

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**.

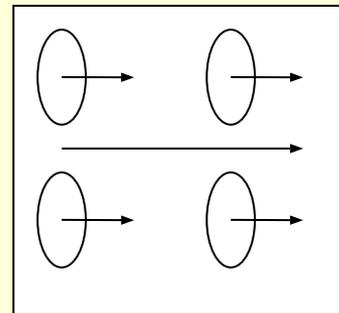
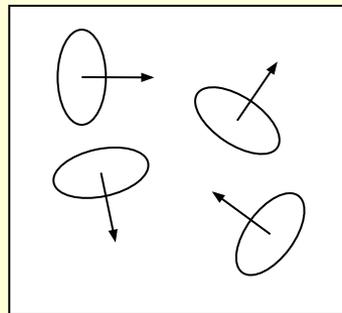
Для объяснения способности тел к намагничиванию, Ампер предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (получившие впоследствии название **молекулярных токов Ампера**). Каждый такой ток обладает *собственным* магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле. В отсутствие 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 ΔV .



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:

$$\Phi_B = \oiint \vec{B} dS = 0,$$

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 χ – характерная для данного магнетика величина, называемая **магнитной восприимчивостью**.

Поскольку \vec{J} имеет ту же размерность, что и \vec{H} [А/м], то χ – 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 ϵ у всех веществ всегда больше единицы (диэлектрическая восприимчивость $\kappa > 0$), магнитная проницаемость μ 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.

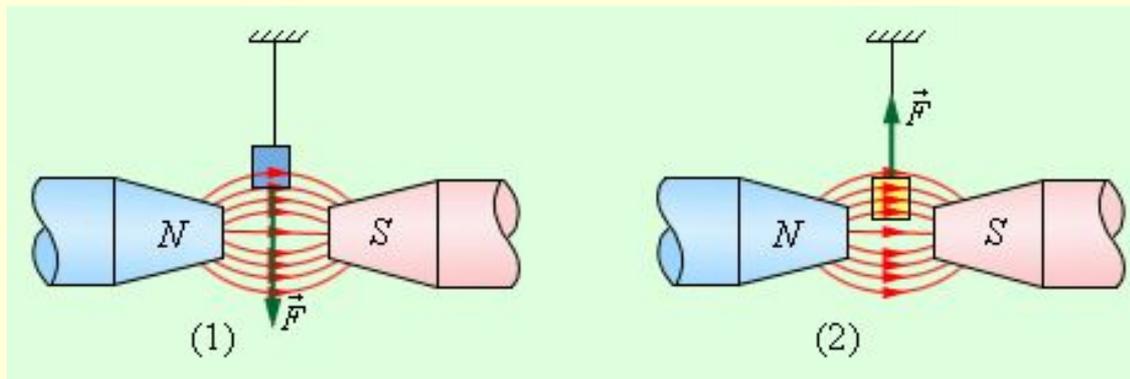
Тип магнетика	Магнитная восприимчивость, χ
Диамагнетик	$-(10^{-9} - 10^{-4}), \mu < 1$
Парамагнетик	$10^{-6} - 10^{-3}, \mu > 1$
Ферромагнетик	$10^3 - 10^5, \mu(\text{H}) \gg 1$
Ферримагнетик	$10^1 - 10^3, \mu(\text{H}) \gg 1$
Антиферромагнетик	$10^{-4} - 10^{-6}, \mu > 1$
Сверхдиамагнетик	$-1, \mu =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

Дадим краткую характеристику каждого типа магнетика.

Диамagnetики — вещества, характеризующиеся отрицательным значением магнитной восприимчивости χ . 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 χ , 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

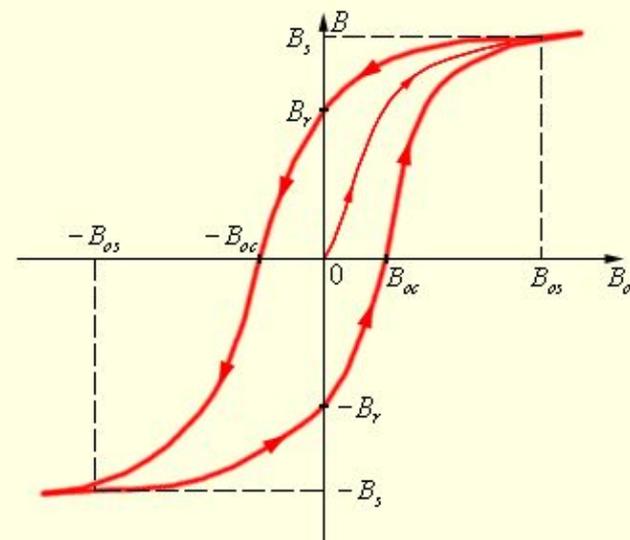
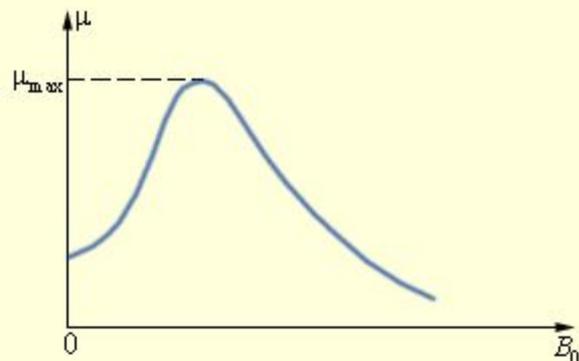


