

Магнитное поле движущегося заряда



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

$dN = nSdl$ — число заряженных частиц в элементе тока $I \cdot d\vec{l}$,

где n — концентрация частиц.

$$\left. \begin{array}{l} I = jS \\ j = qnv \end{array} \right\} Id\vec{l} = qnvSd\vec{l} = qn\vec{v}Sdl = q\vec{v}dN$$

Магнитное поле движущегося заряда

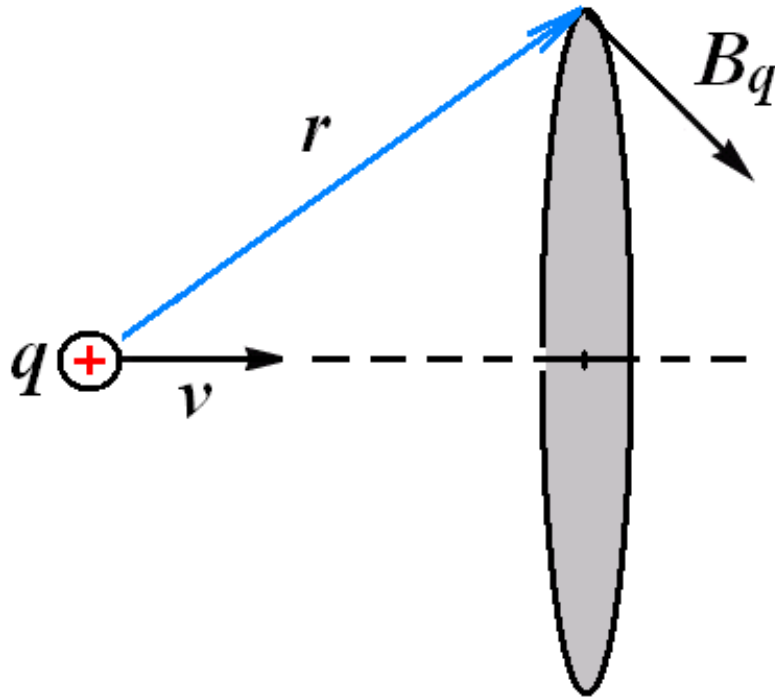
$$d\vec{B}_{dN} = \frac{\mu_0 q dN [\vec{v}, \vec{r}]}{4\pi r^3}$$

поле, созданное dN частицами.

$$\vec{B}_q = \frac{d\vec{B}_N}{dN} = \frac{\mu_0 q [\vec{v}, \vec{r}]}{4\pi r^3}$$

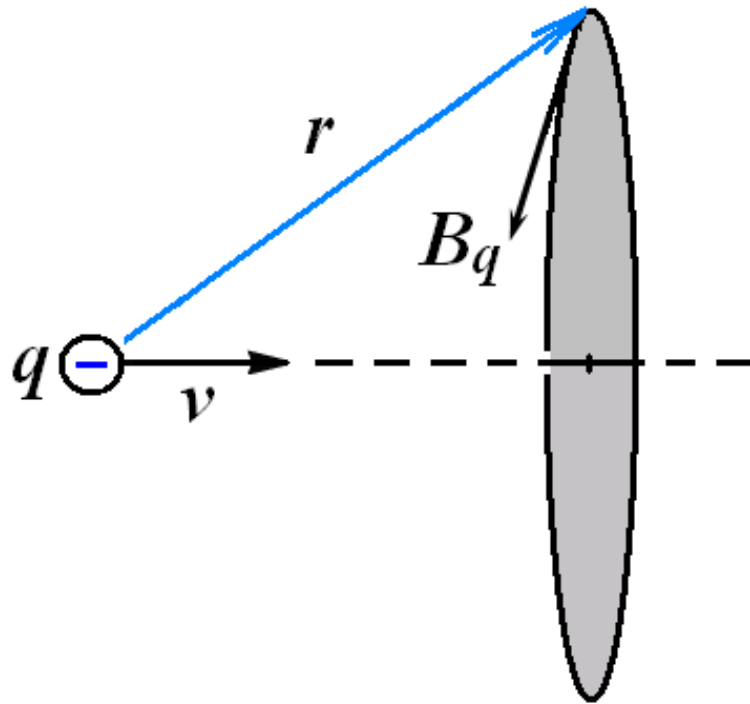
поле, созданное одной движущейся частицей

