

Тема лекции:

Сила Ампера. Сила Лоренца. Вещество в магнитном поле. Молекулярные токи. Вектор намагниченности. Пара-, ферро- и диамагнетизм. Постоянные магниты.

Теперь мы имеем строгую систему уравнений, описывающих свойства статических (не зависящих от времени) электрических и магнитных полей.

	\vec{E}	\vec{B}
Поток вектора	$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i$ <p>Теорема Гаусса – Остроградского</p>	$\oint_S B_n dS = 0$ <p>Замкнутость магнитных силовых линий</p>
Циркуляция вектора	$\oint_L E_l dl = 0$ <p>Теорема о циркуляции вектора \vec{E}</p>	$\oint_S B_l dl = \mu_0 \sum_i I_i$ <p>Теорема о циркуляции вектора \vec{B}</p>

Сила Ампера

Рассмотрим более подробно те силы, которые вызывают притяжение или отталкивание прямолинейных проводников с током, поворот рамки с током в магнитном поле и ротора в электродвигателе.

Пока что наши знания по этому вопросу ограничиваются эмпирическим законом взаимодействия на расстоянии a двух бесконечных параллельных проводников с током, по которым текут токи I_1 и I_2 :

$$F_{\text{ед.длины}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{a}$$

Сила Ампера

Если в магнитном поле с индукцией \vec{B} находится элемент проводника $d\vec{l}$ с током I , то на него действует сила Ампера, равная

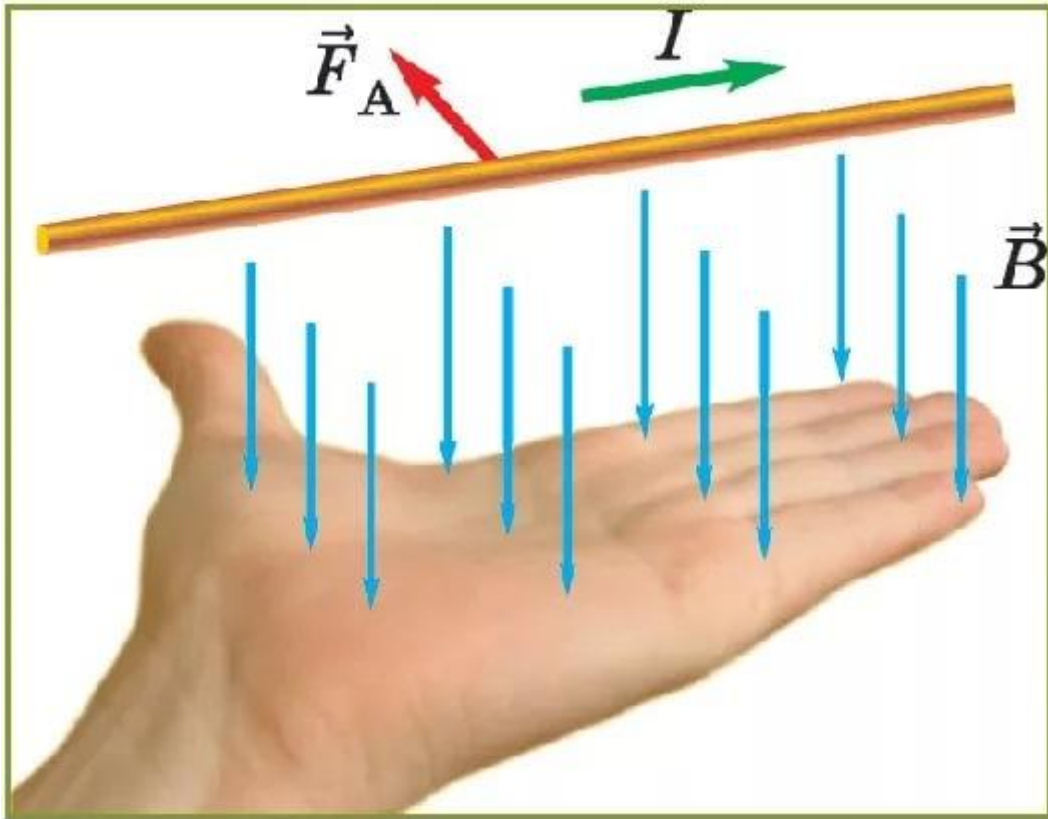
$$d\vec{F}_A = [I d\vec{l} \cdot \vec{B}]$$

Если поле однородно, проводник прямолинейный и его длина l , то

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

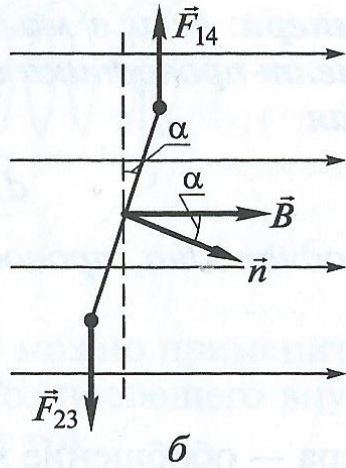
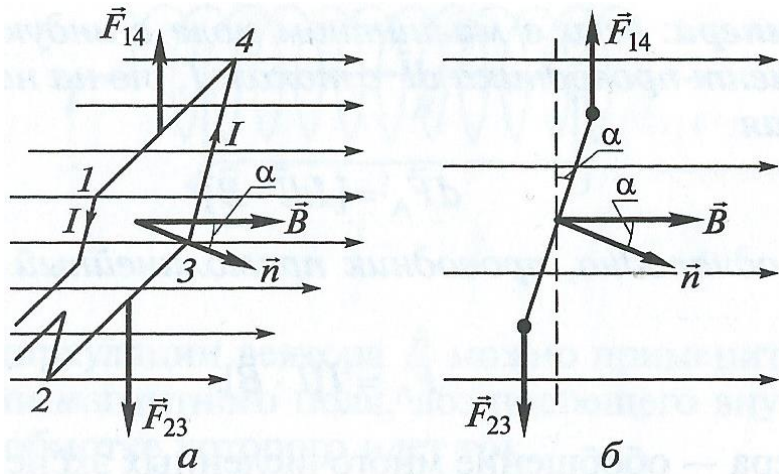
Если магнитное поле однородно, а проводник прямолинейный, то $F = IBlsin\alpha$, где α — угол между током (вектором плотности тока) в проводнике и вектором магнитной индукции.

Правило левой руки



Направление силы Ампера определяется по правилу левой руки: если левую руку расположить так, что магнитные силовые линии входят в ладонь, четыре вытянутых пальца направить по току, то отогнутый большой палец укажет направление силы.

