

Магнитное поле в веществе. Молекулярные токи. Орбитальные моменты электронов и атомов

Рассматривая действие магнитного поля на проводники с током и на движущиеся заряды, мы не интересовались процессами, происходящими в веществе. Свойства среды учитывались формально с помощью магнитной проницаемости μ .

Для того чтобы разобраться в магнитных свойствах сред и их влиянии на магнитную индукцию, необходимо рассмотреть действие магнитного поля на атомы и молекулы вещества.

Согласно, предположению французского физика А. Ампера (1775—1836), в любом теле существуют *микроскопические токи*, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах. Эти микроскопические молекулярные токи создают свое магнитное поле и могут поворачиваться в магнитных полях макротоков.

Магнитное поле в веществе.

Молекулярные токи. Орбитальные моменты электронов и атомов

Количественной характеристикой намагничивания вещества является **вектор намагничения**.

Вектором намагниченности или **намагниченностью** \vec{J} называется отношение магнитного момента малого объема вещества ΔV к этому объему:

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

где \vec{P}_{mi} — **магнитный момент** i -й молекулы, n — общее число молекул в объеме ΔV . Объем ΔV должен быть малым, чтобы в его пределах магнитное поле можно считать однородным.

В Международной системе единиц (СИ) единицей **вектора намагниченности** является 1 А/м.

Магнитное поле в веществе.

Молекулярные токи. Орбитальные моменты электронов и атомов

Для простоты считаем, электрон в атоме движется по круговой орбите радиуса r со скоростью v .

Магнитный момент \vec{P}_m электрического тока, вызванного движением электрона по орбите, называется **орбитальным магнитным моментом электрона**.

Согласно определению магнитного момента тока

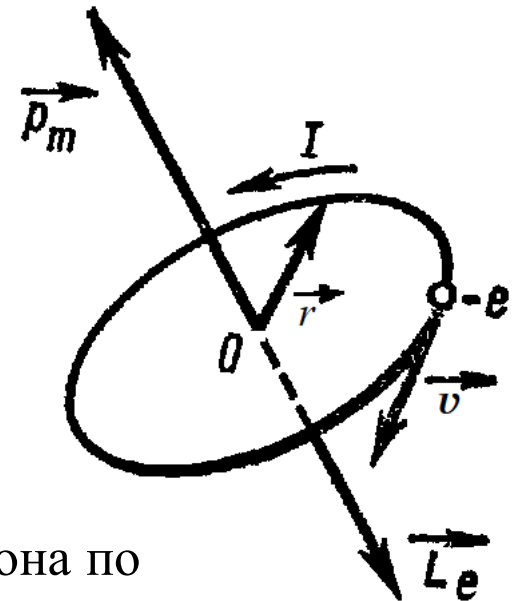
$$\vec{P}_m = I \cdot S \cdot \vec{n}.$$

Сила тока $I = \frac{e}{T}$, $T = \frac{2\pi r}{v}$ – период вращения электрона по

орбите, а $S = \pi r^2$ – площадь орбиты, орбитальный момент электрона

будет: $\vec{P}_m = \frac{e \cdot v}{2\pi r} \cdot \pi r^2 \cdot \vec{n} = \frac{1}{2} e \cdot v \cdot r \cdot \vec{n}$ или модуль $P_m = \frac{1}{2} e \cdot v \cdot r$.

Если электрон движется по часовой стрелке, то ток направлен против часовой стрелки и вектор \vec{P}_m (в соответствии с правилом правого винта) направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона (смотрим рисунок).



Магнитное поле в веществе.

Молекулярные токи. Орбитальные моменты электронов и атомов

С другой стороны, каждый электрон массы m , равномерно вращающийся по орбите, обладает моментом импульса \vec{L}_e :

$$\vec{L}_e = m[\vec{r}\vec{v}] \quad \text{или модуль} \quad L_e = mrv \sin(\pi/2) = mrv.$$

Вектора \vec{L}_e называется **орбитальным механическим моментом электрона**.