Магнитное поле движущегося заряда



- **Направление силовых линий магнитного поля, создаваемого движущимся положительным зарядом, определяется правилом правого винта.**

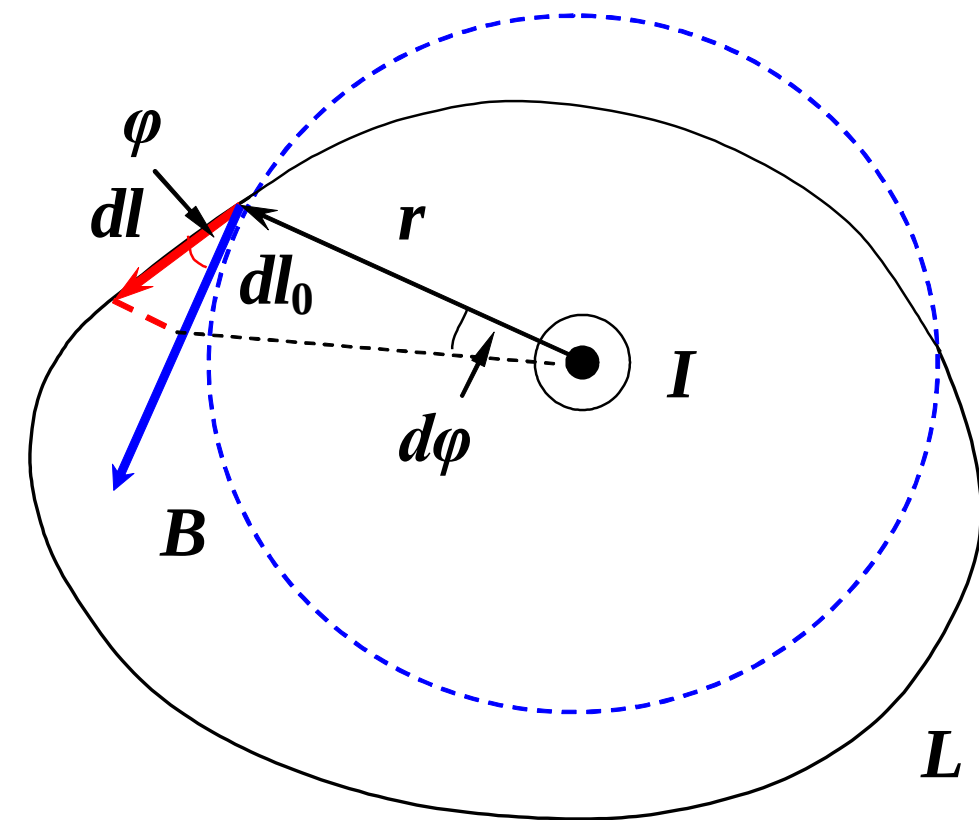
Магнитное поле движущегося заряда



- Поле, создаваемое движущимся **отрицательным** зарядом, имеет **противоположное** направление.

**Закон полного тока
(теорема о циркуляции
вектора магнитной индукции)**

Закон полного тока в интегральной форме



Бесконечно длинный проводник
с током I

$$\vec{B} \perp \vec{r}$$

dl — элемент произвольного контура L .

dl_0 — проекция dl на направление вектора B .

φ — угол между dl и dl_0

или

$$\varphi = \angle \vec{B}, d\vec{l}.$$

$$dl_0 = dl \cos \varphi$$

Закон полного тока в интегральной форме

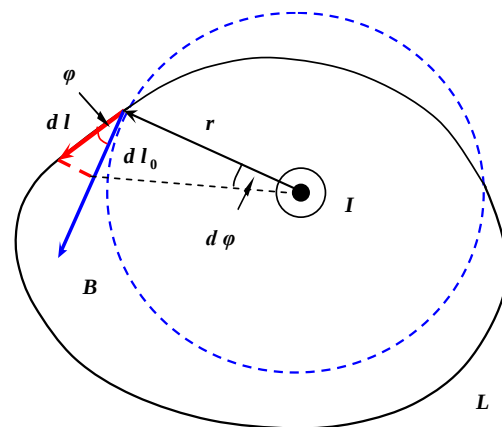
Циркуляция вектора $\vec{B}$ по замкнутому

