

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Лекция 21.

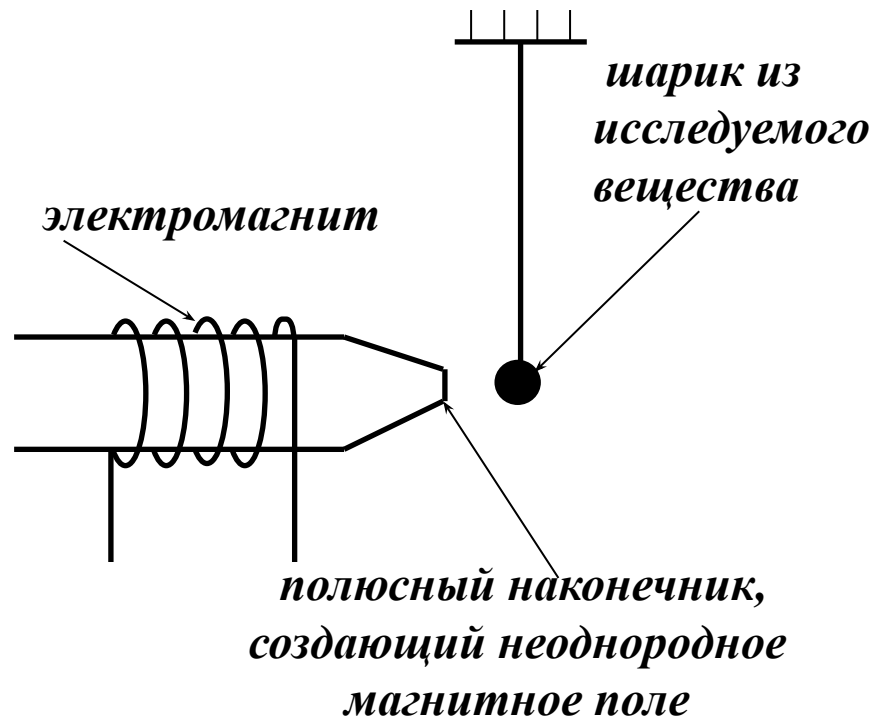
Тема: Магнитное поле в веществе

Учебник:

Трофимова Т.И. Курс физики : учеб. пособ. для вузов / Т. И. Трофимова. - М.: Академия, 2007.- с. **235-245**.

к.ф.-м.н.
Куручкин А.

Всякое вещество является **магнетиком**, т.е.
способно под действием
магнитного поля
приобретать
магнитный момент (намагничиваться).



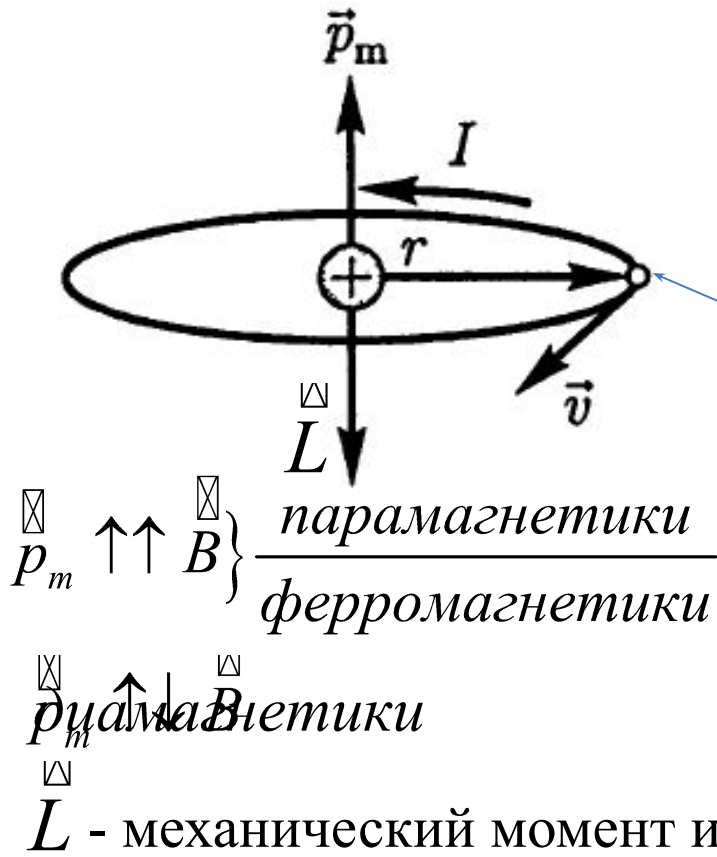
Всякая среда при внесении её во
внешнее магнитное поле
намагничивается
в той или иной степени,
т.е. создаёт своё
собственное магнитное поле,
накладывающееся на **внешнее поле.**

Виды магнетиков

- 1. Диамагнетики** - вещества, которые **намагничиваются** во внешнем поле **против** направления поля; **выталкиваются** в область **слабого магнитного поля**.
- 2. Парамагнетики** - вещества, **намагничиваются** во внешнем поле **по** направлению поля; **втягиваются** в область **сильного магнитного поля** с силой, в 100-1000 раз большей, чем в случае 1.
- 3. Ферромагнетики** - вещества, обладающие **спонтанной намагниченностью**, т. е. они намагничены даже в отсутствие внешнего поля; **втягиваются** в область **сильного магнитного поля** с силой, в 10^4 - 10^5 раз большей, чем в случае 2.

