сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости движения заряженной частицы. Поэтому она изменяет только направление этой скорости, не изменяя её модуля. Следовательно, сила Лоренца работы не совершает.

Постоянное магнитное поле не совершает работы над движущейся в нем заряженной частицей и кинетическая энергия этой частицы при движении в магнитном поле не изменяется.

Движение заряда, на который кроме магнитного поля с индукцией $\vec{B}$, действует и электрическое поле с напряжённостью $\vec{E}$, описывается **формулой Лоренца:**

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v},\vec{B}].$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Считаем, что магнитное поле *однородно* и на частицы не действуют электрические поля. Рассмотрим ***три*** возможных случая:

1. $\vec{v} \parallel \vec{B}$ – Заряженная частица движется в магнитном поле вдоль линий магнитной индукции (угол α между векторами $\vec{v}$ и $\vec{B}$ равен 0 или π).

Сила Лоренца равна нулю. Магнитное поле на частицу не действует, и она движется ***равномерно и прямолинейно***.

2. $\vec{v} \perp \vec{B}$ – Заряженная частица движется в магнитном поле перпендикулярно линиям магнитной индукции (угол $\alpha = \pi / 2$).

Сила Лоренца $F = qvB$: постоянна по модулю и нормальна к траектории частицы. ***Частица будет двигаться по окружности*** радиуса R с центростремительным ускорением $a_n = \dfrac{v^2}{R}$. Из второго закона Ньютона $qvB = \dfrac{mv^2}{R}$ получаем радиус окружности $R = \dfrac{mv}{qB}$ и период вращения $T = \dfrac{2\pi R}{v} = \dfrac{2\pi m}{qB}$.

3. Заряженная частица движется под углом α к линиям магнитной индукции.

Движение частицы можно представить в виде ***суммы двух движений***:

1) равномерного прямолинейного движения вдоль поля со скоростью

$$v_{\parallel} = v\cos\alpha;$$

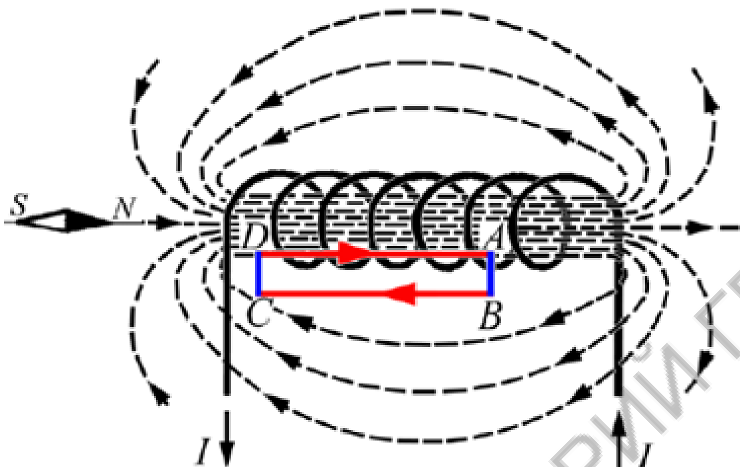
2) равномерного движения по окружности в плоскости, перпендикулярной полю.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф.СКОРИНЫ

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛЕНОИДА. СИЛОВЫЕ ЛИНИИ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Соленоидом называется свёрнутый в спираль изолированный проводник по которому течёт электрический ток. Рассмотрим соленоид длиной l, имеющий N витков. Циркуляция вектора $\vec{B}$ по замкнутому контуру $ABCDA$, охватывающему все N витков, равна:

$$\oint_{ABCDA} B_l \,\mathrm{d}l = \mu_0 NI .$$



На участках AB и CD контур перпендикулярен линиям магнитной индукции, следовательно $B_l = 0$. Можно показать, что вне бесконечного соленоида магнитное поле $B = 0$ (удалив участок CB на бесконечность, где магнитное поле соленоида равно нулю, поскольку магнитное поле каждого витка соленоида уменьшается с расстоянием $\sim r^{-3}$). На участке DA контур совпадает с линией магнитной индукции, внутри соленоида поле однородно ($B_l = B$), поэтому

$$\int_{DA} B_l \,\mathrm{d}l = Bl = \mu_0 NI .$$

Магнитная индукция (бесконечного) соленоида в вакууме:

$$B = \frac{\mu_0 NI}{l} .$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ПОТОК ВЕКТОРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Потоком вектора магнитной индукции **(магнитным потоком)** через площадку dS называется *скалярная* физическая величина, равная

$$\mathrm{d}\Phi_B = \vec{B}\,\overrightarrow{\mathrm{d}S} = B_n\,\mathrm{d}S\,,$$

где $B_n = B\cos\alpha$ – проекция вектора $\vec{B}$ на направление нормали $\vec{n}$ к площадке $\mathrm{d}S$; α – угол между векторами $\vec{n}$ и $\vec{B}$; $\overrightarrow{\mathrm{d}S}$ – вектор, модуль которого равен $\mathrm{d}S$; а направление совпадает с направлением нормали $\vec{n}$ к площадке.

Поток вектора $\vec{B}$ может быть *как* ***положительным****, так и* ***отрицательным*** в зависимости от знака $\cos\alpha$.

Поток вектора $\vec{B}$ связывают с контуром, по которому течёт ток. Положительное направление нормали к контуру связано с направлением тока по правилу правого винта. Поэтому *магнитный поток, создаваемый контуром с током через поверхность, ограниченную им самим*, **всегда положителен**.

Поток вектора магнитной индукции через произвольную поверхность S:

$$\Phi_B = \int_S \vec{B}\,\overrightarrow{\mathrm{d}S} = \int_S B_n\,\mathrm{d}S\,.$$

Если поле однородно и перпендикулярно ему расположена плоская поверхность с площадью S, то

$$\Phi_B = BS\,.$$

Единица магнитного потока – вебер (Вб): 1 Вб – магнитный поток, проходящий сквозь плоскую поверхность площадью 1 м^2, расположенную перпендикулярно однородному магнитному полю, индукция которого равна 1 Тл (1 Вб = 1 Тл·м^2).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ТЕОРЕММА ГАУСА ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВАКУУМЕ. ПОТОКОСЦЕПЛЕНИЕ

Поток вектора магнитной индукции сквозь любую замкнутую поверхность равен нулю

$$\oint_S \vec{B} \mathrm{d} \vec{S} = 0 .$$

Эта теорема отражает факт отсутствия магнитных зарядов, вследствие чего линии магнитной индукции не имеют ни начала, ни конца и являются замкнутыми.

23. Потокосцепление

Магнитный поток через поверхность, ограниченную замкнутым контуром, называется ***потокосцеплением*** Ψ этого ***контура***.

Потокосцепление контура, обусловленное магнитным полем тока в самом этом контуре, называется ***потокосцеплением самоиндукции***.

Например, найдём потокосцепление самоиндукции соленоида с сердечником с магнитной проницаемостью μ. Магнитный поток сквозь один виток соленоида площадью S равен $\Phi_1 = BS$. Полный магнитный поток, сцепленный со всеми витками соленоида, равен:

$$\Psi = \Phi_1 N = BSN = \frac{\mu_0 \mu N I}{l} SN = \mu_0 \mu \frac{N^2 I}{l} S .$$

Потокосцепление контура, обусловленное магнитным полем тока, идущего в другом контуре, называется ***потокосцеплением взаимной индукции*** этих двух контуров.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