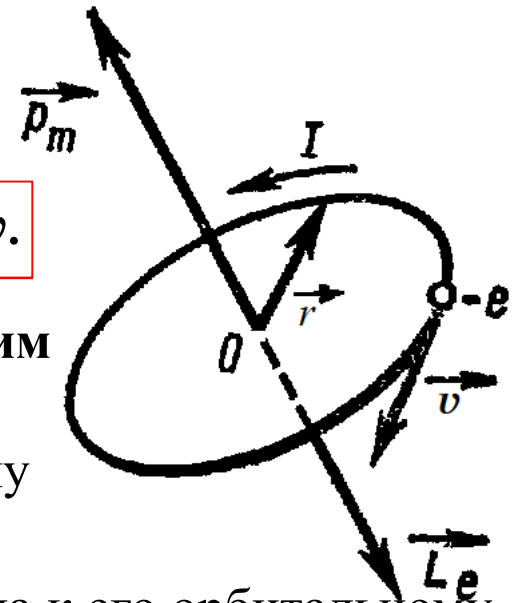
Направление вектора \vec{L}_e также определяется по правилу правого винта.

Отношение орбитального магнитного момента электрона к его орбитальному моменту импульса

$$\frac{P_m}{L_e} = \frac{evr}{2} \cdot \frac{1}{mvr} = \frac{e}{2m}$$

не зависит ни от скорости электрона на орбите, ни от радиуса орбиты.

Из рисунка видно, что векторы \vec{P}_m и \vec{L}_e направлены во взаимно противоположные стороны. Поэтому



Магнитное поле в веществе.

Молекулярные токи. Орбитальные моменты электронов и атомов

$$\vec{P}_m = -\frac{e}{2m} \vec{L}_e = -g\vec{L}_e,$$

$g = \frac{e}{2m}$ называется **гиромагнитным отношением**.

Полученные результаты справедливы для любого из электронов, находящихся в атоме.

Вектором орбитального магнитного момента атома \vec{P}_m называется векторная сумма орбитальных магнитных моментов всех его электронов:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{mi},$$

где Z — число электронов в атоме, равное порядковому номеру элемента в периодической системе Менделеева.

Аналогично этому, **вектором орбитального момента импульса атома** называется векторная сумма орбитальных моментов импульса всех электронов атома:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^Z \vec{L}_{ei}.$$

Магнитное поле в веществе. Атом в магнитном поле. Теорема Лармора

Рассмотрим влияние магнитного поля на движение электронов в атомах вещества.

При внесении атома в магнитное поле с индукцией \vec{B} на электрон, движущийся по орбите, и образующий замкнутый орбитальный ток, действует момент сил

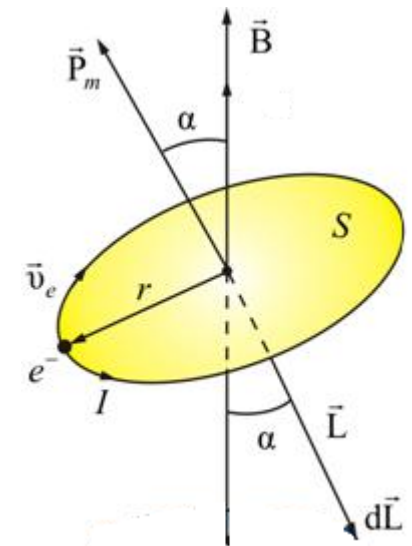
$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}].$$

Известно что $\vec{P}_m = g\vec{L}_e \Rightarrow \vec{M} = [g\vec{L}_e \vec{B}] = [-g\vec{B}\vec{L}_e].$

Из закона изменения момента импульса $\frac{d\vec{L}_e}{dt} = \vec{M}$ следует:

$$\frac{d\vec{L}_e}{dt} = [-g\vec{B}\vec{L}_e] \quad \text{или} \quad \frac{d(g\vec{L}_e)}{dt} = [-g\vec{B}(g\vec{L}_e)] \Rightarrow$$

$$\frac{d\vec{P}_m}{dt} = [-g\vec{B}\vec{P}_m].$$



Магнитное поле в веществе. Атом в магнитном поле. Теорема Лармора

Из кинематики известно, что скорость произвольной точки тела, вращающегося вокруг неподвижной точки O , может быть найдена по формуле:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = [\vec{\omega} \cdot \vec{r}].$$

