3.4 Закон Ампера

В 1820 году Ампер установил, что сила с которой магнитное поле действует на элемент проводника с током dl, равна

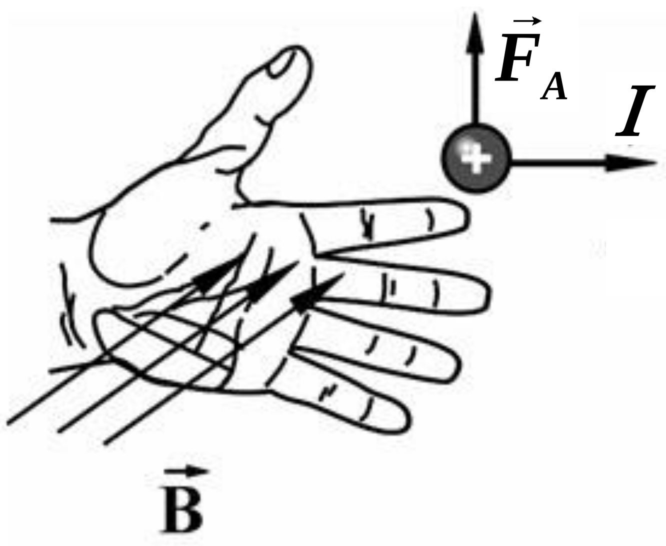
$$dF = I[d\vec{l} \times \vec{B}] \qquad (3.4.1)$$

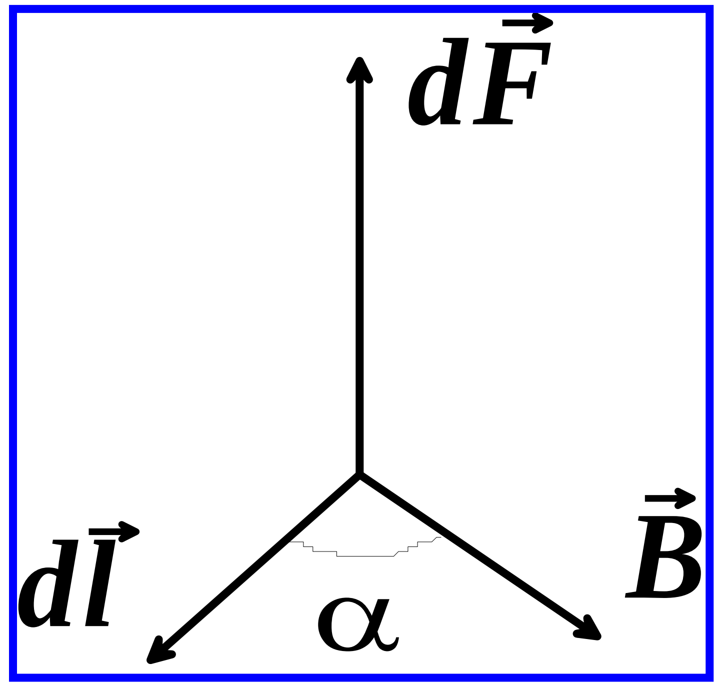
где $d\vec{l}$ - вектор, совпадающий с направлением тока. Величина силы Ампера равна

$$dF = I \cdot dl \cdot B \cdot \sin\alpha \qquad (3.4.2)$$

Направление силы Ампера определяется правилом левой руки:

четыре пальца левой руки надо направить по направлению тока так, чтобы вектор магнитной индукции входил в ладонь, тогда отогнутый большой палец дает направление силы Ампера.