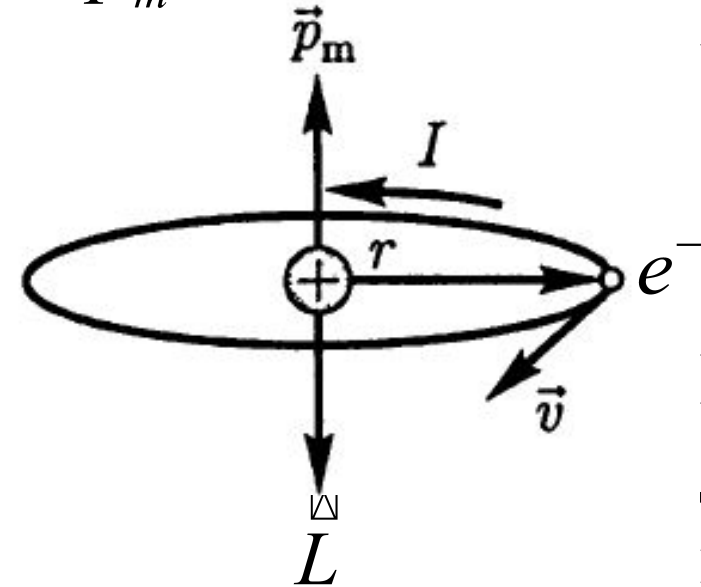
Гипотеза Ампера

Внутри вещества циркулируют замкнутые **микротоки**, ориентированные таким образом, что их **магнитные моменты** \vec{p}_m сонаправлены с вектором B в случае **пара-** и **ферромагнетиков** и направлены ему навстречу в случае **диамагнетиков**.



Пояснение. Атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого обращаются **электроны** по круговым или эллиптическим орбитам. Такие **электроны**, обращающиеся по орбитам, представляют собой замкнутые электрические токи, (**микротоки**).

$$\vec{p}_m = IS = IS\vec{n}.$$



Если **электрон** совершает ν оборотов в секунду, то **сила тока**

$$I = e\nu.$$

Магнитный момент электрона, движущегося по круговой орбите, площадью S

$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] = [\vec{r} \times m_e \vec{v}]$$

$$\vec{p}_m = IS = e\nu S.$$

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

Вектор напряжённости \vec{H} магнитного поля

Макроскопические токи — электрические токи, протекающие по проводникам в электрических цепях.

Магнитное поле макротока описывается вектором напряжённости магнитного поля $\vec{H} = \begin{bmatrix} A \\ m \end{bmatrix}$.

Микроскопические токи — электрические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах. Эти токи создают своё **магнитное поле** и могут поворачиваться в **магнитных полях макротоков**.

Вектор магнитной индукции \vec{B} характеризует **РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЕ** магнитное поле, создаваемое всеми **макро-** и **микротоками**.

Векторные характеристики

электрического поля

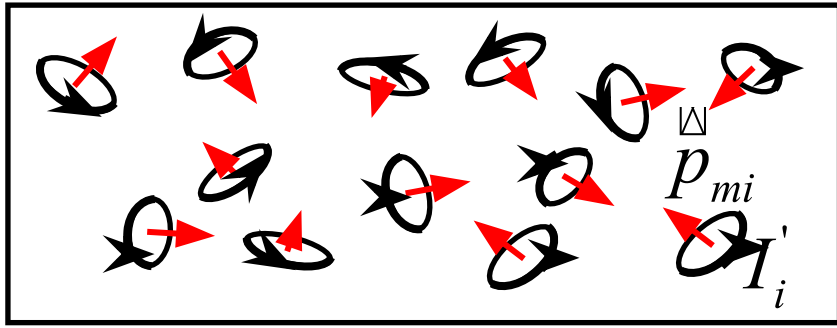
магнитного поля

Вектор напряжённости \vec{E}  Вектор магнитной индукции \vec{B}

Вектор электрического смещения \vec{D}  Вектор напряжённости магнитного поля \vec{H}