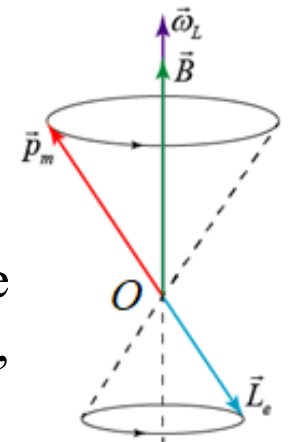
Из сопоставления этого выражения с $\frac{d\vec{L}_e}{dt} = [-g\vec{B}\vec{L}_e]$ и $\frac{d\vec{P}_m}{dt} = [-g\vec{B}\vec{P}_m]$, видно, что под влиянием внешнего магнитного поля векторы

\vec{L}_e и \vec{P}_m орбитальных моментов электрона в атоме вращаются с угловой скоростью

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

Вектор $\vec{\omega}_L$ совпадает по направлению с вектором \vec{B} .

При этом векторы \vec{L}_e и \vec{P}_m описывают конические поверхности с общей вершиной в центре O относительно оси, совпадающей с вектором \vec{B} .



Магнитное поле в веществе. Атом в магнитном поле. Теорема Лармора

Такое вращение векторов \vec{L}_e и \vec{P}_m и соответствующей им орбиты электрона в атоме называется **прецессией Лармора**.

Из вышесказанного следует: **единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессией орбиты электрона с угловой скоростью $\vec{\omega}_L$ вокруг оси, проходящей через ядро атома параллельно вектору \vec{B} индукции магнитного поля.**

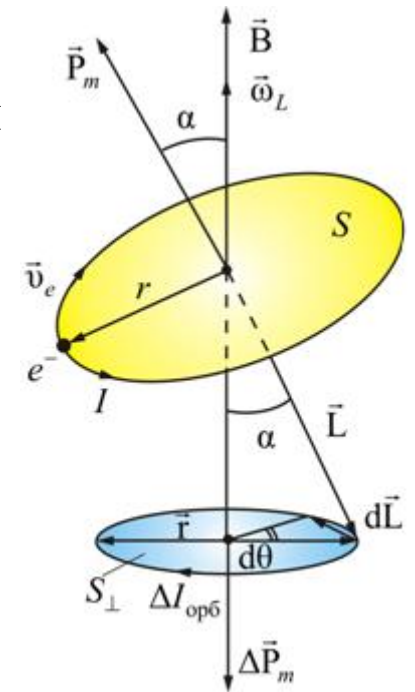
Данное утверждение является **теоремой Лармора**.

Вследствие прецессии Лармора появляется дополнительный орбитальный ток:

$$\Delta I_{орб} = \frac{e\omega_L}{2\pi} = \frac{e^2 B}{4\pi m}.$$

Этому току соответствует наведенный орбитальный магнитный момент электрона ΔP_m , модуль которого

$$\Delta P_m = \Delta I_{орб} \cdot S_{\perp} = \frac{e^2 S_{\perp} B}{4\pi m},$$



Магнитное поле в веществе. Атом в магнитном поле. Теорема Лармора

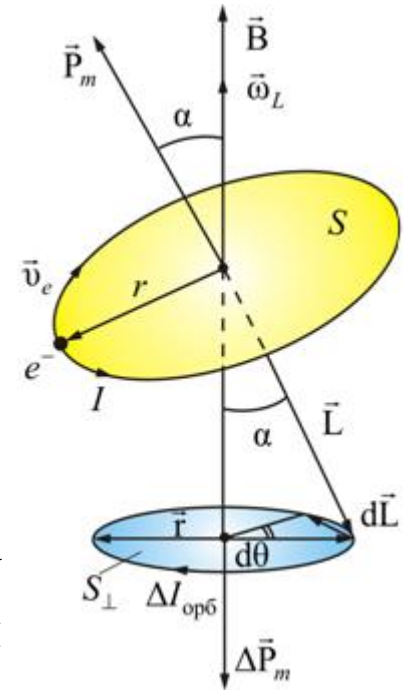
где S_{\perp} площадь проекции прецессирующей орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную вектору \vec{B} .