Ферромагнетики – особый вид магнетиков, отличающийся от других магнетиков следующими характерными признаками:

- 1) *высоким значением* магнитной восприимчивости;
- 2) зависимостью магнитной проницаемости μ 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



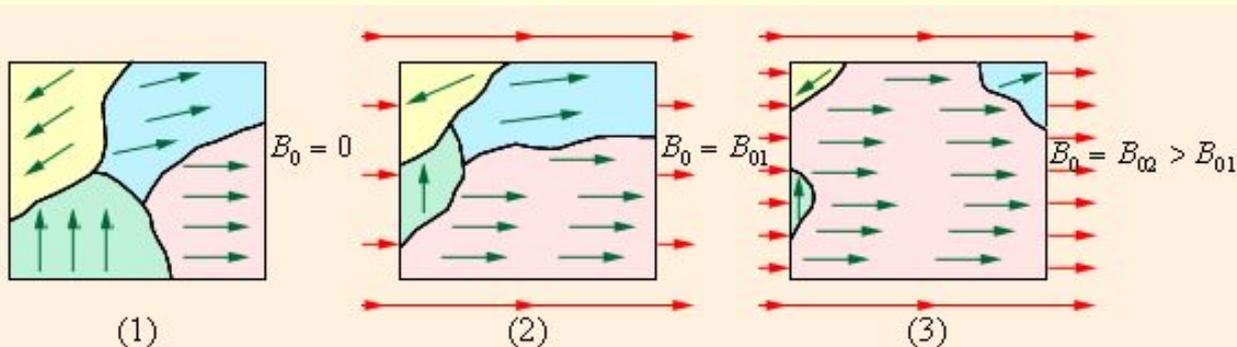
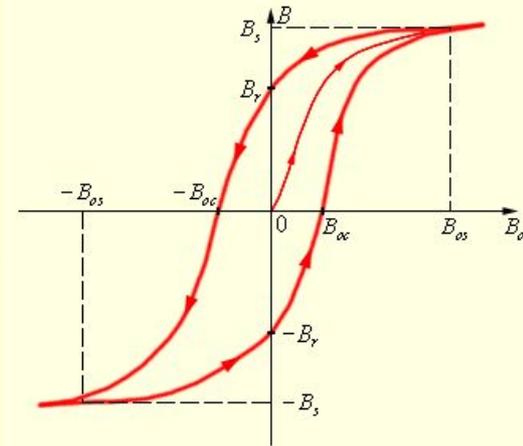
При наступлении магнитного насыщения – намагниченность образца достигает максимального значения.

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.



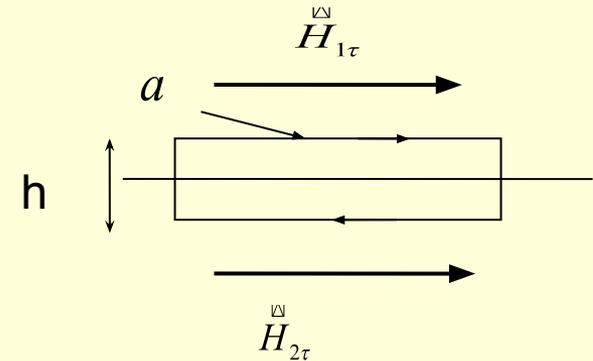
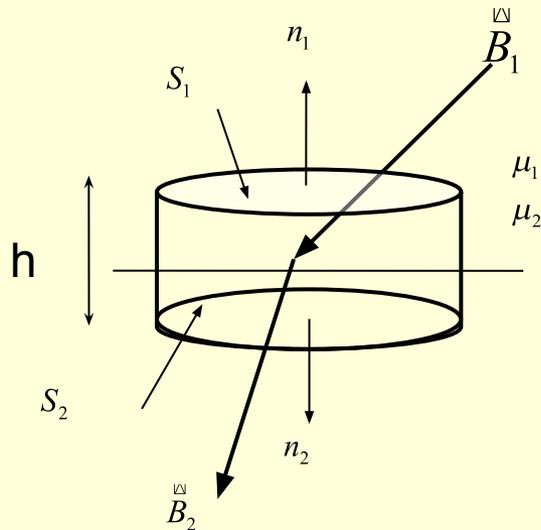
Ферримагнетики (ферриты) – вещества, в которых магнитные моменты атомов кристаллической решетки образуют несколько *магнитных подрешеток* с магнитными моментами, направленными *навстречу* друг другу. Имея меньшую величину магнитной восприимчивости по сравнению с ферромагнетиками, в остальном ферримагнетики 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 μ 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 μ_1 и μ_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 $\overset{\nabla}{H}$:

$$\mu_2 B_{t1} = \mu_1 B_{t2} \quad \text{и} \quad \mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2}$$

Тем самым, задача о преломлении линий поля полностью решается.