

Лекция №2
Максимальное поле в вакууме



N

S

Покоящиеся электрические заряды создают вокруг себя только электрическое поле.

Движущиеся заряды создают еще одно поле - магнитное.

Для экспериментального изучения магнитных полей пользуются каким-либо воздействием их на пробные тела:

1) На магнитную стрелку действует механический момент; максимальное значение этого момента в данном месте поля достигается при определенной ориентировке стрелки.

2) На виток проводника с током также действует механический момент, зависящий от размеров витка, силы тока в нем и достигающий максимума при определенной ориентировке плоскости витка в данном месте поля.

Характеризуют поле вектором, пропорциональным максимальному механическому моменту

3) На отрезок прямолинейного проводника с током действует сила, пропорциональная длине проводника, силе тока через него и зависящая от ориентировки проводника в магнитном поле.

Характеризуют величиной, пропорциональной силе

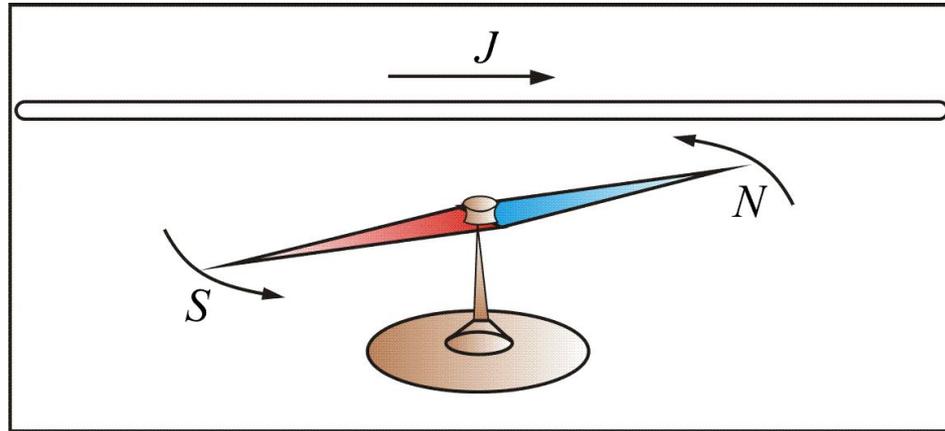
Магнитные взаимодействия

В пространстве, окружающем намагниченные тела, возникает *магнитное поле*.

Помещенная в это поле маленькая *магнитная стрелка* устанавливается в каждой его точке вполне определенным образом, указывая тем самым направление поля.

Тот конец стрелки, который в магнитном поле Земли указывает *на север*, называется *северным*, а противоположный — *южным*.

При отклонении магнитной стрелки от направления магнитного поля, на стрелку действует **механический крутящий момент** $M_{кр}$, пропорциональный синусу угла отклонения α и стремящийся повернуть ее вдоль указанного направления.

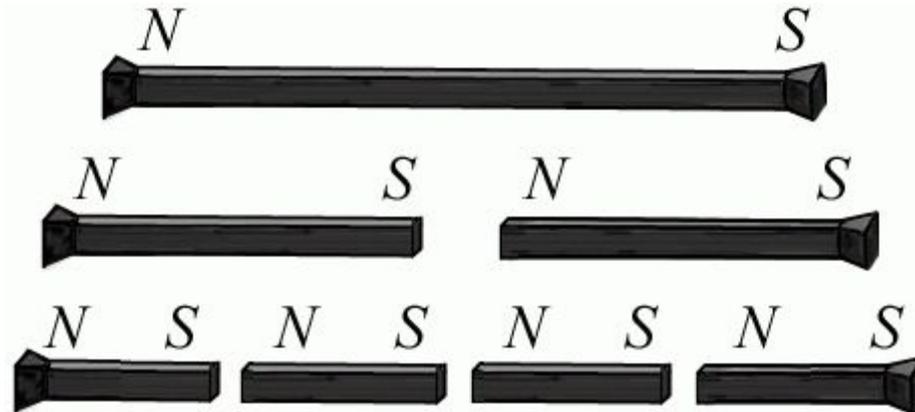


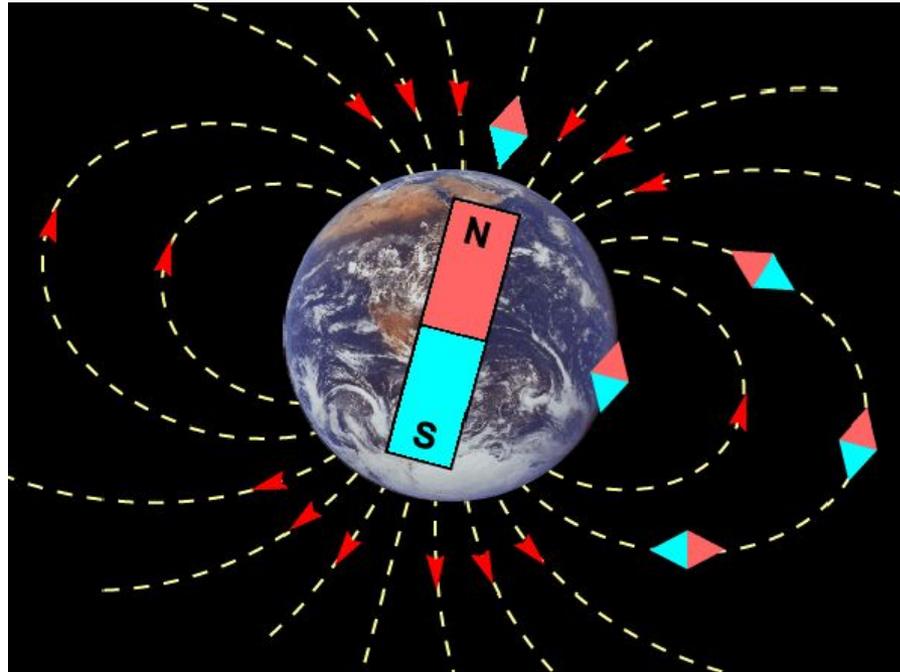
При взаимодействии постоянных магнитов они испытывают **результатирующий момент сил, но не силу.**

Подобно электрическому диполю, постоянный магнит в однородном поле стремится повернуться по полю, но не перемещаться в нем.

Отличие постоянных магнитов от электрических диполей заключается в следующем:

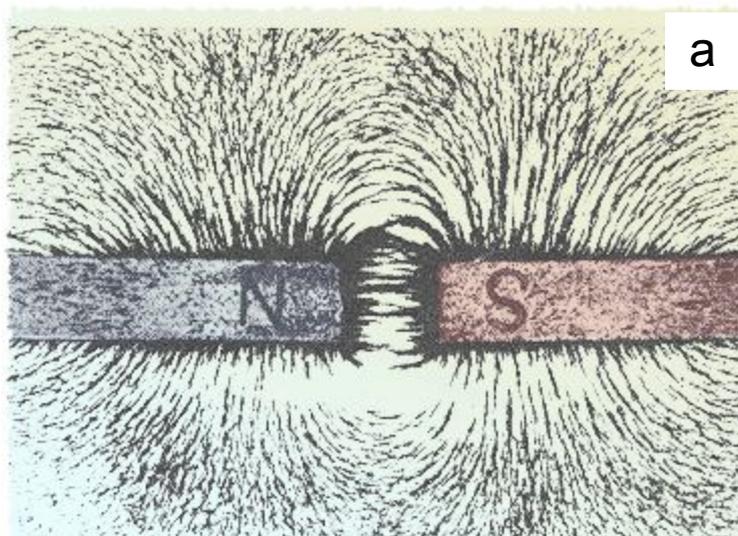
- Электрический диполь всегда состоит из зарядов, равных по величине и противоположных по знаку.
- Постоянный же магнит, будучи разрезан пополам, превращается в два меньших магнита, каждый из которых имеет и северный и южный полюса.



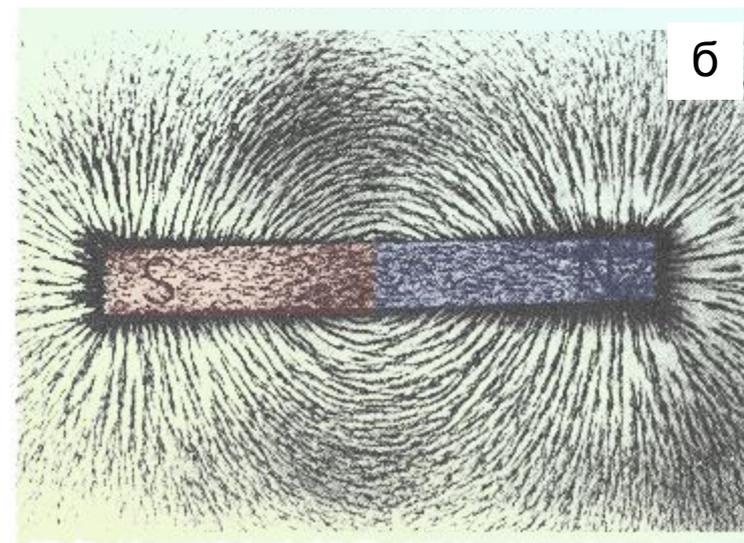


Земля – подобна огромному магниту, с полюсами в верхней и нижней частях планеты и расположенных очень близко к географическим полюсам планеты. Магнитное поле Земли простирается на тысячи километров вокруг планеты и называется эта область – магнитосферой.

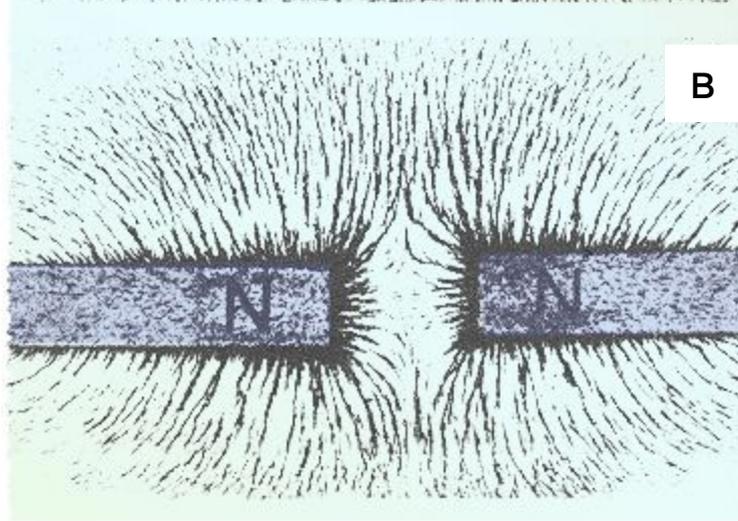
Магнитосфера образует своего рода защитный купол, огибающий Землю и защищающий от бомбардировки частицами солнечного ветра, солнечной радиации.



а



б



в

а), б) поле одноименных полюсов
в) поле разноименных полюсов



Подводя итоги сведениям о магнетизме, накопленным к 1600 г., английский ученый-физик **Уильям Гильберт** написал труд «О магните, магнитных телах и большом магните – Земле» «De magnetibus, magneticisque corporibus etc».

В своих трудах У. Гильберт высказал мнение, что, несмотря на некоторое внешнее сходство, ***природа электрических и магнитных явлений различна.*** Все же, к середине XVIII века, окрепло убеждение о ***наличии тесной связи между электрическими и магнитными явлениями.***



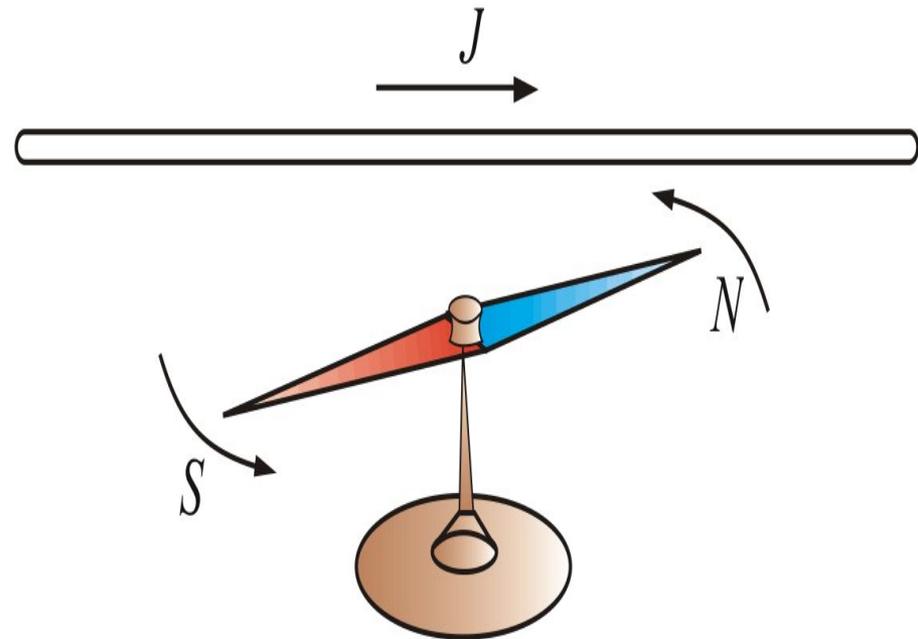
- В 1820 г. Х. Эрстед открыл магнитное поле электрического тока.
- А. Ампер установил законы магнитного взаимодействия токов. Ампер объяснил магнетизм веществ существованием молекулярных токов.

Открытие Эрстеда.

При помещении магнитной стрелки в непосредственной близости от проводника с током он обнаружил, что при протекании по проводнику тока, стрелка отклоняется; после выключения тока стрелка возвращается в исходное положение (см. рис.).

Из описанного опыта

Эрстед делает **вывод**:
вокруг прямолинейного
проводника с током
есть магнитное поле.



Из опыта Эрстеда следует, что магнитное поле имеет направленный характер и должно характеризоваться векторной величиной.

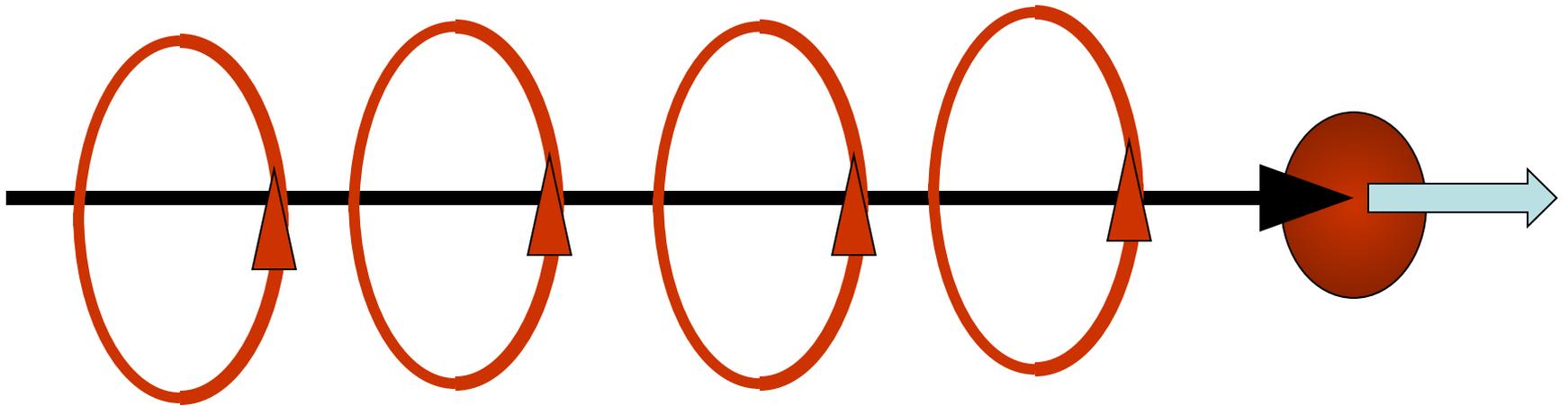
Общий вывод: *вокруг всякого проводника с током есть магнитное поле.*

Но ведь **ток** – это *направленное движение зарядов.*

Опыты подтверждают: магнитное поле появляется вокруг электронных пучков и вокруг перемещающихся в пространстве заряженных тел.

Вокруг всякого движущегося заряда помимо электрического поля существует еще и магнитное.

$$qV = \text{const}$$



Появляется магнитное поле

Подобно электрическому полю, оно обладает энергией и, следовательно, массой. Магнитное поле материально. Теперь можно дать следующее определение магнитного поля:

Магнитное поле – это материя, связанная с движущимися зарядами и обнаруживающая себя по действию на магнитные стрелки и движущиеся заряды, помещенные в это поле.

Аналогия точечному заряду – **замкнутый плоский контур с током (рамка с током)**, линейные размеры которого малы по сравнению с расстоянием до токов, образующих магнитное поле.

Основное свойство магнитного поля — способность действовать на движущиеся электрические заряды с определенной силой.

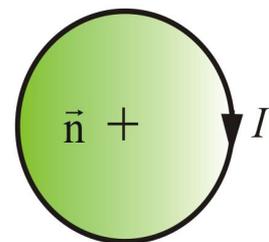
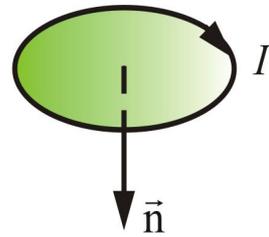
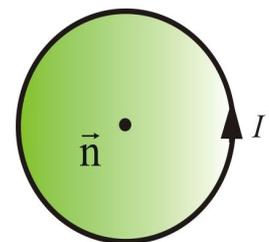
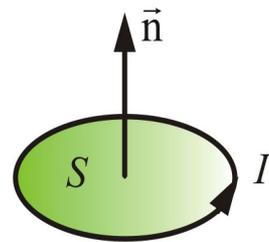
В магнитном поле контур с током будет ориентироваться определенным образом.