Вектор наведенного орбитального магнитного момента $\Delta\vec{P}_m$ противоположен по направлению вектору магнитной индукции \vec{B} :

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2 S_{\perp}}{4\pi m} \vec{B}.$$

Если в атоме имеется Z электронов, взаимодействием между которыми можно пренебречь, то общий наведенный орбитальный момент атома $\Delta\vec{P}_m$ равен векторной сумме наведенных орбитальных магнитных моментов всех электронов:

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2 \vec{B}}{4\pi m} \sum_{i=1}^Z S_{\perp i}.$$



Магнитное поле в веществе. Атом в магнитном поле. Теорема Лармора

Сумму, входящую в выражение для $\Delta\vec{P}_m$, можно преобразовать, если ввести понятие о **средней величине площади проекции** орбит электронов в атоме на плоскость, перпендикулярную направлению \vec{B} :

$$\langle S_{\perp} \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z S_{\perp i},$$

Тогда

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2 Z \langle S_{\perp} \rangle}{4\pi m} \vec{B}.$$

Магнитное поле в веществе.

Спиновые (собственные) моменты электронов

Экспериментальное определение гиромагнитного отношения проведено в опытах Эйнштейна и де Гааза (1915), которые наблюдали поворот свободно подвешенного на тончайшей кварцевой нити железного стержня при его намагничивании во внешнем магнитном поле.

Впоследствии было доказано, что кроме орбитальных моментов электрон обладает **собственным механическим моментом импульса** \vec{L}_{es} , называемым **спином**.

В настоящее время установлено, что спин является неотъемлемым свойством электрона, подобно его заряду и массе. Спи́ну электрона \vec{L}_{es} соответствует **собственный (спиновый) магнитный момент** \vec{P}_{ms} , пропорциональный \vec{L}_{es} и направленный в противоположную сторону:

$$\vec{P}_{ms} = g_s \vec{L}_{es}.$$

Величина g_s называется **гиромагнитным отношением спиновых моментов**.

Магнитное поле в веществе.

Спиновые (собственные) моменты электронов

Проекция собственного магнитного момента на направление вектора \vec{B} может принимать только одно из следующих двух значений:

$$P_{msB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B,$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h – постоянная Планка), μ_B – магнетон Бора, являющийся **единицей**

магнитного момента электрона.

Из вышесказанного следует, что магнитный момент атома складывается из магнитных моментов входящих в его состав электронов и магнитного момента ядра (обусловлен магнитными моментами входящих в ядро протонов и нейтронов). Однако магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают. Таким образом, общий магнитный момент атома (молекулы) равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых), входящих в атом (молекулу) электронов:

$$\vec{P}_a = \sum \vec{P}_m + \sum \vec{P}_{ms}.$$

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

При изучении магнитного поля в веществе (магнетике) различают два типа токов — **макротоки** и **микротоки**. Под **макротоками** понимают электрические токи проводимости, а также конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел. **Микротоками** или **молекулярными токами** называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, ионах и молекулах.

Вектор магнитной индукции \vec{B} результирующего магнитного поля в веществе равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего поля B_0 (*магнитное поле макротоков*) и внутреннего $B_{\text{внутр}}$ (*магнитное поле микротоков*):

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{внутр}}.$$

Таким образом, результирующее поле зависит от магнитных свойств вещества. Магнитное поле микротоков возникает в результате намагничивания магнетика при его помещении во внешнее магнитное поле. Поэтому первичным источником магнитного поля в веществе являются макротоки.

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме легко обобщить для магнитное поле в веществе.

В веществе магнитное поле создают макроток и микроток, следовательно,

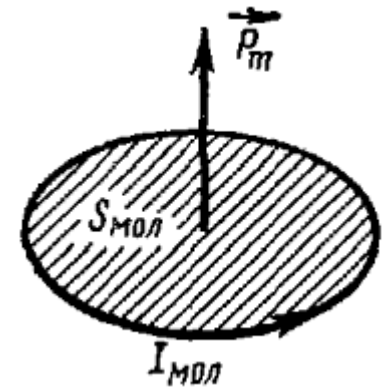
$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\sum_{i=1}^N I_{i, \text{макро}} + \sum_{i=1}^N I_{i, \text{микро}} \right) = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}),$$

где $I_{\text{макро}}$ и $I_{\text{микро}}$ — алгебраические суммы макро- и микротоков, охватываемых замкнутым контуром L .

