

# Лекция 11

## Магнитное поле в веществе

- 3.13. Гипотеза Ампера о молекулярных токах. Вектор намагничивания.
- 3.14. Описание магнитного поля в магнетиках. Напряженность и индукция магнитного поля. Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость вещества.
- 3.15 . Классификация магнетиков.
- 3.16. Граничные условия для магнитного поля.

## 3.13. Гипотеза Ампера о молекулярных токах. Вектор намагничивания.

Различные вещества в той или иной степени способны к **намагничиванию**: то есть под действием магнитного поля, в которое их помещают, приобретать магнитный момент. Одни вещества намагничиваются *сильнее*, другие *слабее*. Будем называть все эти вещества **магнетиками**.

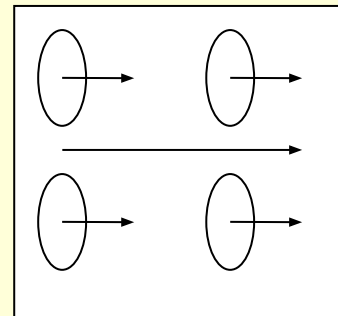
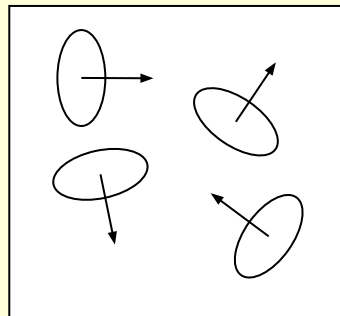
Для объяснения способности тел к намагничиванию, Ампер предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (получившие впоследствии название **молекулярных токов Ампера**). Каждый такой ток обладает *собственным* магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле. В отсутствие внешнего магнитного поля токи Ампера ориентированы *беспорядочным* образом, вследствие чего обусловленное ими магнитное поле равно нулю. Суммарный магнитный момент тела также равен нулю.

Под действием внешнего магнитного поля магнитные моменты молекул приобретают *преимущественную ориентацию* в одном направлении, вследствие чего магнетик намагничивается, а его суммарный магнитный момент становится отличным от нуля.

Для характеристики степени намагниченности вещества используют величину  $\vec{J}$ , называемую **вектором намагничивания** (или *намагниченности*). По определению:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \vec{p}_{m_i}$$

где суммирование производится по всем молекулам, принадлежащим данному объему  $\Delta V$ .



### 3.14. Описание магнитного поля в магнетиках.

#### Напряженность и индукция магнитного поля. Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость вещества.

Намагниченное вещество создает магнитное поле  $\vec{B}'$ , которое накладывается на внешнее поле  $\vec{B}_0$  (поле в вакууме). Оба поля в сумме дают результирующее магнитное поле с индукцией

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

причем под  $\vec{B}$  здесь и далее подразумевается макроскопическое (усредненное по физически бесконечно малому объему вещества) поле.

В силу замкнутости силовых линий полей  $\vec{B}$  и  $\vec{B}_0$ , поток результирующего поля  $\vec{B}$  через произвольную замкнутую поверхность  $S$  равен нулю:

$$\Phi_B = \oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0.$$

Таким образом, **теорема Гаусса** в применении к **магнетикам** имеет такой же вид, как и в *вакууме*.

Обратимся теперь к циркуляции вектора  $\vec{B}$  по замкнутому контуру. Согласно *теореме о циркуляции магнитного поля*:

или

где под  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$  следует понимать теперь сумму как *макроскопических*, так и *молекулярных* токов, то есть

Сумма всех молекулярных  $I'$  токов, охваченных контуром интегрирования, есть:

Следовательно, можем написать:  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint \frac{1}{\Delta V} \sum_i p_{m_i} dl = \oint J_{\text{мол}} dl$

Величину, стоящую в круглых скобках под знаком интеграла, обозначают буквой  $H$  и называют *напряженностью магнитного поля*:

$$\Phi_B = \oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad H = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - J$$

Теперь мы можем записать *теорему о циркуляции магнитного поля* как:

$$\Phi_B = \oiint B dS = 0,$$

где под  $\vec{B}$  понимается введенная выше величина, характеризующая напряженность магнитного поля в веществе.

