

Лекции 9. Магнитное поле в
веществе

Вопросы:

- Намагниченность вещества
- Вектор напряженности магнитного поля и его связь с векторами индукции и намагниченности
- Теорема о циркуляции напряженности магнитного поля
- Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость
- Поле на границе раздела магнетиков
- Физическая природа диа- и парамагнетизма
- Ферромагнетики

Намагниченность вещества

- Магнитное поле в веществе

Если в магнитное поле, образованное токами в проводниках, ввести то или иное вещество (или иначе: проводник с током разместить в реальной среде – не в вакууме), то поле изменится.

Определение: Это объясняется тем, что всякое вещество является *магнетиком*, т.е. способно под действием внешнего магнитного поля намагничиваться – приобретать магнитный момент.

Намагниченное вещество создает свое магнитное поле \mathbf{B}' , которое вместе с исходным полем \mathbf{B}_0 , обусловленным токами проводимости, образует результирующее поле (в пространстве, занятом магнетиком): $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$ (1)

Замечание: Для объяснения явления намагничения тел Ампер предположил, что в молекулах вещества циркулируют элементарные круговые токи (*молекулярные токи*). Каждый такой ток обладает магнитным моментом \mathbf{p}_{mi} и создает в пространстве магнитное поле. В отсутствие поля \mathbf{B}_0 моменты отдельных молекул ориентированы беспорядочно, поэтому их результирующее поле равно 0; соответственно:

$$\sum_i \overline{\mathbf{p}_{mi}} = 0$$

Намагниченность вещества

- Вектор намагниченности

Под действием внешнего поля \mathbf{B}_0 магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вещество – намагничивается, т.е. $\Rightarrow \sum_i \overrightarrow{p_{mi}} \neq 0$ и образуется поле \mathbf{B}' .

Определение: Степень намагничения магнетика характеризуют суммарным магнитным моментом единицы объема вещества и называют эту величину *вектором намагниченности*:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \cdot \sum_i \overrightarrow{p_{mi}} \quad (2)$$

Вектор намагниченности \mathbf{J} можно также представить как: $\mathbf{J} = n \cdot \langle \mathbf{p}_{mi} \rangle$, где n – концентрация молекул, $\langle \mathbf{p}_{mi} \rangle$ – средний магнитный момент одной молекулы.

Поле \mathbf{B}' , также как и поле \mathbf{B}_0 , не имеет источников в виде «магнитных зарядов», поэтому для результирующего поля \mathbf{B} при наличии магнетика справедлива теорема Гаусса:

$$\oint \overrightarrow{B} \cdot d\overrightarrow{S} = 0 \quad \text{или} \quad \nabla \cdot \overrightarrow{B} = \nabla \cdot \overrightarrow{B}_0 + \nabla \cdot \overrightarrow{B}' = 0$$

т.е. силовые линии \mathbf{B} всегда замкнуты.

Намагниченность вещества

- Токи намагничивания

Намагничивание вещества также связано с преимущественной ориентацией (а для ряда магнетиков – индуцированием) молекулярных токов, которые могут образовывать, так называемые, *макроскопические токи намагничивания I'* .

Замечание: Обычные токи, текущие по проводникам и связанные с дрейфом в веществе носителей тока, называют *токами проводимости I* .

Рассмотрим некоторый цилиндр из однородного магнетика, намагниченность \mathbf{J} которого однородна и направлена вдоль оси. Молекулярные токи в магнетике ориентированы как показано на рисунке. Причем у соседних молекул токи в местах их соприкосновения взаимно компенсируются. Нескомпенсированными остаются только токи, которые выходят на боковую поверхность цилиндра.

Эти токи образуют макроскопический ток намагничивания $I'_{пов}$ магнетика определяют [А/м]: $I'_{пов} = i' \cdot l$

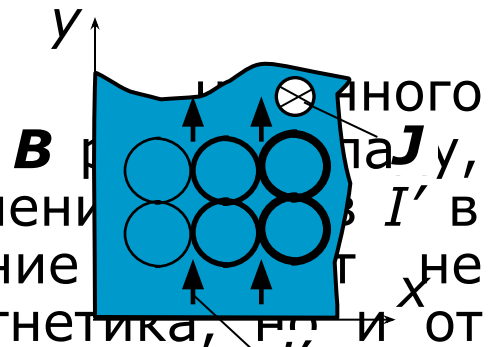


Намагниченность вещества

- Токи намагничивания

В неоднородном магнетике под действием внешнего магнитного поля молекулярные токи «выстраиваются» аналогичным образом, но так как их величина различна (на рисунке эти токи растут вдоль оси x), то полной взаимной компенсации этих токов в объеме магнетика – не происходит и образуется (наряду с поверхностным током $I'_{пов}$) макроскопический объемный ток намагничивания $I'_{об}$, который течет вдоль оси y и может быть определен через поверхностную плотность тока j' [А/м²]: $I'_{об} = j' \Delta S$, где ΔS – сечение магнетика в плоскости zx .