Намагниченность

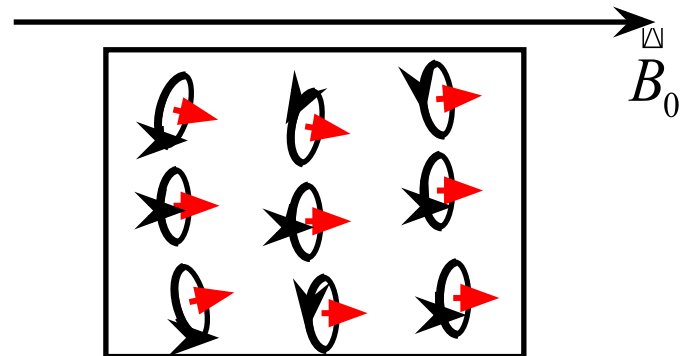
1. Вещество не находится **в магнитном поле**. Магнитные моменты **микротоков** ориентируются хаотически и их векторная сумма равна нулю.



$$\sum p_{mi} = 0$$

2. Вещество находится **в магнитном поле**. Магнитные моменты **микротоков** ориентируются либо по полю (**пара- и ферромагнетики**), либо навстречу ему (**диамагнетики**). Векторная сумма отлична от нуля.

$$\sum p_{mi} \neq 0$$



Для количественного описания

поляризации
диэлектриков

намагничивания
магнетиков

используется

поляризованность $\overset{\boxminus}{P}$

намагниченность $\overset{\boxminus}{J}$

Намагниченность $\overset{\boxminus}{J}$ – ВФВ, определяемая магнитным моментом единицы объема магнетика.

$$\overset{\boxtimes}{J} = \frac{\sum_{i=1}^{\boxminus} \overset{\boxtimes}{P}_{mi}}{M}, \quad \left[\frac{A}{\text{м}} \right]$$

где $\sum_i^{\boxminus} \overset{\boxtimes}{P}_{mi}$ – магнитный момент магнетика, равный векторной сумме магнитных моментов отдельных молекул.

Отметим: В несильных полях для **неферромагнитных** веществ **намагниченность пропорциональна напряжённости магнитного поля**, вызывающего намагничивание.

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

где χ – безразмерная величина.

- для **диамагнетиков** χ *отрицательна* ($\chi < 0$: поле молекулярных токов противоположно внешнему полю),
- для **парамагнетиков** χ – *положительна* ($\chi > 0$: поле молекулярных токов совпадает с внешним).

Диамагнетики χ : $-(10^{-6} - 10^{-5})$.

Парамагнетики χ : $10^{-2} - 10^{-4}$.

Магнитное поле \vec{B} в веществе

складывается из двух полей:

1. внешнего поля \vec{B}_0 , создаваемого током в вакууме,
2. и внутреннего поля \vec{B}' намагниченного вещества.

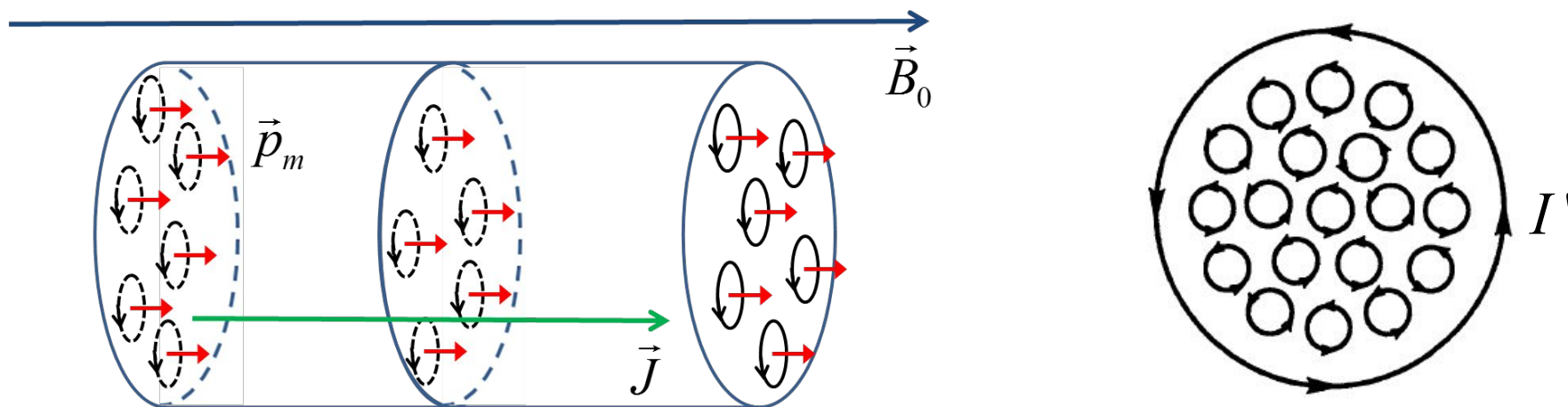
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

Внешнее магнитное поле

Внутреннее магнитное поле

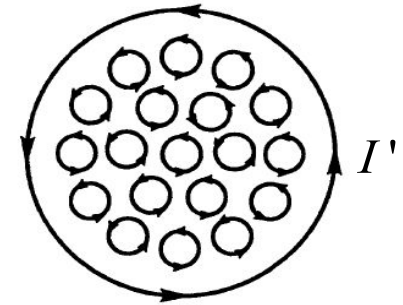
Оно связано с состоянием
электронов вещества
(с «микротоками»)

Исходные условия. Рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения S и длины l , внесённого в однородное внешнее **магнитное поле** с индукцией B_0 параллельное оси цилиндра.



Важно!!! Во внутренних участках сечения магнетика *молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются.* Нескомпенсированными будут лишь **молекулярные токи**, выходящие на поверхность цилиндра.

Вычислим **магнитную индукцию B'** тока I , текущего по боковой поверхности цилиндра:



Формула для соленоида I' l).

Магнитный момент этого суммарного тока **микротоков** внутри **магнетика**

$$p_m = I' S = I' \frac{Sl}{l} = I' \frac{V}{l},$$

где V – объём **магнетика**.

Намагниченность магнетика

$$J = \frac{p_m}{V} = \frac{I' Sl}{Vl} = \frac{I'}{l}.$$

Следовательно,

$$B' = \mu_0 J,$$

или в векторной форме

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}.$$

Ведём вспомогательную величину \vec{H} – **напряжённость магнитного поля**

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

Таким образом,

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

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

$$\mu = 1 + \chi$$

μ – **магнитная проницаемость вещества**

диамагнетики	$\mu < 1$;
парамагнетики	$\mu > 1$;
ферромагнетики	$\mu \gg 1$

Итак, магнитная индукция внутри цилиндра станет равным

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}.$$

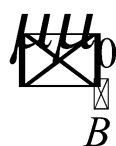
Напряжённость магнитного поля внутри цилиндра

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0$$

- напряжённость магнитного поля внутри цилиндра совпадает с напряжённостью внешнего поля.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \cdot \mu \mu_0$$

$$\vec{H} = \mu \mu_0 \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$$


μ - магнитная проницаемость вещества показывает, во сколько раз усиливается поле в магнетике.

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

Закон полного тока для магнитного поля в веществе

Этот закон является обобщением закона полного тока для **магнитного поля** в вакууме.

Теорема о циркуляции вектора \vec{B} : циркуляция вектора магнитной индукции по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме **токов проводимости** и **молекулярных токов**, охватываемых этим контуром, умноженной на магнитную постоянную

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_k + \sum_{i=1}^n I'_i \right), \quad (1)$$

где $\sum_{k=1}^n I_k$ и $\sum_{i=1}^n I'_i$ – соответственно алгебраические суммы **макротоков** (токов проводимости) и **микротоков** (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L .

Теорема о циркуляции вектора намагниченности

Циркуляция намагниченности \vec{J} по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме **молекулярных токов** I'_i , охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{J} \cdot d\vec{l} = \sum_{i=1}^n I'_i, \quad (2)$$

Теорема о циркуляции вектора напряжённости магнитного поля

Циркуляция вектора \vec{H} по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме **токов проводимости** I охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{B} dl = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_k + \sum_{i=1}^n I'_i \right),$$

Разделим на μ_0 :

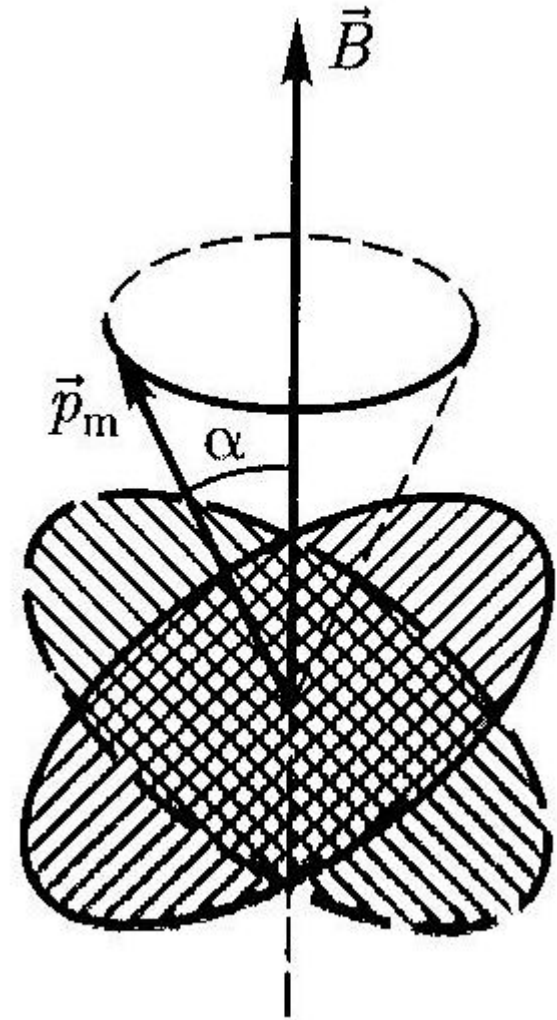
$$\oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0} dl - \sum_{i=1}^n I'_i = \sum_{k=1}^n I_k$$

Воспользуемся равенством (2):

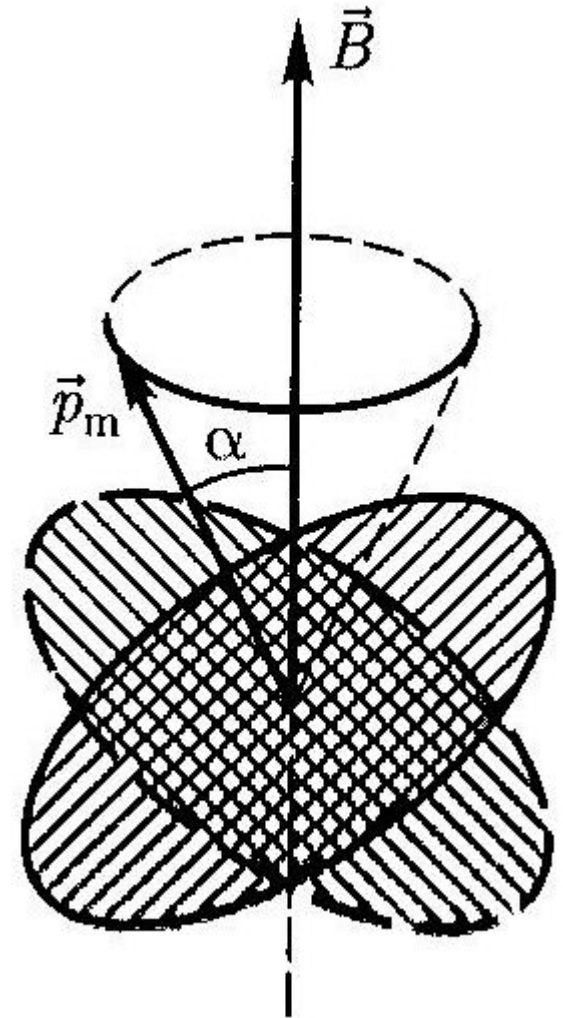
$$\oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0} dl - \oint_L \vec{J} dl = \oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) dl = \sum_{k=1}^n I_k \Rightarrow \oint_L \vec{H} dl = \sum_{k=1}^n I_k$$

Природа намагничивания

Суть. В нашей модели электрон в атоме движется по круговой орбите. Пусть орбита электрона ориентирована относительно вектора B произвольным образом, составляя с ним угол α . Вектор p_m , сохраняя постоянным угол α , вращается вокруг вектора B с некоторой угловой скоростью. Такое движение называется **прецессией**.



Таким образом,
электронные орбиты атома
под действием
внешнего магнитного поля
совершают
прецессионное движение,
которое эквивалентно
круговому току.



Свойства магнетиков

I. Диамагнетики

Представители: Вi (висмут), Ag (серебро), Au (золото), Cu (медь), органические соединения, углерод, инертные газы, глицерин.

Суть. *Магнитные моменты атомов, молекул или ионов в отсутствие внешнего магнитного поля равны нулю.*

$$\overline{B}_0 = 0, \quad \overline{p}_{mi} = 0.$$

При включении магнитного поля появляются наведённые магнитные моменты атомов (молекул), которые пропорциональны вектору \overline{B}_0 и **противоположны** ему по направлению.

$$\overline{B}_0 \neq 0, \quad p_{mi} \propto B_0, \quad \overline{p}_m \uparrow \downarrow \overline{B}_0 \Rightarrow J \uparrow \downarrow \overline{B}_0$$

II. Парамагнетики

Представители: O_2 (кислород), NO (оксид азота), редкоземельные металлы, MnO (оксид марганца), Pt (платина), Al (алюминий).