Согласно написанному равенству, *циркуляция вектора напряженности магнитного поля по некоторому замкнутому контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов, охваченных этим контуром.*

Из сказанного следует, что вектор  $\vec{B}$  является аналогом вектора электрической индукции  $\vec{D}$ . Первоначально предполагалось, что в природе имеются подобные электрическим зарядам «магнитные заряды», и учение о магнетизме развивалось по аналогии с учением об электричестве. Тогда же были введены названия «электрическая индукция» для  $\vec{D}$  и «магнитная индукция» для  $\vec{B}$ . Позже, однако, выяснилось, что в природе «магнитных зарядов» нет и в действительности магнитная индукция является аналогом не  $\vec{D}$ , а напряженности электрического поля  $\vec{E}$ ; соответственно напряженность магнитного поля — аналогом индукции электрического поля  $\vec{D}$ .

$\vec{H}$

$\vec{D}$

Итак, индукция магнитного поля есть:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$$

Вектор намагничивания  $\vec{J}$  принято связывать не с магнитной индукцией  $\vec{B}$ , а с напряженностью магнитного поля  $\vec{H}$ , и как показывает опыт, вектор  $\vec{J}$  связан с вектором  $\vec{H}$  соотношением:

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

где  $\chi$  – характерная для данного магнетика величина, называемая **магнитной восприимчивостью**.

Поскольку  $\vec{J}$  имеет ту же размерность, что и  $\vec{H}$  [А/м], то  $\chi$  – безразмерная величина. На основании двух последних формул имеем:

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

где через

$$\mu = 1 + \chi$$

обозначена величина, называемая **магнитной проницаемостью**.

## 3.15 . Классификация магнетиков.

В то время как диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  у всех веществ всегда больше единицы (диэлектрическая восприимчивость  $\kappa > 0$ ), магнитная проницаемость  $\mu$  может быть как больше единицы, так и меньше единицы (соответственно магнитная восприимчивость  $\chi > 0$  и  $\chi < 0$ ). Поэтому **магнитные свойства** веществ отличаются гораздо **большим разнообразием**, чем **электрические свойства**.

По классификации В.Л.Гинзбурга. можно выделить **шесть типов** магнетиков. Они перечислены в приводимой ниже таблице.

Тип магнетика	Магнитная восприимчивость, $\chi$
Диамагнетик	$-(10^{-9} - 10^{-4}), \mu < 1$
Парамагнетик	$10^{-6} - 10^{-3}, \mu > 1$
Ферромагнетик	$10^3 - 10^5, \mu(H) \gg 1$
Ферримагнетик	$10^1 - 10^3, \mu(H) \gg 1$
Антиферромагнетик	$10^{-4} - 10^{-6}, \mu > 1$
Сверхдиамагнетик	$-1, \mu = 0$

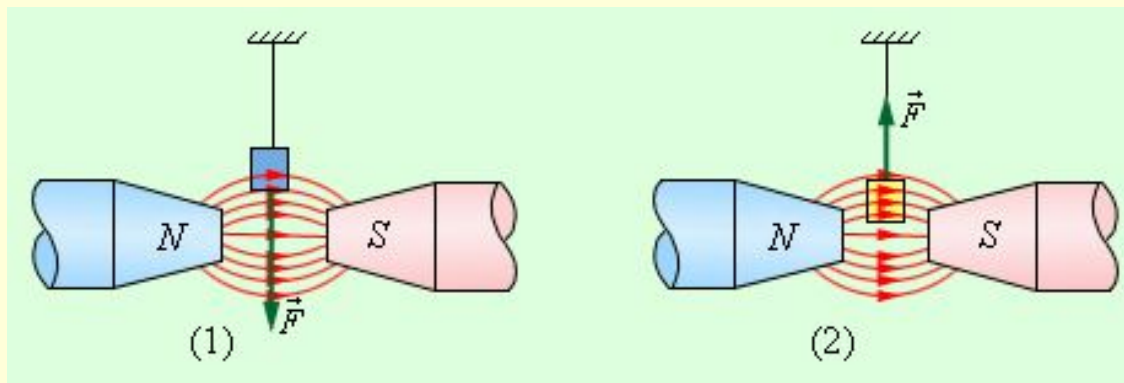


Дадим краткую характеристику каждого типа магнетика.