Вообще, можно утверждать, что вклад намагниченности в результирующее поле \mathbf{B} магнетика в вакууме. Однако это распределение токов не только от конфигурации и свойств магнетика, но и от внешнего поля \mathbf{B} . Поэтому задача по нахождению \mathbf{B} с использованием закона Био-Савара и формулы (1) сразу решена быть не может. Необходимо искать иной, обходной путь к решению этой задачи.



Намагниченность вещества

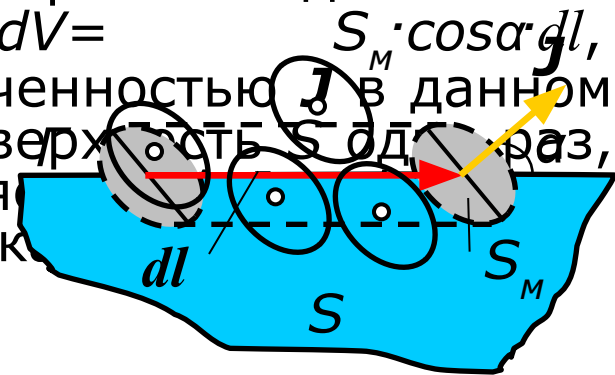
- Циркуляция вектора намагниченности

Докажем следующую теорему: $\oint_{\Gamma} \vec{J} \cdot d\vec{l} = I'$ (3)

т.е. циркуляция намагниченности \vec{J} по произвольному замкнутому контуру Γ равна алгебраической сумме токов намагничивания I' , охватываемых данным контуром.

Вычислим алгебраическую сумму молекулярных токов, охватываемых контуром Γ ; причем, как видно из рисунка, только те молекулярные токи, которые обвиваются вокруг контура и пересекают натянутую поверхность S один раз, учитываются в этой сумме.

Пусть каждый молекулярный ток равен I_M , а площадь контура S_M , то, как видно из рисунка, элемент dl контура Γ обвивают те молекулярные токи, центры которых попадают в Γ внутри косоугольного цилиндра с объемом $dV = S_M \cdot \cos \alpha \cdot dl$, где α - угол между dl и намагниченностью \vec{J} в данном месте. Эти токи пересекают поверхность S один раз, и их вклад в общий ток I' составляет $n \cdot I_M \cdot S_M \cdot \cos \alpha \cdot dl$, где n - концентрация молекул магнетиков.



Намагниченность вещества

- Циркуляция вектора намагниченности

Подставив в последнюю формулу выражение для dV , получаем: $dI' = I_M \cdot S_M \cdot n \cdot \cos\alpha \cdot dl = J \cdot \cos\alpha \cdot dl = J \cdot dl$, где учтено, что $I_M \cdot S_M = p_m$, а $p_m \cdot n = J$. Проинтегрировав последнее выражение для dI' по контуру Γ , приходим к доказываемому положению $\oint_{\Gamma} J \cdot dl = I'$.

- Ротор намагниченности

Воспользовавшись теоремой Стокса (переход от циркуляции по контуру к потоку ротора через поверхность, натянутую на контур) $\oint_{\Gamma} J \cdot dl = \int_{S} \nabla \times J \cdot dS$ преобразуем интегральную форму теоремы о циркуляции вектора \mathbf{J} в дифференциальную форму.

Соответствующее уравнение $\int_{S} \nabla \times J \cdot dS = \int_{S} j \cdot dS$ должно выполняться для любого контура с площадкой dS в случае, когда его подынтегральные выражения равны, т. е.

Ротор намагниченности равен плотности тока намагничивания $\nabla \times \mathbf{J} = \mathbf{j}'$ (4) в той же точке вещества.

Вектор напряженности магнитного поля и его связь с векторами индукции и намагниченности

- Циркуляция вектора магнитной индукции в веществе

В магнетиках, помещенных во внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 , возникают, как уже установлено, токи намагничивания I' и, следовательно, для результирующего поля можно записать:

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 (I + I') \quad (5)$$

где I – ток проводимости и I' – ток намагничивания, охватываемые заданным контуром Γ .

Так как определение токов намагничивания в общем случае задача сложная, то использование формулы (5) для нахождения \mathbf{B} становится крайне трудным. Поэтому следует установить некоторый вспомогательный вектор, циркуляция которого определяется только токами проводимости.

Вектор напряженности магнитного поля и его связь с векторами индукции и намагниченности

- Связь векторов \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{J}

Заменяя в (5) ток I' через циркуляцию $\oint_{\Gamma} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l}$, получаем после

деления на μ_0 уравнение (5) в виде: $\oint_{\Gamma} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right) \cdot d\mathbf{l} = I$.

Величину, стоящую под интегралом в скобках, обозначают как

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \quad (6)$$

и называют **напряженностью магнитного поля**.

Теорема о циркуляции напряженности магнитного поля

- Интегральная форма

В результате формулируется теорема о циркуляции напряженности магнитного поля.

Циркуляция вектора \mathbf{H} по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром, т. е.

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I \quad (7)$$

Замечание: Размерность вектора \mathbf{H} в системе СИ [А/м].

- Дифференциальная форма

Получается с помощью теоремы Стокса $\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \oint_S (\nabla \times \mathbf{H}) dS$:

Ротор вектора \mathbf{H} равен плотности тока проводимости в той же точке вещества. $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$ (8)

Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость

- Связь между векторами \mathbf{J} и \mathbf{H}

Известно, что намагниченность \mathbf{J} зависит от индукции \mathbf{B} в данной точке вещества. Однако принято связывать \mathbf{J} с вектором \mathbf{H} и, как показывает эксперимент, для большой группы изотропных магнетиков выполняется их линейная зависимость:

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H} \quad (9)$$

где χ – **магнитная восприимчивость** вещества (величина безразмерная, характеризует магнитные свойства вещества).

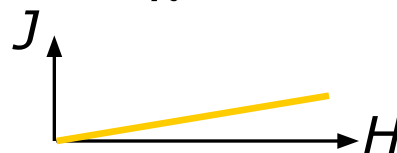
Замечание: В отличие от диэлектрической восприимчивости ϵ , которая всегда положительна, магнитная восприимчивость χ бывает как положительной, так и отрицательной.

- Классификация магнетиков (на основе χ)

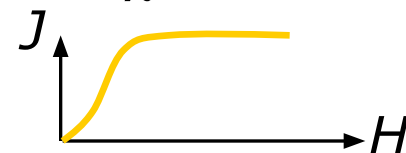
Диамагнетики
($\chi < 0$)



Парамагнетики
($\chi > 0$)



Ферромагнетики
($\chi \gg 0$)



Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость

- Связь между векторами \vec{B} и \vec{H}

Для изотропных магнетиков, для которых выполняется (9), определение напряженности (6) может быть записано как

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad \text{или} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1+\chi)}$$

Вводя понятие **магнитной проницаемости** среды как $\mu = 1 + \chi$ получаем прямую связь двух основных векторов магнитного поля:

$$\vec{B} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (10)$$

Так как для вакуума имеем $\vec{B}_0 = \mu_0 \cdot \vec{H}_0$, то вследствие (10) магнитная проницаемость μ показывает, во сколько раз магнитное поле токов проводимости усиливается за счет намагничивания среды.

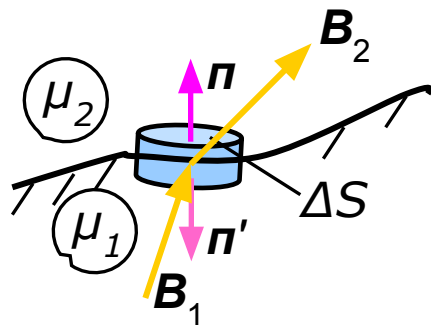
Замечания: У диамагнетиков μ чуть меньше 1, у парамагнетиков μ чуть больше 1; причем как у тех, так и у других магнитные свойства выражены очень слабо и на практике часто для них принимают $\mu \approx 1$.
К диамагнетикам относятся: инертные газы, молекулярные водород и азот, графит, цветные металлы (Zn, Cu, Au, Ag), вода, глицерин и др.
К парамагнетикам относятся: кислород O_2 , оксид азота NO, оксид марганца MnO, хлорное железо $FeCl_2$, щелочные (Na, K), щелочно-земельные (Ca, Ba) и переходные (Mo, W) металлы.

Поле на границе раздела магнетиков

Рассмотрим поведение векторов \mathbf{B} и \mathbf{H} на границе раздела двух изотропных магнетиков. Эти вектора должны удовлетворять определенным граничным условиям, которые проистекают из: 1) теоремы Гаусса для \mathbf{B} , т. е. $\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \neq 0$
 2) теоремы о циркуляции \mathbf{H} , т. е. $\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I$.

Условие для \mathbf{B}

Представим очень малой высоты цилиндр, расположенный на границе раздела магнетиков. Поток вектора \mathbf{B} наружу из этого цилиндра определяется через его торцы (поток через боковую поверхность пренебрегаем ввиду малости высоты):



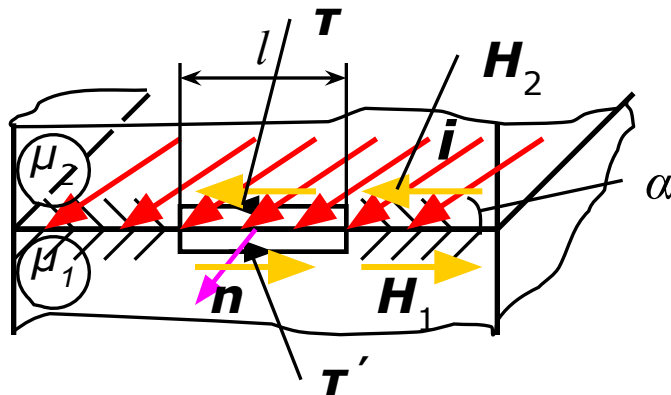
$B_{2n} \cdot \Delta S + B_{1n'} \cdot \Delta S = 0$. Взяв обе проекции \mathbf{B} на общую нормаль \mathbf{n} с учетом $B_{1n'} = -B_{1n}$ получаем $B_{2n} = B_{1n}$, т. е. нормальная составляющая вектора \mathbf{B} разрыва не претерпевает на границе раздела сред. В то же время с учетом $\mu_2 \mu_0 H_{2n} = \mu_1 \mu_0 H_{1n}$ получаем $\frac{H_{2n}}{H_{1n}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$, т. е. нормальная составляющая вектора \mathbf{H} претерпевает разрыв.

Поле на границе раздела магнетиков

- Условия для \mathbf{H}

Для общности будем предполагать, что вдоль поверхности раздела магнетиков течет поверхностный ток проводимости с линейной плотностью i [А/м]. Применим теорему о циркуляции вектора \mathbf{H} к малому прямоугольному контуру, высота которого пренебрежимо мала по сравнению с длиной l (последняя также достаточно мала). Таким образом, имеем уравнение:

$H_{2\tau} \cdot l + H_{1\tau} \cdot l = i_n \cdot l$, где i_n – проекция вектора тока проводимости \mathbf{i} на нормаль \mathbf{n} к контуру.



После замены $H_{1\tau}'$ на $-H_{1\tau}$ и сокращения на l получаем:

$H_{2\tau} - H_{1\tau} = i_n$, т. е. тангенциальная составляющая вектора \mathbf{H} , вообще говоря, при переходе границы магнетиков претерпевает скачок, связанный с наличием поверхностных токов проводимости.

В случае, когда $\mathbf{i} = 0$ имеем равенство $H_{2\tau} = H_{1\tau}$, а для индукции $\frac{B_{2\tau}}{\mu_2 \cdot \mu_0}$ или $\frac{B_{1\tau}}{\mu_1 \cdot \mu_0}$ в виде $\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$.

Поле на границе раздела магнетиков

- Преломление силовых линий на границе раздела магнетиков

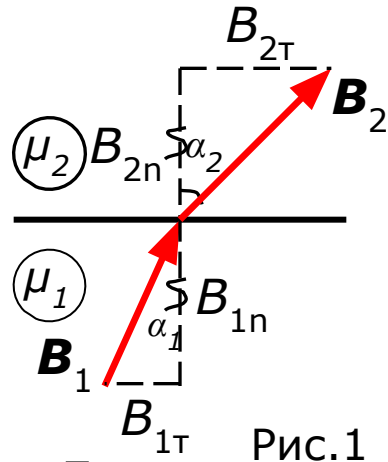


Рис.1

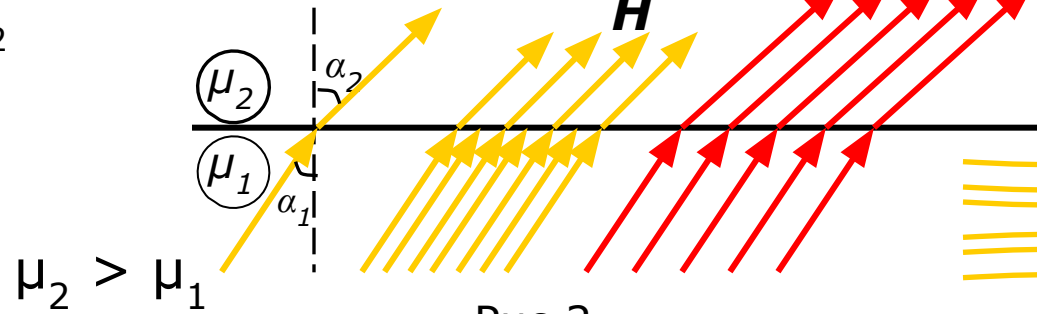


Рис.2

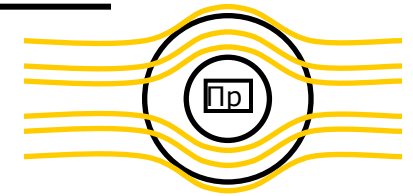


Рис. 3

Для случая отсутствия токов проводимости, как видно из рис. 1, имеем $\frac{B_{2t}/B_{2n}}{B_{1t}/B_{1n}} = \frac{tg \alpha_2}{tg \alpha_1} \mu_1$, так как $B_{2n} = B_{1n}$.

При переходе в более «магнитоплотную» ($\mu_2 > \mu_1$) среду происходит увеличение густоты линий \mathbf{B} (т. е. $\mathbf{B}_2 > \mathbf{B}_1$), а линии \mathbf{H} терпят разрыв из-за поверхностных токов намагничивания и, следовательно, $\mathbf{H}_2 < \mathbf{H}_1$ (см. рис. 2).

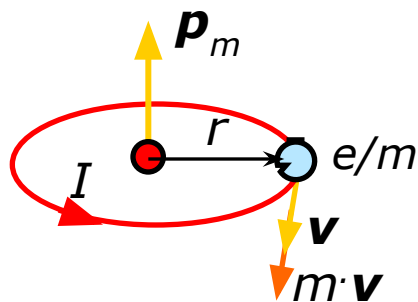
Замечание: На особенностях преломления силовых линий основана магнитная защита с помощью замкнутой железной оболочки (рис. 3), в которой магнитное поле будет концентрироваться, а в полости оболочки поле будет сильно ослаблено по сравнению с внешним.

Физическая природа диа- и парамагнетизма

Магнитные свойства тел (сред) определяются магнитными свойствами составляющих их атомов и молекул, т. е. движением электрически заряженных частиц в последних. Движение электронов в атомах подчиняется законам квантовой механики; в частности, в дальнейшем мы узнаем, что понятие траектории к электрону – не применимо.

Однако диамагнетизм вещества удастся объяснить с позиций простейшей боровской модели атома, согласно которой электроны в атомах движутся по стационарным круговым орбитам.

Пусть электрон движется со скоростью \mathbf{v} по круговой орбите радиуса r . Такое движение определяет элементарный круговой ток (его также называют **орбитальный ток**):



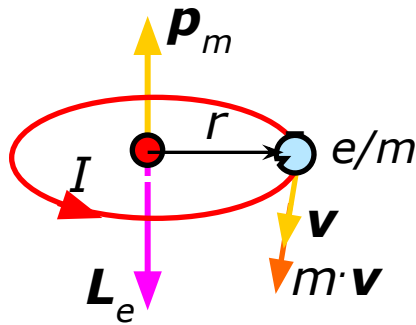
$I = e \cdot \nu = e \cdot \frac{v}{2\pi \cdot r}$ где ν – частота обращения электрона на орбите. Орбитальному

току соответствует **орбитальный магнитный момент электрона \mathbf{p}_m** ,

модуль которого равен $p_m = I \cdot S = e \cdot v \pi r^2 = \frac{e \cdot v \cdot r}{2}$.

Физическая природа диа- и парамагнетизма

Движущийся по орбите электрон также обладает моментом импульса относительно центра атома O : $\mathbf{L}_e = m \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{v})$, его модуль равен $L_e = m \cdot v \cdot r$. Этот момент здесь принято называть **орбитальным механическим моментом**.



Отношение магнитного момента элементарной частицы к ее механическому моменту называется **гиромангнитным отношением** (здесь орбитальным гиромангнитным отношением):
$$\gamma = \frac{p_m}{L_e} = -\frac{e}{2m} \quad (11)$$

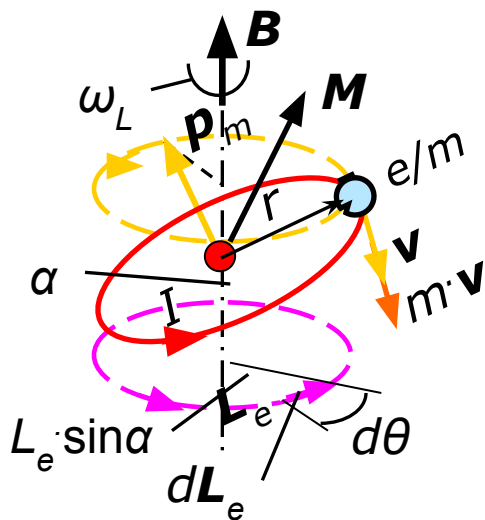
Электронная прецессия

Вследствие вращения вокруг ядра атома электрон оказывается подобен механическому волчку. Т. е. электрону – свойственны все особенности поведения гироскопов под действием внешних сил; в частности, при соответствующих условиях должна возникать **прецессия электронной орбиты**.

Физическая природа диа- и парамагнетизма

- Электронная прецессия

Если атом находится во внешнем магнитном поле \mathbf{B} , то на орбиту электрона действует вращающий момент $\mathbf{M} = (\mathbf{p}_m \times \mathbf{B})$, стремящийся установить \mathbf{p}_m электрона по направлению поля (при этом механический момент установится против поля).



Таким образом, под действием момента \mathbf{M} векторы \mathbf{p}_m и \mathbf{L}_e , а вместе с ними и вся орбита электрона, совершают прецессию вокруг направления вектора \mathbf{B} (оси $z \parallel \mathbf{B}$).