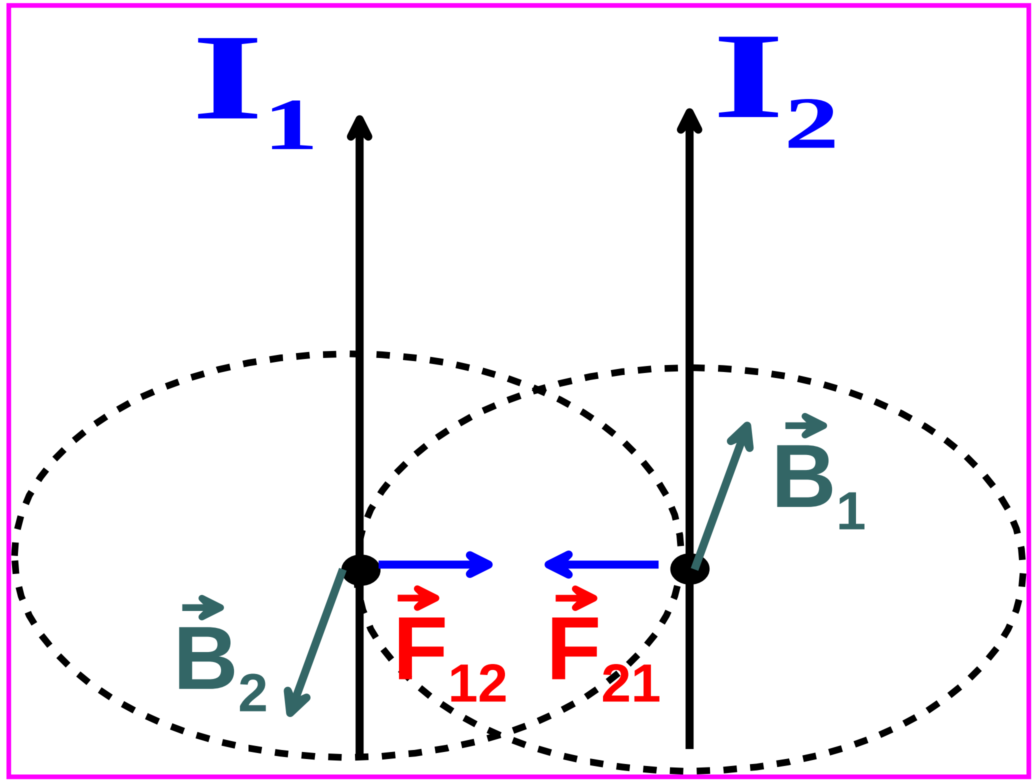
На основе закона Ампера определим силу взаимодействия между двумя параллельными прямыми токами, расположенными на расстоянии *d* друг от друга.

Рассмотрим сначала случай, когда токи текут в одном направлении.

Ток I_1 создает магнитное поле B_1, которое действует на ток I_2 и наоборот.

На расстоянии *d* магнитная индукция тока I_1 равна

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



Угол между направлением тока $\mathbf{I_2}$ и вектором магнитной индукции $\mathbf{B_1}$ равен 90°. Поэтому согласно закону Ампера магнитное поле тока $\mathbf{I_1}$ действует *на единицу длины* тока $\mathbf{I_2}$ с силой

$$\boxed{F_{21} = B_1 \cdot I_2 = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 \cdot I_2}{d}} \qquad \textbf{(3.4.3)}$$

Размерность этой силы $[F_{21}] = \frac{н}{м}$

Аналогично, магнитное поле тока I_2 действует на единицу длины тока I_1 с силой

$$\boxed{F_{12} = B_2 \cdot I_1 = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 \cdot I_2}{d}}$$

Сравнивая видим, что силы F_{21} и F_{12} совпадают по величине. Направления этих сил противоположны.

Поэтому токи, текущие в одном направлении притягивают друг друга.

Если направления токов противоположны, то изменятся направления сил F_{21} ($\leftarrow$) и F_{12} ($\rightarrow$).

Поэтому токи, текущие навстречу друг другу отталкиваются.

Формула для силы Ампера (3.4.3) используется для определения единицы силы тока – ампера.