контуре L :
$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B dl \cos \varphi = \oint_L B dl_0$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \qquad dl_0 = r d\varphi$$

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L \frac{\mu_0 I}{2\pi r} r d\varphi = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = \mu_0 I$$

$$\oint_L (\vec{B} d\vec{l}) = \mu_0 I$$



Закон полного тока в интегральной форме

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{S}$$

1. Циркуляция вектора магнитной индукции не равна нулю.

$$\left(\oint_L \vec{B} d\vec{l} \neq 0 \right)$$

Поля, обладающие таким свойством называются **вихревыми** (или соленоидальными) .

Магнитное поле НЕ является потенциальным.

2. Циркуляция вектора **$\vec{B}$** прямолинейного тока **одинакова** вдоль всех линий магнитной индукции и равна произведению $\mu_0 I$.

Закон полного тока в интегральной форме

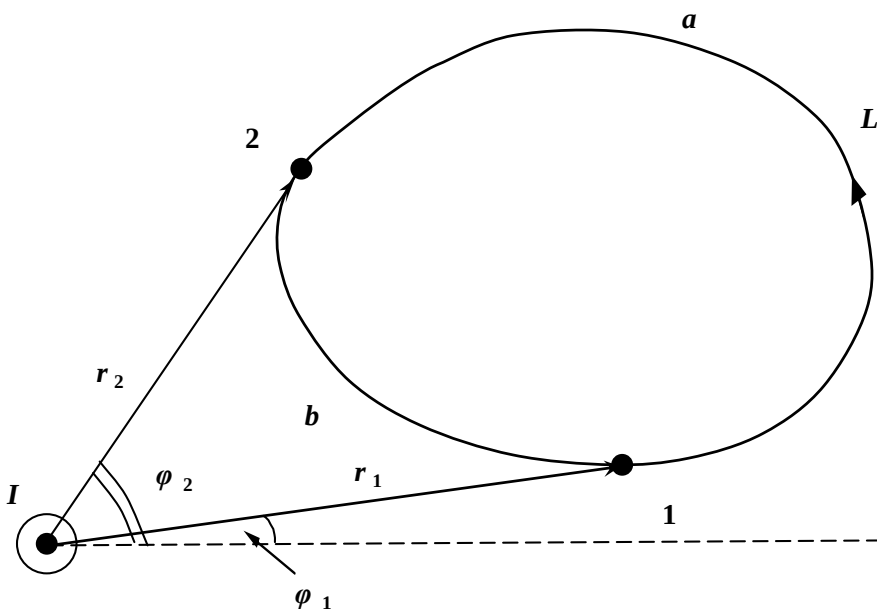
Если магнитное поле создано системой токов, то по принципу суперпозиции:

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i$$

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

Закон полного тока в интегральной форме

Ток не пронизывает контур



$$\begin{aligned}\oint_L \vec{B} d\vec{l} &= \int_{1a2} \vec{B} d\vec{l} + \int_{2b1} \vec{B} d\vec{l} \\ &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} d\varphi = \\ &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} (\varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_1 - \varphi_2) = 0.\end{aligned}$$

Циркуляция вектора ***B*** прямолинейного тока вдоль замкнутого контура, не охватывающего этот проводник, равна нулю.