Величину $I_{\text{микро}}$ можно подсчитать, исходя из того, что молекула с магнитным моментом \vec{P}_m эквивалентна замкнутому «витку» молекулярного тока

$$I_{\text{мол}} = \frac{P_m}{S_{\text{мол}}},$$

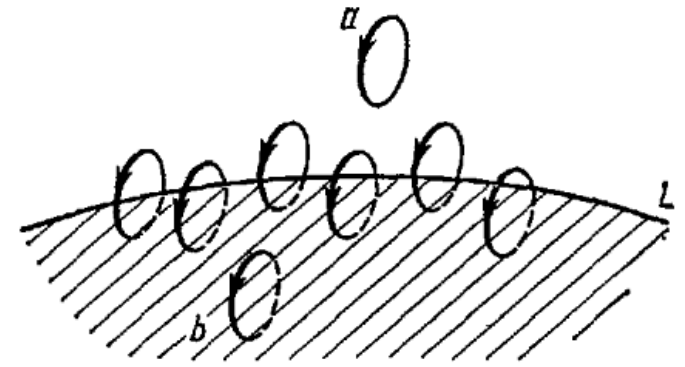
где $S_{\text{мол}}$ — площадь «витка».



Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Вклад в $I_{\text{микро}}$ дают только те молекулярные токи, «витки» которых «нанизаны» на рассматриваемый контур L , как бусы на нитку (смотрим рисунок). Молекулярные токи, не удовлетворяющие этому условию, либо не пересекают поверхность, ограниченную контуром L и заштрихованную на рисунке («виток» a), либо пересекают ее дважды («виток» b) во взаимно противоположных направлениях.



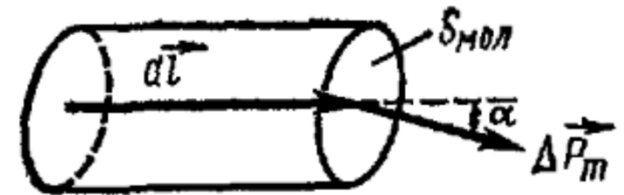
Во внешнем магнитном поле молекулы имеют наведенные магнитные моменты $\Delta\vec{P}_m$ направленные строго упорядоченно — в сторону, противоположную вектору магнитной индукции \vec{B} .

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Выделим бесконечно малый элемент dl замкнутого контура L .

На элемент dl контура «нанизаны» молекулярные токи всех dn молекул, находящихся в объеме косоугольного цилиндра:



$$dn = n_0 dV = n_0 S_{\text{мол}} dl \cos \alpha,$$

где n_0 – концентрация молекул, α – угол между векторами $d\vec{l}$ и $\Delta\vec{P}_m$.

Таким образом:

$$dI_{\text{микро}} = I_{\text{мол}} n_0 S_{\text{мол}} dl \cos \alpha \Rightarrow \{ \Delta P_m = I_{\text{мол}} S_{\text{мол}} \} \Rightarrow dI_{\text{микро}} = n_0 \Delta P_m dl \cos \alpha.$$

Учитывая, что $\vec{J} = n_0 \Delta\vec{P}_m$, получим $dI_{\text{микро}} = J dl \cos \alpha = \vec{J} \cdot d\vec{l}$.

Интегрируя это выражение по всему замкнутому контуру L , находим

$$I_{\text{микро}} = \oint_L \vec{J} \cdot d\vec{l}.$$

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Сумма микротоков, охватываемых замкнутым контуром, равна циркуляции вдоль этого контура вектора намагниченности.

Тогда циркуляция вектора \vec{B} принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0} d\vec{l} &= I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}} \\ I_{\text{микро}} &= \oint_L \vec{J} \cdot d\vec{l} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0} d\vec{l} = I_{\text{макро}} + \oint_L \vec{J} \cdot d\vec{l} \Rightarrow$$

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I_{\text{макро}}.$$

Введем обозначаем $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$. H называется напряженностью магнитного поля.

Таким образом
$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{макро}}.$$

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{макро}} \quad - \text{закон полного тока для магнитного поля в любой среде в интегральной форме:}$$

циркуляция вектора напряженности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура равна результирующему макротокку сквозь поверхность, ограниченную этим контуром.

Алгебраическая сумма макротоков $I_{\text{макро}}$ может быть представлена как поток вектора плотности макротока через поверхность S :

$$I_{\text{макро}} = \int_S \vec{J}_{\text{макро}} \cdot d\vec{S}.$$

Применяя теорему Стокса $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{S}$ получим:

$$\int_S \text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{S} = \int_S \vec{J}_{\text{макро}} \cdot d\vec{S} \Rightarrow \text{rot } \vec{H} = \vec{J}_{\text{макро}} \quad - \text{закон полного тока для магнитного поля в веществе в дифференциальной форме.}$$

Магнитное поле в веществе.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Намагниченность изотропной среды связана с напряженностью \vec{H} соотношением

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

где χ - коэффициент пропорциональности, характеризующий магнитные свойства вещества и называемый **магнитной восприимчивостью среды**.