Ориентацию контура в пространстве будем характеризовать направлением нормали, которое определяется

правилом правого винта

или «правилом буравчика»:

За положительное направление нормали принимается направление поступательного движения винта, головка которого вращается в направлении тока, текущего в рамке



Экспериментально установлено, что для магнитного поля (как и для электрического) справедлив

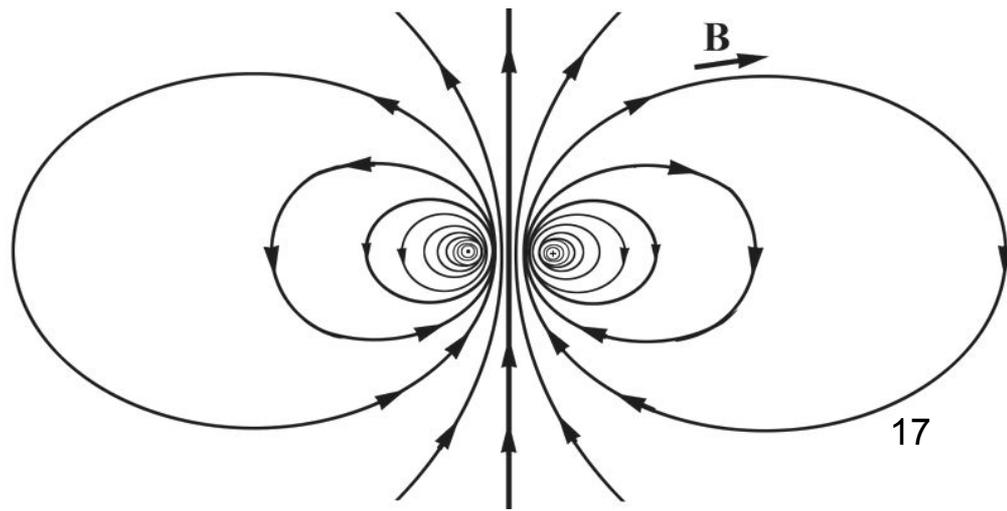
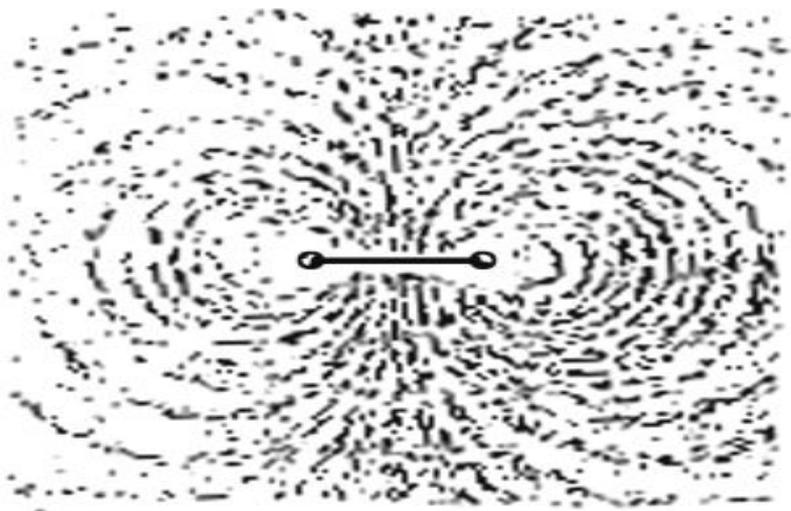
принцип суперпозиции: поле , порождаемое несколькими движущимися зарядами (токами) равно векторной сумме полей , порождаемых каждым зарядом (током) в отдельности:

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

Магнитная индукция \vec{B} характеризует силовое действие магнитного поля на ток (аналогично, \vec{E} характеризует силовое действие электрического поля на заряд).

\vec{B} – силовая характеристика магнитного поля, ее можно изобразить с помощью *магнитных силовых линий*.

Поскольку M – момент силы и P_m – магнитный момент являются характеристиками вращательного движения, то можно предположить, что ***магнитное поле – вихревое***.



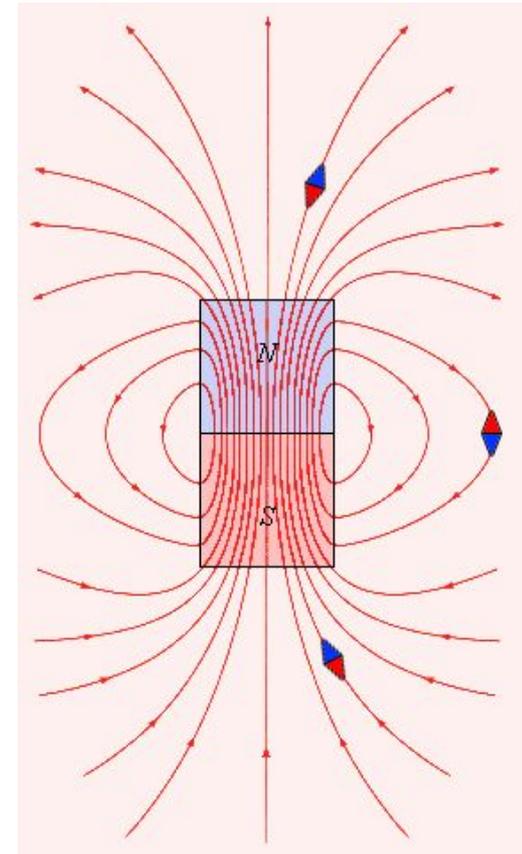
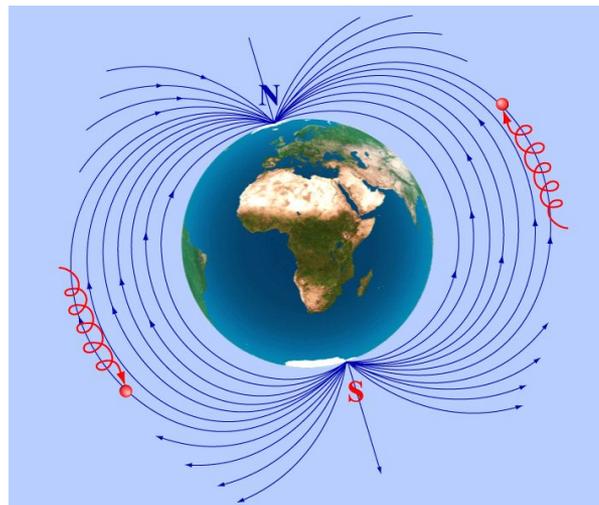
Условились, за направление \vec{B} принимать направление северного конца магнитной стрелки.

Силловые линии выходят из северного полюса, а входят, соответственно, в южный полюс магнита.

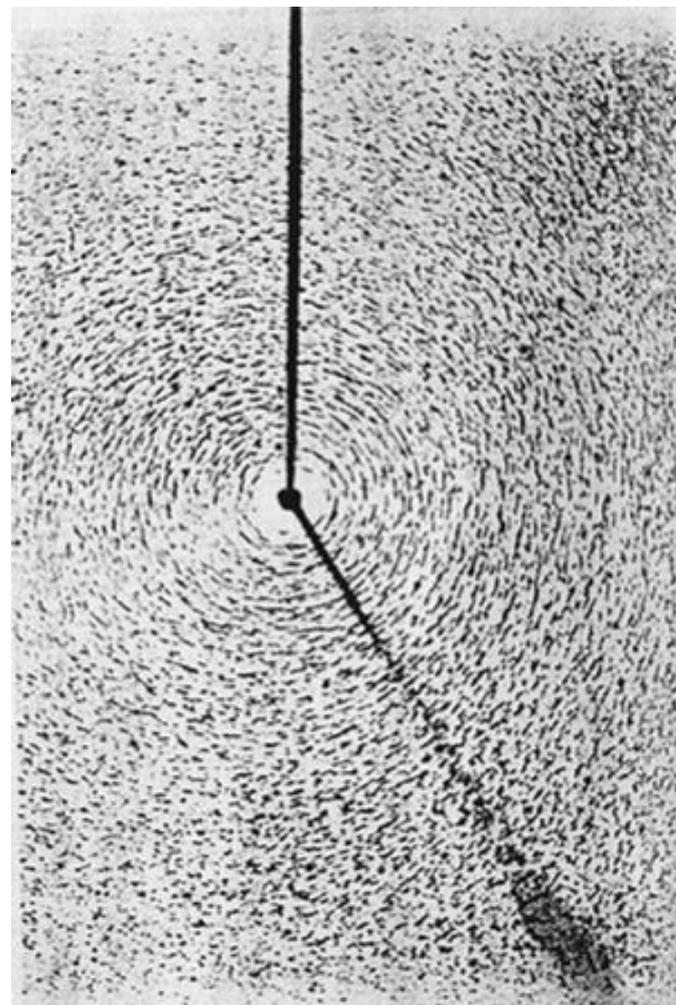
Для графического изображения полей удобно пользоваться силовыми линиями (линиями магнитной индукции).

Линиями магнитной индукции называются кривые, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора \vec{B} в этой точке.

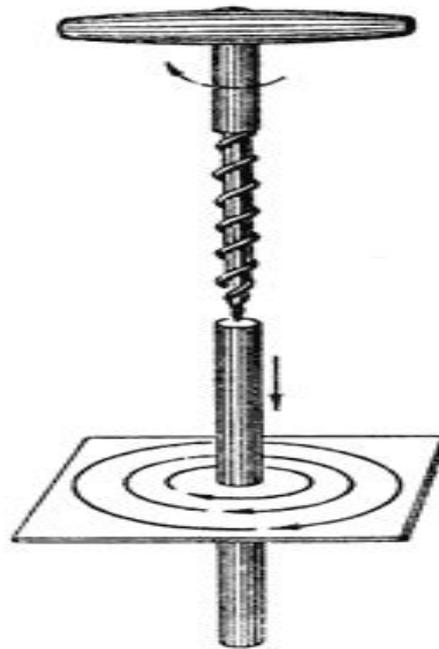
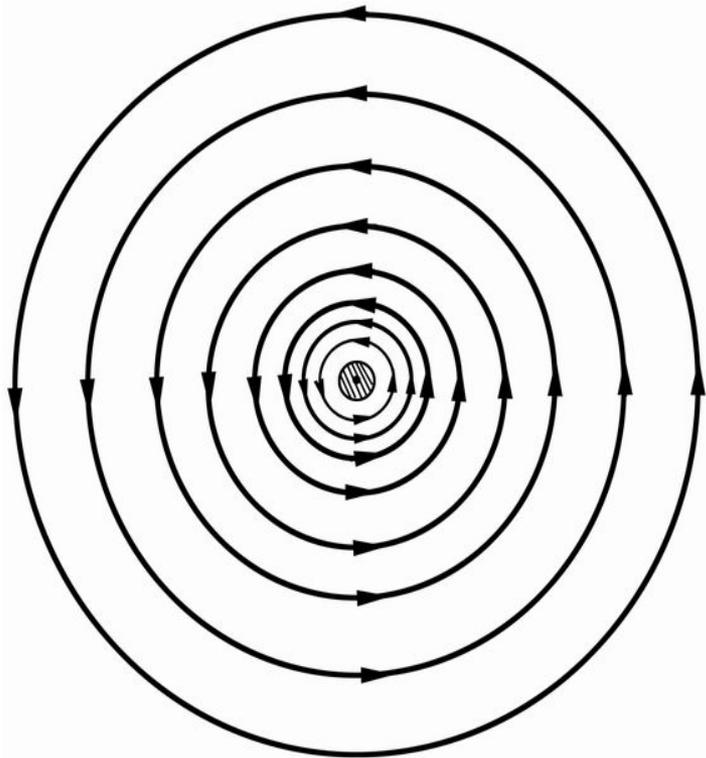
Земля- тоже магнит.
Ее северный магнитный полюс находится около южного географического полюса, а южный магнитный полюс- около северного географического



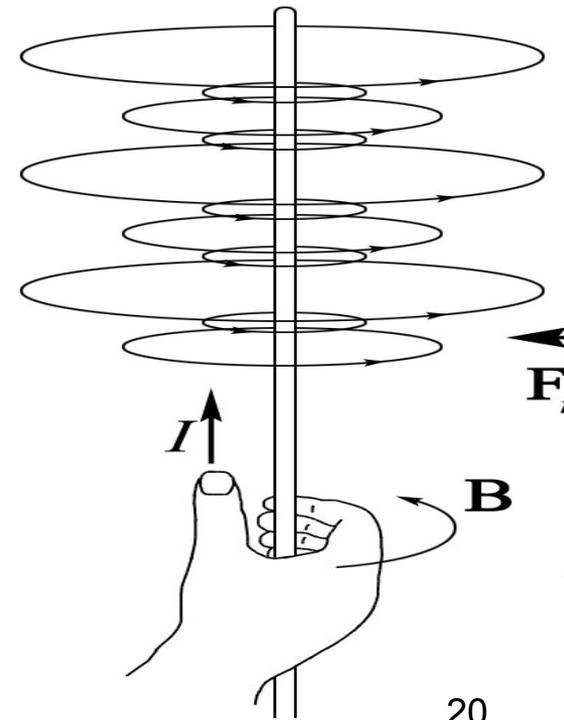
Конфигурацию силовых линий
легко установить с помощью
мелких железных опилок
которые намагничиваются в
исследуемом магнитном поле и
ведут себя подобно маленьким
магнитным стрелкам
(поворачиваются вдоль силовых
линий).



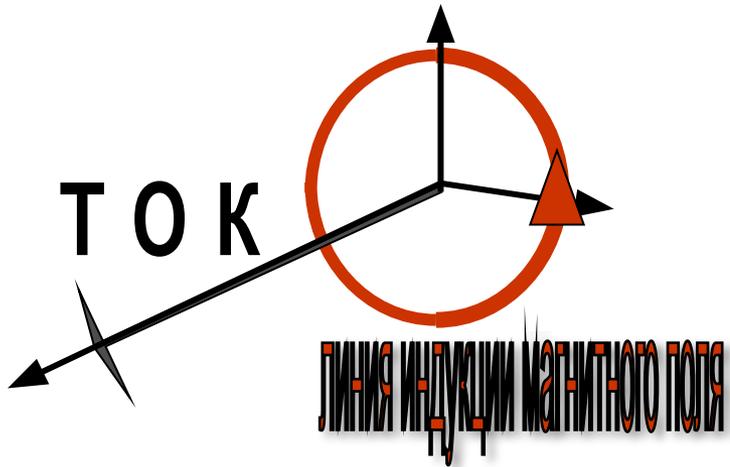
Направление $d\vec{V}$ связано с направлением $d\vec{l}$
«правилом буравчика»: направление вращения
 головки винта дает направление $d\vec{V}$,
 поступательное движение винта
 соответствует направлению **тока** в элементе.