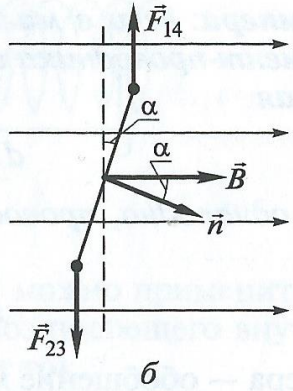
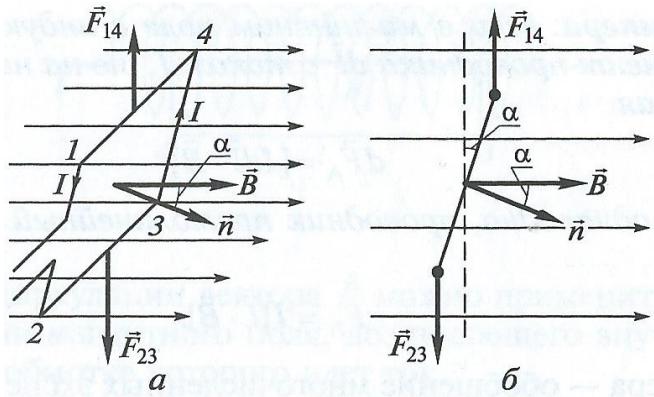
Поведение рамки с током в магнитном поле



Сила Ампера определяет и поведение рамки с током в магнитном поле, заставляя ее поворачиваться положительной нормалью в сторону вектора \vec{B} (см. рис. а). На рисунке ток по рамке идет против часовой стрелки, сила Ампера, действующая на каждую сторону квадратной рамки $\vec{F}_A = I[\vec{l} \cdot \vec{B}]$, l – сторона квадратной рамки. Момент сил Ампера, действующих на рамку,

$$|\vec{N}| = F_{23} \frac{l}{2} \sin \alpha + F_{14} \frac{l}{2} \sin \alpha = F_{23} l \sin \alpha = IlBl \sin \alpha = I^2 B \sin \alpha = ISB \sin \alpha = p_m B \sin \alpha$$

Поведение рамки с током в магнитном поле



где $p_m = IS$ – модуль вектора магнитного момента рамки. Учитывая направление векторов \vec{N} , \vec{p}_m и \vec{B} , имеем $\vec{N} = [\vec{p}_m \vec{B}]$. Таким образом (рис. б):

1. Величина момента $\vec{N} = 0$ когда $\alpha = 0$, то есть положительная нормаль к рамке направлена вдоль вектора \vec{B} .

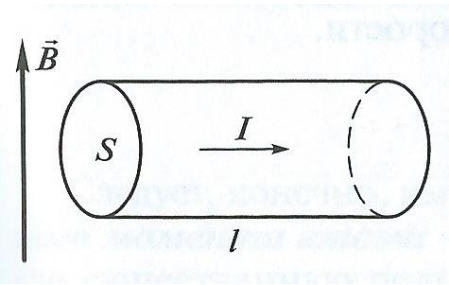
2. Величина момента \vec{N} максимальна, когда $\alpha = \pi/2$, то есть вектора \vec{n} и \vec{B} взаимно перпендикулярны.

При этом $N_{\max} = p_m B$, $B = \frac{N_{\max}}{p_m}$ когда рамка имеет

единичный момент $p_m = 1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$. $N_{\max} = B$ - именно так мы и определяем величину вектора \vec{B} по поведению рамки с током в магнитном поле.

Сила Лоренца

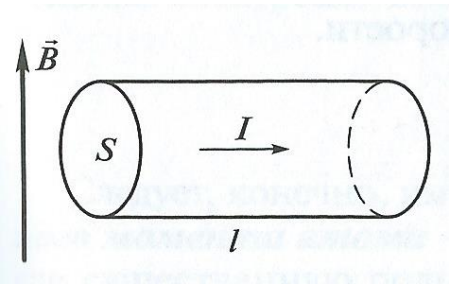
Поскольку электрический ток – это направленное движение зарядов, естественно предположить, что природа силы Ампера связана с силовым воздействием магнитного поля на каждый движущийся заряд. Рассмотрим часть проводника, имеющую форму цилиндра длиной l и поперечным сечением S (рис.), его объем $V = Sl$. Пусть в единице объема проводника имеется n положительных точечных зарядов, движение которых создает электрический ток. I – величина тока, $nV = nSl = N$ – количество зарядов во всем объеме проводника. Тогда, если вектор \vec{B} направлен так, как показано на рис., и заряды двигаются слева направо, сила Ампера ($\alpha = 90^\circ$).



$$\vec{F}_A = I [\vec{l} \cdot \vec{B}] = IBl \sin \alpha = IBl$$

Сила Лоренца

Сила тока $I = jS$, где $j = |\vec{j}|$ – модуль вектора плотности тока, $j = qnv$ – заряд, проходящий через 1 м^2 сечения проводника, v – дрейфовая скорость перемещения зарядов по проводнику. Имеем $F_A = jSlB = qnvSlB = NqvB$ – это сила, действующая на $N = nSl$ зарядов; на один заряд действует сила, которую называют силой Лоренца



$$\frac{F_A}{N} = F_{\text{Лор.}} = qvB$$

Очевидно, вектор силы Лоренца совпадает с вектором силы Ампера таким образом, имеем для силы Лоренца векторное соотношение:

$$\vec{F}_{\text{Лор.}} = q[\vec{v} \cdot \vec{B}]$$

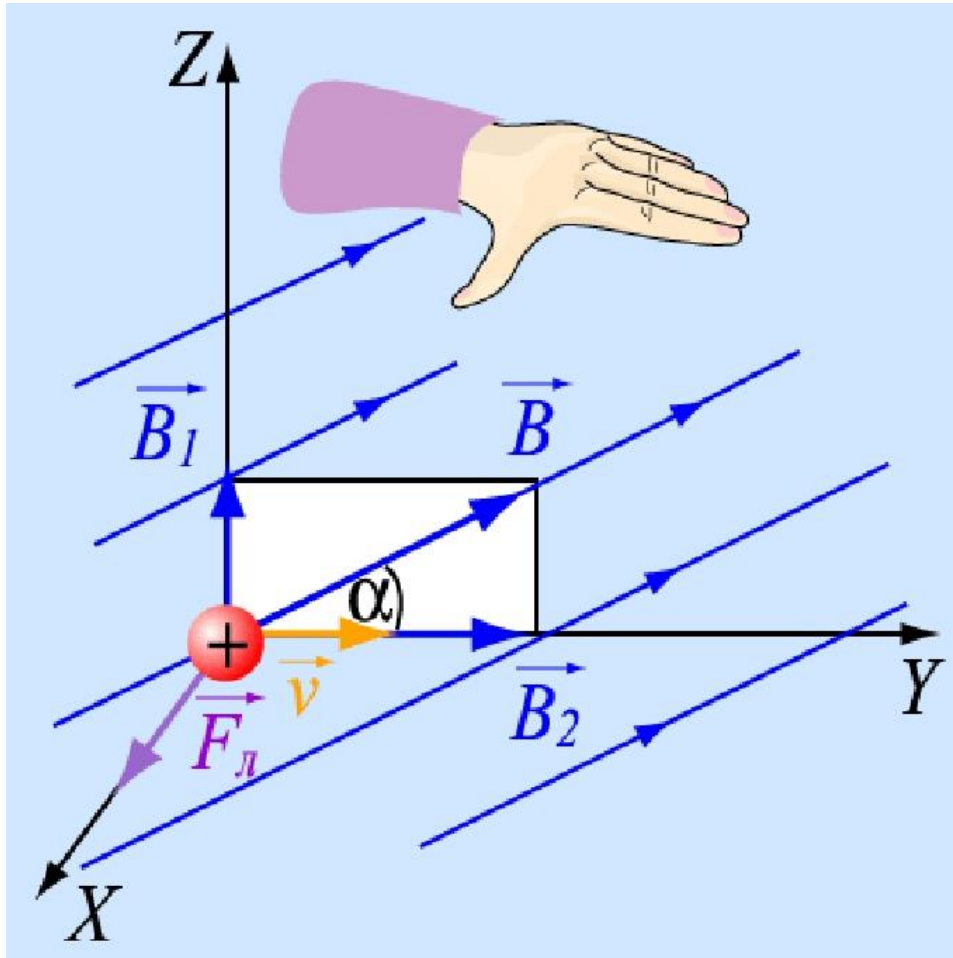
для положительных зарядов; для отрицательных зарядов вектор силы имеет противоположное направление.