Ампер – это сила постоянного тока, который проходя по двум параллельным, прямолинейным проводникам бесконечной длины и расположенным на расстоянии 1 м друг от друга, вызывает между ними силу притяжения, равную $2\cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

Подставляя в (3.4.3) токи $I_1 = I_2 = 1$ А, получаем

$$2\cdot 10^{-7}\,\frac{н}{м} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{A^2}{м}$$

откуда

$$\boxed{\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{н}{A^2} = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{Гн}{м}}$$

Теперь можно определить и единицу магнитной индукции B. Пусть элемент проводника *dl* перпендикулярен вектору магнитной индукции.

Тогда согласно (3.4.3) имеем

$$dF = I \cdot dl \cdot B \qquad\qquad B = \frac{dF}{I \cdot dl}$$

Последняя формула и используется для определения единицы магнитной индукции.

Единицей магнитной индукции является **Тесла – это магнитная индукция такого однородного магнитного поля, которое действует с силой 1 Н на каждый метр длины прямолинейного проводника, перпендикулярного полю и по которому течет ток силой 1 А.**

3.5 Сила Лоренца

Найдем силу, действующую на движущийся в магнитном поле электрический заряд.

Рассмотрим проводник с током I, находящийся в магнитном поле с индукцией B.

Пусть за время dt через участок проводника dl проходит dn зарядов величиной q. Тогда ток, текущий через проводник равен

$$I = \frac{q \cdot dn}{dt}$$

Согласно закону Ампера (3.4.2), на этот участок проводника со стороны магнитного поля действует сила

$$dF = I \cdot dl \cdot B \cdot \sin\alpha =$$

$$= B \cdot q \cdot dl \cdot \frac{dn}{dt} \sin\alpha =$$

$$= B \cdot q \cdot dn \cdot \frac{dl}{dt} \sin\alpha$$

Разделив на dn получим силу, действующую на один заряд

$$F_Л = B \cdot q \cdot \frac{dl}{dt} \sin\alpha$$

Поскольку $\frac{dl}{dt} = \upsilon$ **- скорость движения заряда, то**

$$F_Л = q \cdot \upsilon \cdot B \cdot \sin\alpha$$

Сила $F_Л$ **называется силой Лоренца.**

Из формулы (3.4.1) следует, что сила Лоренца перпендикулярна к вектору скорости $\vec{\upsilon}$ **и вектору магнитной индукции** $\vec{B}$**. Поэтому можно записать ее в векторном виде**

$$\boxed{\vec{F}_Л = q \cdot [\vec{\upsilon} \times \vec{B}]} \qquad (3.5.1)$$

Направление силы Лоренца определяется правилом левой руки, как и сила Ампера.

Так как сила Лоренца направлена перпендикулярно к вектору скорости, а следовательно и к вектору перемещения, то она *не совершает работы* над зарядом.

Поэтому *постоянное магнитное поле не меняет энергию заряженной частицы*. Магнитное поле меняет лишь направление вектора скорости, но не меняет величину скорости.

Из формулы (3.5.1) следует, что *если заряд неподвижен, то сила Лоренца равна нулю.*