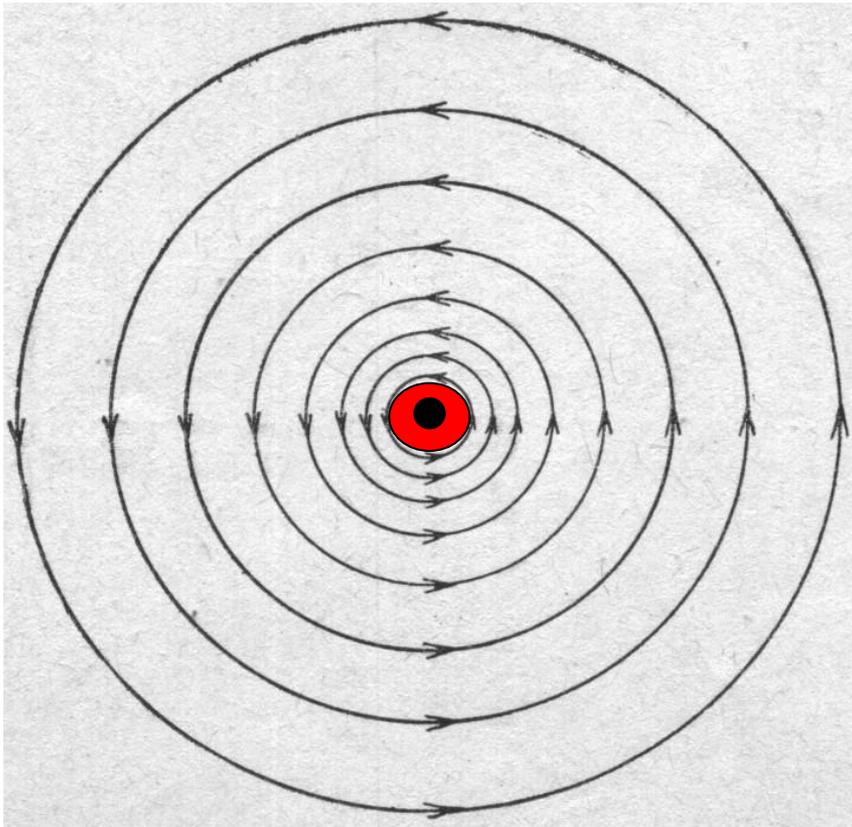
Правило
буравчика



Правило буравчика:

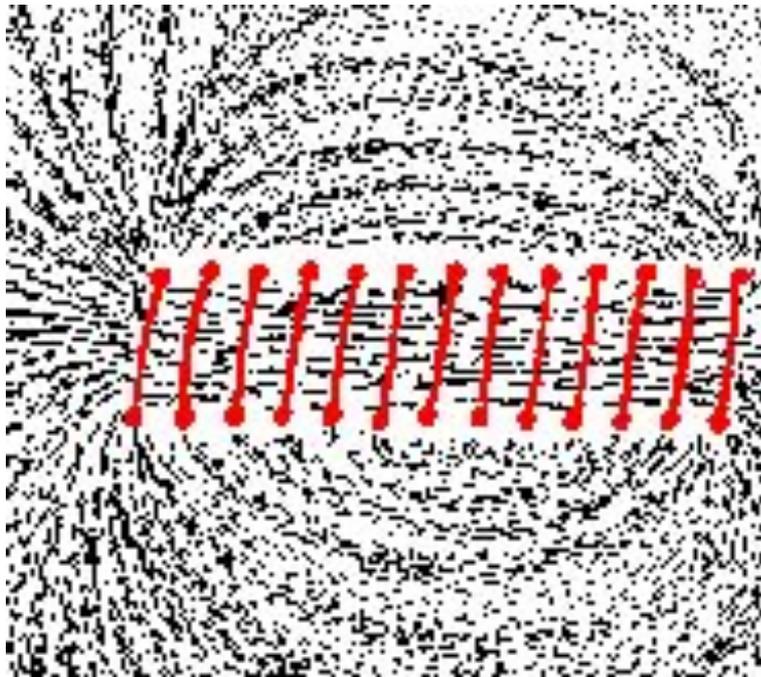


Силловые линии магнитного поля

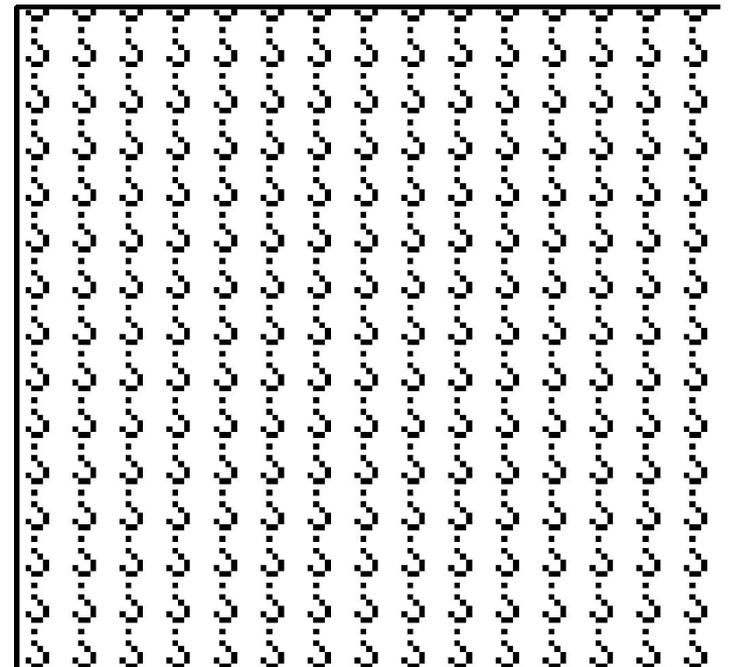


Магнитной силовой линией называют линию, касательная к которой в каждой точке совпадает с направлением напряженности магнитного поля.

Картины магнитных полей



Поле соленоида



**Поле кругового
тока**

Закон Био–Савара–Лапласа

Сила Лоренца.

Сила Ампера

Закон Био–Савара–Лапласа

В 1820 г. французские физики Жан Батист **Био** и Феликс **Савар**, провели исследования магнитных полей токов различной формы. А французский математик Пьер **Лаплас** обобщил эти исследования.

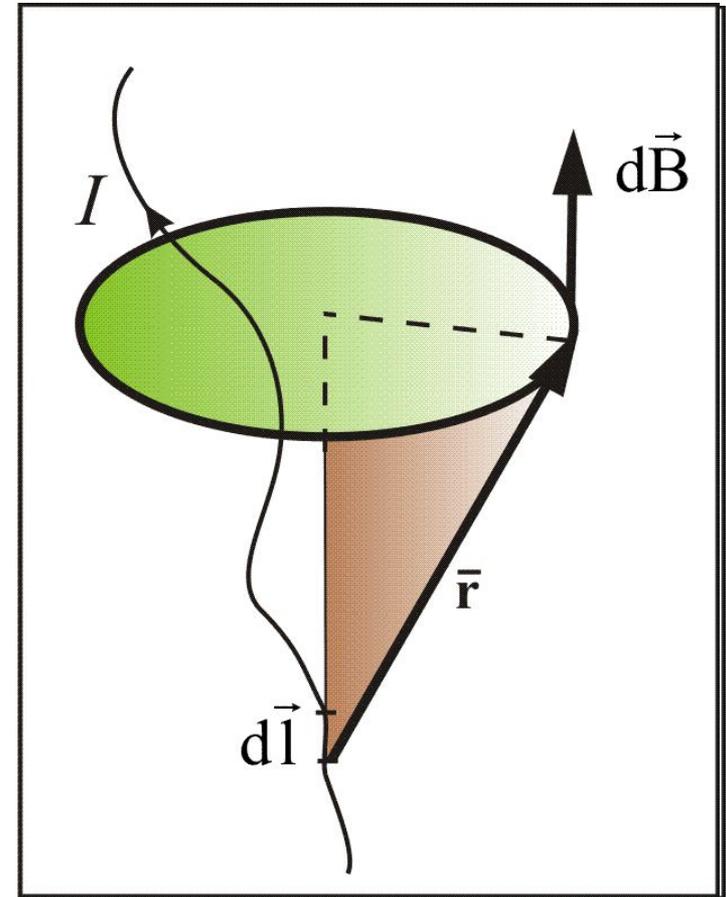
Закон Био–Савара–Лапласа

Элемент тока длины $d\vec{l}$ создает поле с магнитной индукцией:

$$dB = k \frac{Idl}{r^2}$$

или в векторной форме:

$$d\vec{B} = k \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}.$$



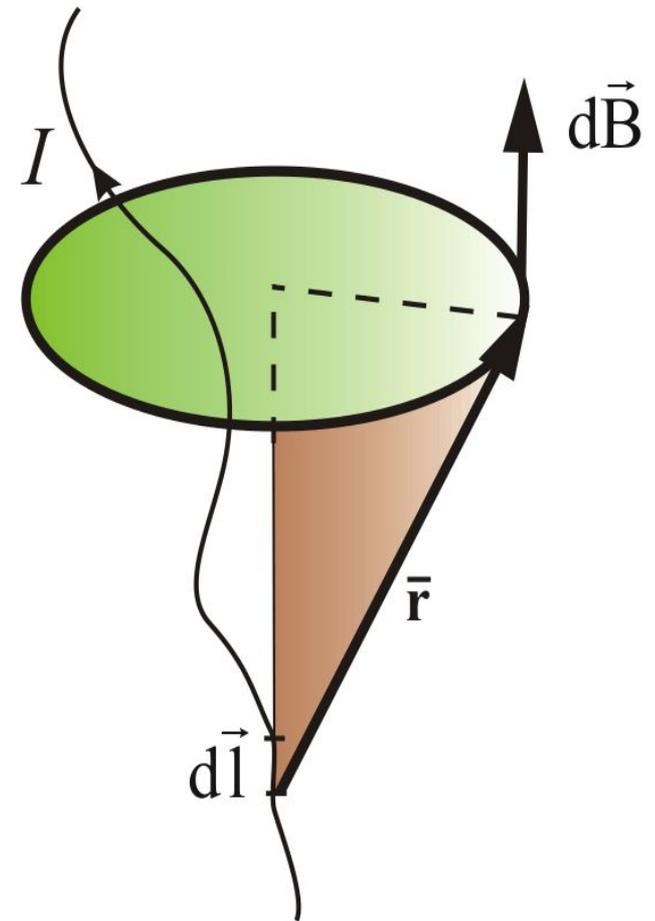
Здесь: I – ток;

$d\vec{l}$ – вектор, совпадающий с элементарным участком тока и направленный в ту сторону, куда течет ток;

\vec{r} – радиус-вектор, проведенный от элемента тока в точку, в которой мы определяем $d\vec{B}$;

r – модуль радиус-вектора;

k – коэффициент пропорциональности, зависящий от системы единиц.

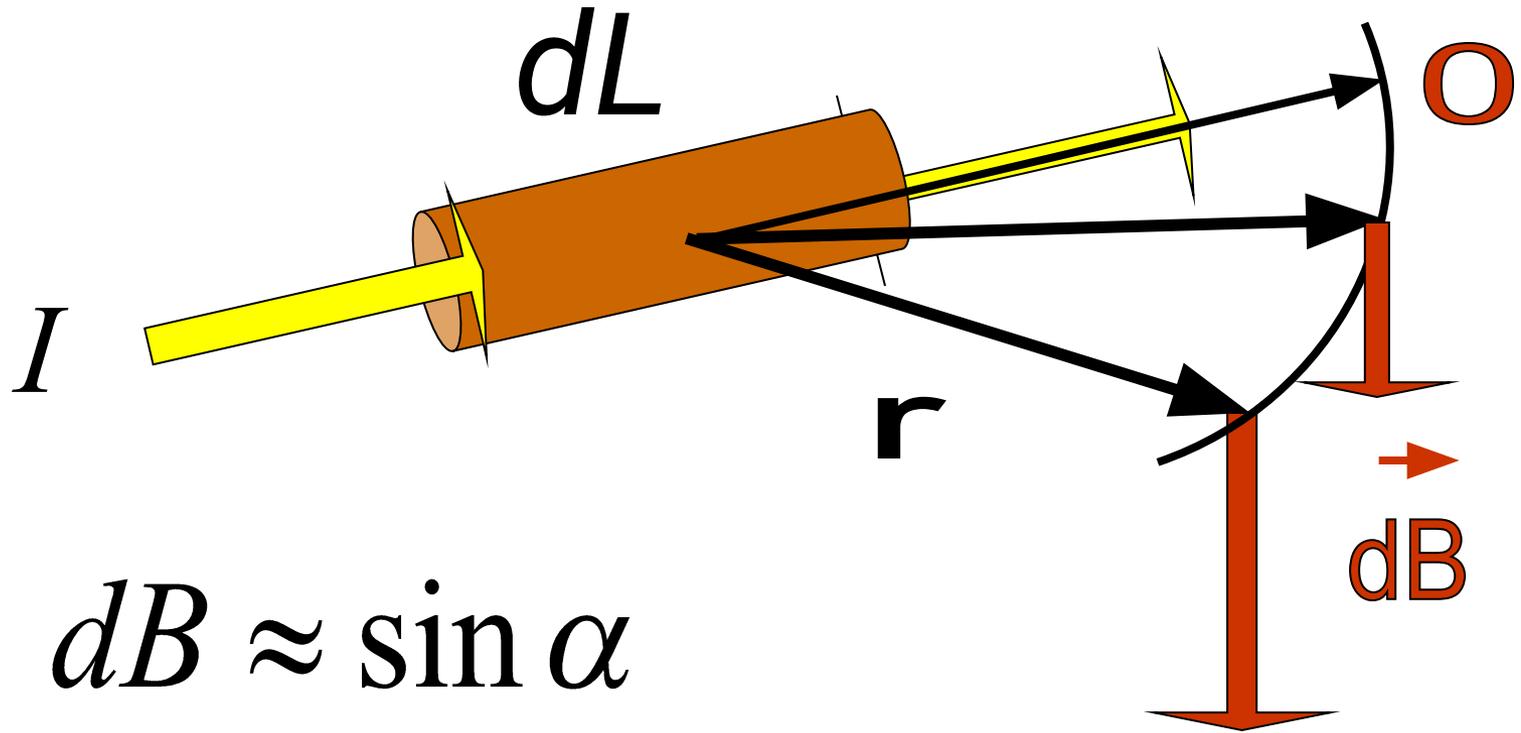


Вектор магнитной индукции \vec{dB} направлен перпендикулярно плоскости, проходящей через $d\vec{l}$ и точку, в которой вычисляется поле.

Закон Био–Савара–Лапласа для **вакуума** можно записать так:

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

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ магнитная постоянная.



$$dB \approx \sin \alpha$$

$$\sin 90^\circ = 1, \quad \sin 30^\circ = 0,5$$

$$\sin 0^\circ = 0$$

Магнитное поле любого тока может быть вычислено как векторная сумма (суперпозиция) полей, создаваемых отдельными элементарными участками тока:

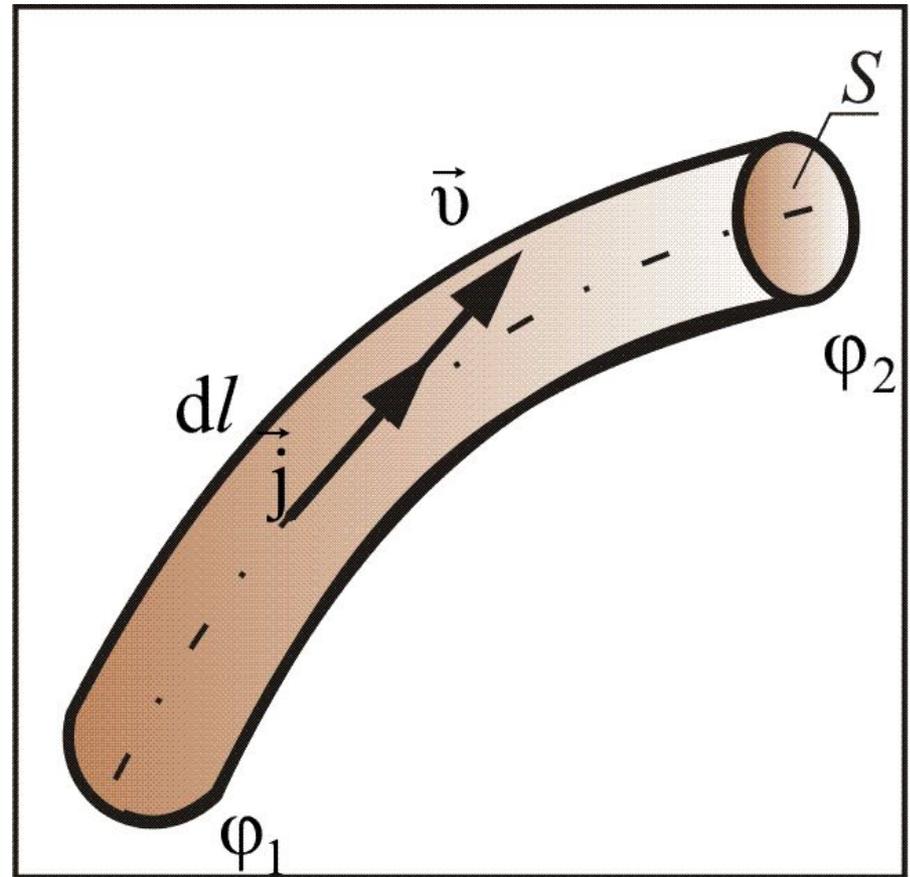
$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i.$$

Магнитное поле движущегося заряда

Электрический ток – упорядоченное движение зарядов, а магнитное поле порождается движущимися зарядами.

Под свободным движением заряда

понимается его движение с постоянной скоростью



Индукция магнитного поля, создаваемого одним зарядом, движущимся со скоростью \vec{v} :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}.$$

В скалярной форме *индукция магнитного поля одного заряда* в вакууме определяется по формуле:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{q v \sin(\overset{\sphericalangle}{\mathbf{v}}, \overset{\sphericalangle}{\mathbf{r}})}{r^2}.$$

Эта формула справедлива при скоростях заряженных частиц

$$v \ll c$$

Напряженность магнитного поля

Магнитное поле – это одна из форм проявления электромагнитного поля, особенностью которого является то, что *это поле действует только на движущиеся частицы и тела, обладающие электрическим зарядом, а также на намагниченные тела.*

Магнитное поле создается проводниками с током, движущимися электрическими заряженными частицами и телами, а также переменными электрическими полями.