Имея в виду, что $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ получим:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H},$$

где $\mu = (1 + \chi)$ - **магнитная проницаемость среды**.

Магнитное поле в веществе. Свойства диамагнетиков и парамагнетиков

Магнетики можно разделить на три основные группы: **диамагнетики**, **парамагнетики** и **ферромагнетики**.

Диамагнетиками 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.).

Для диамагнетиков $\chi < 0$. Таким образом, вектор $\vec{B}_{внутр}$ магнитной индукции собственного магнитного поля, создаваемого диамагнетиком при его намагничивании во внешнем поле $\vec{B}_{внешн}$, направлен в сторону, противоположную $\vec{B}_{внешн}$. У диамагнетиков $|\chi| \sim 10^{-6} - 10^{-5}$.

Магнитное поле в веществе. Свойства диамагнетиков и парамагнетиков

Парамагнетиками называются вещества, атомы которых имеют, в отсутствие внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент $\Delta\vec{P}_m$.

Эти вещества намагничиваются в направлении вектора $\vec{B}_{внешн}$.

К парамагнетикам относятся многие щелочные металлы, кислород O_2 , оксид азота NO , хлорное железо $FeCl_2$ и др.

В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика $\vec{J} = 0$, т.к. векторы $\Delta\vec{P}_{mi}$ разных атомов ориентированы беспорядочно.

При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов $\Delta\vec{P}_{mi}$ по направлению поля, парамагнетик намагничивается.

Значения χ для парамагнетиков положительны ($\chi > 0$) и находятся в пределах $\sim 10^{-5} - 10^{-3}$.

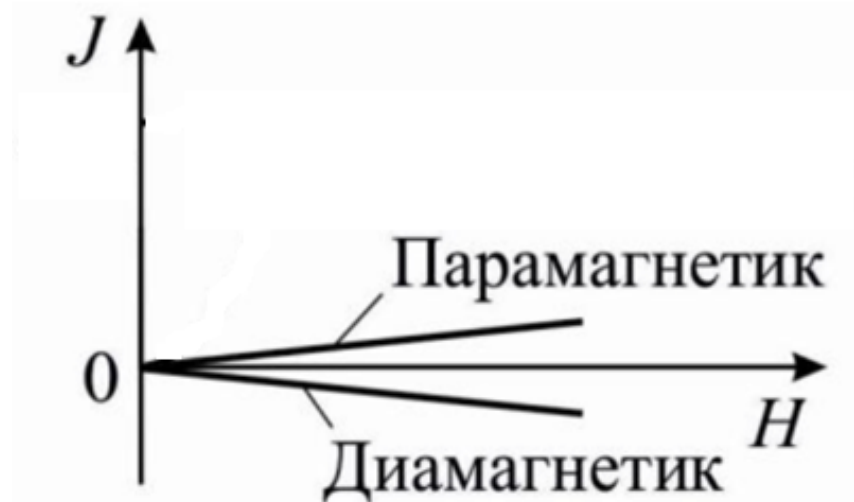
Магнитное поле в веществе. Свойства диамагнетиков и парамагнетиков

Преимущественная ориентация магнитных моментов по полю зависит от температуры. С ростом температуры усиливается тепловое движение атомов, следовательно, ориентация в одном направлении становится затруднена и намагниченность уменьшается. Французский физик П. Кюри установил следующую закономерность:

$$\chi = \frac{C}{T},$$

где C – это постоянная Кюри, зависящая от рода вещества.

На рисунке приведена зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля для разных материалов.