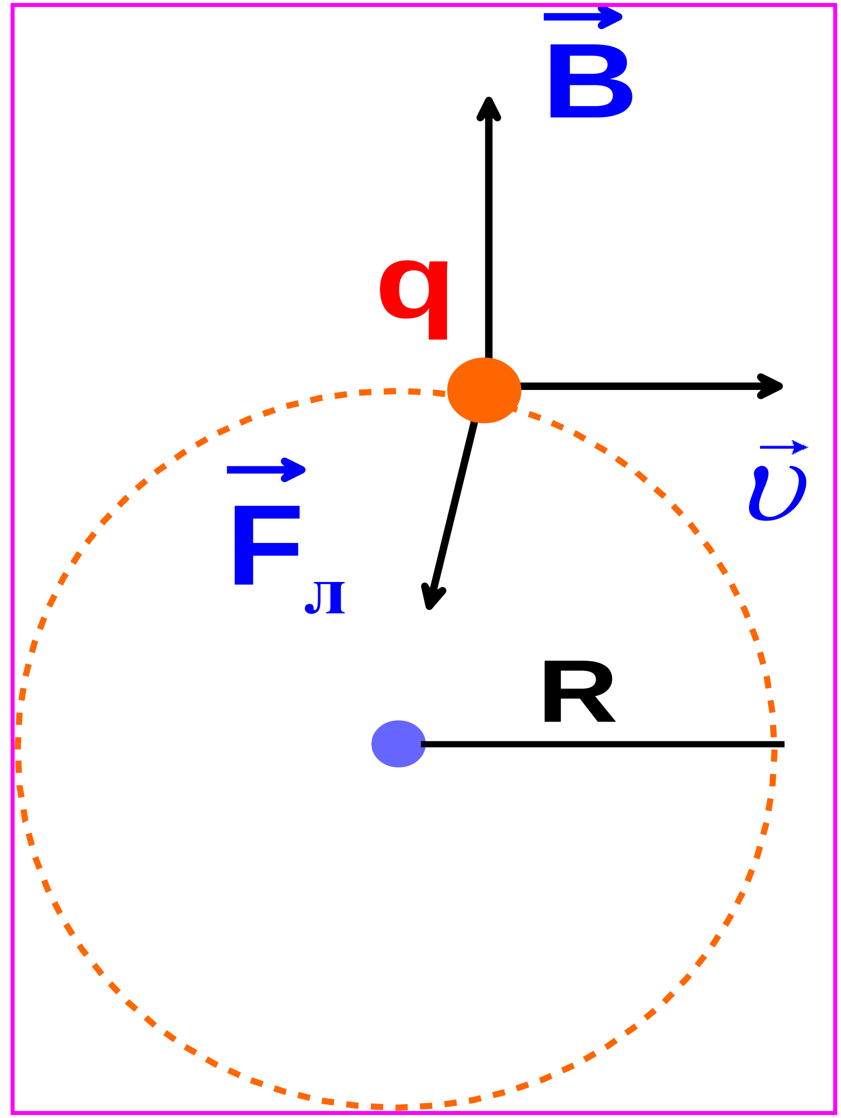
***Поэтому постоянное магнитное поле не оказывает на покоящийся заряд никакого влияния*.**

Если $\vec{B} \perp \vec{\upsilon}$, то частица будет двигаться по окружности, радиус которой определяется из 2-го закона Ньютона