Суть. Атомы **парамагнетика** обладают собственным магнитным моментом p_m в отсутствие внешнего магнитного поля;

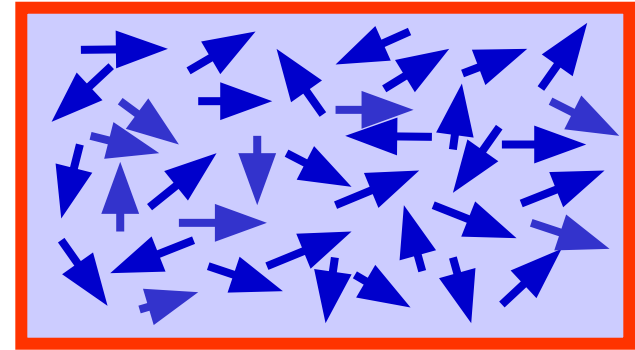
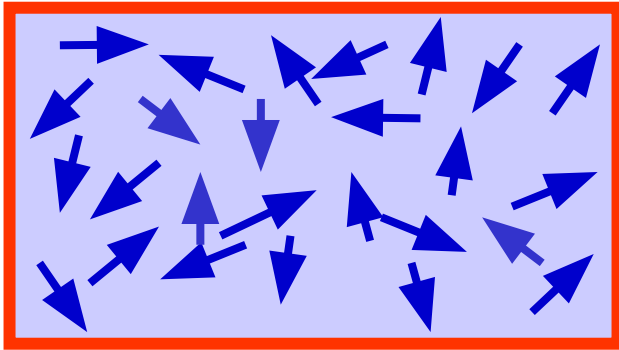
$$\overline{B}_0 = 0, \quad \overline{p}_{mi} \neq 0.$$

парамагнетик не намагничен, т.к. из-за **теплового движения** собственные магнитные моменты атомов ориентированы совершенно **беспорядочно**.

$$\overline{J} = 0$$

$$\overline{B}_0 = 0$$

$$\overline{B}_0 \neq 0$$



Из-за **теплового движения**
магнитные моменты
атомов ориентированы
хаотично.

Приложение **внешнего поля**
способствует
преимущественной
ориентации
магнитных моментов.

Итог. Совместное действие на атомы (молекулы) **парамагнетика магнитного поля** и столкновений их друг с другом вследствие **теплового движения** приводит к **преимущественной ориентации** собственных **магнитных моментов** атомов по направлению вектора \vec{B} .

$$\vec{B}_0 \neq 0, \quad \vec{p}_{mi} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$$

В результате **парамагнетик намагничивается «по полю»**, т.е. в направлении \vec{B} .

$$\vec{J} \uparrow\uparrow \vec{B}_0$$

Парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, **усиливая внешнее поле.**

При ослаблении **внешнего магнитного поля** до нуля ориентация магнитных моментов вследствие теплового движения нарушается и **парамагнетик размагничивается**.

Важно!

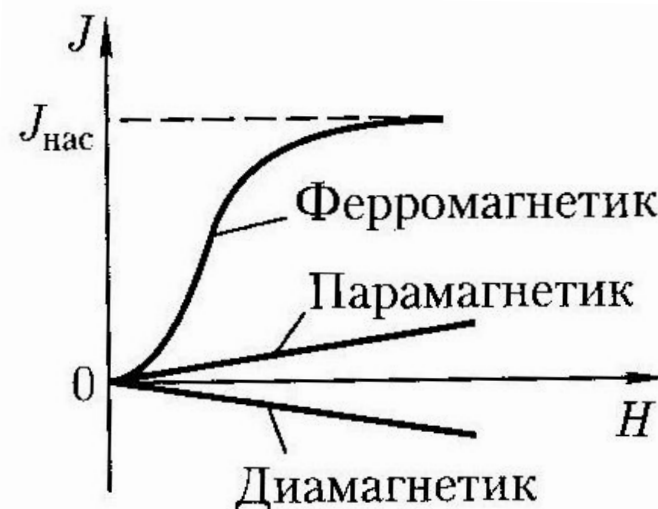
1. Атомы **всех** веществ являются носителями **диамагнитных свойств**.
2. Если **магнитный момент** атомов велик, то **парамагнитные** свойства преобладают над **диамагнитными** и вещество является **парамагнетиком**;
3. Если **магнитный момент** атомов мал, то преобладают **диамагнитные** свойства и вещество является **диамагнетиком**.

Ферромагнетики

Представители: Fe (железо), Co (кобальт), Ni (никель).

Ферромагнетики — вещества, обладающие спонтанной **намагниченностью**, т.е. они сохраняют намагниченность при отсутствии **внешнего магнитного поля**).

Суть. В отличие от **слабромагнитных** веществ, у которых **намагниченность** J линейно изменяется с ростом H , у **ферромагнетиков** при увеличении H **намагниченность** растет сначала быстро, а затем выходит на насыщение $J_{\text{нас}}$.