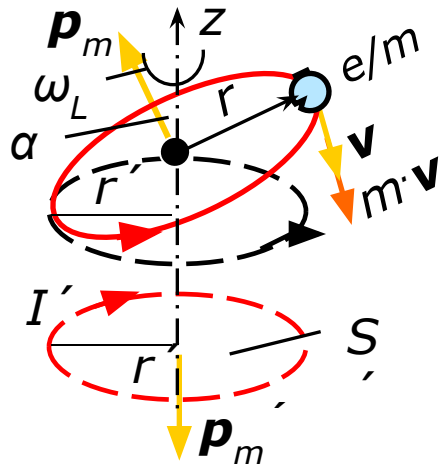
Определим угловую скорость этой прецессии ω_L . Для этого запишем уравнение моментов: $\frac{d\mathbf{L}_e}{dt} = \mathbf{M}$ или для элементарного приращения вектора механического момента

электрона $d\mathbf{L}_e = \mathbf{M} \cdot dt$; его модуль равен $dL_e = p_m \cdot B \cdot \sin \alpha \cdot dt$, где угол $\alpha = [\mathbf{p}_m, \hat{\mathbf{B}}]$. За время dt плоскость вектора \mathbf{L}_e повернется на угол $d\theta$ (центральный угол) $d\theta = \frac{dL_e}{L_e \cdot \sin \alpha} = \frac{p_m \cdot B \cdot \sin \alpha \cdot dt}{L_e \cdot \sin \alpha} = \frac{p_m}{L_e} \cdot B \cdot dt$, а после деления на dt получаем модуль $\omega_L = \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_m}{L_e} \cdot B = |\gamma| \cdot B = \frac{e}{2m} \cdot B$.
 Частоту ω_L называют **частотой ларморовой прецессии**.

Физическая природа диа- и парамагнетизма

- Электронная прецессия

Ларморова частота не зависит ни от угла наклона орбиты электрона по отношению к \mathbf{B} (или от угла α) (векторная связь $\boldsymbol{\omega} = e/2m \cdot \mathbf{B}$), ни от радиуса орбиты r , ни от скорости электрона v и, следовательно, для всех электронов атома – одинакова.



Прецессия электрона вокруг оси z , проходящей через ядро атома и $z \parallel \mathbf{B}$, вызывает появление дополнительного кругового тока $I' = e \cdot v_L = e \cdot \omega_L / 2\pi$, которому будет соответствовать **индуцированный магнитный момент** величиной $p_m' = I' \cdot S' = e \cdot \omega_L / 2\pi (\pi r'^2) = \frac{e^2 \cdot B}{4\pi \cdot m} \cdot (\pi \cdot r'^2) = \frac{e^2 B}{4m} \cdot (r'^2)$ где r' – кратчайшее расстояние электрона до оси z .

Так как r' , вообще, все время меняется, то следует определить его среднее значение $\langle r'^2 \rangle = \langle r^2 \cdot \sin^2 \omega t \rangle = 1/2 \cdot r^2$, где ω – частота орбитального вращения электрона и в случае прохождения орбиты электрона через направление \mathbf{B} $r' = r \sin \omega t$. После осреднения по всем возможным углам α (они равновероятны) имеем $\langle r'^2 \rangle = 2/3 \cdot r^2$, и тогда получаем среднее значение индуцированного момента $\langle p_m' \rangle = -\frac{e^2}{6m} \cdot r^2 \cdot B$ (12)

Физическая природа диа- и парамагнетизма

- Электронная прецессия

Вектор индуцированного магнитного момента \mathbf{p}'_m одного электрона направлен противоположно вектору \mathbf{B} .

Просуммировав выражение (12) по всем электронам, число которых в атоме есть Z (атомный номер химического элемента), получим индуцированный магнитный момент атома

$$p'_{m/A} = \sum_{i=1}^Z \langle p'_{mi} \rangle = -\frac{e^2 \cdot B}{6m} \cdot \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \quad (13)$$

где $\langle r_i^2 \rangle$ - средний квадрат расстояния i -го электрона от ядра.

Ларморова прецессия возникает у всех без исключения веществ. Однако для парамагнетиков, у которых атомы обладают еще и **собственным магнитным моментом**, внешнее поле \mathbf{B} не только индуцирует отрицательный момент $p'_{m/A}$ но и оказывает на собственные магнитные моменты атомов ориентирующее действие, устанавливая их по полю. Возникающий при этом положительный момент может превысить отрицательный индуцированный момент. В итоге образуется некоторый положительный результирующий момент и вещество становится слабо намагниченным, т.е. ведет себя как парамагнетик, у которого $\chi = \frac{J}{H} = \sum_i p_{mi} / (\Delta V \cdot H) > 0$.

Физическая природа диа- и парамагнетизма

Диамагнетизм проявляют только те вещества, у которых атомы не обладают собственным магнитным моментом. Поэтому при помещении диамагнетика во внешнее магнитное поле у каждого атома индуцируется только отрицательный магнитный момент, и вещество в целом приобретает момент, направленный против поля \mathbf{B} , т.е. у него $\chi < 0$.

Молярная магнитная восприимчивость у диамагнетиков $\chi_{\text{мол}} \approx -10^{-11} \dots 10^{-10} \text{ м}^3/\text{моль}$, у парамагнетиков $\chi_{\text{мол}} \approx 10^{-10} \dots 10^{-9} \text{ м}^3/\text{моль}$ ($\chi_{\text{мол}} = \chi \cdot V_{\mu}$, где V_{μ} - молярный объем).