Сила Лоренца

Движение частицы с зарядом q в магнитном поле с индукцией \vec{B} и скоростью \vec{v} можно рассматривать как элементарный ток, и в этом случае сила Ампера переходит в силу Лоренца. Если частица движется в пространстве, где имеется электрическое поле \vec{E} и магнитная индукция \vec{B} , то на нее будет действовать комбинированная сила

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{кул}} + \vec{F}_{\text{Лор.}} = q\vec{E} + q[\vec{v} \cdot \vec{B}]$$

Сила Лоренца

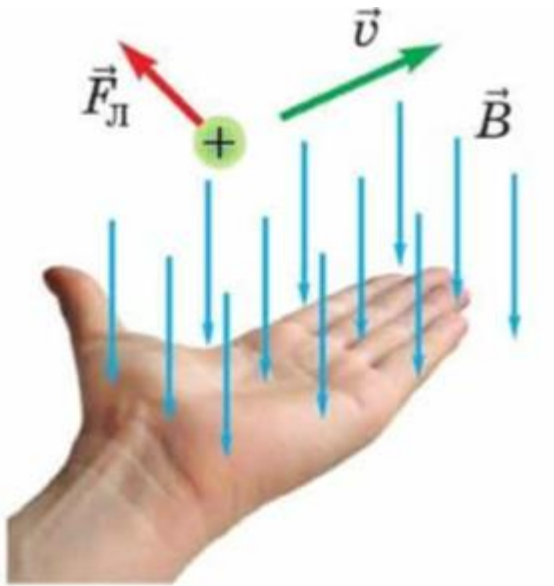


На заряд q , движущийся в магнитном поле со скоростью v , действует сила Лоренца, которая направлена всегда перпендикулярно к вектору скорости частицы и равна по модулю

$$F = |q|vB\sin\alpha,$$

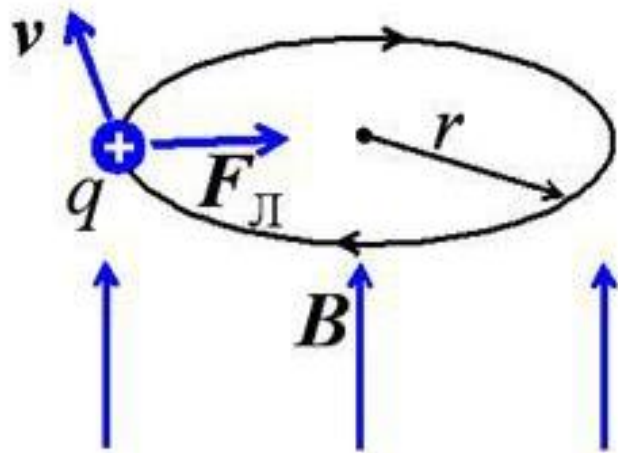
где α — угол между вектором магнитной индукции и вектором скорости частицы.

Правило левой руки



Сила Лоренца сообщает частице только нормальное ускорение, поэтому, не изменяя модуля скорости частицы, сила Лоренца не совершает работы. Направление силы Лоренца определяется для положительно заряженной частицы по правилу левой руки.

Движение заряженной частицы в магнитном поле

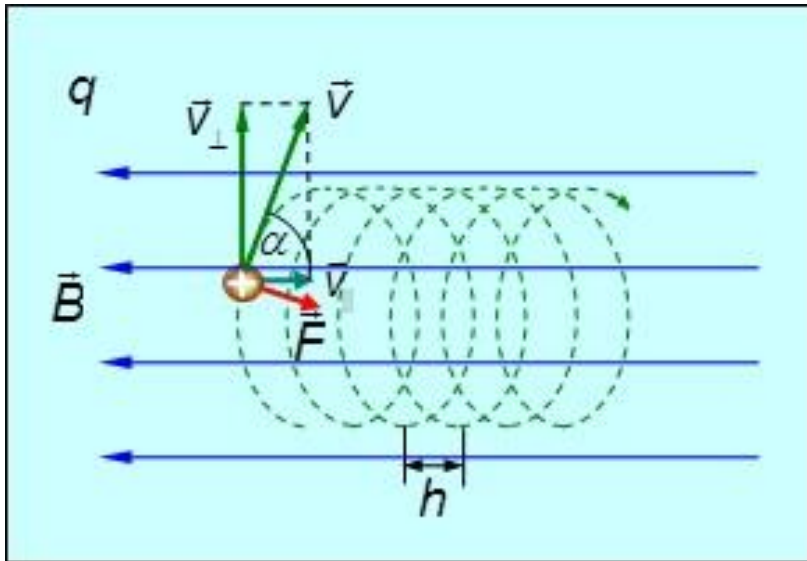


Если скорость заряженной частицы перпендикулярна вектору магнитной индукции, то сила Лоренца также перпендикулярна скорости и играет роль центростремительной, и частица движется по окружности. Радиус окружности можно определить из равенства

$$\frac{mv^2}{r} = qBv$$

Отсюда радиус окружности $r = \frac{mv}{qB}$

Движение заряженной частицы в магнитном поле



Если скорость заряженной частицы направлена под углом к вектору магнитной индукции, то частица движется по винтовой линии.

Задача. Если известны скорость v , угол α , значение магнитной индукции B , масса m и заряд q частицы, чему равен шаг h винтовой линии?

Ответ:
$$h = \frac{2\pi m v \cos \alpha}{qB}$$

Вещество в магнитном поле

Мы уже отмечали, что в природе имеется два источника магнитных полей – проводники с током и постоянные магниты. Естественное желание – свести оба механизма возникновения магнитного поля к одной физической причине – привело в конечном итоге к предположению о том, что в веществе должны существовать микроскопические замкнутые токи, создающие магнитные моменты и магнитное поле. Простейшая полуклассическая модель атомов, где происходит орбитальное движение электронов вокруг положительно заряженных ядер, дает реальную основу для понимания того, что представляют собой эти микроскопические токи.

Вспомним, что по электрическим свойствам все вещества делятся на диэлектрики и проводники (а также полупроводники).

Проводники



Диэлектрики

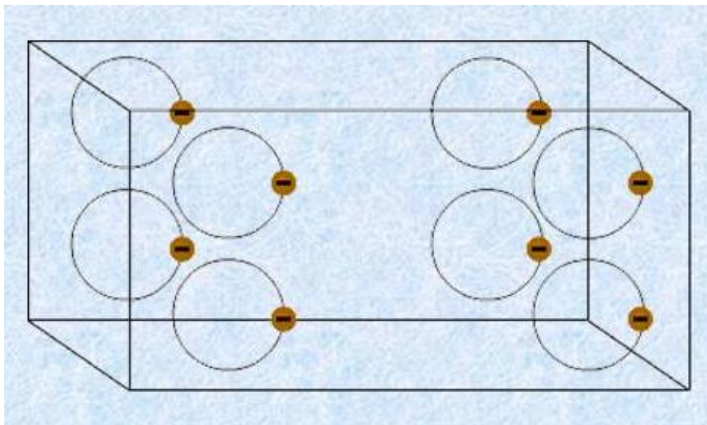


Гипотеза Ампера

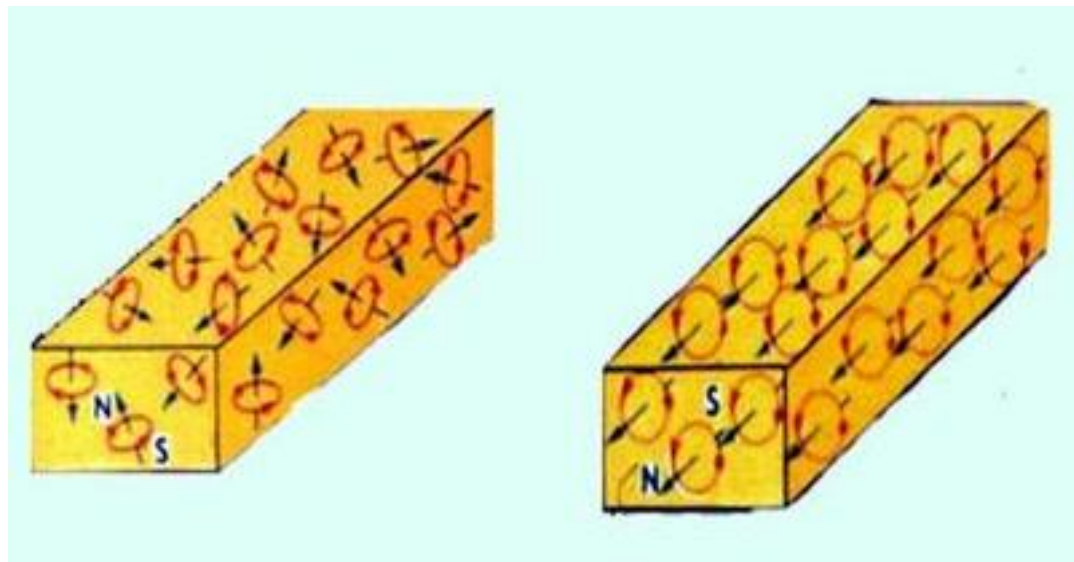


По магнитным свойствам *все* вещества являются магнетиками.

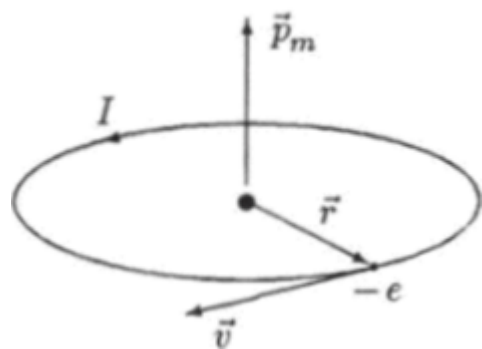
Чтобы объяснить магнитные свойства железа и стали еще в 19 веке Андре Мари Ампер выдвинул гипотезу молекулярных токов. По этой гипотезе внутри атомов и молекул циркулируют элементарные электрические токи. Сейчас мы знаем, что эти токи образуются вследствие движения электронов в атомах. Именно поэтому все вещества в той или иной мере проявляют магнитные свойства.



Если плоскости, в которых циркулируют токи, расположены беспорядочно, то тело не обнаруживает магнитных свойств. В намагниченном состоянии электрические токи ориентированы так, что их действие складывается.



Орбитальный магнитный момент электрона



Молекулярные токи, то есть движение электронов в атоме можно определить через **орбитальный магнитный момент электрона**, вращающегося по окружности радиуса r со скоростью v (рис.) (вращение происходит вокруг положительно заряженного ядра атома):

$$\vec{p}_m = IS\vec{n} = -\frac{e}{T}\pi r^2\vec{n}$$

где T – время, за которое электрон совершает полный оборот вокруг ядра, то есть проходит путь, равный $2\pi r$; r – радиус орбиты.

Орбитальный магнитный момент электрона

Имеем

$$|\vec{p}_m| = e \left(\frac{2\pi r}{v} \right)^{-1} \pi r^2 = \frac{1}{2} e v r = \frac{1}{2} e \omega r^2$$

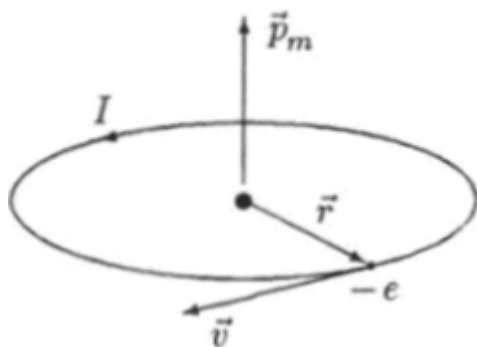
где v и ω – линейная и угловая скорости электрона.

В атоме может быть несколько – n электронов, тогда магнитный момент атома

$$\vec{p}_m = \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi}$$

В частности, может случиться так, что магнитные моменты отдельных электронов взаимно компенсируются, и тогда