$$q \cdot \upsilon \cdot B = \frac{m\upsilon^2}{R}$$

Откуда

$$\boxed{R = \frac{m\upsilon}{qB}} \qquad \textbf{(3.5.2)}$$



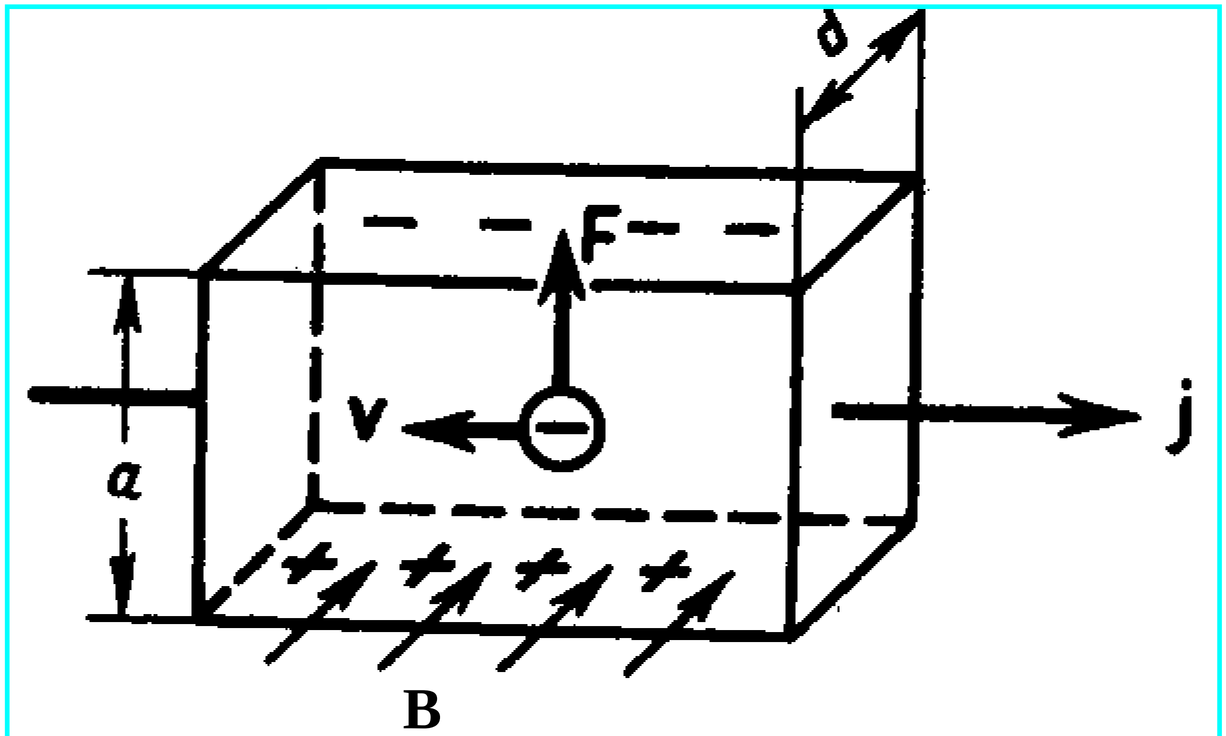
3.6 Эффект Холла

В 1879 году Холл обнаружил, что в металлической пластине, находящейся в магнитном поле, возникает поперечное электрическое поле, перпендикулярное направлению тока и вектору магнитной индукции.

Рассмотрим тонкую металлическую пластину толщиной a и шириной d.

Пусть по пластине течет ток с плотностью j.

Магнитное поле B направлено перпендикулярно к боковой грани.



Электроны под действием силы Лоренца "прижимаются" к верхней пластине, поэтому на ней возникает избыток отрицательного заряда. На нижней пластине, напротив, будет недостаток электронов. В результате появляется поперечное электрическое поле – *поле Холла* $\mathbf{E}_{холл}$.

Поле Холла действует на электроны противоположно силе Лоренца. Поэтому через короткое время устанавливается стационарное распределение зарядов в поперечном направлении – вдоль толщины (высоты) пластины. Этому равновесному состоянию отвечает равенство электрической силы со стороны поля Холла и силы Лоренца

$$eE_{Холл} = e\upsilon B$$

Найдем разность потенциалов на нижней и верхней гранях $\Delta\varphi_{Холл} = aE_{Холл} = a\upsilon B$

Выразим ток через плотность тока

$$I = jS = jad = ne\upsilon ad$$

где n **– концентрация электронов. Исключая скорость, холловскую разность потенциалов можно представить в виде**

$$\boxed{\Delta\varphi_{Холл} = \frac{IBa}{nead} = \frac{1}{ne}\frac{IB}{d} = R\frac{IB}{d}} \quad \textbf{(3.6.1)}$$

где $R = \dfrac{1}{ne}$ **-** ***постоянная Холла*****. По знаку** R **можно определить знак носителей заряда.**

3.7 Циркуляция вектора магнитной индукции

По аналогии с циркуляцией вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$, циркуляцией вектора магнитной индукции по замкнутому контуру L называется интеграл