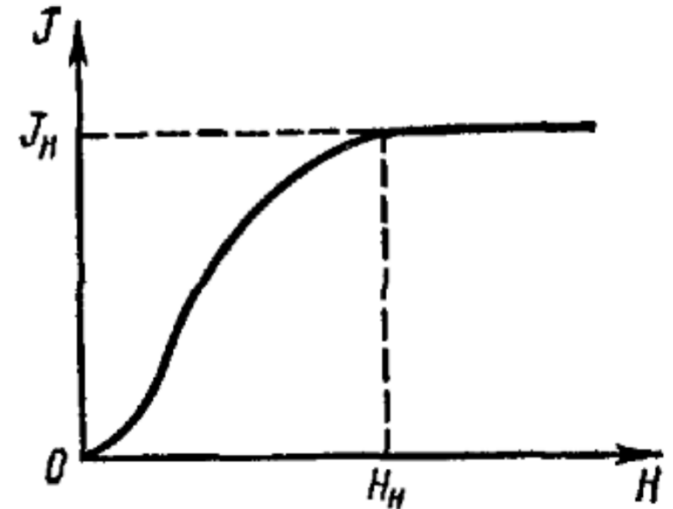


Магнитное поле в веществе. Ферромагнетики и их свойства

Кроме **диа-** и **парамагнетиков**, называемых слабомагнитными веществами, существуют еще сильномагнитные вещества — **ферромагнетики** — вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т.е. они намагничены даже при отсутствии внешнего магнитного поля.

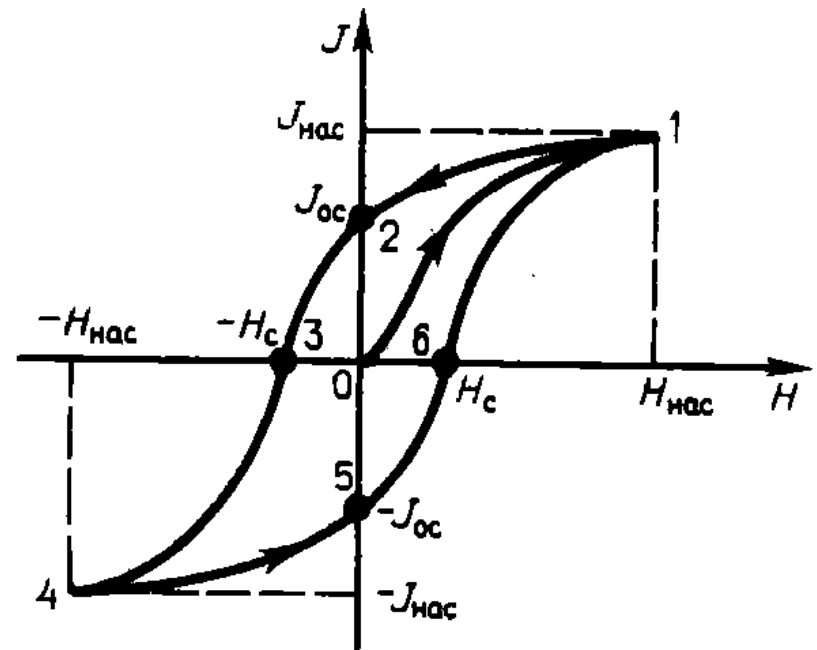
К ферромагнетикам кроме основного их представителя — *железа* — относятся, например, *кобальт, никель, гадолиний, их сплавы и соединения.*

Ферромагнетики помимо способности сильно намагничиваться обладают еще и другими свойствами: если для слабомагнитных веществ зависимость J от H линейна, то ферромагнетиках по мере возрастания H намагниченность J сначала растет быстро, затем медленнее и, наконец, достигается насыщение (J уже не зависящее от напряженности поля).