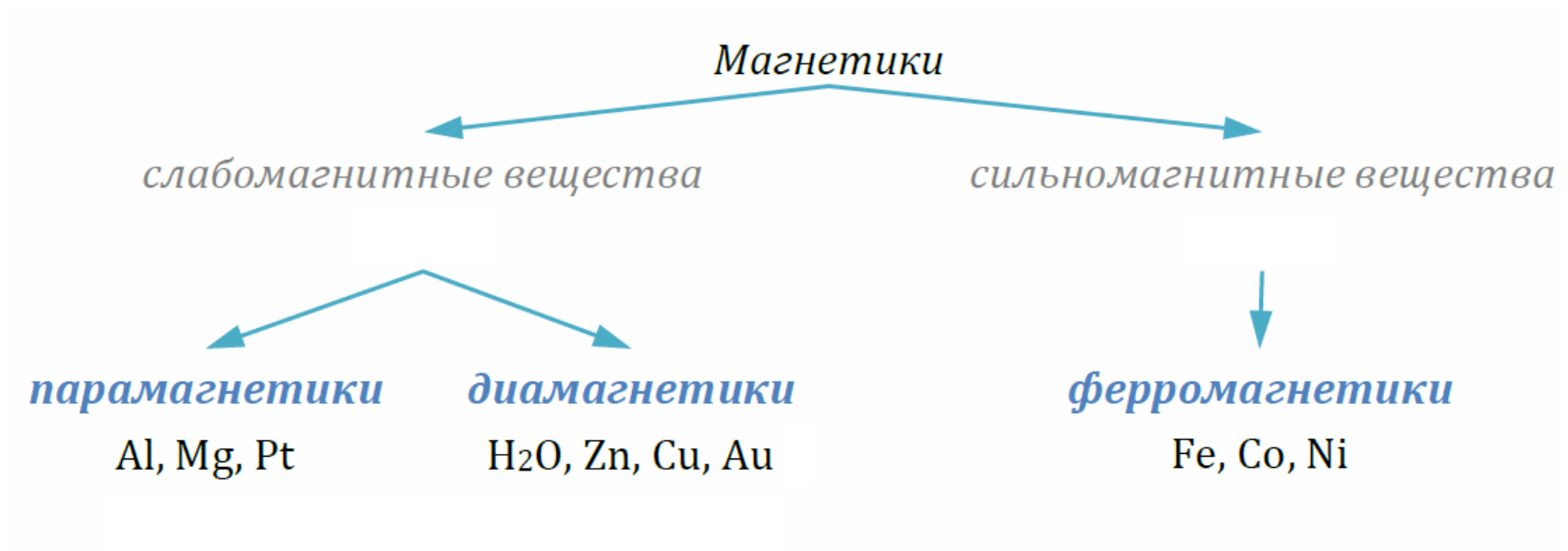
$$\vec{p}_m = \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi} = 0$$



Классификация магнетиков

В зависимости от электронной конфигурации атома возможны два варианта:

1. Каждый атом вещества имеет магнитный момент $\vec{p}_m \neq 0$, соответственно, вещество является **парамагнетиком** или **ферромагнетиком**.
2. Каждый атом вещества не имеет магнитного момента, $\vec{p}_m = 0$. В этом случае вещество является **диамагнетиком**.



Парамагнетики. Вектор намагниченности

Количественной характеристикой меры упорядочения магнитных моментов атомов в магнитном поле является величина магнитного момента единицы объема вещества — намагниченность J . Вектор намагниченности для парамагнетика

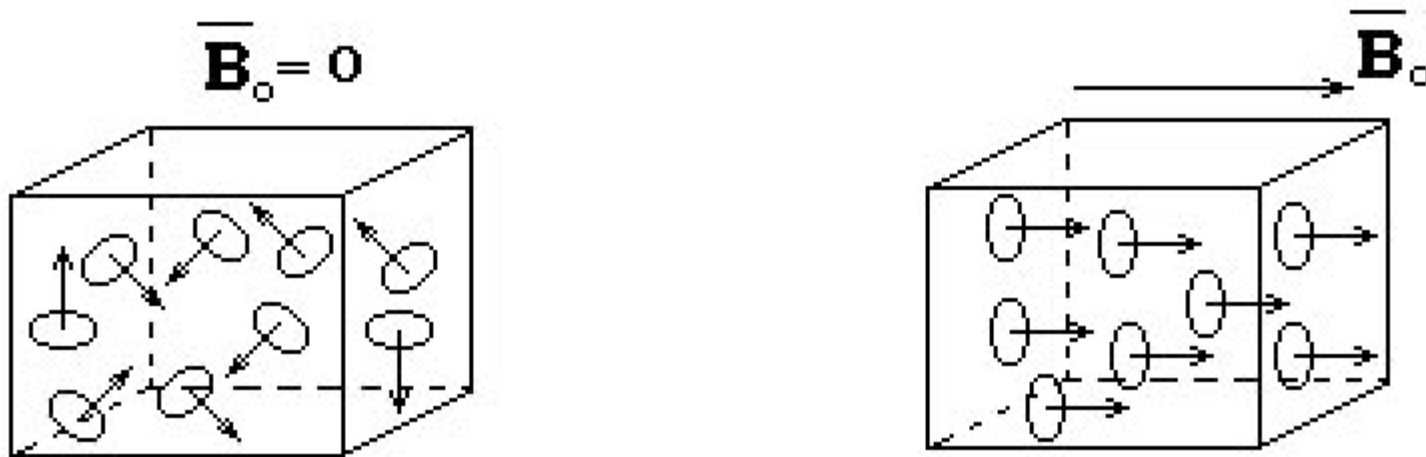
$$\vec{J} = \frac{\sum_i \vec{p}_{mi}}{V} = \begin{cases} 0, & \text{когда } B_0 = 0, \\ \neq 0, & \text{когда } B_0 \neq 0. \end{cases}$$

Здесь $\sum_i^n \vec{p}_{mi}$ — сумма всех магнитных моментов всех атомов, V — объем вещества.

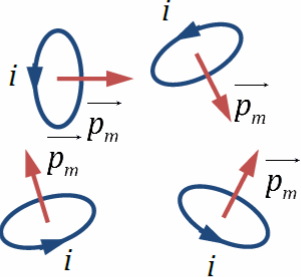
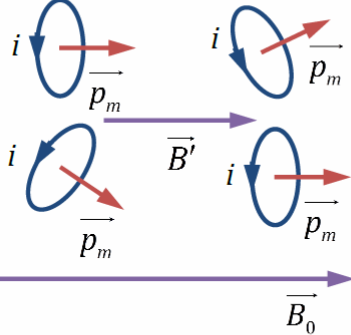
В парамагнетике, помещенном во внешнее магнитное поле \vec{B}_0 , орбитальные магнитные моменты электронов начинают ориентироваться вдоль силовых линий магнитного поля. Очевидно, что намагниченность пропорциональна величине магнитной индукции $\vec{J} \sim \vec{B}_0$. Коэффициент пропорциональности размерный:

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \chi_m \vec{B}_0$$

Безразмерная величина χ_m называется **магнитной восприимчивостью**.



Магнитная проницаемость

$\vec{B}_0 = 0$	$\vec{B}_0 \neq 0$
 <p data-bbox="285 811 407 911"> $\sum \vec{p}_m = 0$ $\vec{B}' = 0$ </p>	 <p data-bbox="866 811 1044 921"> $\sum \vec{p}_m \neq 0$ $\vec{B}' = \sum \vec{B}'_i \neq 0$ </p> <p data-bbox="631 939 1274 1003"> <i>Вещество намагничивается, т. е. приобретает отличный от нуля магнитный момент.</i> </p>

Индукция магнитного поля внутри парамагнетика B складывается из индукции внешнего магнитного поля B_0 и индукции B' , появляющейся в результате упорядочения магнитных моментов:

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

Величина μ называется **магнитной проницаемостью вещества**, так же безразмерна, как и магнитная восприимчивость χ_m и связана с ней простым соотношением

$$\mu = 1 + \chi_m.$$

Для парамагнетиков $\chi_m > 0$ и $\mu > 1$.