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl \qquad (3.7.1)$$

где $d\vec{l}$ - вектор элемента контура, направленный вдоль обхода контура,

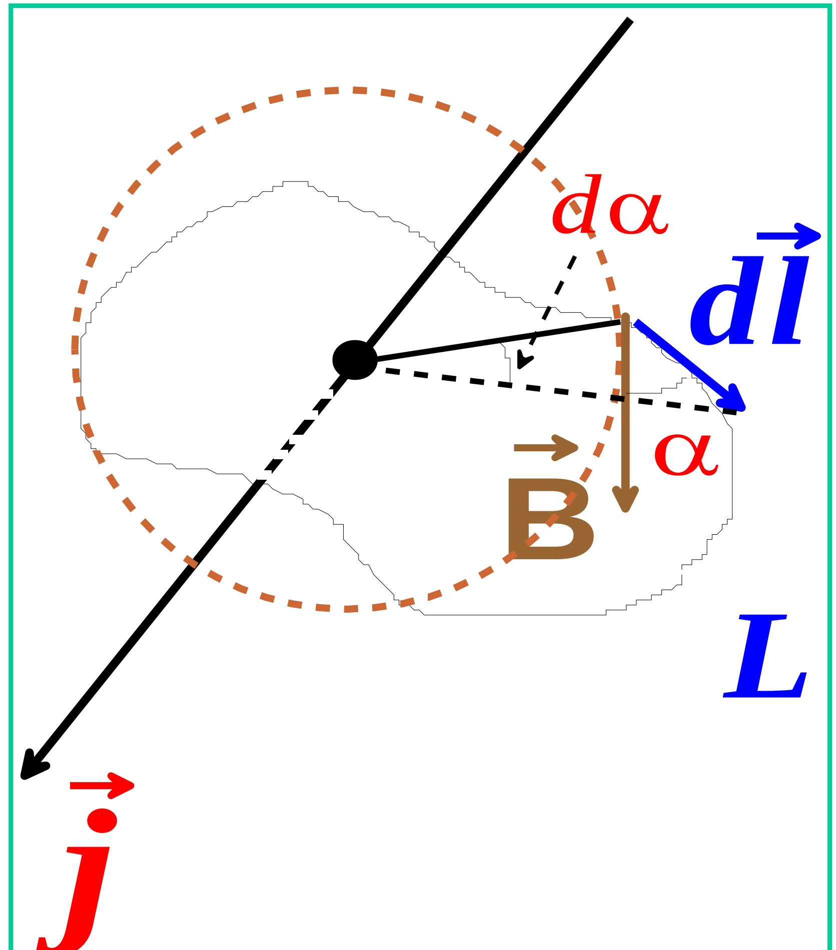
$B_l = B\cos\alpha$ **- проекция вектора магнитной индукции**

на направление вектора $d\vec{l}$,

α **- угол между векторами $\vec{B}$ и $d\vec{l}$.**

Найдем в качестве примера циркуляцию магнитного поля, создаваемого прямым током.

Выберем вокруг тока замкнутый контур в плоскости, перпендикулярной к току. В каждой точке контура вектор магнитной индукции $\vec{B}$ направлен по касательной к окружности с радиусом R и проходящей через выбранную точку.



Поэтому можем записать

$$(\vec{B}d\vec{l}\,) = Bdl\cos\alpha =$$

$$= BRd\alpha$$

Поскольку для прямого тока $$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

то $$(\vec{B}d\vec{l}\,) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} d\alpha$$

Поэтому циркуляция вектора B по замкнутому контуру L равна

$$\oint_L (\vec{B}d\vec{l}\,) = \oint_L \frac{\mu_0 I}{2\pi} d\alpha$$

На контуре L угол α меняется от 0 до 2π, поэтому

$$\boxed{\oint_L (\vec{B}d\vec{l}\,) = \mu_0 I} \qquad (3.7.2)$$

Полученная формула (3.7.2) справедлива для контура произвольной формы, охватывающего проводник с током.