Силовой характеристикой магнитного поля служит вектор магнитной индукции поля, созданного одним зарядом в вакууме:

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

Физический смысл магнитной индукции:

Вектор магнитной индукции показывает, какая сила действует на проводник, в котором течет ток силой 1 ампер, если длина проводника равна 1 метру

$$|B| = \frac{|F|}{qV \sin \alpha}$$

$$Tл = Н \cdot с / (Кл \cdot м)$$

Напряженностью магнитного поля называют векторную величину, \vec{H} характеризующую магнитное поле и определяемую следующим образом:

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

Напряженность магнитного поля заряда q , движущегося в вакууме равна:

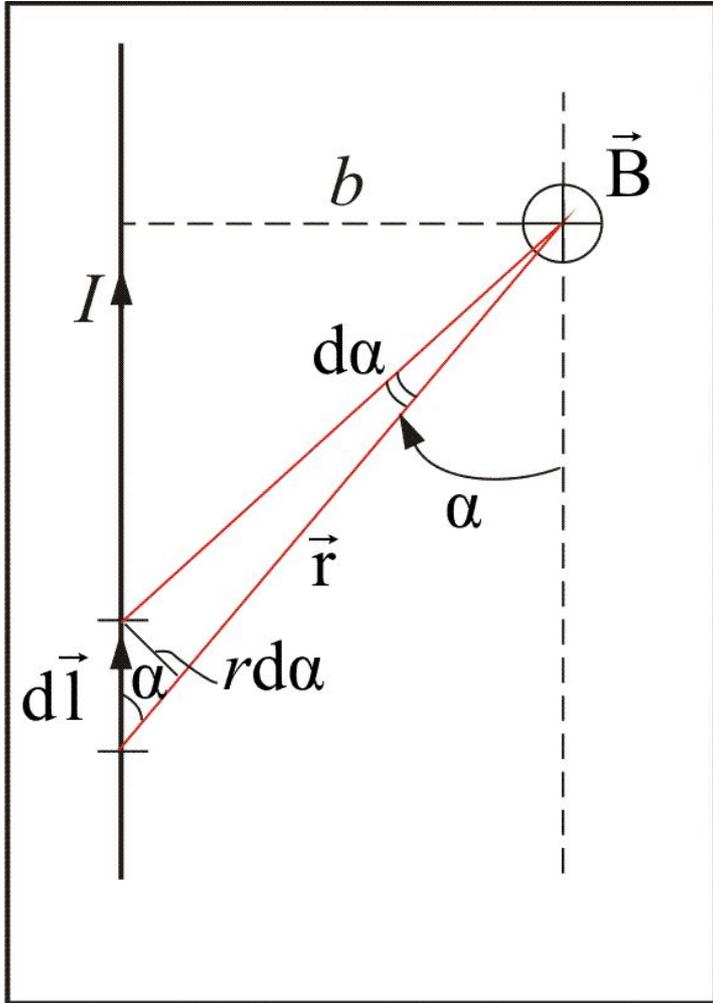
$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}$$

Закон Био–Савара–Лапласа для **вакуума** можно записать так:

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

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ магнитная постоянная.

Магнитное поле прямого тока.



Пусть точка, в которой определяется магнитное поле, находится на расстоянии b от провода.

Все вектора $d\vec{B}$ в данной точке имеют одинаковое направление (за чертеж). Поэтому сложение векторов можно заменить сложением их модулей.

Из рисунка видно, что:

$$r = \frac{b}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

Подставив найденные значения r и dl в закон Био–Савара–Лапласа, получим:

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

Для **конечного проводника** угол α изменяется от α_1 до α_2 . Тогда:

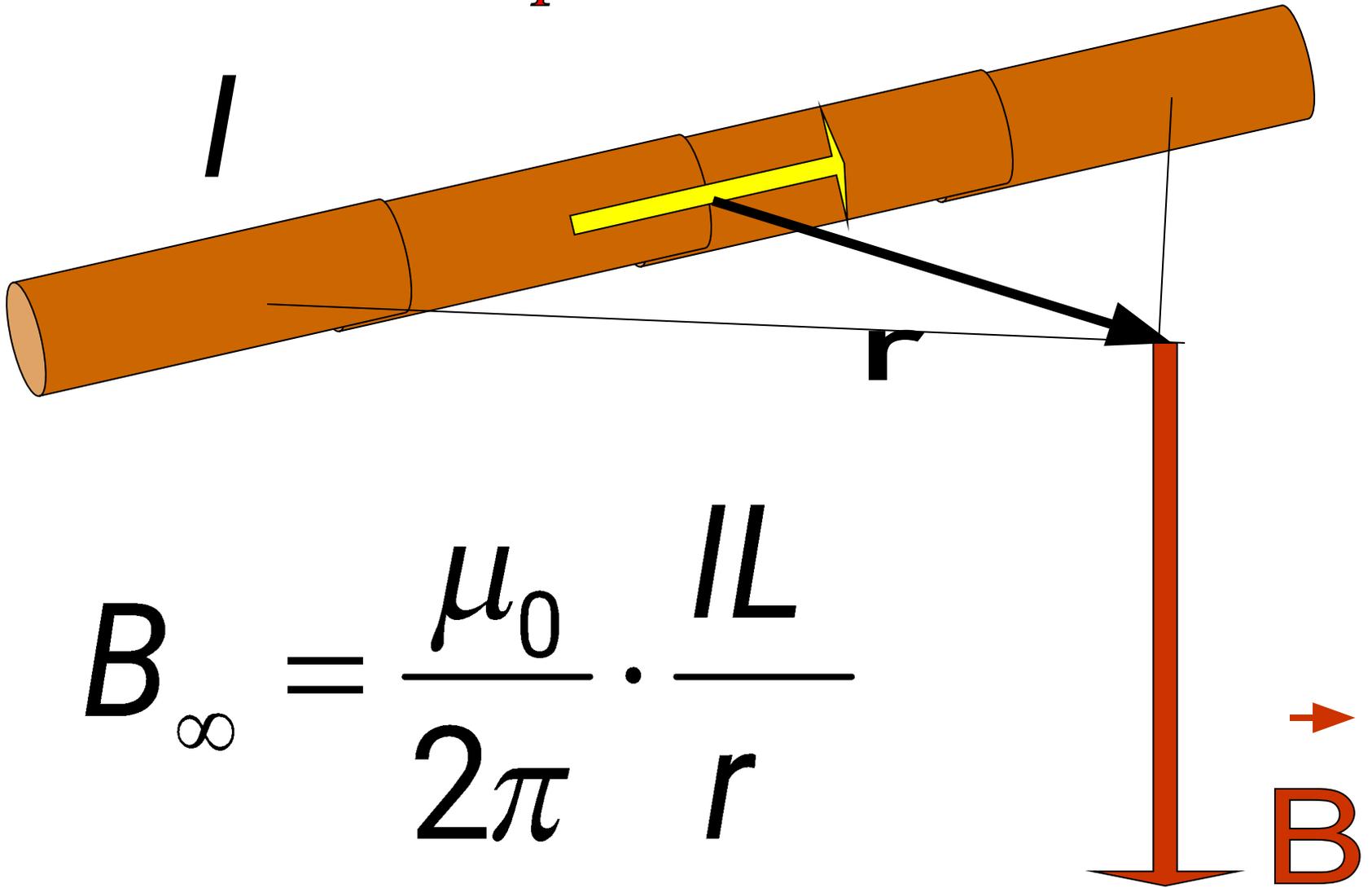
$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2).$$

Для **бесконечно длинного проводника** $\alpha_1 = 0$,
а $\alpha_2 = \pi$, тогда:

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

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}$$

Поле прямого тока



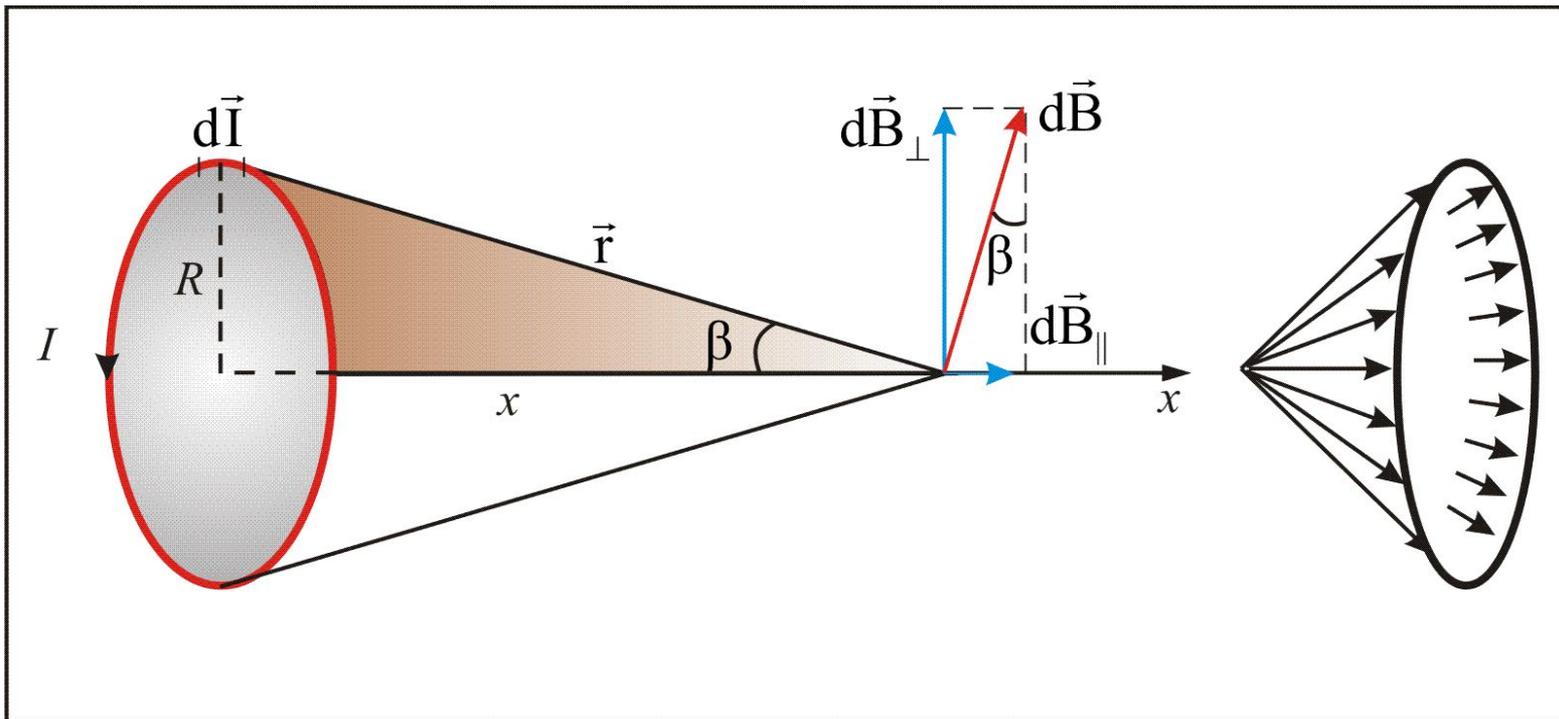
$$B_{\infty} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{IL}{r}$$

Магнитное поле кругового тока

Рассмотрим поле, создаваемое током I , текущим по тонкому проводу, имеющему форму окружности радиуса R .

$$dB_{\parallel} = dB \sin \beta$$

$$\sin \beta = \frac{R}{r}$$



$$\sin\beta = \frac{R}{r}$$

$$dB_{\parallel} = dB \sin\beta$$

т.к. угол между \vec{dl} и \vec{r} α – прямой, то
 $\sin\alpha = 1$,

тогда получим:

$$dB_{\parallel} = dB \frac{R}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \frac{R}{r}.$$

(1.6.1)

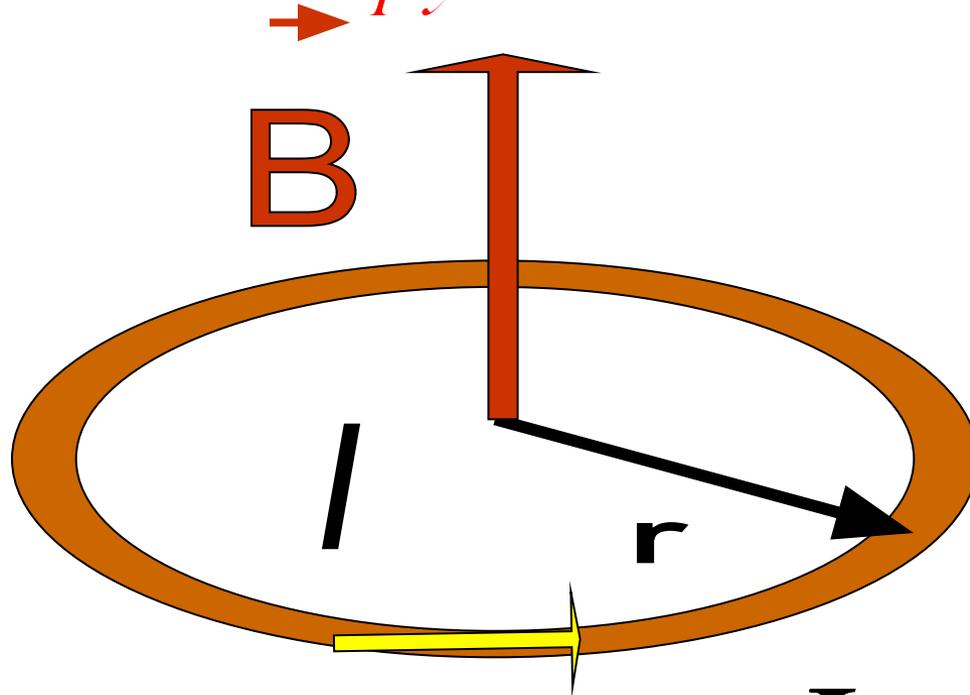
Подставив в (1.6.1) $r = \sqrt{R^2 + x^2}$ и, проинтегрировав по всему контуру $l = 2\pi R$ получим выражение для нахождения *магнитной индукции кругового тока*:

$$B = \int_0^{2\pi R} dB_{\parallel} = \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (1.6.2)$$

При $x = 0$, получим *магнитную индукцию в центре кругового тока*:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (1.6.3)$$

Поле кругового тока



$$B_0 = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{I}{r}$$

Заметим, что в числителе

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

$I\pi R^2 = \bar{IS} = P_m$ магнитный момент контура. Тогда,

на большом расстоянии от контура, при

, магнитную индукцию можно рассчитать
 $R \ll x$

по формуле:

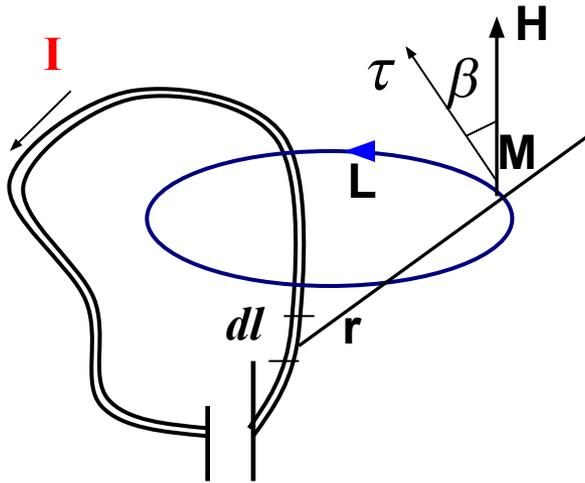
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2P_m}{x^3}.$$

Рассмотрим еще одно важное следствие из закона Био–Савара–Лапласа, которое облегчает расчеты магнитных полей.

Допустим, что по проводнику течет ток I . По закону Био–Савара–Лапласа

можно рассчитать напряженность в точке M .

$$H = \oint \frac{I dl \sin \alpha}{4\pi r^2}$$



Проведем в магнитном поле замкнутую линию L и разделим ее на участки dl . Для каждого участка будет справедливо выражение $H dl \cos \beta$ где β – угол между H и касательной τ к линии. Просуммируем вдоль всей линии эти выражения

$$\oint H dl \cos \beta = I \qquad \oint B dl \cos \beta = \mu_0 I$$

Если изменить направление тока в проводнике, то в каждой точке поля вектор H изменит свое направление на противоположное, косинусы углов будут иметь противоположный знак, интеграл делается отрицательным .

Знак интеграла изменится и при изменении направления обхода по линии L .

Поэтому направление обхода и направление тока должны быть связаны правилом знаков:

Если буравчик вращать по выбранному нами направлению обхода линии L , то его перемещение соответствует **положительному** направлению тока I .

Выражение $\oint H dl \cos \beta = I$ не зависит ни от формы контура с током, ни от формы замкнутой линии L .

Если линия охватывает несколько проводников с токами I_1, I_2, \dots то по принципу суперпозиции, интеграл будет равен **сумме** этих токов.

Если линия охватывает один и тот же проводник n раз, то интеграл равен **$n \cdot I$**

Если линия L не охватывает токов, то интеграл равен **нулю**.

Интеграл

$$\oint H dl \cos \beta = \oint H dl$$

называется циркуляцией вектора напряженности вдоль данной замкнутой линии обхода.

$$\oint H dl = \sum I_i$$

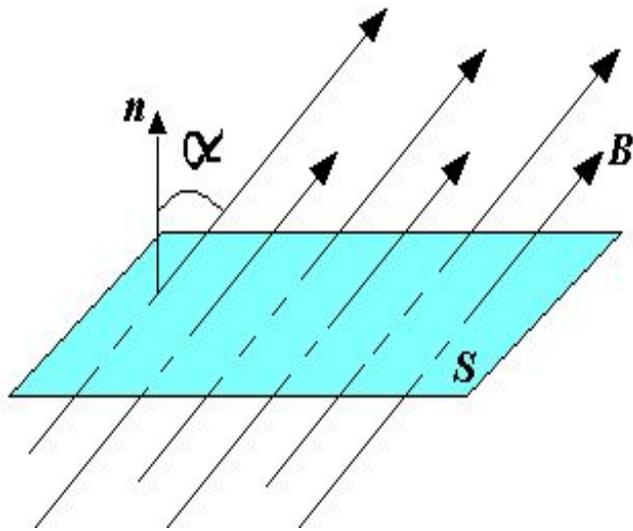
$$\oint B dl = \mu_0 \sum I_i$$

Теорема о циркуляции напряженности магнитного поля или закон полного тока

Циркуляция вектора напряженности равна алгебраической сумме токов

Магнитный поток

(поток вектора магнитной индукции)



- Магнитным потоком или потоком вектора магнитной индукции сквозь площадку S называют величину:

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos\alpha = B_n S \text{ [Вб]}$$

α — Угол между направлением нормали к площадке S и направлением вектора магнитной индукции B

Магнитный поток — скалярная величина.