Классическая теория парамагнетизма была развита Ланжевеном в 1905 г. на основе положений статистики Больцмана и ее утверждений о равновероятном распределении магнитных моментов атомов по направлениям (относительно вектора \mathbf{B}).

Для парамагнетизма присущ тепловой эффект: с одной стороны, внешнее магнитное поле стремится установить собственные моменты атомов – по полю, а с другой стороны, тепловое движение атомов (молекул) стремится «разбросать» эти моменты равномерно по всем направлениям. Кюри экспериментально установил закон: $\chi_{\text{мол}} = C/T$, где T - температура.

Ферромагнетики

Ферромагнетиками называют твердые вещества, которые могут обладать спонтанной (самопроизвольной) намагниченностью, т.е. – намагничены уже при отсутствии внешнего магнитного поля.

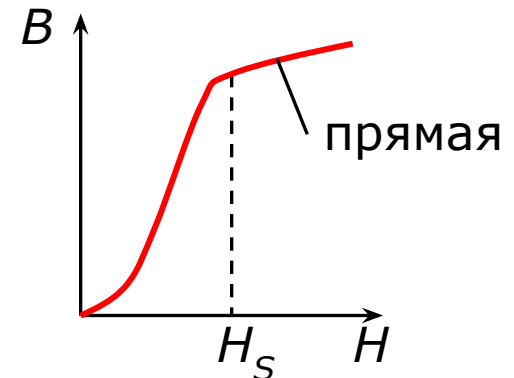
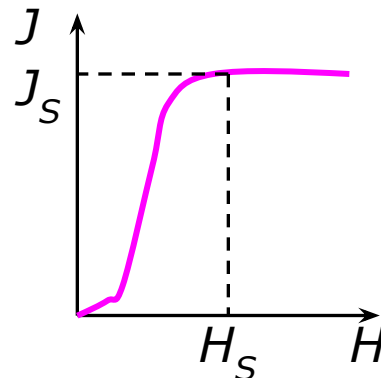
Типичные представители ферромагнетиков: железо, кобальт, никель и многие их сплавы.

Ферромагнетики относятся к классу сильномагнитных веществ, для которых $\chi_{\text{мол}} \geq 1 \text{ м}^3/\text{моль}$, $\mu \sim 10^3 \dots 10^5$.

- **Основная кривая намагничения**

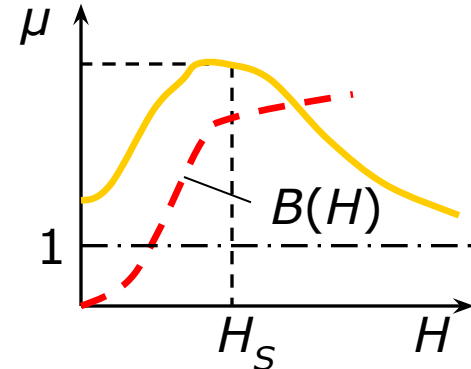
Характерной особенностью ферромагнетиков является их сложная нелинейная зависимость **$J(H)$** или **$B(H)$** от намагничивающего внешнего поля. Еще в 1872 г. русский физик А.Г. Столетов с помощью «баллистического» гальванометра получил **основную кривую намагничения** для магнитомягкого железа.

При величине H_S достигается насыщение в намагниченности J_S ; индукция B имеет линейный участок после H_S .



Ферромагнетики

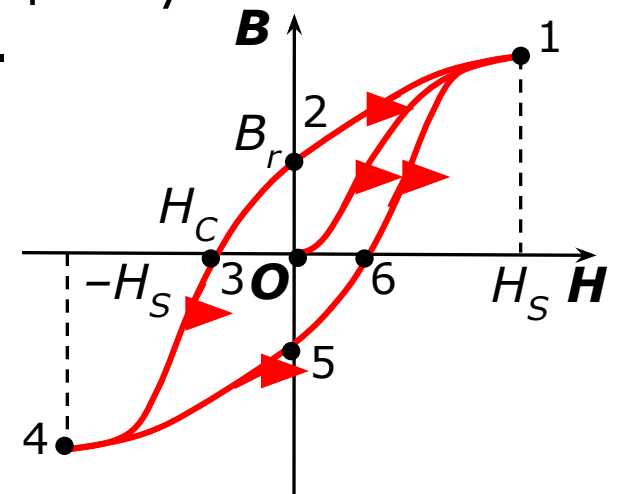
В виду нелинейной зависимости $B(H)$ для ферромагнетиков нельзя ввести магнитную проницаемость μ как определенную постоянную величину; однако по-прежнему считают $\mu = B/\mu_0 H$, т. е. здесь $\mu = f(H)$.



- **Магнитный гистерезис**

Для ферромагнетиков также характерно явление **гистерезиса**, т.е. запаздывание изменения индукции B в веществе по отношению к изменению напряженности H внешнего поля (или, как говорят, существует зависимость B от предыстории состояния магнетика).

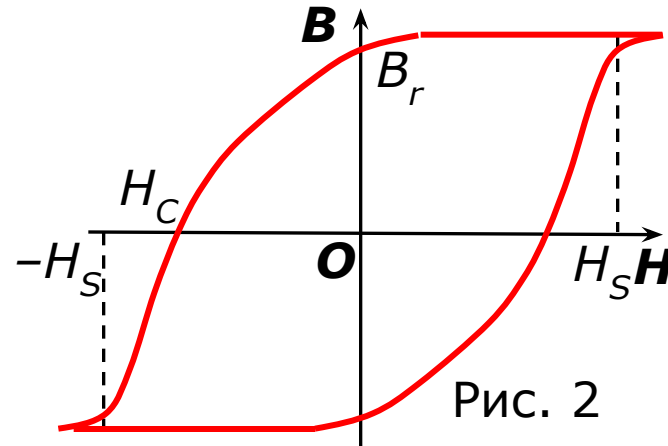
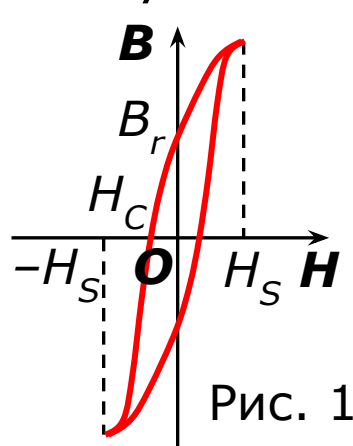
Намагничение ненамагниченного образца начинается по основной кривой $O1$, а затем при периодическом «нагружении» H идет по замкнутой траектории 1234561 – петле гистерезиса.



Ферромагнетики

- **Магнитный гистерезис**

Все ферромагнетики подразделяются на два класса: **магнитомягкие** и **магнитожесткие**. Магнитомягкие материалы отличаются очень узкими петлями гистерезиса (рис. 1) и большими значениями насыщения J_S . Такие материалы не требуют больших энергозатрат на перемагничивание, используются, например, в качестве сердечников трансформаторов (железо армко). Магнитожесткие ферромагнетики обладают широкими петлями гистерезиса (рис. 2), соответственно большими значениями коэрцитивной силы H_C и остаточными полями B_r . Для них требуется большая работа на перемагничивание. Такие свойства используются при создании мощных постоянных магнитов.



Ферромагнетики

- Точка Кюри

При увеличении температуры способность ферромагнетиков намагничиваться - уменьшается, в частности, уменьшается величина J_S . При некоторой температуре – **точка Кюри** T_c – ферромагнитные свойства у вещества исчезают и ферромагнетик при $T > T_c$ превращается в парамагнетик, для которого работает закон Кюри-Вейсса:

$$\chi_{\text{мол}} = \frac{C}{T - T_c}.$$

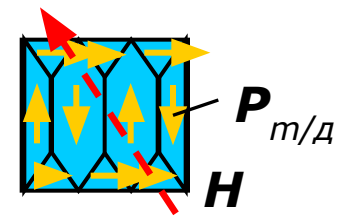
Так для железа $T_c \approx 1040$ К, для кобальта $T_c \approx 1400$ К, для никеля $T_c \approx 640$ К.

- О теории ферромагнетизма

Основы этой теории были заложены в 20-30-х годах 20 в. в работах Я.И. Френкеля и В. Гейзенберга, а затем теория была развита в работах Л.Д. Ландау.

Физическую природу ферромагнетизма удалось понять только с позиций квантовой механики. Причем, как показали эксперименты по изучению магнитомеханических явлений ответственными за магнитные свойства магнетиков являются спиновые (собственные) магнитные моменты электронов.

Ферромагнетики



- О теории ферромагнетизма

При определенных условиях в кристаллах ферромагнетика могут возникать так называемые **обменные силы**, которые заставляют магнитные моменты электронов устанавливаться параллельно друг другу. В результате возникают области (размером $\sim 1...10$ мкм) спонтанного намагничивания – домены. В пределах каждого домена ферромагнетик намагничен до насыщения и имеет определенный магнитный момент $\mathbf{p}_{m/d}$. Но направления этих моментов для разных доменов – различны, поэтому при отсутствии внешнего поля \mathbf{H} суммарный момент образца равен нулю и образец в целом макроскопически ненамагничен.

При включении магнитного поля \mathbf{H} сначала домены, ориентированные по полю, растут за счет доменов, направленных против поля (этот процесс в начальных слабых полях имеет обратимый характер); затем в более сильных полях происходит одновременная переориентация магнитных моментов всех электронов в пределах всего домена и поворот моментов доменов по полю (уже этот процесс – необратим), что и служит причиной появления гистерезиса и величины B_r .