Знак циркуляции зависит от направления обхода. Если направление обхода образует с направлением тока правовинтовую систему, то циркуляция считается положительной, иначе – отрицательной.

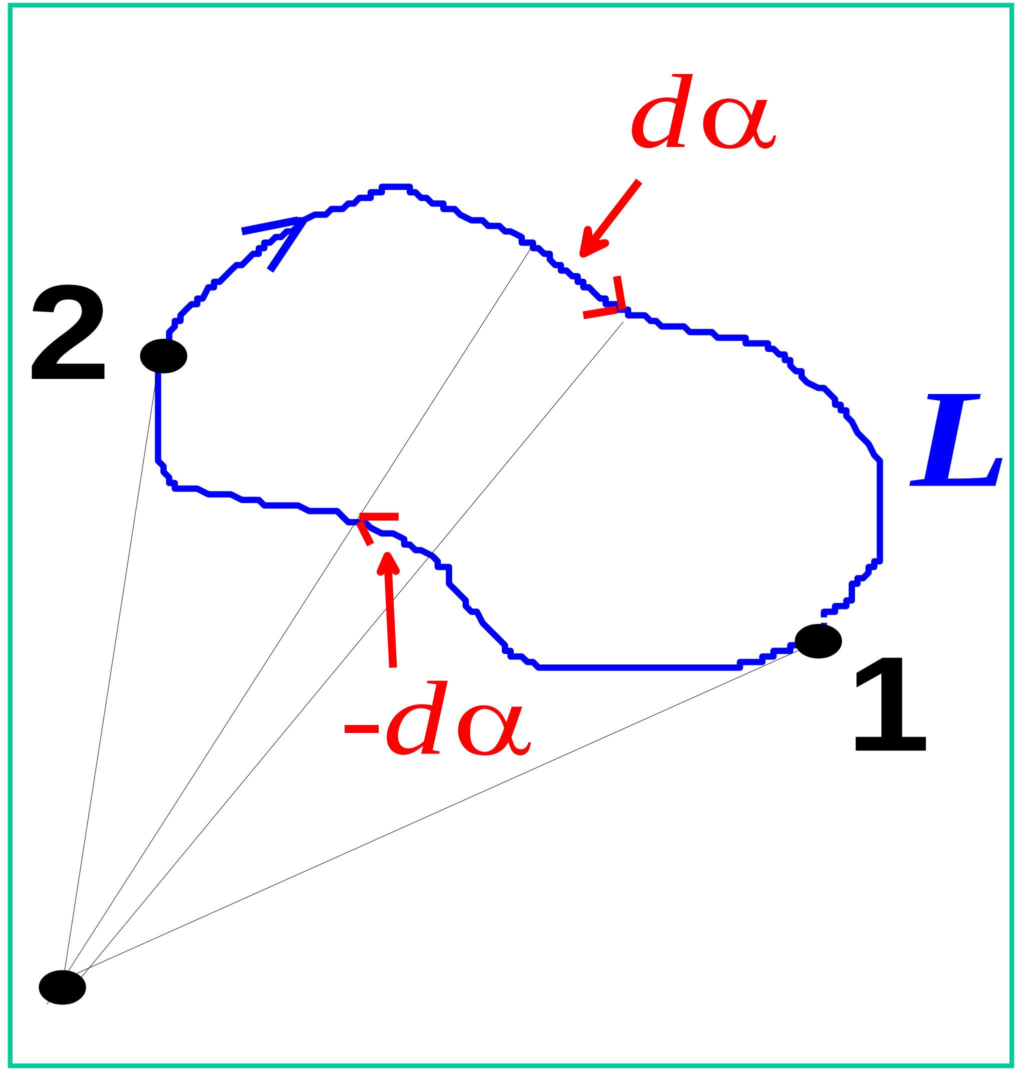
Знак циркуляции можно учесть, считая ток I алгебраической величиной :

ток считается положительным, если его направление связано с направлением обхода по правилу правого винта, иначе – ток считается отрицательным.