Полный поток вектора магнитной индукции: $\Phi = \int_S B_n dS$

Теорема Гаусса для вектора магнитной индукции

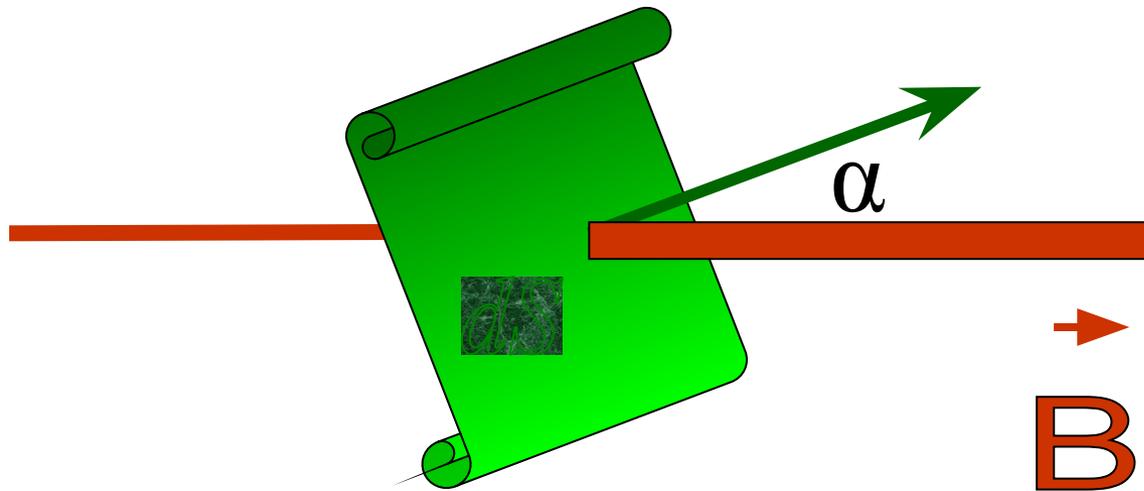
Поток вектора через замкнутую поверхность должен быть равен нулю.

Таким образом:

$$\Phi_B = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.7.1)$$

*Это теорема Гаусса для Φ_B (в интегральной форме): **поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю.***

Определение потока вектора магнитной индукции



$$d\Phi = B dS \cos \alpha$$

В природе нет магнитных зарядов – источников магнитного поля, на которых начинались и заканчивались бы линии магнитной индукции.

Заменив поверхностный интеграл в (1.7.1) объемным, получим:

$$\int_V \nabla B dV = 0 \quad (1.7.2)$$

где $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right)$ – оператор Лапласа.

Магнитное поле обладает тем свойством, что его дивергенция всюду равна нулю:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0.$$

Электростатического поля может быть выражено скалярным потенциалом φ , а *магнитное поле – вихревое, или соленоидальное*

Вихревой характер магнитного поля

- В электростатическом поле силовые линии начинаются и заканчиваются на электрических зарядах. Силовые линии разомкнуты.
- В магнитном поле силовые линии замкнуты.
- Поле, в котором силовые линии замкнуты называется вихревым.
- **Магнитное поле – вихревое поле. Магнитных зарядов в природе не существует.**

- Возникают магнитные поля в присутствии токов и являются вихревыми полями в области, где есть токи.
- Магнитные линии образуют петли вокруг токов.
- Не имея ни конца, ни начала, линии \mathbf{B} возвращаются в исходную точку, образуя замкнутые петли.
- В любых, самых сложных случаях линии \mathbf{B} не исходят из точек.
- Утверждение, что $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$, справедливо всегда.

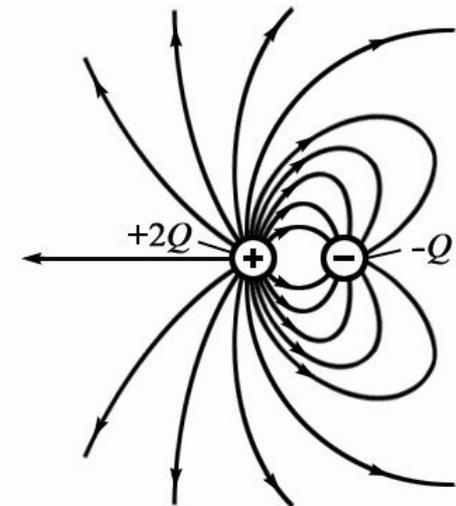
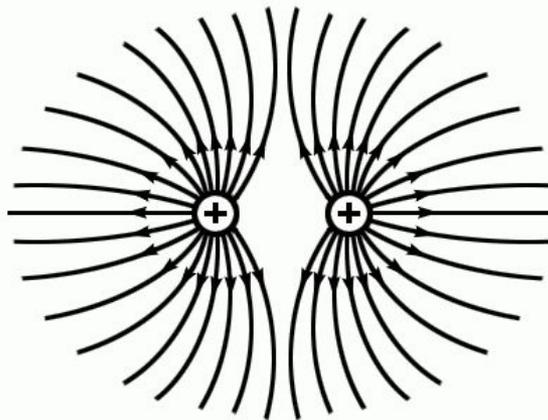
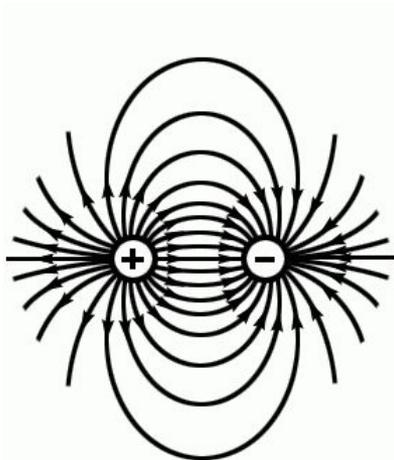
Сравнив **уравнения магнитостатики**

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}, \quad \operatorname{div}\mathbf{B} = 0$$

с **уравнениями электростатики**

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

МОЖНО ЗАКЛЮЧИТЬ, ЧТО **электрическое поле всегда потенциально, а его источниками являются электрические заряды.**



Поле движущегося заряда

Полагая, что в элементе тока $I \cdot dl$ содержится Δn электронов, имеющих скорости упорядоченного движения V , найдем индукцию поля, создаваемую в данной точке одним движущимся электроном.

$$B = \frac{\Delta B}{\Delta n}$$

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

Так как сила тока $I = \Delta n \cdot e \cdot V \cdot S$

$$B = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{\Delta n \cdot e \cdot v \cdot S}{\Delta n} \frac{1}{r^2} \sin \alpha = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{e \cdot v \cdot S}{r^2} \sin \alpha$$

Закон Ампера

На прямолинейный участок длиной dl проводника с током I , находящийся в магнитном поле, действует сила, равная

$$d\vec{F} = I \cdot \left[d\vec{l}, \vec{B} \right]$$

ИЛИ

$$F = I \cdot L \cdot B \cdot \sin \alpha$$

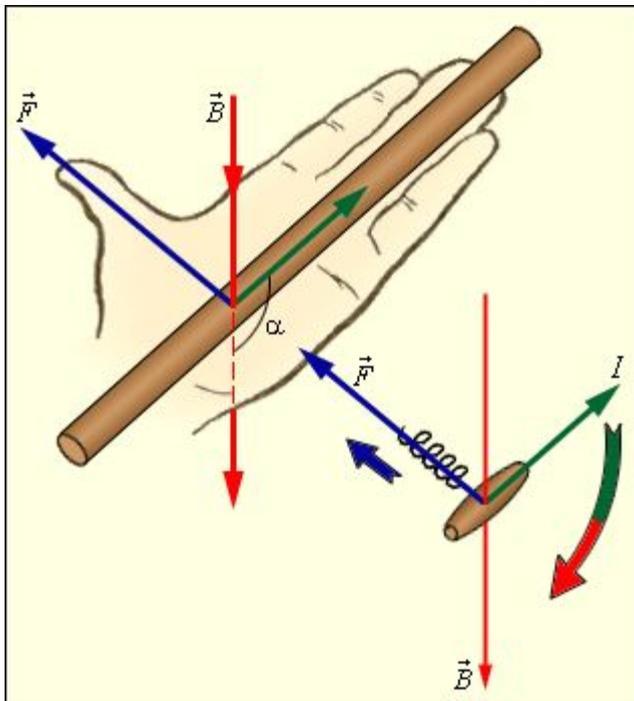
I - сила тока в проводнике;

B - модуль вектора индукции магнитного поля;

L - длина проводника, находящегося в магнитном поле;

α - угол между вектором магнитного поля и направлением тока в проводнике.

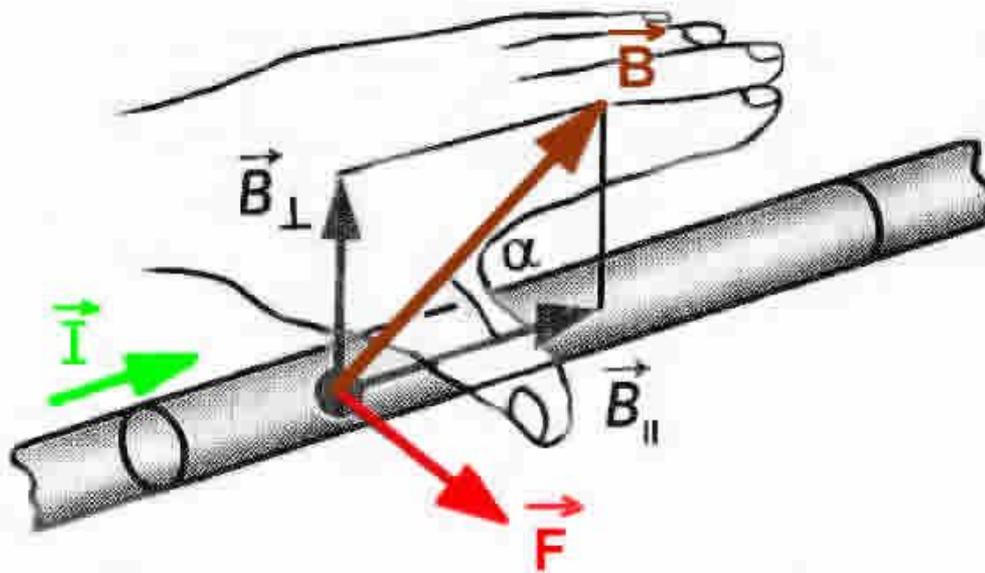
Силу, действующую на проводник с током в магнитном поле, называют силой Ампера.



Максимальная сила Ампера равна:
Ей соответствует $\alpha = 90^\circ$.

$$F = I \cdot L \cdot B$$

Направление силы Ампера определяется по **правилу левой руки**: если левую руку расположить так, чтобы перпендикулярная составляющая вектора магнитной индукции B входила в ладонь, а четыре вытянутых пальца были направлены по направлению тока, то отогнутый на 90 градусов большой палец покажет направление силы, действующей на отрезок проводника с током, то есть силы Ампера.



Сила Лоренца

Зная закон Ампера, можно получить выражение для силы, с которой магнитное поле действует на движущийся заряд.

Пусть n – число упорядоченно движущихся электронов в единице объема проводника

V - скорость движущихся электронов

S – площадь сечения проводника

$$n \cdot \Delta V = N$$

Тогда $I = n \cdot e \cdot V \cdot S = j \cdot S$,

а элемент тока $I \cdot dl = j \cdot S \cdot dl = n \cdot e \cdot V \cdot S \cdot dl = N \cdot e \cdot V$

N - число упорядоченно движущихся электронов в объеме участка тока.

На 1 заряд действует сила

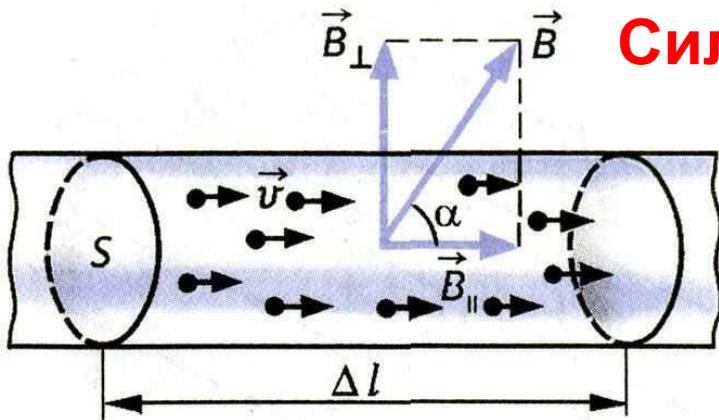
$$\frac{dF}{N} = \frac{1}{N} (I \cdot dl \cdot B \cdot \sin \alpha) = \frac{B \cdot N \cdot e \cdot v \cdot \sin \alpha}{N} = e \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha$$

или в векторной записи

$$\vec{F} = [e \cdot \vec{v} \cdot \vec{B}]$$

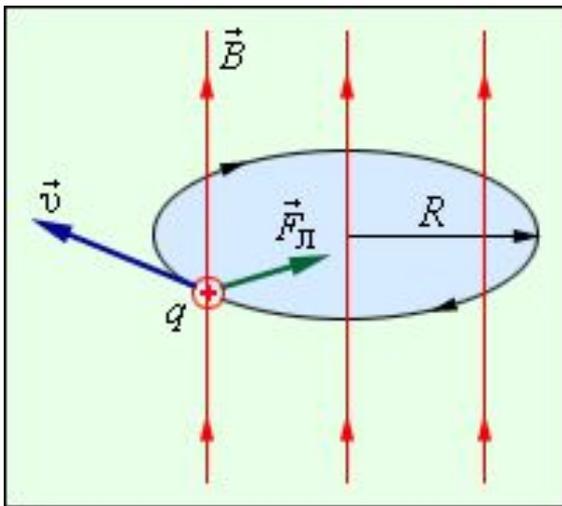
Сила Лоренца

Сила Лоренца



Направление силы Лоренца зависит от знака заряда и перпендикулярна к плоскости, в которой лежат вектора \vec{v} и \vec{B}

Обратите внимание, что сила Лоренца перпендикулярна скорости и поэтому она не совершает работы, не изменяет модуль скорости заряда и его кинетической энергии. Но направление скорости изменяется непрерывно



направление силы Лоренца определяется с помощью того же правила левой руки, что и направление силы Ампера: если левую руку расположить так, чтобы составляющая магнитной индукции B , перпендикулярная скорости заряда, входила в ладонь, а четыре пальца были направлены **по движению положительного заряда** (против движения отрицательного), то отогнутый на 90 градусов большой палец покажет направление действующей на заряд силы Лоренца F л.

Если имеются одновременно электрическое и магнитное поля, то на заряд действует сила

$$\vec{F} = q\vec{E} + \cdot q \cdot [\vec{V} \cdot \vec{B}]$$

Пусть два одноименных точечных заряда q_1 и q_2 движутся вдоль параллельных прямых со скоростью $V \ll c$. Сравним силы, действующие на заряды со стороны электрического $F_{эл}$ и магнитного $F_{магн}$ полей.

$$F_{эл1} = F_{эл2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

$F_{магн}$ действующая на заряд q_1

$$F_{магн} = q_1 \cdot V \cdot B_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q_1 q_2 V^2}{r^2}$$

$$B_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q_2 [\vec{V} \cdot \vec{r}]}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q_2 V}{r^2}$$

Отношение магнитной силы к электрической будет:

$$\frac{F_m}{F_\varepsilon} = \frac{\frac{\mu_0 q_1 q_2 V^2}{4\pi r^2}}{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}} = \varepsilon_0 \mu_0 V^2 = \frac{V^2}{C^2}$$

то есть магнитная сила слабее кулоновской силы на множитель, пропорциональный V^2/C^2

Таким образом, магнитное взаимодействие между движущимися зарядами является релятивистским эффектом (как следствие закона Кулона). Магнетизм исчез бы, если бы скорость света приблизилась к бесконечности. Он отсутствует у неподвижных зарядов ($V=0$).

Электрическое и магнитное поля неразрывно связаны друг с другом, и образуют единое электромагнитное поле.

Значение величины μ_0 содержится в определении силы Ампера :

1Ампер=1А это сила неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 1м друг от друга в вакууме, вызывал бы между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

Величину μ_0 – называют магнитной постоянной, а также магнитной проницаемостью вакуума.

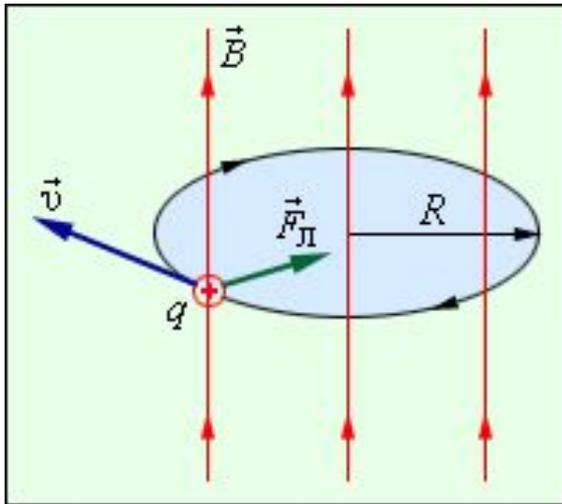
Произведение $\mu \cdot \mu_0$ - абсолютная магнитная проницаемость данной среды.

Относительной магнитной проницаемостью данной среды по отношению к вакууму называют безразмерную величину μ , которая показывает во сколько раз сила, действующая на движущиеся заряды и проводники с током в данной среде больше, чем в вакууме.

Движение заряженных частиц в магнитном поле

Силой Лоренца называется сила, действующая на заряженную частицу, движущуюся во внешнем электромагнитном поле.

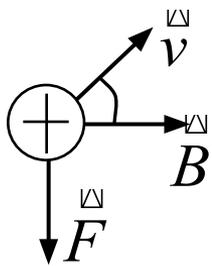
$$\vec{F} = [e \cdot \vec{v} \cdot \vec{B}]$$



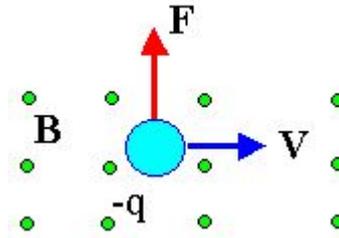
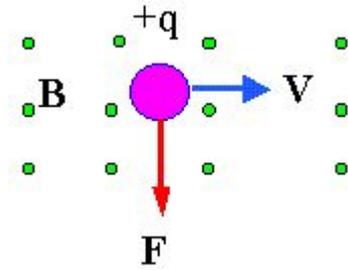
Направление силы Лоренца зависит от знака заряда и перпендикулярно к плоскости, в которой лежат вектора \vec{v} и \vec{B}

Таким образом сила Лоренца **максимальна**, если направление движения частицы перпендикулярно магнитному полю ($\alpha = \pi/2$), **равна нулю**, если частица движется вдоль направления поля \vec{B} ($\alpha = 0$).

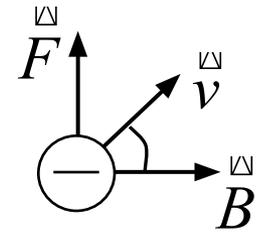
Сила Лоренца всегда перпендикулярна скорости и поэтому она не совершает работы, не изменяет модуль скорости заряда и его кинетической энергии. Но направление скорости изменяется непрерывно



$$\vec{F} = q \cdot [\vec{V} \times \vec{B}]$$



$$\vec{F} = -q \cdot [\vec{V} \times \vec{B}]$$



Сила Лоренца будет изменять только направление скорости, заставляя заряд описывать криволинейную траекторию.

Приравнявая силу Лоренца

$$\mathbf{F} = e \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{B} \cdot \sin \alpha$$

центробежной силе

$$\mathbf{F} = \frac{mv^2}{R}$$

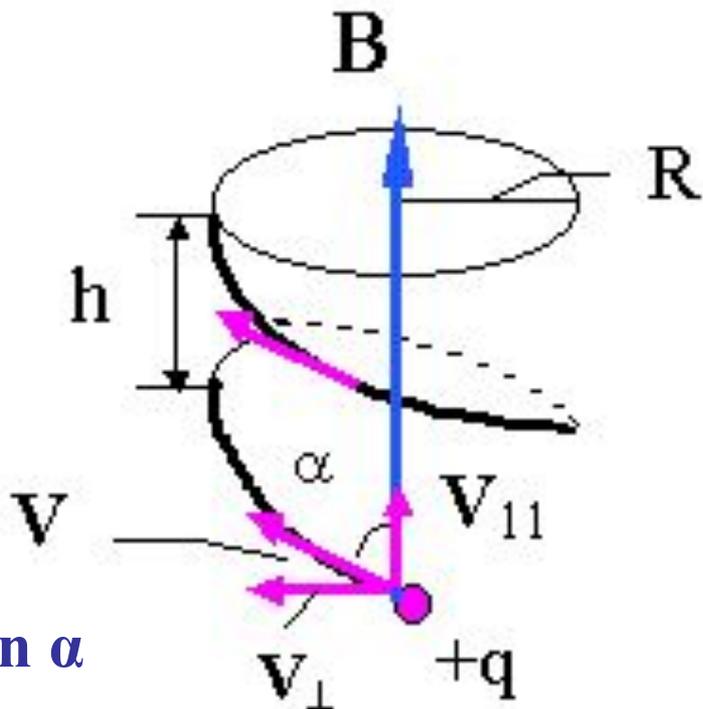
можно рассчитать радиус кривизны R траектории заряда в том месте, где существует магнитное поле B:

$$e \cdot V \cdot B \cdot \sin \alpha = \frac{mv^2}{R}$$

$$R = \frac{m \cdot v}{e \cdot B \cdot \sin \alpha}$$

Если магнитное поле однородное и постоянное, то радиус кривизны траектории не меняется (Const).

Если составляющая скорости вдоль направления поля $V_{\parallel} = V \cdot \cos \alpha \neq 0$, то заряд будет описывать винтовую линию вокруг оси, ориентированной по направлению поля.



Движение заряженной частицы, влетевшей под углом $\alpha \neq \pi/2$ в магнитное поле B

$$V_{\perp} = V \cdot \sin \alpha$$

$$V_{\parallel} = V \cdot \cos \alpha$$

При $\alpha = \pi/2$, $\sin \alpha = 1$, $\cos \alpha = 0$, заряд будет описывать окружность, плоскость которой перпендикулярна к направлению поля.

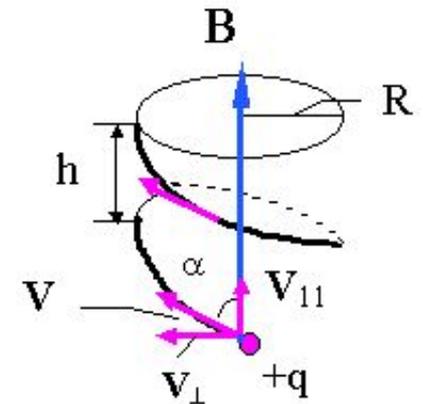
Период обращения частицы (время одного оборота) не зависит от скорости, если скорость частицы много меньше скорости света в вакууме. В противном случае период обращения частицы возрастает в связи с возрастанием релятивистской массы.

Частота обращения вокруг направления магнитного поля $\omega = \frac{v}{R} = \frac{e}{m} B$ не зависит от скорости электронов.

период обращения частицы:
$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$

Расстояние h , которое проходит частица за время T вдоль магнитного поля B (шаг винтовой траектории), определяется по форм

$$h = v \cdot \cos \alpha \cdot T$$



Действие магнитного поля на контур с током

на каждый из двух бесконечных прямолинейных проводника с током, находящихся в магнитном поле, действует сила

$$F = I_1 \cdot B_2 \cdot l = I_2 \cdot B_1 \cdot l = \mu\mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2}{2\pi r} \cdot l$$

действие магнитного поля на замкнутый проводник с током.



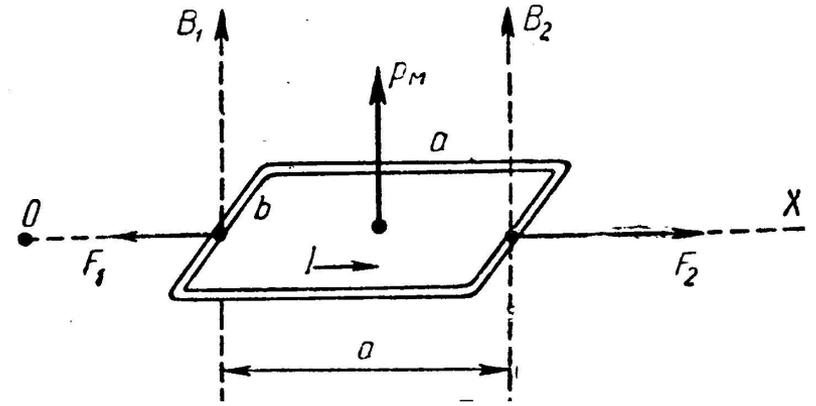
В случае если магнитное поле однородно, то силы только деформируют контур (в зависимости от направления тока), а равнодействующая этих сил равна нулю.

Если магнитное поле неоднородно, то контур не только деформируется, но и перемещается в ту область, куда направлена равнодействующая сил.

1) *первый случай* - прямоугольная рамка, плоскость которой перпендикулярна направлению поля, причем вектор B возрастает вдоль оси Ox по линейному закону.

$$B_2 - B_1 = \frac{\partial B}{\partial x} a$$

$$F_2 > F_1$$



Направление силы определяется по правилу левой руки

На контур действует сила

$$F = F_2 - F_1 = I \cdot b \cdot B_2 - I \cdot b \cdot B_1 =$$

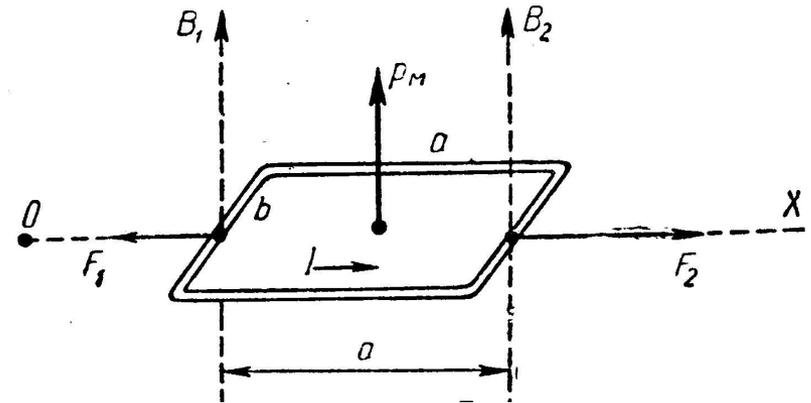
$$= \frac{\partial B}{\partial x} I \cdot a \cdot b = \frac{\partial B}{\partial x} I \cdot S$$

$S = a \cdot b$ – площадь рамки

Условимся характеризовать контур с током вектором \vec{p}_m , равноценно равным $\vec{p}_m = \vec{I} \cdot \vec{S}$ и направленным перпендикулярно к плоскости контура в соответствии с правилом правого буравчика, ручка которого вращается по току.

В случае неоднородного поля

Если $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{p}_m$ на контур действует сила, направленная в сторону увеличения B , т.е. контур будет **втягиваться** в поле



Если $\vec{B} \uparrow \downarrow \vec{p}_m$, то сила направлена в сторону уменьшения B , т.е. контур будет **выталкиваться** из поля.

Если поле однородно и $B_2 = B_1$, то силы равны и только деформируют контур (сжимают или растягивают его в зависимости от направления тока).

2) второй случай – пусть теперь плоскость контура составляет некоторый угол α с направлением поля, а поле - однородно.

Пусть стороны b перпендикулярны индукции B , тогда на стороны a будут действовать силы: $F_a = I \cdot B \cdot a$, составляющие пару сил с моментом

$$M = F_a \cdot b \cdot \sin\alpha = I \cdot B \cdot a \cdot b \cdot \sin\alpha = B \cdot I \cdot S \cdot \sin\alpha$$

На стороны b действуют силы, лежащие в плоскости рамки и деформирующие ее

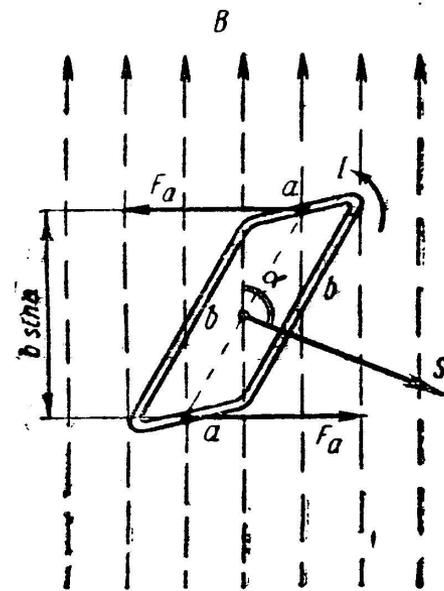
максимальное значение вращающего момента, действующего на замкнутый контур с током, помещенный в магнитное поле

$$M = B \cdot I \cdot S$$

Этот момент стремится повернуть контур с током так, чтобы плоскость контура была бы перпендикулярна к \vec{B}

В общем случае, когда поле неоднородное, а контур с током имеет произвольную форму, магнитное поле деформирует контур, поворачивает его и перемещает его к областям с большей индукцией \vec{B}

Если контур с током представляет собой катушку или соленоид с n витками, то вращающий момент $M = B \cdot I \cdot S$ нужно умножить на число витков n .



Посчитаем работу, совершаемую моментом M при повороте контура с током на угол $d\alpha$:

$$dA = M \cdot d\alpha = I \cdot B \cdot S \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha = I \cdot d(B \cdot S \cdot \cos\alpha) = I \cdot d\Phi$$

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos\alpha$$

поток вектора индукции магнитного поля через площадку S (сокращенно – магнитный поток)

Для неоднородного магнитного поля.

$$d\Phi = B \cdot \cos\alpha \cdot dS$$

$$\Phi = \int_S B \cos\alpha dS$$

Тогда работа, совершаемая моментом M , действующим на контур с током, при повороте на угол α равна:

$$\Delta A = M \cdot \Delta\alpha = I \cdot \Delta\Phi$$

$\Delta\Phi$ – изменение магнитного потока, охватываемого контуром

Магнитный поток измеряется в Веберах (Вб)

Если в однородном магнитном поле при повороте одиночного замкнутого контура с током в один ампер совершается работа в один джоуль, то изменение магнитного потока, охватываемого контуром, равно одному веберу:

$$1\text{Вб} = 1\text{Дж}/\text{А} = 1 (\text{Н}\cdot\text{м})/\text{А}$$

$$1\text{Вб} = 1\text{Тл}\cdot 1\text{ м}^2$$

Произведение $I \cdot S$ или для соленоида с n витками $I \cdot n \cdot S$

$$I \cdot S = p_m$$

магнитный момент
замкнутого контура

Если представить магнитный момент в виде вектора, ориентированного перпендикулярно площадке S (в направлении куда двигался бы буравчик, вращаемый по направлению тока), тогда

$$M = B \cdot I \cdot S \cdot \sin \alpha = \left[\begin{array}{c} \boxtimes \\ p_m \\ \boxtriangleright \end{array} B \right]$$

Магнитный момент
измеряется в $(A \cdot m^2)$

Выяснилось, что частицы, входящие в состав атома, обладают также магнитными моментами, вовсе не связанными с какими-либо движениями зарядов, то есть с токами. Для них магнитный момент является таким же «врожденным» качеством, как заряд, масса и т. п.

Магнитным моментом обладает даже частица, не имеющая электрического заряда,— нейтрон, составная часть атомных ядер. Магнитным моментом обладают поэтому и атомные ядра. Это- **спиновый** магнитный момент

Электроны, вращающиеся по замкнутым орбитам, также имеют магнитный момент, он называется **орбитальным**

Пусть электрон вращается по окружности радиуса R с постоянной скоростью v

Сила тока такого движения

$$I = e \cdot \frac{v}{2\pi R}$$

число оборотов в единицу времени

тогда

$$p_m = IS = e \frac{v}{2\pi R} \cdot \pi R^2 = \frac{1}{2} evR$$

Умножив и разделив выражение на массу электрона, получим

$$p_m = \frac{e}{2m} mvR = \frac{e}{2m} p$$

магнитный момент
электронной орбиты

механический момент
количества движения
электрона на орбите

В атомах и молекулах различных тел имеется множество электронов, вращающихся по орбитам. Так как магнитный момент – вектор, ориентированный перпендикулярно к плоскости орбиты, то можно найти векторную сумму магнитных моментов всех электронов, входящих в состав атомов или молекул.

Известно, что электрон, вращающийся по орбите как волчок, независимо от своего движения по орбите имеет определенный магнитный и механический момент, причем

$$\frac{p_m}{p} = \frac{e}{m}$$

Суммируя магнитные моменты, существующие в данном атоме, молекуле нужно учитывать не только моменты замкнутых орбит, но и собственные магнитные моменты самих электронов.

Магнитные моменты электронов и атомов

- Различные среды при рассмотрении их магнитных свойств называют **магнетиками**.
- Все вещества в той или иной мере взаимодействуют с магнитным полем.
- У некоторых материалов магнитные свойства сохраняются и в отсутствие внешнего магнитного поля.
- Намагничивание материалов происходит за счет токов, циркулирующих внутри атомов – вращения электронов и движения их в атоме.
- Поэтому намагничивание вещества следует описывать при помощи реальных атомных токов, называемых «амперовскими» токами.

Магнитное поле в веществе

Если проводники с током находятся в какой-либо среде, магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что любое вещество является **магнетиком**, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

Намагниченное вещество создает магнитное поле \vec{B}' , которое накладывается на обусловленное токами поле \vec{B}_0 . Оба поля в сумме дают результирующее поле:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

Индукция магнитного поля, создаваемого электрическими токами в веществе, отличается от индукции магнитного поля, создаваемого теми же токами в вакууме.

Физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция магнитного поля в однородной среде \vec{B} отличается по модулю от индукции магнитного поля в вакууме \vec{B}_0 , называется **магнитной проницаемостью**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

Одним из важнейших свойств электрона является наличие у него не только электрического, но и собственного магнитного поля. Собственное магнитное поле электрона называют **спиновым** (spin – вращение). Электрон создает магнитное поле также и за счет орбитального движения вокруг ядра, которое можно уподобить круговому микротоку. Спиновые поля электронов и магнитные поля, обусловленные их орбитальными движениями, и определяют широкий спектр магнитных свойств веществ.

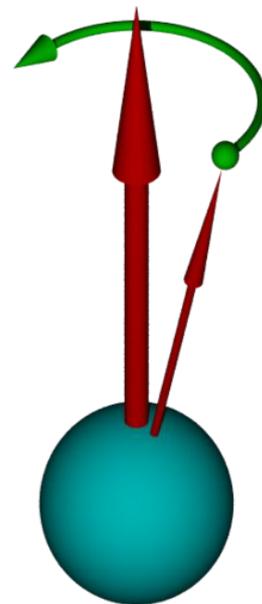
Вектор \vec{B}' собственного магнитного поля среды можно представить в зависимости от вектора \vec{B}_0 намагниченного поля:

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0$$

χ - магнитная восприимчивость

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0 = \mu \mu_0 \vec{H}$$

$$\mu = 1 + \chi$$



При внесении атома любого вещества в магнитное поле каждый электрон продолжает двигаться по своей орбите, образуя орбитальный ток. Однако теперь на этот ток, как на рамку с током, действует вращательный момент.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}]$$

Это приводит к тому, что электронная орбита приобретает дополнительное вращение. Частоту вращения можно найти по формуле:

$$\vec{\omega}_L = -\gamma \vec{B} = \frac{e}{2m} \vec{B}.$$

под влиянием внешнего магнитного поля связанные с электронной орбитой векторы \vec{L}_e и \vec{p}_m вращаются с той же самой угловой частотой ω_L . При этом они описывают круговые конические поверхности с общей вершиной в центре орбиты электрона O вокруг оси, параллельной направлению индукции магнитного поля \vec{B}

Частота ω_L называется **Ларморовой частотой**, а возникающее под действием поля дополнительное движение орбиты электрона называется **Ларморовой прецессией**.

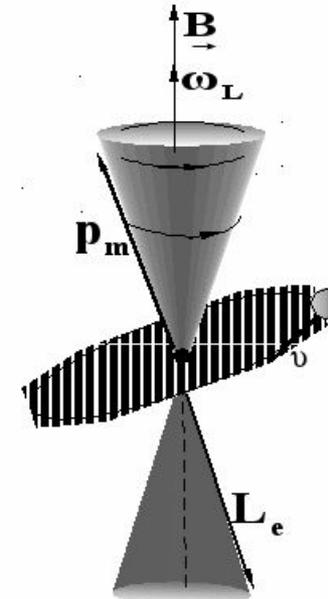


Рис. 2.3. Вращение магнитного и механического моментов электрона в магнитном поле

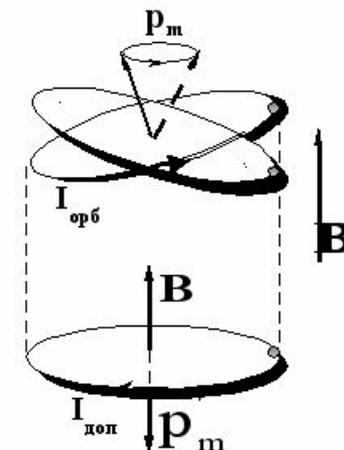


Рис. 2.4. Дополнительный круговой ток и индуцированный магнитный момент

теорема Лармора: единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и магнитного момента электрона с угловой скоростью ω_L вокруг оси, проходящей через ядро атома и параллельной вектору B .

Ларморова частота ω_L одинакова для всех электронов, входящих в атом.

Дополнительное движение электронной орбиты обуславливает дополнительное движение электрона, которому соответствует дополнительный круговой ток, направленный в другую сторону по сравнению с орбитальным током

$$I_{\text{доп}} = ev' = e \frac{\omega_L}{2\pi}$$

Этот ток создает свой магнитный \vec{P}_m момент. Дополнительный магнитный момент направлен в сторону, противоположную магнитному полю. Он называется *индуцированным*, или *наведенным* магнитным моментом.

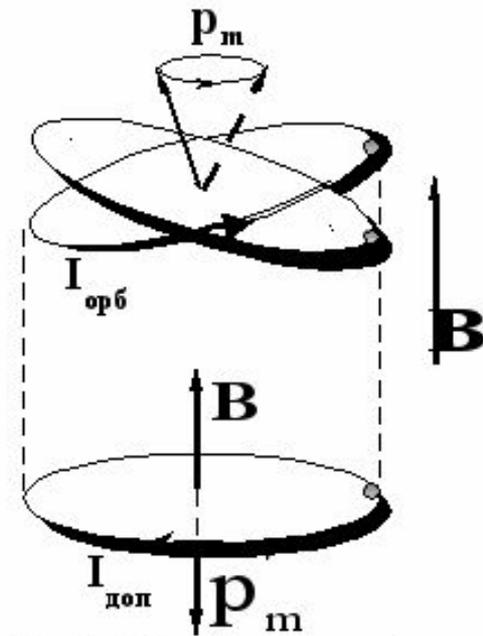
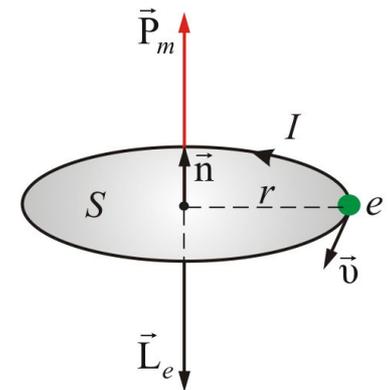


Рис. 2.4. Дополнительный круговой ток и индуцированный магнитный момент

Так как электронные микротоки существуют в каждом веществе, то Ларморова прецессия возникает у всех без исключения веществ

$$\vec{P}_m = IS\vec{n} = evS\vec{n} = \frac{e\omega}{2\pi} S\vec{n} = \frac{e\omega r}{2\pi r} S\vec{n} = \frac{e\mathcal{G}}{2\pi r} S$$

S - площадь орбиты электрона, \vec{n} - единичный вектор нормали к S .



- При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов – **макротоки и микротоки**.
- **Макротоками** называются токи проводимости и конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел.
- **Микротоками** (молекулярными токами) называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах.
- Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками и внутреннего или собственного, магнитного поля, создаваемого микротоками.

- Характеризует магнитное поле в веществе вектор, равный геометрической сумме $\vec{B}_{\text{внеш}}$ и $\vec{B}_{\text{внутр}}$ магнитных полей:

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{внеш}} + \vec{B}_{\text{внутр}}.$$

- Количественной характеристикой намагниченого состояния вещества служит векторная величина – **намагниченность** \vec{J} , равная отношению магнитного момента малого объема вещества к величине этого объема:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mi},$$

- Намагниченность изотропной среды с напряженностью связаны соотношением:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}.$$

- Большинство тел намагничивается очень слабо и величина индукции магнитного поля B в таких веществах мало отличается от величины индукции магнитного поля в вакууме .
- Если магнитное поле слабо усиливается в веществе, то такое вещество называется *парамагнетиком*.
- если ослабевает, то это *диамагнетик*.
- Но есть вещества, обладающие сильными магнитными свойствами.
- Такие вещества называются *ферромагнетиками*

Слабо-магнитные вещества

парамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю,

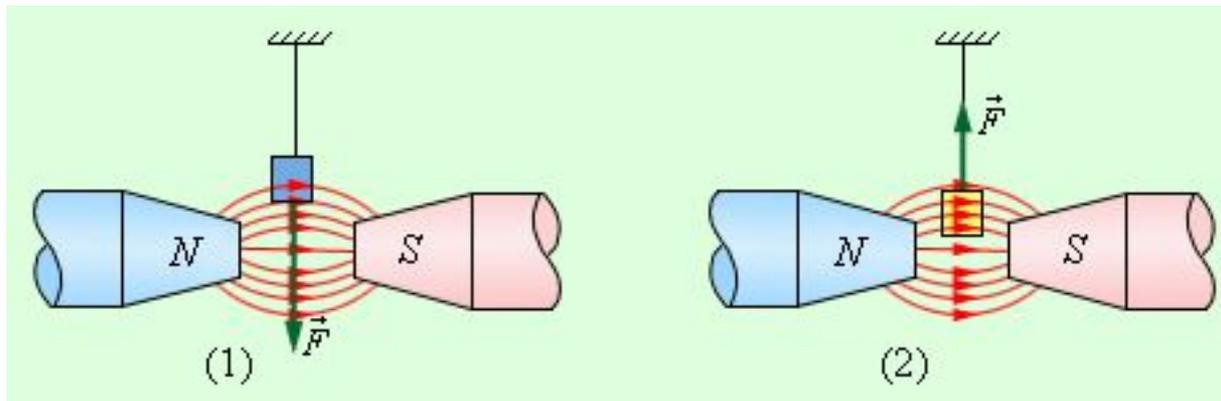
$$\chi > 0; \mu > 1$$

диамагнетики

при внесении во внешнее магнитное поле диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля

$$\chi < 0; \mu < 1$$

Образцы из пара- и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по-разному – парамагнетики втягиваются в область сильного поля, диамагнетики – выталкиваются



Парамагнетик (1) и диамагнетик (2) в неоднородном магнитном поле

Пара- и диамагнетизм объясняется поведением электронных орбит во внешнем магнитном поле.

Явление диамагнетизма было открыто М. Фарадеем в 1845 г.

У атомов диамагнитных веществ в отсутствие внешнего поля собственные магнитные поля электронов и поля, создаваемые их орбитальным движением, полностью скомпенсированы. Возникновение диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается компенсация магнитных полей. Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным **против** направления индукции внешнего поля.

Диамagnetики в магнитном поле

- **Диамagnetизм** (от греч. *dia* – расхождение и *magnetismos* – магнетизм) – свойство веществ намагничиваться навстречу приложенному магнитному полю.
- **Диамagnetиками называются вещества**, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl и др.).

- При внесении диамагнитного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты.
- В пределах малого объема ΔV изотропного диамагнетика наведенные магнитные моменты ΔP_m всех атомов одинаковы и направлены *противоположно вектору* \vec{B} .
- Вектор намагниченности диамагнетика равен

$$\vec{J} = \frac{n\Delta P_m}{\Delta V} = n_0\Delta P_m = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \chi = \vec{H} \cdot \chi$$

- Для всех диамагнетиков $\chi < 0$.
 - Таким образом, вектор $\vec{B}_{\text{внутр}}$ магнитной индукции собственного магнитного поля, создаваемого диамагнетиком при его намагничивании во внешнем поле $\vec{B}_{\text{внеш}}$ направлен в сторону, противоположную $\vec{B}_{\text{внеш}}$.
- (В отличие от диэлектрика в электрическом поле).
- У диамагнетиков

$$\chi \sim 10^{-6} \div 10^{-5}.$$

парамагнетики в магнитном поле

- **Парамагнетизм** (от греч. para – возле, рядом и магнетизм) – свойство веществ во внешнем магнитном поле намагничиваться в направлении этого поля, поэтому внутри парамагнетика к действию внешнего поля прибавляется действие наведенного внутреннего поля.
- **Парамагнетиками** называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент \vec{P}_m .
- Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\vec{B}_{\text{внеш}}$

В атомах парамагнитных веществ магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому круговому току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля. Из-за теплового движения атомов ориентация микротоков никогда не бывает полной. При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания. Механизм намагничивания парамагнетиков очень похож на механизм [поляризации полярных диэлектриков](#). Диамагнетизм не имеет аналога среди электрических свойств вещества.

- В отсутствии внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика $J = 0$, так как векторы μ_{mi} разных атомов ориентированы беспорядочно.
- При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов μ_{mi} по направлению поля, так что парамагнетик намагничивается.
- Значения χ для парамагнетиков положительны ($\chi > 0$) и находятся в пределах $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, то есть, примерно как и у диамагнетиков.

Ферромагнетики

- К **ферромагнетикам** (*ferrum* – железо) относятся вещества, магнитная восприимчивость которых положительна и достигает значений $10^4 - 10^5$.
- Намагниченность $\vec{J} = \chi \vec{H}$ и магнитная индукция $\vec{B} = (\vec{H} + \vec{J})\mu_0$ ферромагнетиков растут с увеличением напряженности магнитного поля нелинейно, и в полях намагниченность $\sim 8 \cdot 10^3$ А/м ферромагнетиков достигает предельного значения, а вектор магнитной индукции растет линейно с \vec{H} :

$$\vec{B} = \vec{J}_m \mu_0 + \vec{H} \mu_0.$$

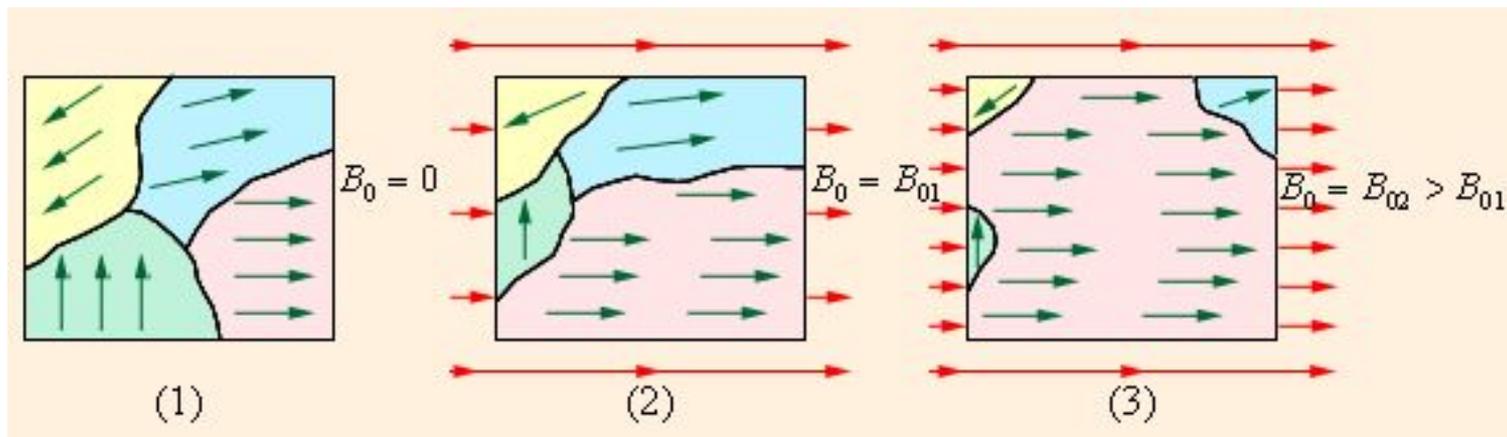
- **Ферромагнитные свойства материалов проявляются только у веществ в твердом состоянии, атомы которых обладают постоянным спиновым или орбитальным магнитным моментом, в частности у атомов с недостроенными внутренними электронными оболочками.**
- **Типичными ферромагнетиками являются переходные металлы.**
- **В ферромагнетиках происходит резкое усиление внешних магнитных полей.**

Причем для ферромагнетиков сложным образом зависит от величины магнитного поля.

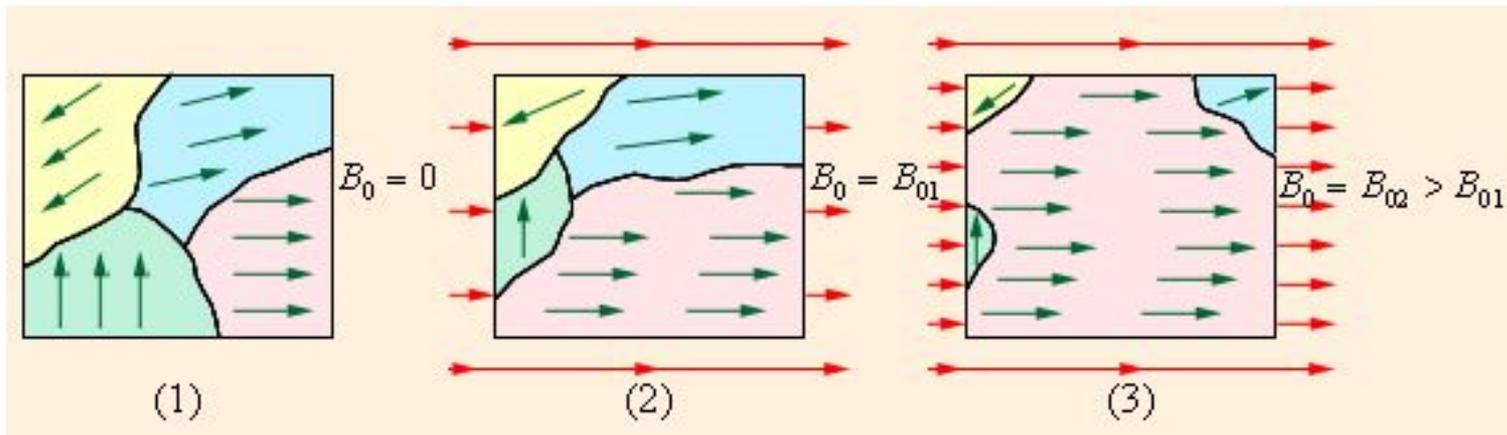
- **Типичными ферромагнетиками являются Fe, Co, Ni, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, а также соединения ферромагнитных материалов с неферромагнитными.**

- **Существенным отличием ферромагнетиков от диа- и парамагнетиков является наличие у ферромагнетиков самопроизвольной (спонтанной) намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля.**
- **Наличие у ферромагнетиков самопроизвольного магнитного момента в отсутствие внешнего магнитного поля означает, что электронные спины и магнитные моменты атомных носителей магнетизма ориентированы в веществе упорядоченным образом.**

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Эти области называются **доменами**. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит.