Ферромагнетики

К ферромагнетикам относятся



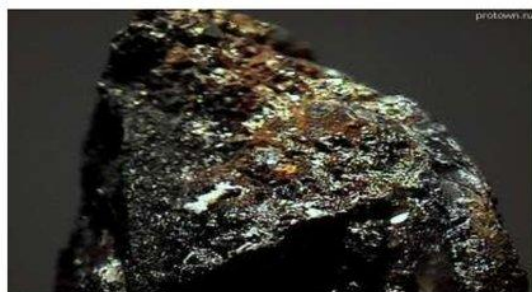
Никель



Магнетит



Самородное железо



Кобальт

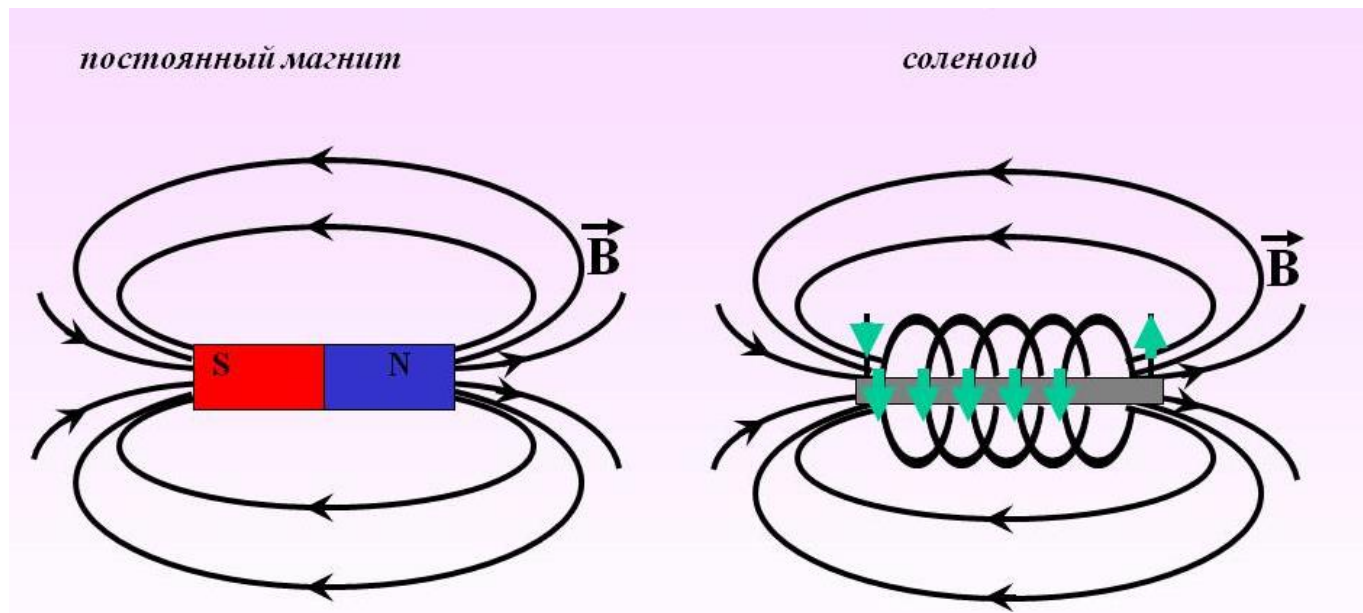
geo.web; catalogmineralov.ru; mallex.info

Ферромагнетиками называют вещества, которые имеют спонтанный магнитный момент и намагниченность в отсутствие внешнего магнитного поля.

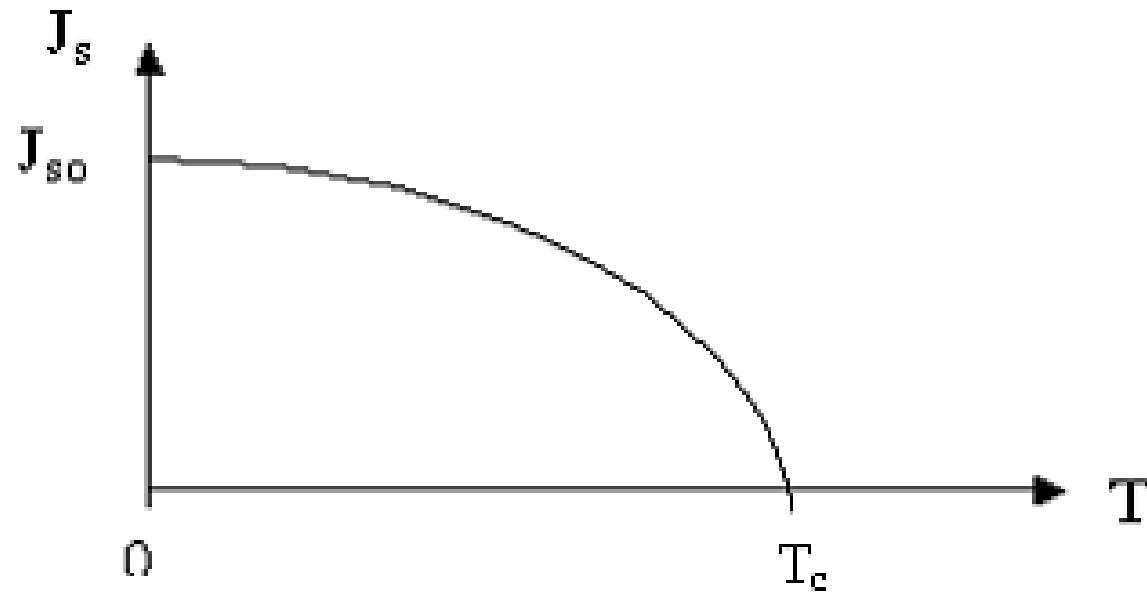
Это означает, что в таких веществах элементарные магнитные моменты отдельных атомов ориентированы параллельно друг другу даже при $B_0 = 0!$

Постоянный магнит

Однородно намагниченный ферромагнетик **представляет собой постоянный магнит**. Его намагниченность \vec{J} создает магнитную индукцию – в точности так же, как ток через пустой соленоид создает в нем магнитное поле; соленоид и постоянный магнит имеют идентичную систему силовых линий и одинаковым образом взаимодействуют с внешними токами и полями.