Если контур не охватывает ток, то при обходе по контуру радиальная прямая сначала поворачивается по часовой стрелке (участок 1-2), а затем – против часовой стрелки (участок 2-1).

Поэтому при полном обходе такого контура угол не меняется

$$\oint_L d\alpha = 0$$



и значит циркуляция вектора $\boldsymbol{B}$ равна нулю.

Если контур охватывает несколько токов, то в силу принципа суперпозиции магнитных полей имеем

$$\oint_L (\vec{B}d\vec{l}\,) = \oint_L \sum_i (\vec{B}_i d\vec{l}\,) = \sum_i \mu_0 I_i = \mu_0 \sum_i I_i \qquad (3.7.3)$$

Эта формула выражает собой *закон полного тока для магнитного поля в вакууме* *(теорема о циркуляции вектора магнитной индукции)* - *циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному замкнутому контуру равна произведению магнитной постоянной на алгебраическую сумму токов, охватываемых контуром*.

Применяя формулу (3.7.3), каждый ток надо учитывать столько раз, сколько раз он охватывается контуром.

Формула (3.7.3) справедлива только для поля в вакууме.

Сравнивая (3.7.3) с формулой для циркуляции вектора напряженности электрического поля

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$$

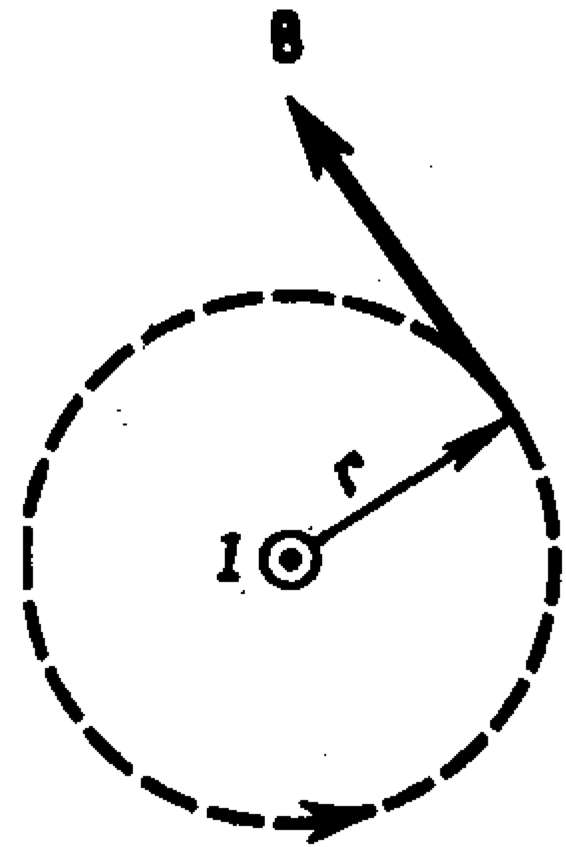
видим, что в отличие от электрического поля, циркуляция магнитного поля по замкнутому контуру не равна нулю. Это является следствием вихревого характера магнитного поля.

3.8 Применение закона полного тока для расчета простейших магнитных полей

Найдем с помощью закона полного тока магнитное поле прямого тока.

Пусть ток I выходит перпендикулярно из плоскости листа. Выберем вокруг него замкнутый контур в виде окружности радиуса r. Она является силовой линией магнитного поля.

В каждой точке окружности вектор магнитной индукции **B** имеет одно и тоже значение и направлен по касательной.



Циркуляция вектора B вдоль окружности равна

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_l dl = B\oint_L dl = B\cdot 2\pi r$$

С другой стороны, согласно закону полного тока (3.7.3) эта циркуляция равна

$$B\cdot 2\pi r = \mu_0 I$$

Отсюда получаем величину магнитной индукции прямого тока

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

совпадающую с ранее выведенным выражением (3.3.1).