**Диамagnetики** — вещества, характеризующиеся отрицательным значением магнитной восприимчивости  $\chi$ . Вследствие этого вектор намагничивания в этих веществах направлен *противоположно* внешнему намагничивающему полю. Диамagnetиками являются, например, вода ( $\chi = -9 \cdot 10^{-6}$ ), серебро ( $\chi = -2,6 \cdot 10^{-5}$ ), висмут ( $\chi = -1,7 \cdot 10^{-4}$ ).

**Парамагнетики** — характеризуются положительным значением  $\chi$ , ведут они себя подобно диэлектрикам с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon > 1$ , то есть вектор в этих веществах *параллелен* намагничивающему полю. К парамагнетикам относятся алюминий ( $\chi = 2,1 \cdot 10^{-6}$ ), платина ( $\chi = 3 \cdot 10^{-4}$ ), хлористое железо ( $\chi = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ).

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

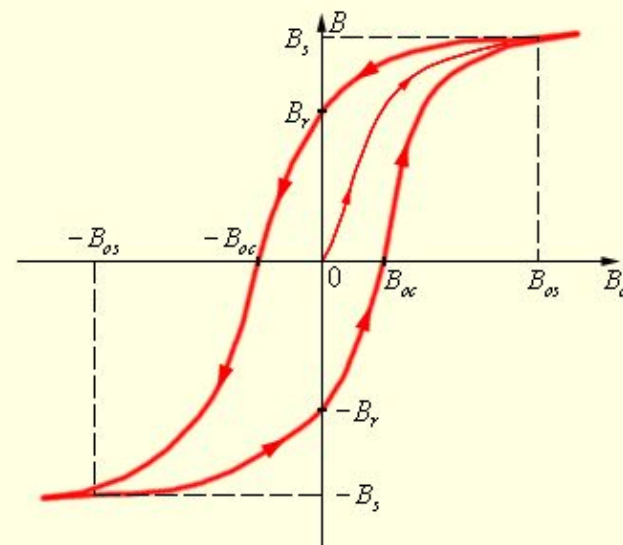
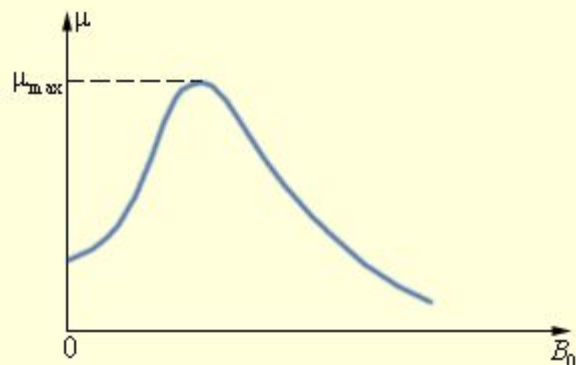


**Ферромагнетики** – особый вид магнетиков, отличающийся от других магнетиков следующими характерными признаками:

- 1) *высоким значением* магнитной восприимчивости;
- 2) зависимостью магнитной проницаемости  $\mu$  от напряженности магнитного поля, вследствие чего зависимость от для этих веществ является *нелинейной*;
- 3) наличием *петли гистерезиса* на кривой намагничивания;
- 4) существованием температуры, называемой *точкой Кюри*, выше которой ферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик.

Из чистых металлов ферромагнетиками являются железо, никель, кобальт, а также некоторые редкоземельные металлы (например, гадолиний). К числу ферромагнетиков относятся сплавы и соединения этих металлов, а также сплавы и соединения марганца и хрома с неферромагнитными элементами (например,  $MnAlCu$ ,  $CrTe$  и другие).

Типичная зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика от индукции внешнего магнитного поля