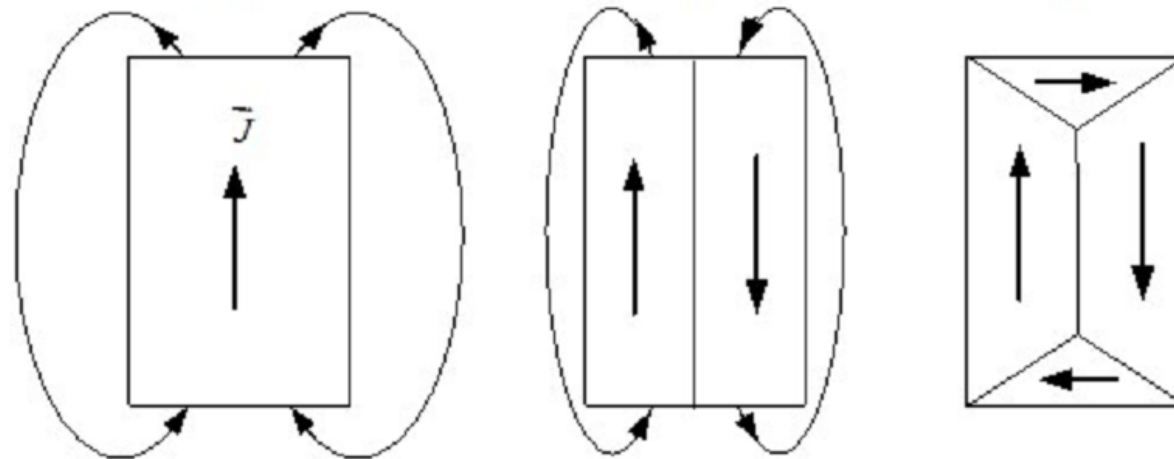
Спонтанная намагниченность ферромагнетиков исчезает при нагревании до некоторой температуры T_c , называемой температурой Кюри, подобно спонтанной поляризации сегнетоэлектриков.



Магнитные домены

Железо является ферромагнетиком. И тогда сразу возникает вопрос: *почему не всякий кусок железа обладает явно проявляющимися свойствами постоянного магнита?*

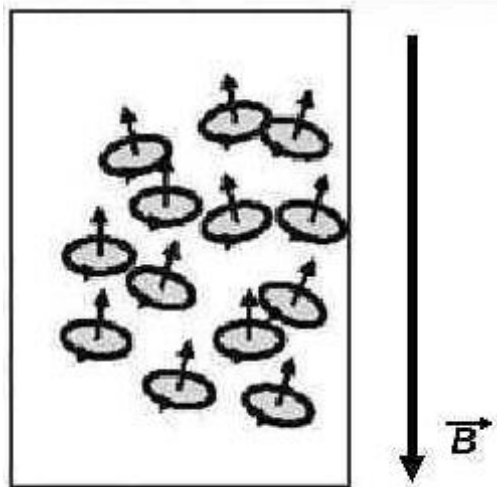
Дело в том, что ферромагнетики, как правило, намагничены *неоднородно*. При переходе в ферромагнитное состояние (для железа ниже 1000°C) в разных областях кристалла (так называемых **магнитных доменах**) векторы \vec{J} располагаются так, что $\vec{J} = \sum_i \vec{J}_i = 0$, и материал не проявляет макроскопических магнитных свойств.



Чтобы превратить ферромагнитный металл в постоянный магнит, надо поместить его в магнитное поле. При этом для многих ферромагнетиков (в том числе и в железе) при уменьшении \vec{B}_0 до нуля вещество опять разбивается на домены. И только железо, кобальт и никель, а также их сплавы – *сплавы железа с никелем и кобальтом* Fe – Ni – Co остаются намагниченными и после того, как \vec{B}_0 уменьшается до нуля. Остаточная намагниченность и определяет «силу» постоянного магнита. У ферромагнетиков $\mu \gg 1$, $\chi_m \gg 1$.



Диамагнетики



Теперь рассмотрим **диамагнетики** – вещества, у которых магнитный момент каждого атома $\vec{p}_m = 0$, магнитные моменты отдельных электронов полностью скомпенсированы. Под действием магнитного поля орбитальное движение электронов в диамагнетиках изменяется таким образом, что компенсация магнитных моментов электронов \vec{J} нарушается, но возникающий вектор намагниченности оказывается направленным против вектора индукции внешнего магнитного поля. Таким образом, у диамагнетиков $\mu < 1$, $\chi_m < 0$. Такими свойствами обладает ряд металлов – Al, Cu, Pb и большинство диэлектриков.

He

Диамагнетики

Многие газы



(водород, гелий, азот, двуокись углерода),

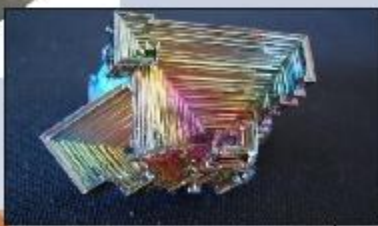
плазма,



металлы (золото, серебро, медь, висмут),

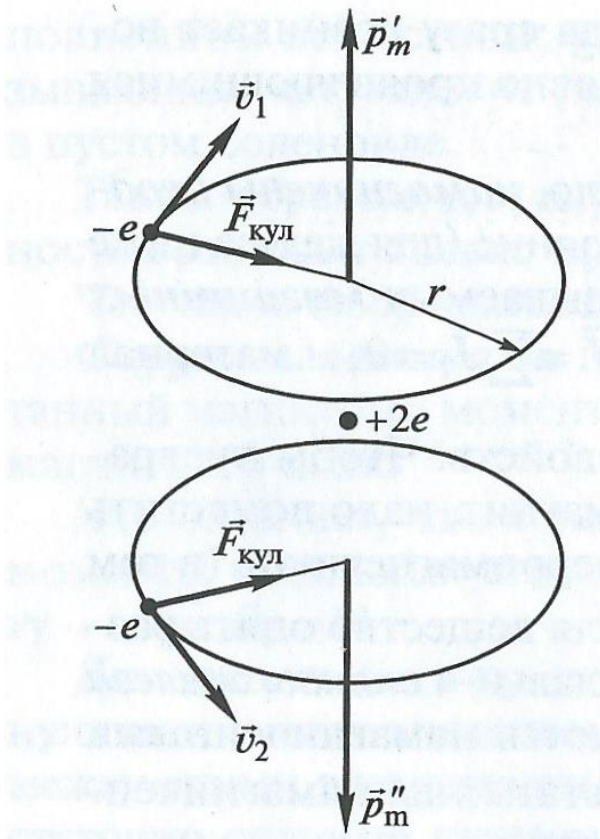
стекло, вода, соль, резина, алмаз, дерево, пластик