Закон полного тока в интегральной форме

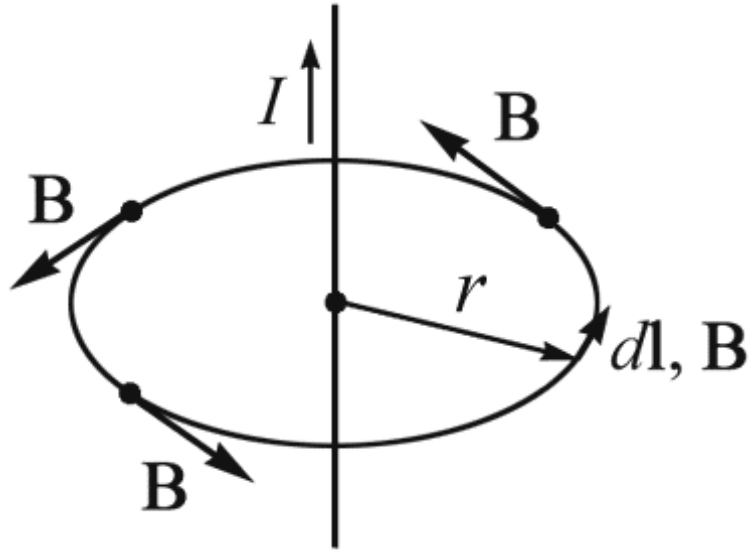
ТЕОРЕМА О ЦИРКУЛЯЦИИ ВЕКТОРА ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ :

Циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному замкнутому контуру, охватывающему токи, **прямо пропорциональна алгебраической сумме токов**, пронизывающих этот контур

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

Применение закона полного тока для вычисления простейших полей

Поле бесконечного прямого тока

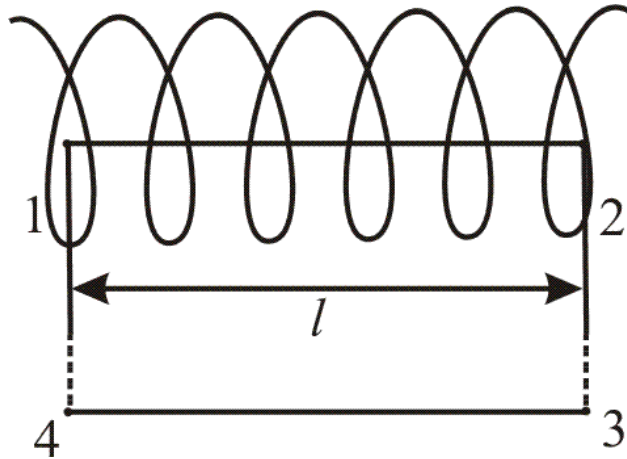


$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I$$

$$\begin{aligned} \oint_L \vec{B} d\vec{l} &= \oint_L B dl \cos(\angle \vec{B} d\vec{l}) = B \oint_L dl = \\ &= B \cdot 2\pi r = \mu_0 I. \end{aligned}$$

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

Магнитное поле длинного соленоида



l – длина соленоида.

N – число витков.

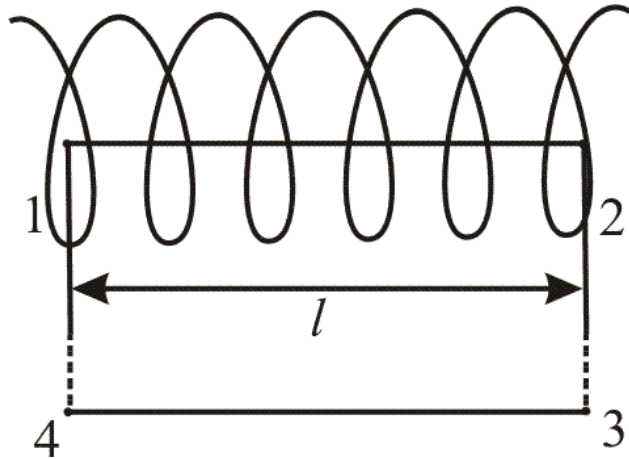
d – диаметр соленоида.

$l \gg d$; $B_{\text{внутри}} = \text{const}$

$$\oint_L \vec{B} dl = \int_1^2 \vec{B} dl + \int_2^3 \vec{B} dl + \int_3^4 \vec{B} dl + \int_4^1 \vec{B} dl$$