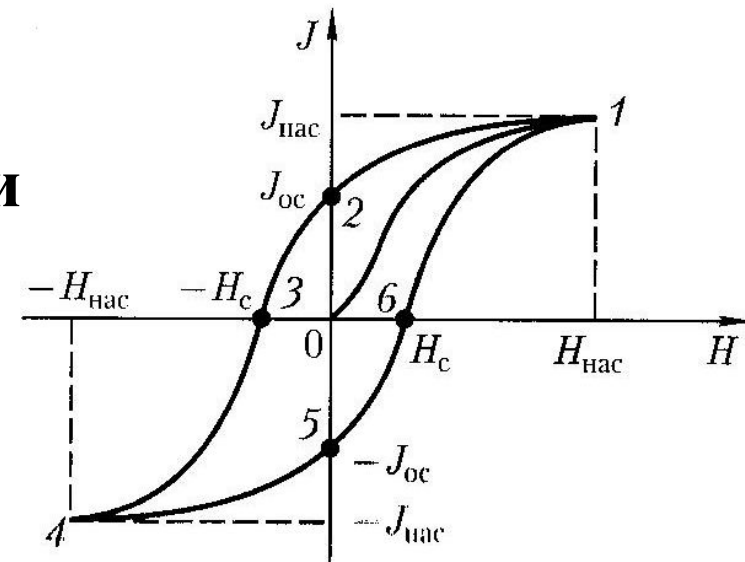


Магнитный гистерезис ферромагнетиков



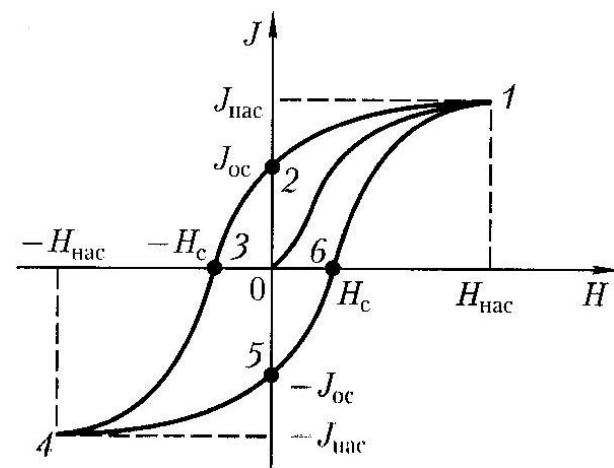
способность частично сохранять **намагниченность** после их удаления из **внешнего магнитного поля**.

Зависимость
намагниченности от напряженности
магнитного поля
в ферромагнетике
определяется
предысторией намагничивания.



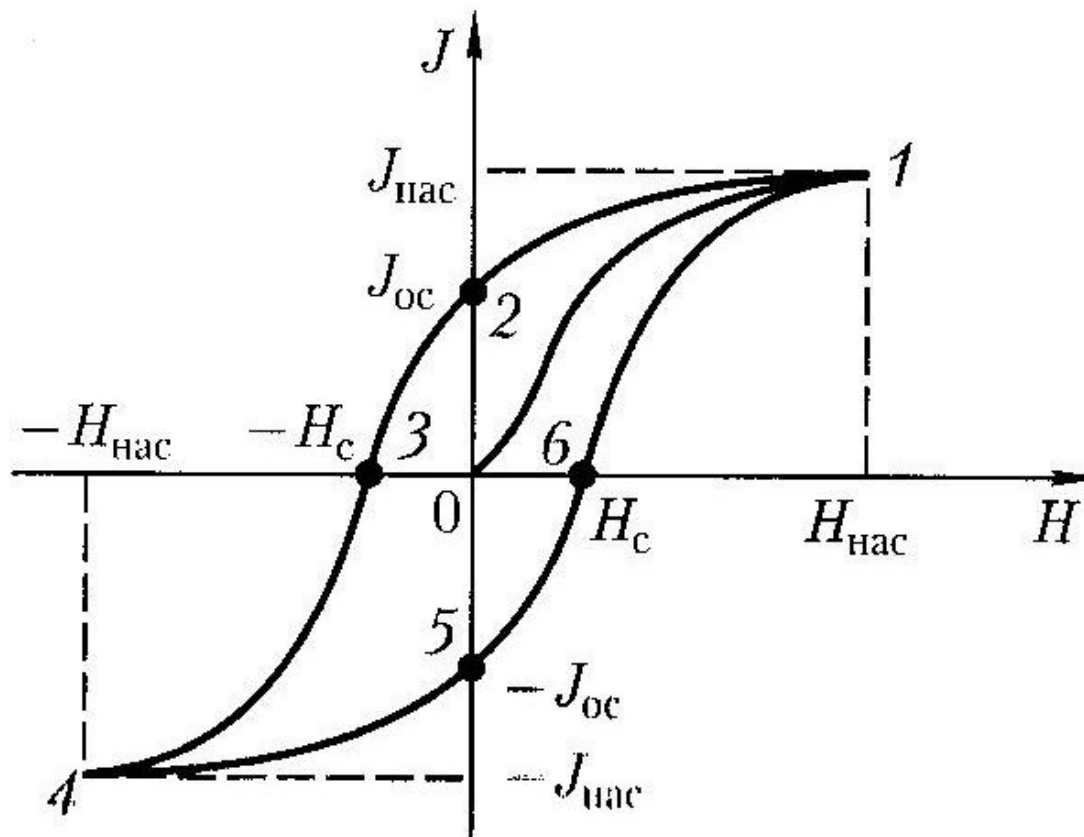
Описание явления. 1. Если **ферромагнетик** намагнитить до насыщения (кривая 0-1), а затем уменьшать H (кривая 1-2), то при $H=0$ в **ферромагнетике** останется **остаточная намагниченность** $J_{\text{ост}}$.