H_2

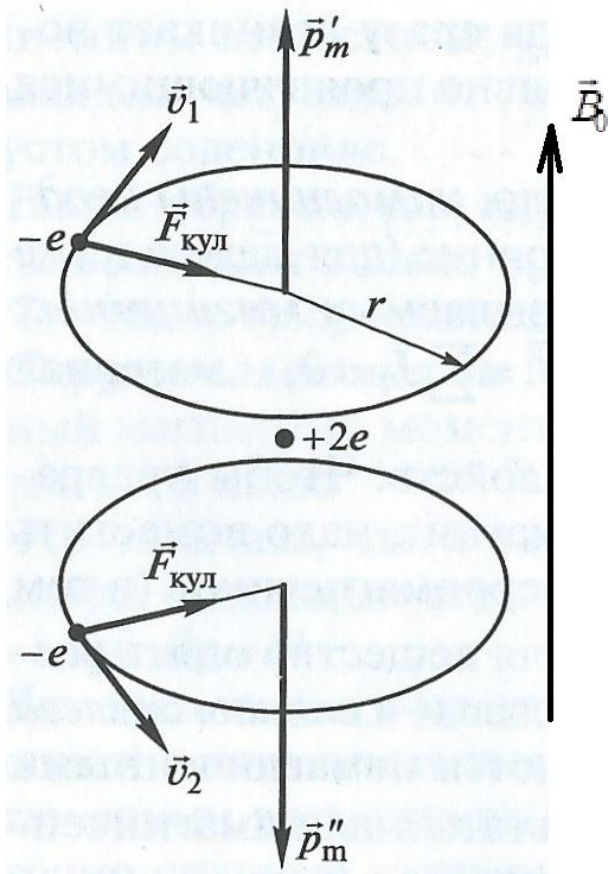


Диамагнитный эффект

Чтобы понять, почему вектор намагниченности в диамагнетиках направлен против вектора магнитной индукции внешнего поля, рассмотрим классическую модель диамагнитного атома, в котором два электрона двигаются в одной плоскости по круговым орбитам в противоположных направлениях. Магнитный момент \vec{p}'_m верхнего (см. рис.) электрона направлен вверх, нижнего \vec{p}''_m — вниз, так что $\vec{p}'_m + \vec{p}''_m = 0$ и атом является диамагнитным.



Диамагнитный эффект



Ясно, что электроны двигаются по своим орбитам радиуса r под действием силы Кулона притяжения к ядру, играющей роль центробежной:

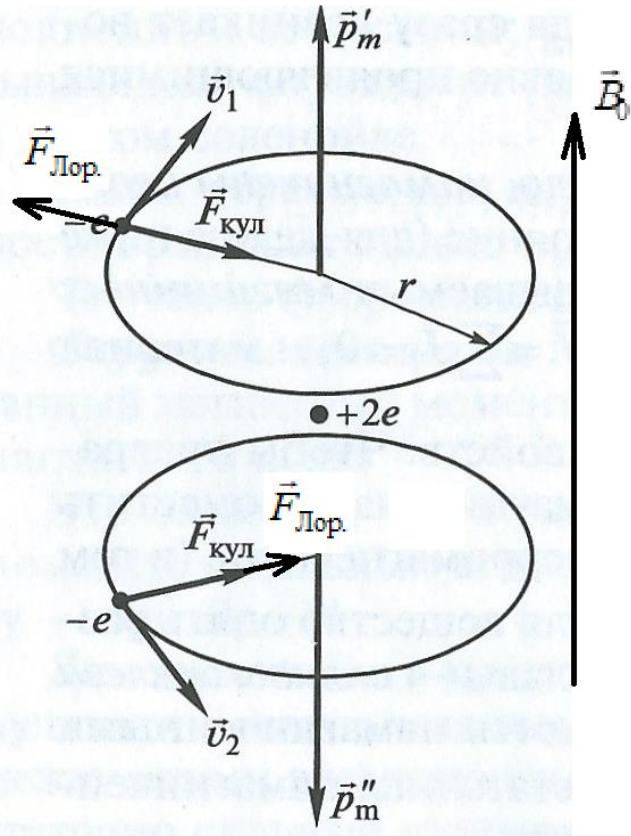
$$\vec{F}_{\text{кул}} = m_e a_{\text{ц.с.}} = m_e \frac{v^2}{r} = m_e \omega_0^2 r$$

Включаем магнитное поле \vec{B}_0 , направленное вверх – вдоль вектора \vec{p}'_m . На электроны, помимо кулоновской, начинает действовать сила Лоренца

$$\vec{F}_{\text{Лор.}} = -e \left[\vec{v} \cdot \vec{B}_0 \right]$$

Диамagnetный эффект

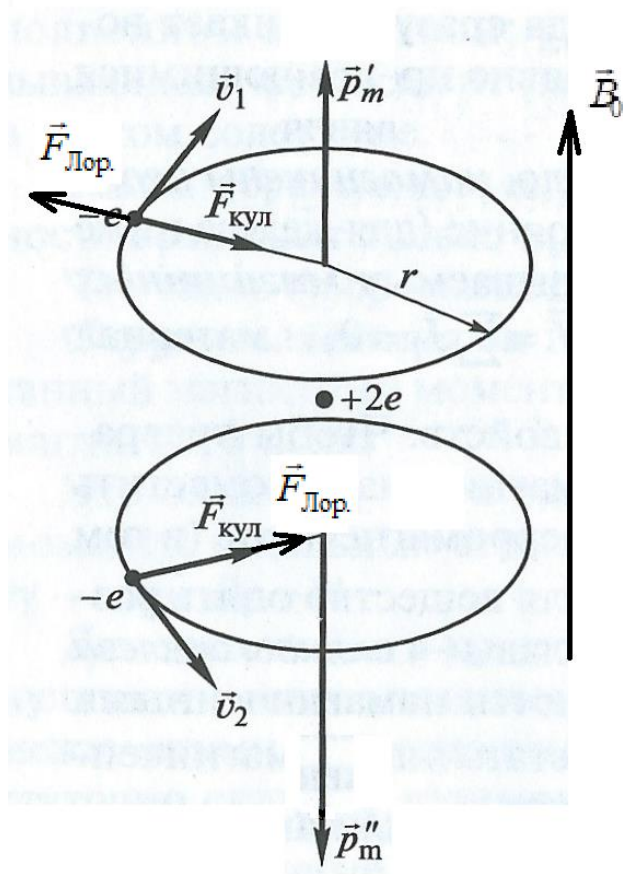
Для верхнего электрона эта сила будет направлена противоположно $\vec{F}_{\text{кул}}$, для нижнего – в направлении $\vec{F}_{\text{кул}}$ – в любой точке траектории; при этом центростремительная сила изменяется, и, при неизменном радиусе вращения для верхнего электрона центростремительная сила уменьшается, для нижнего – увеличивается. Очевидно, изменения частот таковы, что $\omega_1 < \omega_0$, $\omega_2 > \omega_0$.



Диамагнитный эффект

Следовательно, магнитный момент верхнего электрона уменьшается, а нижнего - увеличивается. В целом в веществе возникает магнитный момент, направленный вниз, то есть против направления вектора \vec{B}_0 .

При этом магнитная индукция в веществе $\vec{B} = \mu\vec{B}_0 < \vec{B}_0$ то есть $\mu < 1$, $\chi_m < 0$.



Диамагнитный эффект

Возникает естественный вопрос: если атом имеет магнитный момент (например, оба электрона вращаются в одну сторону и по одной орбите), разве наложение магнитного поля и учет сил Лоренца не приведет к уменьшению суммарного магнитного момента? Ответ положительный: да, приведет. В парамагнетиках также должен иметь место диамагнитный эффект. Но увеличение намагниченности в направлении магнитного поля за счет ориентации орбитальных моментов намного превосходит уменьшение намагниченности за счет диамагнитного эффекта и полностью его «маскирует».

Литература

Б.А. Струков, Л.Г. Антошина, С.В. Павлов. Физика. М., 2011,
С. 207-218.

Видео по теме лекции можно посмотреть на сайте swcusp.ukit.me в разделе меню «Видеоматериалы»

Тема следующей лекции: Закон электромагнитной индукции.