$\cos 90^\circ = 0$ $B = 0$ $\cos 90^\circ = 0$

Магнитное поле длинного соленоида



$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \int_1^2 \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i$$

$$B l = \mu_0 N I$$

n – число витков соленоида
на единицу длины

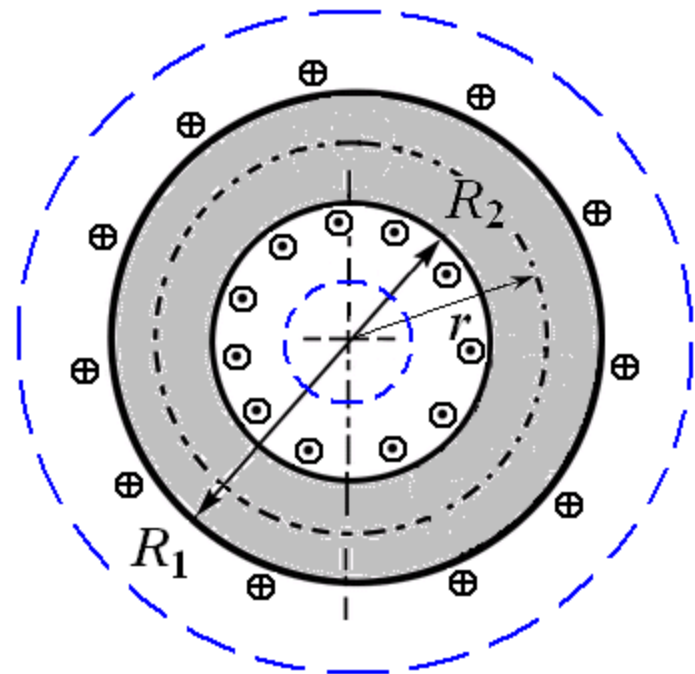
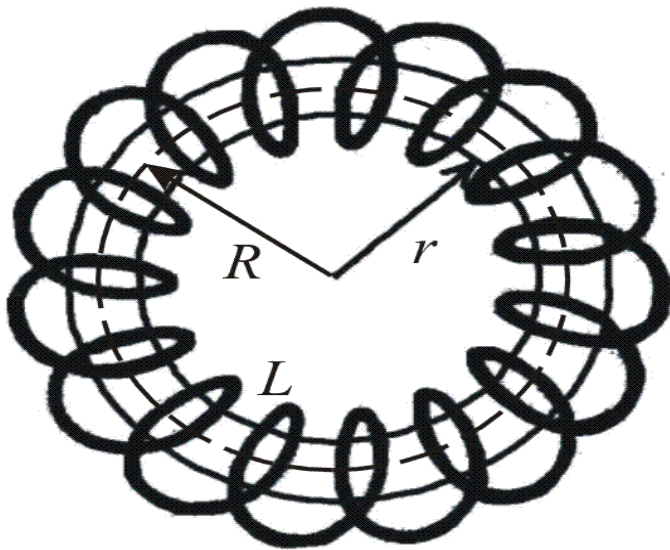
$$B = \mu_0 n I$$

*магнитная индукция
внутри соленоида*

$$B = \frac{\mu_0 N I}{l} = \mu_0 n I$$

Магнитное поле тороида

Тороид – кольцевая катушка, витки которой намотаны на сердечник, имеющий форму тора.



Поле вне тороида ($R_2 > r > R_1$) ?

Поле внутри тороида ($R_2 < r < R_1$) ?

ПОЛУЧИТЬ САМОСТОЯТЕЛЬНО!

Закон полного тока в дифференциальной форме

Закон полного тока в дифференциальной форме

- rot характеризует свойства поля в точке $S \rightarrow 0$

$$rot_n \vec{A} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{1}{S} \oint_L (\vec{A} d\vec{l})$$

Физический смысл rot :

циркуляция вектора A через
единичную площадку,
ориентированную так, чтобы эта
циркуляция была наибольшей

$$rot \vec{A} \equiv [\nabla \vec{A}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} =$$

$$= \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \cdot \vec{i} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \cdot \vec{j} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) \cdot \vec{k}.$$

Закон полного тока в дифференциальной форме

Теорема Стокса:
$$\oint_L \vec{A} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} d\vec{S}.$$

(а) Согласно теореме Стокса

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{B} d\vec{S}.$$

(б) Закон полного тока в интегральной форме:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{S}.$$

Закон полного тока в дифференциальной форме

$$\Rightarrow \int_S \text{rot} \vec{B} d\vec{S} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{S} = \int_S \mu_0 \vec{j} d\vec{S}.$$