2. Для того чтобы уменьшить **намагниченность** до нуля, надо приложить противоположно направленное поле (точка 3) с напряженностью H_c , которая называется **коэрцитивная сила**.



3. При дальнейшем увеличении противоположного поля **ферромагнетик** **перемагничивается** (кривая 3-4), достигая насыщения (точка 4). Затем его можно опять размагнитить (кривая 4-5-6) и вновь перемагнитить до насыщения (кривая 6-1).

Изменение **намагниченности** описывается кривой 1-2-3-4-5-6-1, которая называется **петлёй гистерезиса**.



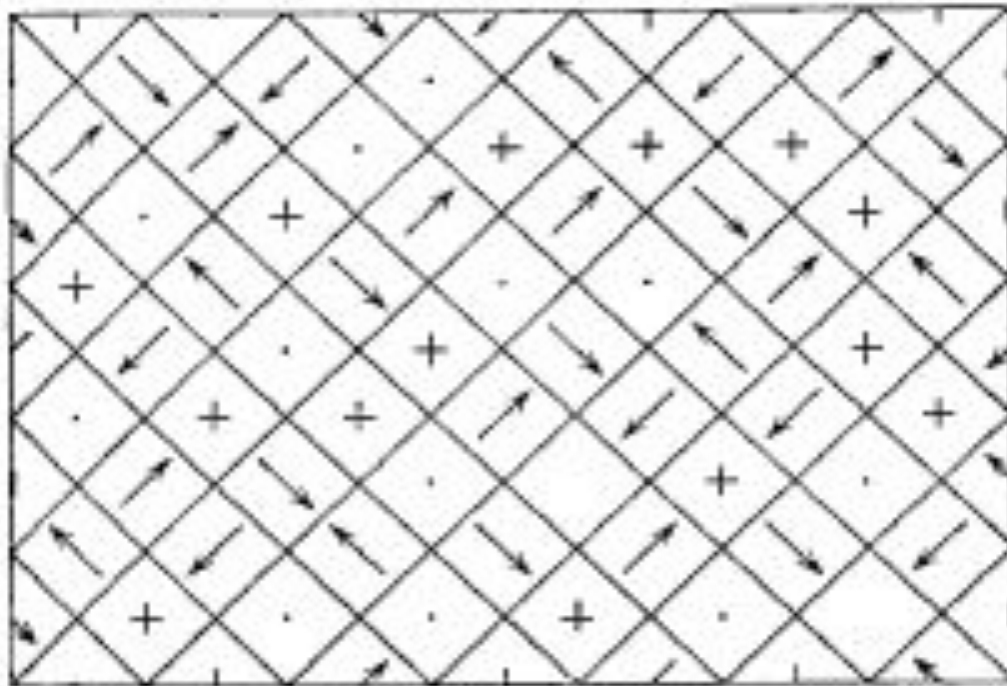
Температура Кюри

Точка Кюри — температура, при которой **ферромагнетик** теряет свои **магнитные свойства**.

При нагревании выше **точки Кюри ферромагнетик** превращается в обычный **парамагнетик**.

Описание явления. Причина такого поведения в том, что **при температурах** ниже **точки Кюри ферромагнетик** разбивается на большое число микроскопических областей — **доменов**, **самопроизвольно намагниченных** до насыщения.

На рисунке схематически показаны **домены** в кристалле железа). При **отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты** отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга. Поэтому суммарный **магнитный момент ферромагнетика** равен нулю и **ферромагнетик** не намагничен.



Внешнее поле ориентирует по полю **магнитные моменты** целых областей спонтанной намагниченности, причем домены поворачиваются по полю **скачком**.

Точка Кюри – температура, выше которой происходит разрушение доменной структуры.