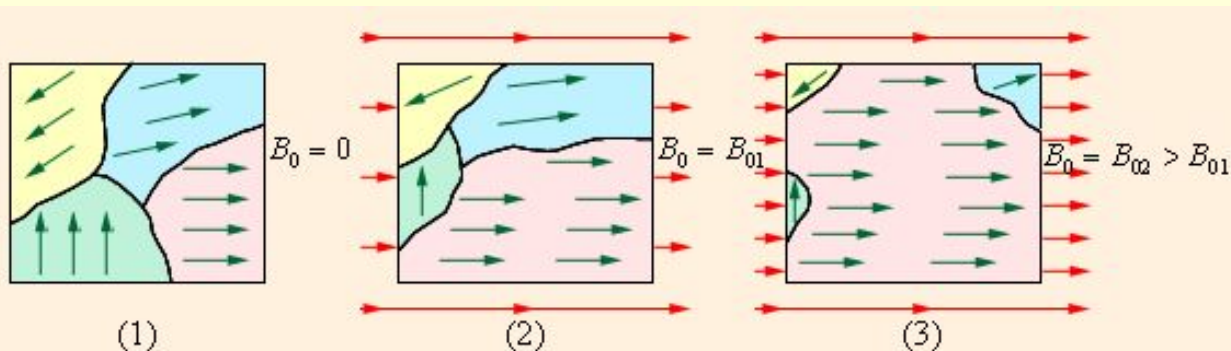
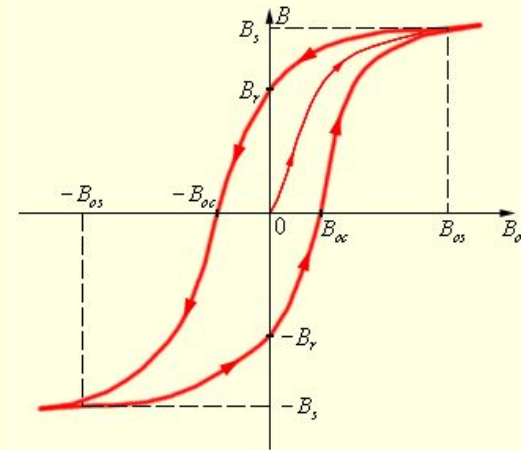
При наступлении магнитного насыщения – намагниченность образца достигает максимального значения.

Если теперь уменьшать магнитную индукцию  $B_0$  внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит **остаточную намагниченность** – поле внутри образца будет равно  $B_r$ . Остаточная намагниченность образцов позволяет создавать постоянные магниты. Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести магнитную индукцию  $B_0$  до значения  $-B_{0c}$ , которое принято называть **коэрцитивной силой**.

У магнито-мягких материалов значения коэрцитивной силы  $B_{0c}$  невелико – петля гистерезиса таких материалов достаточно узкая. Материалы с большим значением коэрцитивной силы, то есть имеющие широкую петлю гистерезиса, относятся к магнито-жестким.

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.



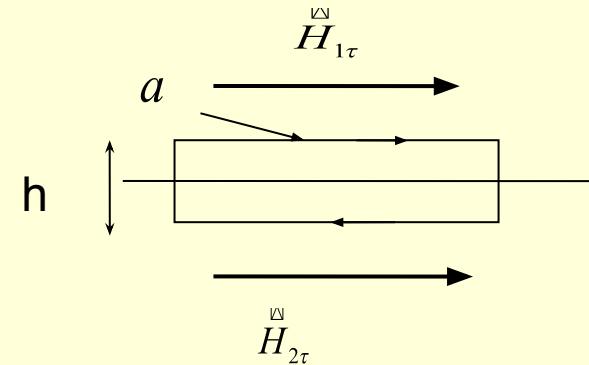
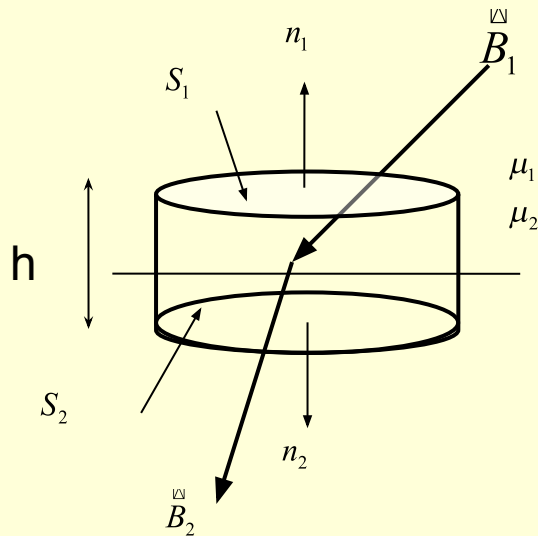
**Ферримагнетики (ферриты)** – вещества, в которых магнитные моменты атомов кристаллической решетки образуют несколько *магнитных подрешеток* с магнитными моментами, направленными *навстречу* друг другу. Имея меньшую величину магнитной восприимчивости по сравнению с ферромагнетиками, в остальном ферримагнетики характеризуются теми же признаками, что и ферромагнетики. Типичными ферритами являются соединения оксидов железа с оксидами других металлов - шпинели ( $MnFe_2O_4$ ), гранаты  $Gd_3Fe_5O_{12}$ ), гексаферриты ( $PbFe_{12}O_{19}$ ). Другую группу ферритов образуют двойные фториды типа  $RbNiF_3$ , а также соединения типа  $RFe_2$  (R – редкоземельный металл).

**Антиферромагнетики** – частный случай ферримагнетиков, в которых магнитные моменты подрешеток с противоположно направленными магнитными моментами *полностью компенсируют* друг друга (скомпенсированный ферримагнетик). Существование антиферромагнетиков было предсказано Л.Д. Ландау в 1933г. В настоящее время известен широкий спектр веществ, обладающих антиферромагнитными свойствами: редкоземельные элементы (Er, Dy, Ho), оксиды и дифториды некоторых металлов ( $FeO$ ,  $MnO$ ,  $CoF_2$ ,  $NiF_2$ ), соли угольной и серной кислот ( $MnCO_3$ ,  $NiSO_4$ ) и другие.

**Сверхдиамагнетики (идеальные диамагнетики)** – вещества, магнитная проницаемость  $\mu$  которых *равна нулю*. Благодаря этой особенности для сверхдиамагнетиков имеет место *эффект Мейсснера-Оксенфельда* (Meissner W., 1882-1974; Ocksenfeld C.) – полное выталкивание магнитного поля из объема сверхдиамагнетика (магнитная индукция=0). Сверхдиамагнетиками являются все вещества, находящиеся в сверхпроводящем состоянии - *низкотемпературные сверхпроводники* (металлы) и *высокотемпературные сверхпроводники* (керамики).

## 3.16. Граничные условия для магнитного поля.

При переходе через границу раздела двух магнетиков с различными магнитными проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  силовые линии магнитного поля испытывают *преломление*. Для того, чтобы выяснить, как происходит преломление линий поля необходимо установить для его *нормальных* и *тангенциальных* составляющих **граничные условия**. Вывод граничных условий для магнитного поля в точности аналогичен выводу граничных условий для электрического поля и основывается на применении основных теорем магнитостатики – *теоремы Гаусса* и *теоремы о циркуляции магнитного поля*.



Для *нормальных* составляющих  $\overset{\nabla}{B}$  индукции теорема Гаусса дает:

$$B_{n2}S_2 - B_{n1}S_1 = 0 \quad ,$$

где  $S_1 = S_2$ .

Поток индукции поля через боковую поверхность цилиндра при  $h \rightarrow 0$  (переход к пограничному слою) становится исчезающе малым и им можно пренебречь. Следовательно, **при переходе через границу раздела двух однородных магнетиков нормальные составляющие индукции магнитного поля непрерывны:**

$$B_{n1} = B_{n2}$$

Считая, что по границе раздела магнетиков не текут поверхностные токи ( $I = 0$ ), будем иметь для *тангенциальных* составляющих напряженности магнитного поля, согласно теореме о циркуляции поля:

$$H_{t1}a_1 - H_{t2}a_2 = 0 \quad ,$$

где  $a_1 = a_2 = a$ .

Составляющие циркуляции поля по коротким сторонам контура обхода границы при  $h \rightarrow 0$  (стягивание к границе) исчезают. Таким образом, приходим к выводу, что **при переходе через границу раздела двух однородных магнетиков тангенциальные составляющие напряженности магнитного поля непрерывны:**

$$H_{t1} = H_{t2}$$

Для построения картины преломления силовых линий поля на границе раздела двух магнетиков к полученным граничным условиям необходимо присоединить еще условия, вытекающие из *материального уравнения*, связывающего векторы  $\overset{\nabla}{B}$  и  $\overset{\nabla}{H}$ :

$$\mu_2 \overset{\nabla}{B}_{t1} = \mu_1 \overset{\nabla}{B}_{t2} \quad \text{и} \quad \mu_1 \overset{\nabla}{H}_{n1} = \mu_2 \overset{\nabla}{H}_{n2}$$

Тем самым, задача о преломлении линий поля полностью решается.