$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

или, так как

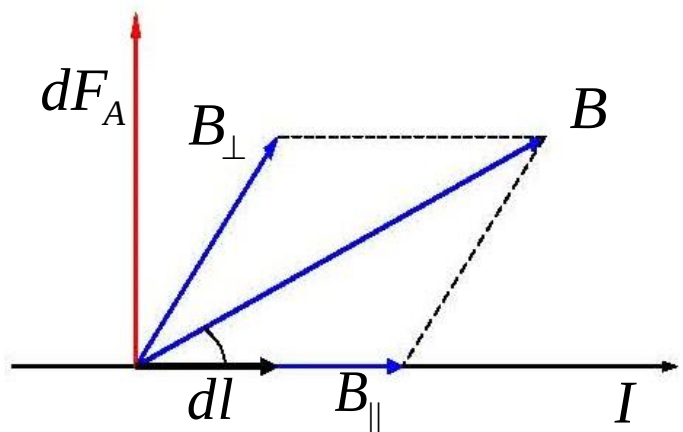


$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H},$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j}.$$

**Действие магнитного поля на проводники с током
в магнитном поле.
Сила Ампера**

Действие магнитного поля на проводники.



Сила с которой магнитное поле действует на бесконечно малый проводник с током I .

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

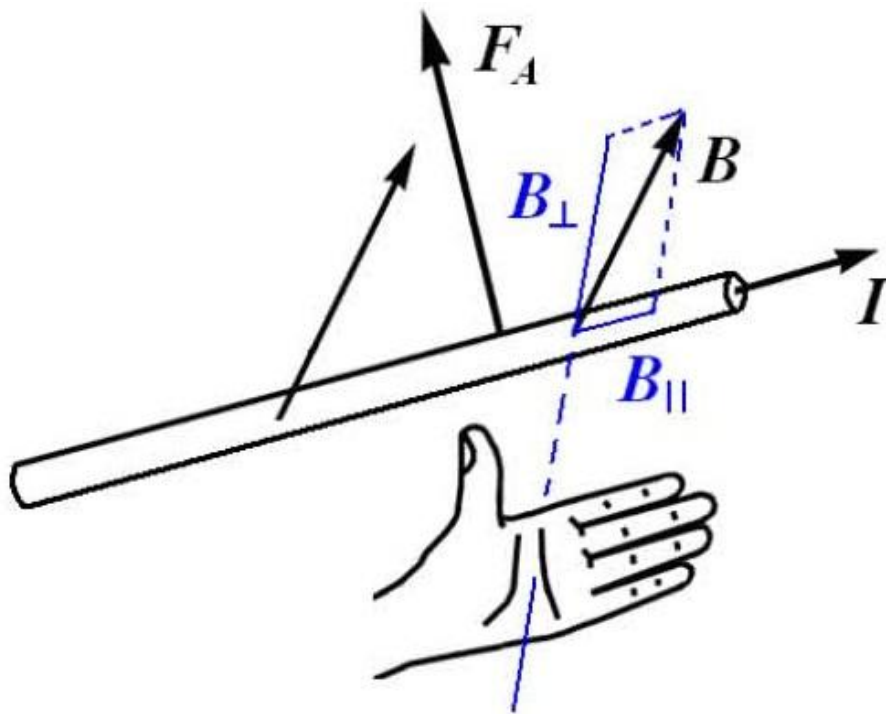
- Закон Ампера

Сила Ампера действующая на проводник с током конечной длины:

$$\vec{F}_A = \int_l I [d\vec{l}, \vec{B}] \quad \text{если поле однородное } (B = \text{const}),$$

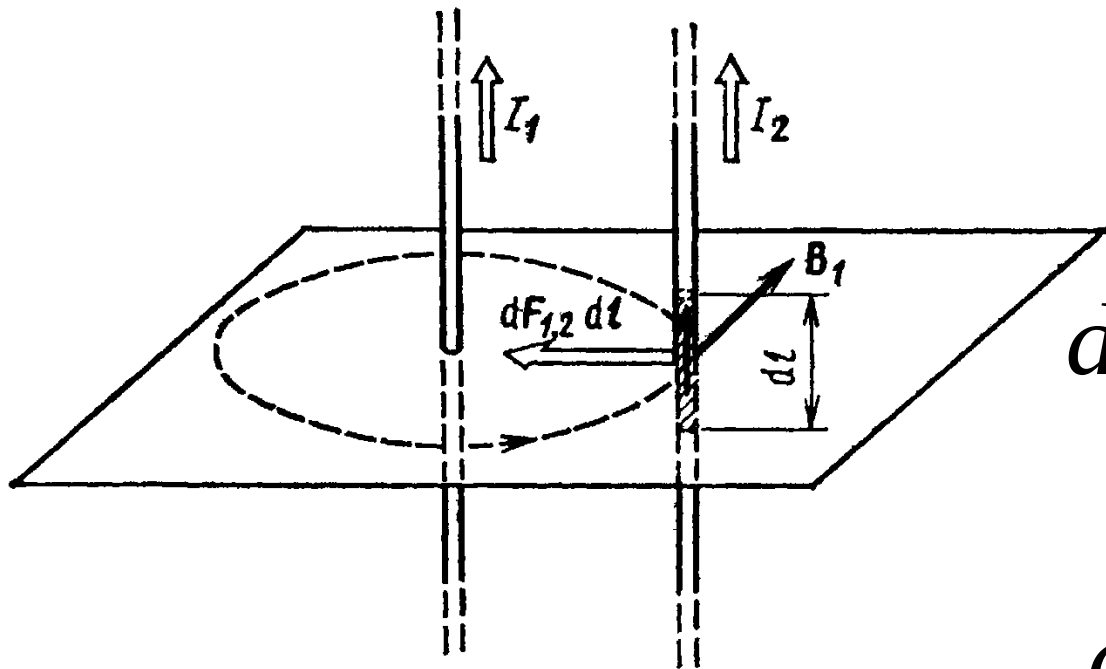
$$\vec{F}_A = IBl \sin(\angle d\vec{l}, \vec{B})$$

Действие магнитного поля на проводники.



Направление силы Ампера определяется **правилом левой руки**: если ладонь левой руки расположить таким образом, что $B_{\perp}$ входит в ладонь, четыре выпрямленных пальца направлены по току, то большой палец, отогнутый на 90° , указывает направление силы.

Действие магнитного поля на проводники с током в магнитном поле.



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

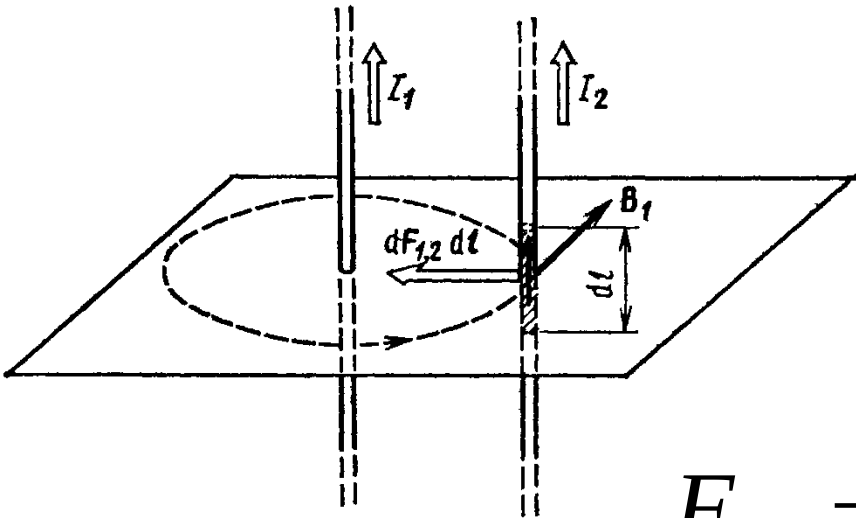
$$dF_{1,2} = I_2 B_1 dl_2 \sin \alpha$$

$$\sin \alpha = 1$$

$$dF_{1,2} = I_2 B_1 dl_2$$

$$dF_{1,2} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} dl_2$$

Действие магнитного поля на проводники с током в магнитном поле.



$$F_{1,2} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \int_0^{l_2} dl_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l_2$$

$$I_1 = I_2 = I \text{ и } l_2 = l$$

$$F_{1,2} = \frac{\mu_0 I^2 l}{2\pi d}$$