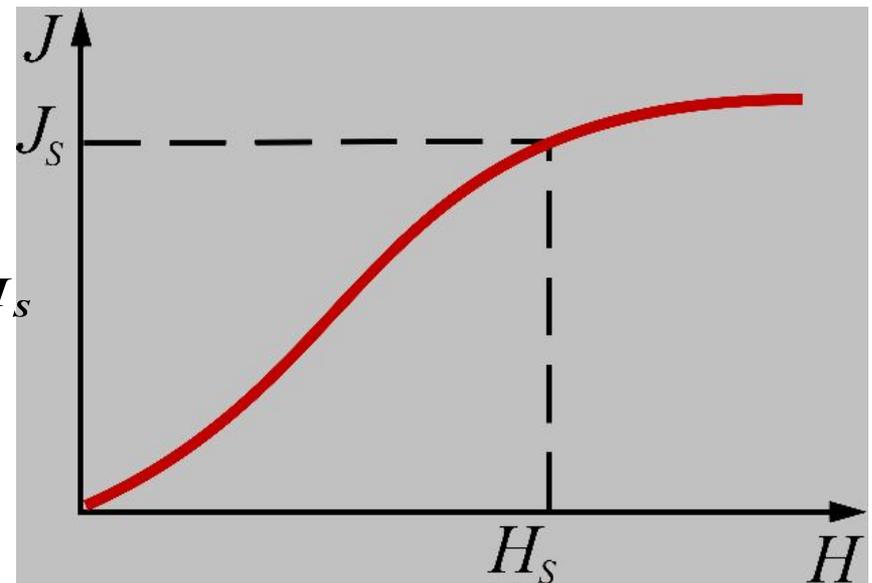
В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически. Такой кристалл в среднем оказывается ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается. С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение.



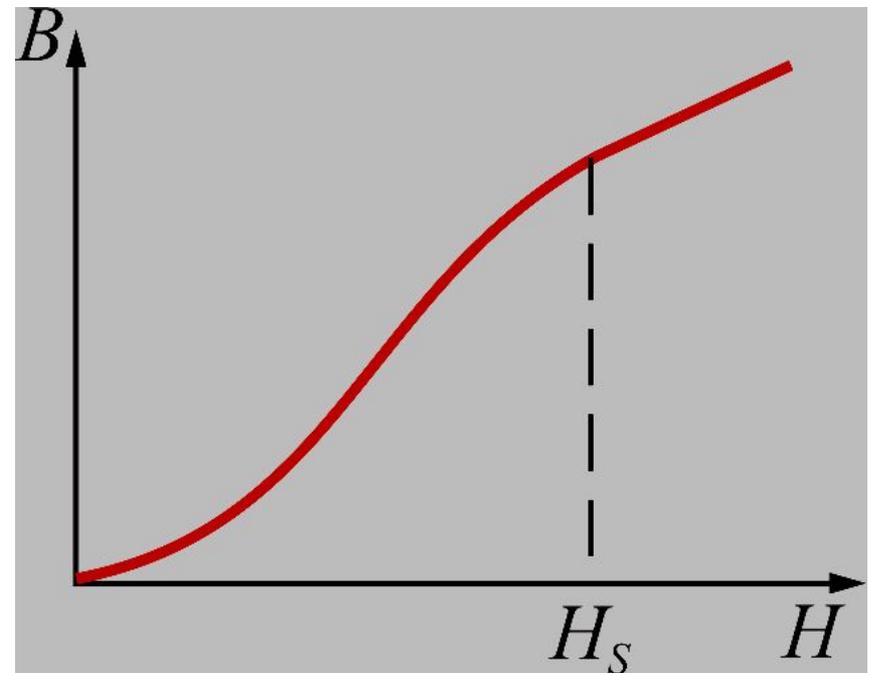
Намагничивание ферромагнитного образца.

- *Ферромагнетики это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.*
- **Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными веществами:**
- **внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.**

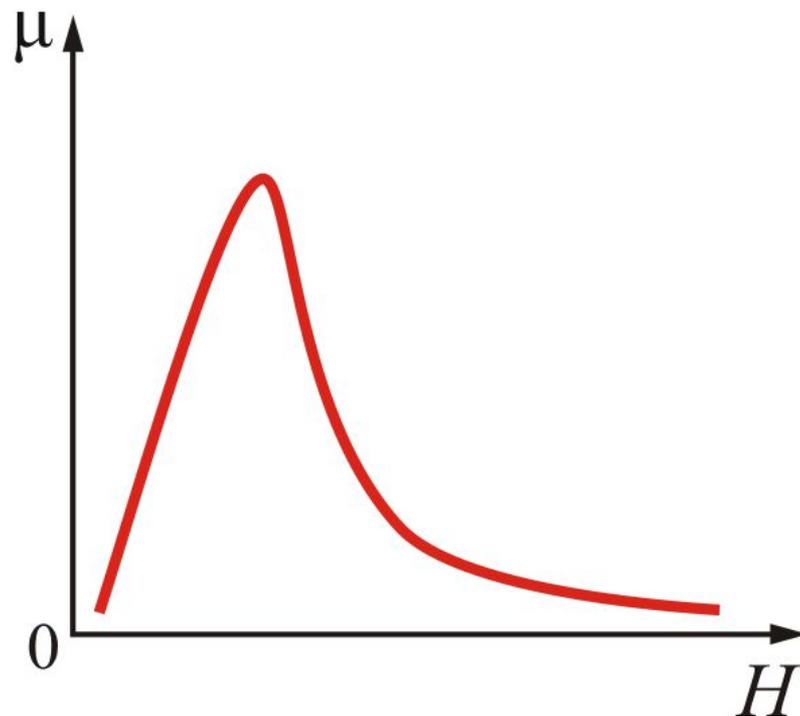
- **Основные отличия магнитных свойств ферромагнетиков.**
- **1) Нелинейная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля H .**
- **Как видно из рисунка при $H > H_s$ наблюдается магнитное насыщение.**



- 2) При $H < H_s$ зависимость магнитной индукции B от H нелинейная, а при $H > H_s$ – линейна



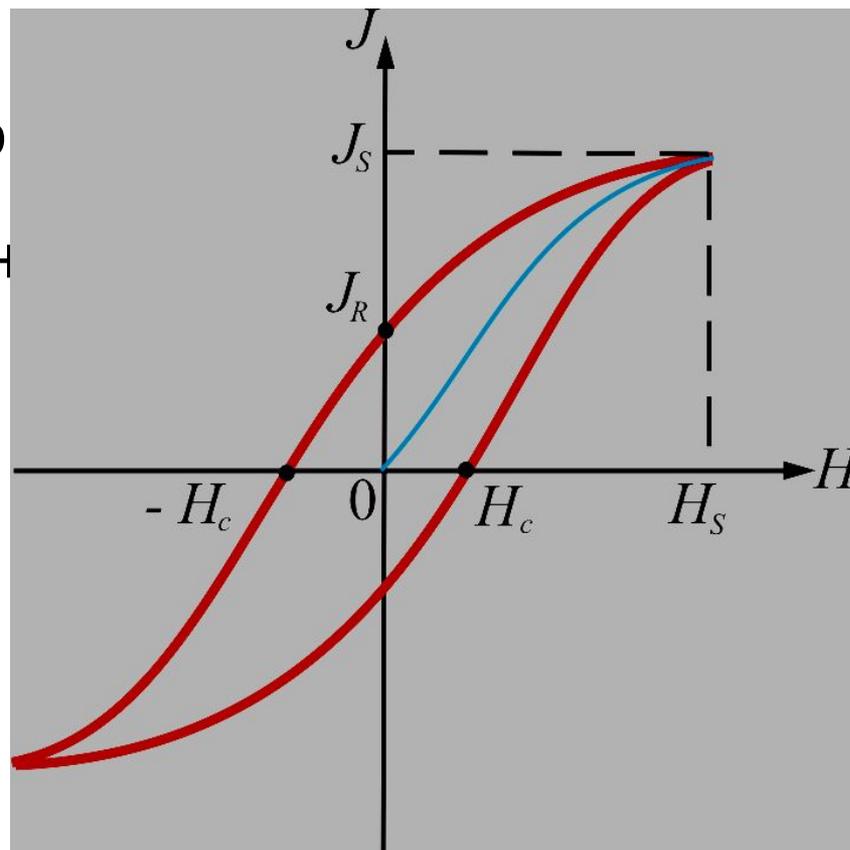
- Зависимость относительной магнитной проницаемости от H имеет сложный характер, причем максимальные значения μ очень велики ($10^3 \div 10^6$).



- 4) У каждого ферромагнетика имеется такая температура называемая **точкой Кюри** (T_K), выше которой это вещество теряет свои особые магнитные свойства.
- Наличие температуры Кюри связано с разрушением при $T > T_K$ упорядоченного состояния в магнитной подсистеме кристалла – параллельной ориентации магнитных моментов.

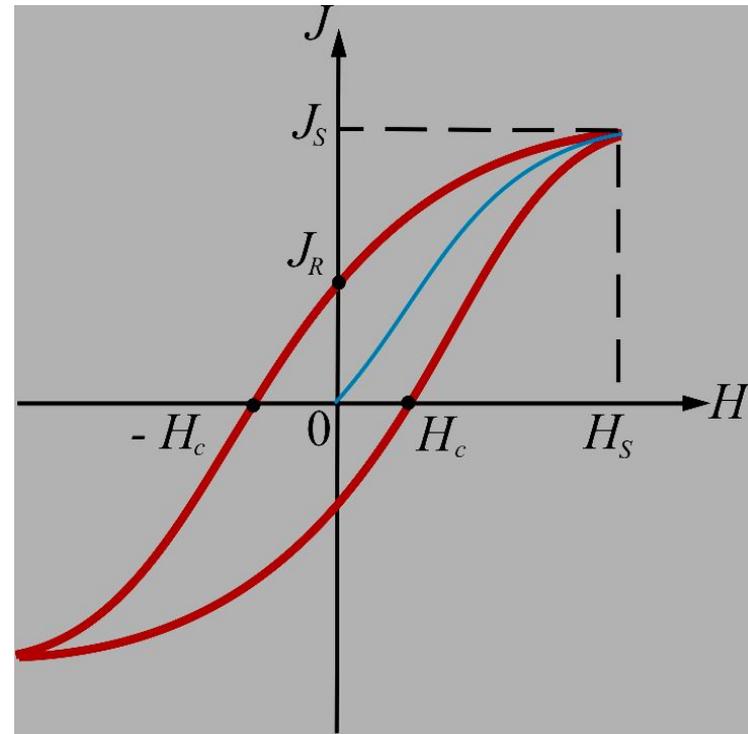
Для никеля, например, температура Кюри равна 360 °С.

5) Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый **гистерезис**, есть зависимость намагничивания от предыстории образца.



На рисунке показана **петля гистерезиса** – график зависимости намагниченности вещества от напряженности магнитного поля H .

- Намагниченность J_S при $H = H_S$ называется **намагниченностью насыщения**.
- Намагниченность $\pm J_R$ при $H = 0$ называется **остаточной намагниченностью** (что необходимо для создания постоянных магнитов).
- Напряженность $\pm H_c$ магнитного поля, полностью размагниченного ферромагнетика, называется **коэрцитивной силой**.
- Она характеризует способность ферромагнетика сохранять намагниченное состояние.



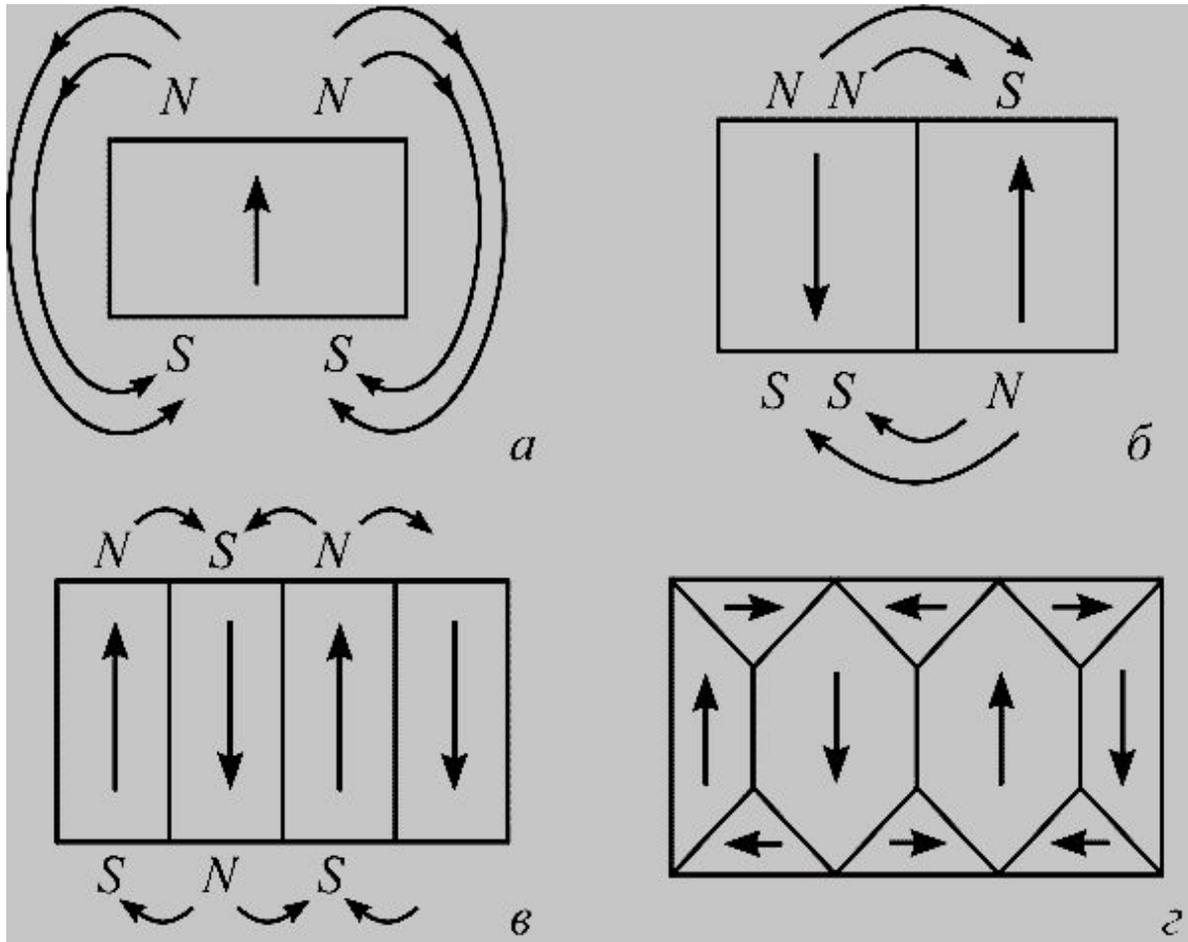
- Большой коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) обладают ***магнитотвердые материалы.***
- Малую коэрцитивную силу имеют ***магнитомягкие материалы.***
- Измерение гиромагнитного отношения для ферромагнетиков показали, что элементарными носителями магнетизма в них являются спиновые магнитные моменты электронов.
- Самопроизвольно при $T < T_K$ намагничиваются лишь очень маленькие монокристаллы ферромагнитных материалов, например никеля или железа.

- Для того чтобы постоянными магнитными свойствами – постоянным магнитом стал большой кусок железа, необходимо его намагнитить, т.е. поместить в сильное магнитное поле, а затем это поле убрать. Оказывается, что при $T < T_K$ большой исходный кусок железа разбит на множество очень маленьких ($10^{-2} \div 10^{-3}$ см), полностью намагниченных областей – доменов.
- Векторы намагниченности доменов в отсутствие внешнего магнитного поля ориентированы таким образом, что полный магнитный момент ферромагнитного материала равен нулю.

- В целом в монокристалле реализуется такое разбиение на доменные структуры, которое соответствует минимуму свободной энергии ферромагнетика.
- Если поместить ферромагнетик, разбитый на домены, во внешнее магнитное поле, то в нем начинается движение доменных стенок.
- Они перемещаются таким образом, чтобы областей с ориентацией вектора намагниченности по полю стало больше, чем областей с противоположной ориентацией. Такое движение доменных стенок понижает энергию ферромагнетика во внешнем магнитном поле.

- По мере нарастания магнитного поля весь кристалл превращается в один большой домен с магнитным моментом, ориентированным по полю.
- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.

Ферромагнетики



- **Широкое распространение в радиотехнике, особенно в высокочастотной радиотехнике получили ферриты – ферромагнитные неметаллические материалы – соединения окиси железа с окислами других металлов.**
- **Ферриты сочетают ферромагнитные и полупроводниковые свойства, именно с этим связано их применение как магнитных материалов в радиоэлектронике и вычислительной технике.**
- **Ферриты обладают высокими значениями намагниченности и температурами Кюри.**

- В реальном куске железа содержится огромное число мелких кристалликов с различной ориентацией, в каждом из которых имеется несколько доменов.
- Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники.
- ***Магнитомягкие материалы*** используются в электротехнике при изготовлении трансформаторов, электромоторов, генераторов, в слаботочной технике связи и радиотехнике;
- ***магнито жесткие материалы*** применяют при изготовлении постоянных магнитов.

- **Магнитные материалы широко используются в традиционной технологии записи информации в винчестере..**
- **Магнитное вещество 2 нанесено тонким слоем на основу твердого диска 3.**
- **Каждый бит информации представлен группой магнитных доменов (в идеальном случае – одним доменом).**
- **Для перемагничивания домена (изменения направления вектора его намагниченности) используется поле записывающей головки 4 (5 – считывающая головка).**
- **Энергия, необходимая для записи, зависит от объема домена и наличия дополнительных стабилизирующих слоев, препятствующих самопроизвольной потере информации.**
- **При этом используется запись на вертикально ориентированные домены и достигается плотность записи до 450 Гб/см^2**