Магнитное поле в веществе. Ферромагнетики и их свойства

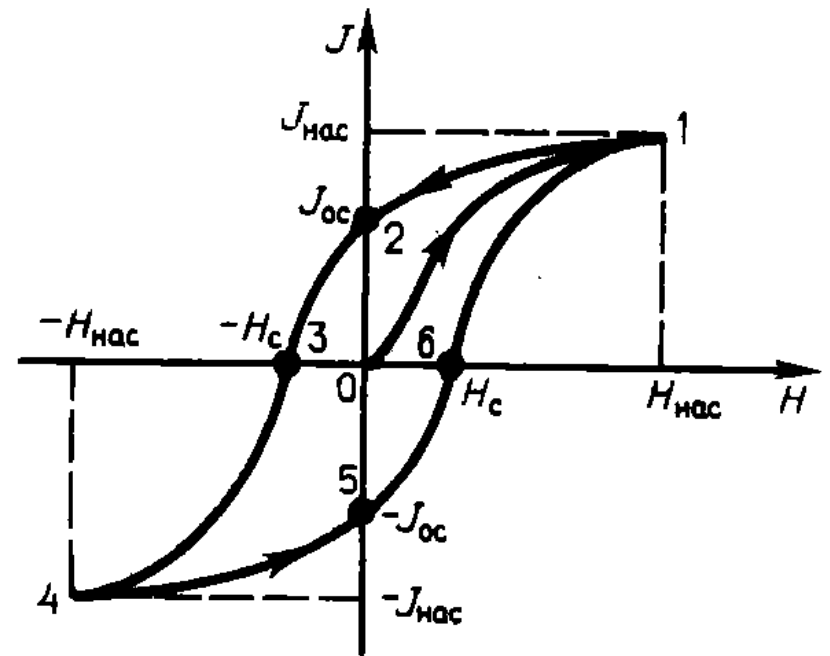
Еще одна характерная особенность ферромагнетиков состоит также в том, что для них зависимость J от H определяется предысторией намагничивания ферромагнетика. Это явление получило название **магнитного гистерезиса**.



Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (точка 1), а затем начать уменьшать напряженность поля H , то, как показывает опыт, уменьшение описывается кривой $1 — 2$, лежащей выше кривой $1 — 0$. При $H=0$ намагниченность J отличается от нуля, т. е. в ферромагнетике наблюдается **остаточное намагничивание** ($J_{ос} > 0$).

Магнитное поле в веществе. Ферромагнетики и их свойства

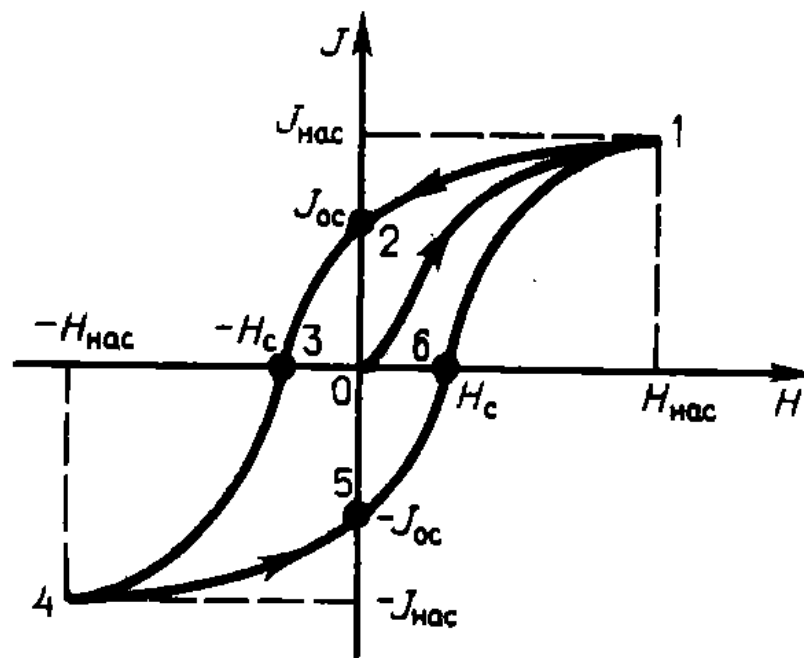
С наличием остаточного намагничивания, связано существование *постоянных магнитов*. Намагничивание обращается в нуль под действием поля H_c , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряженность H_c называется **коэрцитивной силой**.



При дальнейшем увеличении поля обратного направления ферромагнетик перемагничивается (кривая 3—4), и при $H=-H_{нас}$ достигается насыщение (точка 4). Затем ферромагнетик можно опять размагнитить (кривая 4 — 5 — 6) и вновь перемагнитить до насыщения (кривая 6 — 1).

Магнитное поле в веществе. Ферромагнетики и их свойства

Таким образом, при действии на ферромагнетик переменного магнитного поля намагниченность J изменяется в соответствии с кривой 1—2—3—4—5—6—1, которая называется **петлей гистерезиса**. Гистерезис приводит к тому, что намагничивание ферромагнетика не является однозначной функцией H , т.е. одному и тому же значению H соответствует несколько значений J .



Ферромагнетики обладают еще одной существенной особенностью: для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая **точкой Кюри**, при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании образца выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик.