

ТЕМА 15.. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

15.1. Намагничивание вещества

15.2. Магнитное поле на границе раздела сред

15.3. Магнитомеханические явления

15.4. Виды магнетиков. Диамагнетики в магнитном поле

15.5. Парамагнетики в магнитном поле

15.4. Магнитное поле в веществе

15.6. Ферромагнетики

15.1. Намагничивание вещества

Если несущие ток проводники находятся в какой – либо среде, то магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е., способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться). Намагниченное вещество создает магнитное поле \vec{B}' , которое накладывается на обусловленное током поле \vec{B}_0 . Оба поля в сумме дают результирующее поле:

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0. \quad (1)$$

Для объяснения намагничивания тел Ампер в 1820г. разработал теорию магнетизма. Согласно его теории в молекулах вещества циркулируют круговые токи (молекулярные токи). Каждый такой ток обладает магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле. В отсутствие внешнего магнитного поля молекулярные токи ориентированы беспорядочным образом, вследствие чего обусловленное ими результирующее поле равно нулю. В силу хаотической ориентации магнитных моментов отдельных молекул, суммарный магнитный момент тела также равен нулю. Под действием внешнего магнитного поля магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вследствие чего магнетик становится отличным от нуля. Магнитные поля отдельных молекулярных токов в этом случае уже не компенсируют друг друга и возникает поле \vec{B}' .

Намагничивание магнетика принято характеризовать магнитным моментом единицы объема. Эту величину называют вектором намагничивания \vec{J} . Если магнетик намагничен неоднородно, вектор намагничивания в данной точке определяется выражением:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_m}{\Delta V}, \quad (2)$$

где ΔV – физически бесконечно малый объем, взятый в окрестности рассматриваемой точки,

\vec{P}_m – магнитный момент отдельной молекулы.

Магнитное поле в магнетиках

Поток вектора $\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$ через произвольную замкнутую поверхность:

$$\Phi_B = \oint_S (B_0 + B')_n dS = \oint_S B_{0n} dS + \oint_S B'_n dS$$

Так как линии векторов \vec{B}_0 и \vec{B}' всегда замкнуты, то оба интеграла, стоящие справа равны нулю. Причем каждая из линий \vec{B}_0 и \vec{B}' пересекает замкнутую поверхность четное число, т.е., она входит внутрь поверхности столько же раз сколько выходит наружу. Следовательно:

$$\Phi_B = \oint B_n dS = 0 \quad (3)$$

Эта формула выражает теорему Гаусса для вектора \vec{B} :

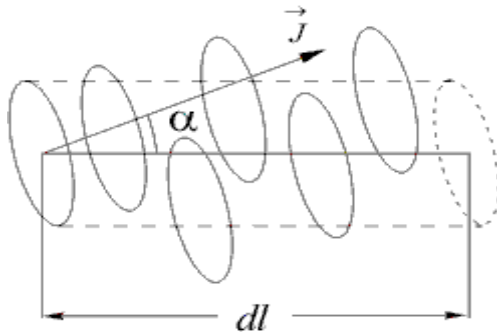
Поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю.

Циркуляция вектора \vec{B}_0 и \vec{B}' равна:

$$\oint B_l dl = \oint (B_0 + B')_l dl = \oint B_{0l} dl + \oint B'_l dl.$$

В соответствии с выражением (176) циркуляция вектора \vec{B} результирующего поля пропорциональна сумме всех охватываемых контуром токов (как макроскопических I , так и молекулярных I_m)

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum I + \mu_0 \sum I_m \quad (4)$$



Выразим сумму молекулярных токов через вектор намагничения магнетика \vec{J} . В эту сумму должны войти только те молекулярные токи, которые оказываются “нанизанными” на контур, для которого вычисляется циркуляция. Из рис. 83 видно, что элемент контура dl , образующий с направлением намагничения угол α , пересекает те молекулярные токи, центры которых попадают внутрь косоугольного цилиндра с объемом $S_m \cos \alpha dl$, где S_m – площадь, охватываемая отдельным молекулярным током. Суммарный ток, охватываемый элементом dl , равен:

$$I_m n S_m \cos \alpha dl,$$

где n – число молекул в единице объема,

$I_m S_m = P_m$ – магнитный момент отдельного молекулярного тока,

$I_m S_m n \cos \alpha$ – проекция J_l вектора \vec{J} на направление dl .

Суммарный молекулярный ток, охватываемый элементом dl , равен $J_l dl$. Сумма молекулярных токов, охватываемых всем контуром:

$$\sum I_m = \oint J_l dl. \quad (5)$$

Исключив из (4) и (5) сумму молекулярных токов, получаем следующее соотношение:

$$\oint \left(\frac{B_l}{\mu_0} - J_l \right) dl = \sum I, \quad (6)$$

где $\frac{B}{\mu_0} - J = H$ – напряженность магнитного поля.

Итак, напряженностью магнитного поля называется физическая величина, определяемая соотношением:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}. \quad (7)$$

Таким образом, выражение (6) может быть записано в виде:

$$\oint H_l dl = \sum I. \quad (8)$$

Если макроскопические токи распределены в пространстве с плотностью \vec{j} , то формула (8) видоизменяется следующим образом:

$$\oint H_l dl = \oint j_n dS, \quad (9)$$

где S – произвольная поверхность, ограниченная контуром, по которому берется циркуляция.

Формулы (8) и (9) выражают теорему о циркуляции вектора \vec{H} : циркуляция вектора напряженности магнитного поля по некоторому контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов, охватываемых этим контуром. В вакууме $\vec{J} = 0$, поэтому \vec{H} превращается в $\frac{\vec{B}}{\mu_0}$.

Вектор намагничения \vec{J} принято связывать с напряженностью магнитного поля:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (10)$$

где χ – магнитная восприимчивость магнетика (χ безразмерная величина).

Подставив (7) в (10), получим: $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H}$.

Откуда:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1+\chi)}, \quad (11)$$

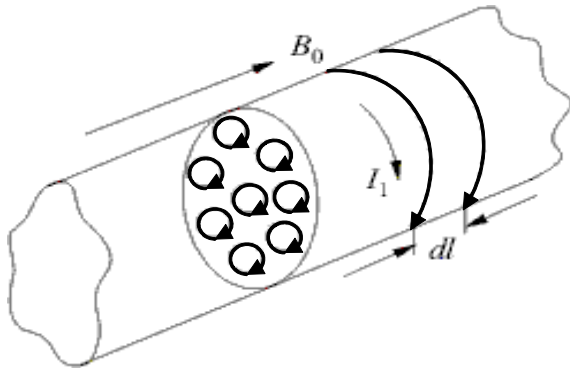
где $(1+\chi) = \mu$ – магнитная проницаемость вещества.

В отличие от диэлектрической восприимчивости χ , которая принимает лишь положительные значения (вектор поляризации \vec{P} в изотропном диэлектрике всегда направлен по полю \vec{E}) магнитная восприимчивость χ бывает как положительной, так и отрицательной. Поэтому, магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы. Итак, мы приходим к соотношению:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}, \quad (12)$$

из которого видно, что \vec{H} вектор, имеющий то же направление, что и вектор \vec{B} , но в $\mu_0 \mu$ раз меньший по модулю (в анизотропных средах векторы \vec{H} и \vec{B} могут не совпадать по направлению).

Физический смысл напряженности магнитного поля (\vec{H}) и магнитной проницаемости (μ)



Рассмотрим однородное магнитное поле в вакууме, которое можно задать с помощью либо вектора \vec{B}_0 , либо вектора $\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$.

Вектор \vec{H}_0 назовем напряженностью внешнего поля. Внесем в это поле бесконечно длинный круглый стержень из однородного магнетика и расположим его вдоль \vec{B}_0 (рис. 84).

Под действием поля молекулярные токи установятся так, что их магнитные моменты расположатся вдоль оси стержня, вследствие чего плоскости станут перпендикулярными к этой оси. Рассмотрим молекулярные токи, лежащие в произвольно выбранном поперечном сечении стержня. В каждой точке внутри стержня молекулярные токи текут в противоположные стороны, так что их совместное действие равно нулю. Некомпенсированными будут лишь участки токов, примыкающие к поверхности стержня. Таким образом, суммарное действие молекулярных токов будут таким, какое вызвал бы макроскопический ток, текущий по поверхности стержня. Обозначим силу этого тока, приходящуюся на единицу длины стержня (линейную плотность тока) через I_1 . Цилиндр, обтекаемый током, будет эквивалентен соленоиду с числом ампер – витков nI , равным линейной плотности ток I_1 . Следовательно, все молекулярные токи возбуждают совместно такое поле, какое создал бы в вакууме соленоид с числом ампер – витков, равным I_1 . Магнитная индукция этого поля равна:

$$B' = \mu_0 I_1$$

Видно, что направление \vec{B}' совпадает с направлением \vec{B}_0 . Вне стержня \vec{B}' равна нулю.

Выделим мысленно в стержне перпендикулярный к оси слой толщины dl . Молекулярные токи, заключенные в объеме этого слоя, эквивалентны круговому току силы $I_1 dl$. Согласно формуле (160) магнитный момент этого тока равен:

$$dP_m = I_1 S dl,$$

где S – площадь поперечного сечения стержня.

Так как

$$\frac{dP_m}{dV} = \frac{dP_m}{Sdl} = J, \text{ то } J = I_1, \quad (13)$$

То есть, намагничение стержня совпадает с линейной плотностью тока.

Тогда формула (13) приобретает вид:

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J} \quad (14)$$

и вектор магнитной индукции результирующего поля:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J} \quad (15)$$

После подстановки (13) в (15), получаем:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0 \quad (16)$$

Итак, напряженность поля в магнетике оказывается равной напряженности внешнего поля. Таким образом, напряженность магнитного поля электрического тока в однородной, изотропной среде не зависит от магнитных свойств среды и согласно закону Био-Савара-Лапласа равна:

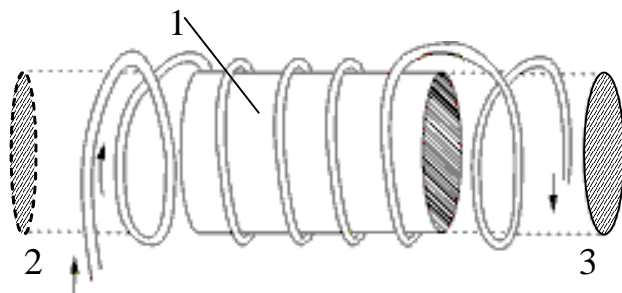
$$dH = \frac{I[d\vec{l} \vec{r}]}{4\pi r^3}.$$

Так как

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

то отсюда следует, что магнитная проницаемость μ показывает, во сколько раз усиливается поле в магнетике.

Заметим, что поскольку поле \vec{B}' отлично от нуля только внутри стержня, магнитное поле вне стержня остается без изменений.



Полученный результат справедлив в тех случаях, когда однородный магнетик заполняет весь объем, ограниченный поверхностями, которые образованы линиями напряженности внешнего поля (т.е. напряженность поля

внутри магнетика $H = H_0$). Если рассматривать ограниченный магнетик, например, имеющий форму короткого цилиндра 1 (рис. 85), то в нем отсутствуют боковые части 2 и 3, которые содержали бы молекулярные токи и участвовали бы в образовании магнитного потока. Поэтому магнитная индукция в ограниченном магнетике будет меньше, а следовательно, и напряженность поля

$H = \frac{B}{\mu\mu_0}$ также будет меньше H_0 на некоторую величину H_0 , т.е.:

$$H = H_0 - H_o. \quad (17)$$

Поле H_o называют размагничивающим полем. Так как действие частей 2 и 3 магнетика пропорционально величине намагничения \vec{J} данного вещества, то можно положить:

$$\vec{H}_o = N\vec{J}, \quad (18)$$

где N – размагничивающий фактор (безразмерный множитель). Для тела, поверхность которого не пересекается линиями напряженности внешнего поля $H = H_0$ размагничивающий фактор равен нулю. Для тонкого диска перпендикулярного к внешнему полю, $N = 1$, для шара $N = 1/3$. Это говорит о влиянии формы тела на размагничивание. Помещая тела из одинакового вещества в одно и то же внешнее поле, будем иметь различную напряженность поля внутри тел, в зависимости от их формы.

15.2. Магнитное поле на границе раздела сред

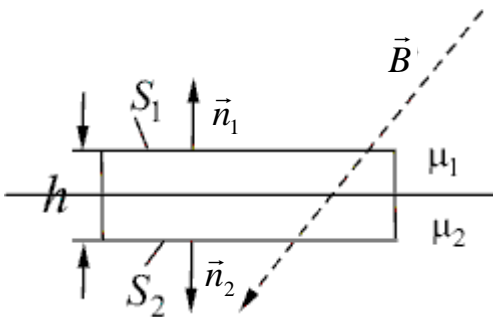


Рис. 86

Рассмотрим прохождение магнитного поля через границу раздела двух однородных изотропных магнетиков с разными магнитными проницаемостями. Выделим на границе раздела находится цилиндр высоты h , основания которого S_1 и S_2 расположены по разные стороны поверхности раздела (рис. 86). Применим теорему Гаусса (209). Поток \vec{B} через боковую поверхность цилиндра можно пренебречь, так как h будем считать много меньше размеров оснований цилиндра. Поток вектора

\vec{B} через верхнее основание цилиндра равен $B_{1n}S_1$, где B_{1n} – нормальная составляющая вектора \vec{B} в первом магнетике. Аналогично, поток через нижнее основание есть $B_{2n}S_2$. Сложив эти два потока, получим полный поток, который согласно теореме Гаусса, должен быть равен нулю:

$$\Phi_B = B_{1n}S_1 + B_{2n}S_2 = (B_{1n} + B_{2n})S = 0$$

Отсюда следует, что $B_{1n} = -B_{2n}$. Если проектировать \vec{B}_1 и \vec{B}_2 на одну и ту же нормаль, то получится, что

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (19)$$

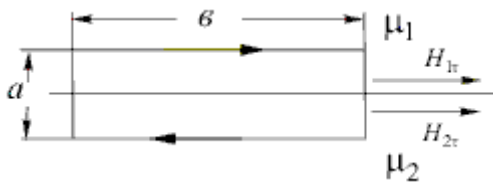
Заменив составляющие \vec{B} соответствующими составляющими вектора \vec{H} , учтя, что $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$, получим соотношение:

$$\mu_0\mu_1H_{1n} = \mu_0\mu_2H_{2n},$$

из которого следует, что

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \quad (20)$$

Теперь выделим на границе прямоугольный контур и вычислим для него циркуляцию вектора \vec{H} . Ширину контура a возьмем столь малой, чтобы вкладом,



вносимым в циркуляцию сторонами, перпендикулярными к поверхности раздела, можно было пренебречь. Тогда для циркуляции получается выражение:

$$b(H_{1\tau} - H_{2\tau}) = 0,$$

так как контур не охватывает макроскопических токов. Тогда

Тогда

$$H_{1\tau} = H_{2\tau}. \quad (21)$$

Заменяя составляющие вектора \vec{H} соответствующими составляющими вектора \vec{B} , получим соотношение:

$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_0 \mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0 \mu_2},$$

из которого следует, что:

$$\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (22)$$

Таким образом, при прохождении магнитного поля через границу раздела двух магнетиков, нормальная составляющая вектора \vec{B} тангенциальная составляющая вектора \vec{H} изменяются непрерывно, а тангенциальная составляющая вектора \vec{B} и нормальная составляющая вектора \vec{H} терпят разрыв.

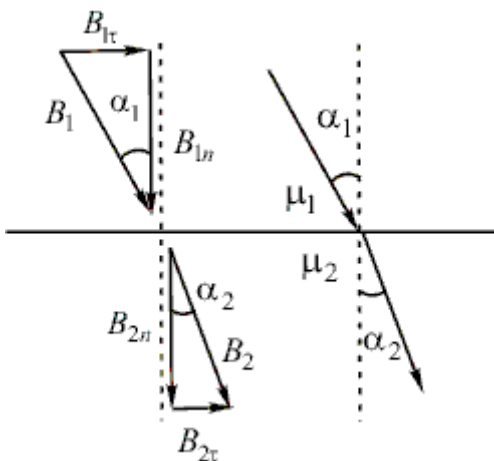
На рисунке показано поведение линий \vec{B} при пересечении границы двух магнетиков. Отношение тангенсов углов

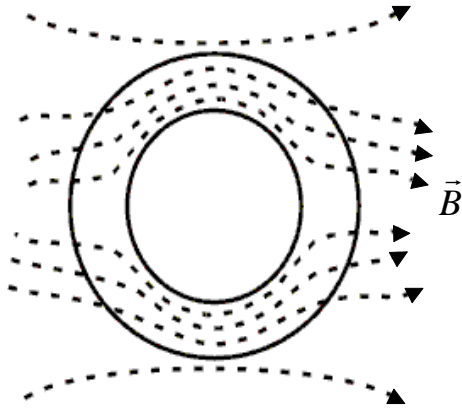
α_1 и α_2 равно $\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1\tau} / B_{1n}}{B_{2\tau} / B_{2n}}$, откуда с учетом (228) и (231) получаем:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (23)$$

Т.е., при переходе в магнетик с большей μ линии магнитной индукции отклоняются от нормали к поверхности. Легко видеть, что это приводит к сгущению линий. Сгущение линий \vec{B} в веществе с большей магнитной проницаемостью дает возможность формировать магнитные пучки, т.е. придавать им необходимую форму и направление.

Таким образом, осуществляется магнитная защита. Чтобы осуществить магнитную защиту некоторого объема, его окружают железным экраном.



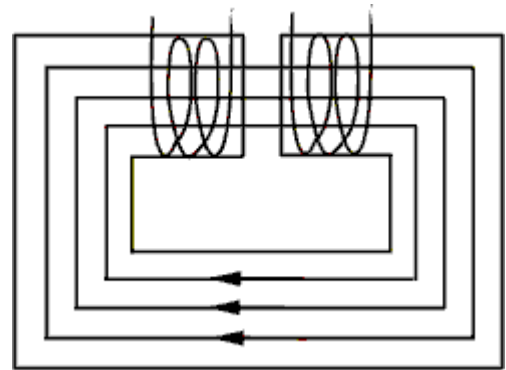


Как видно из рисунка, сгущение линий магнитной индукции в толще экрана приводит к ослаблению магнитного поля внутри.

В качестве примера прохождения магнитного поля через разные среды рассмотрим магнитное поле в электромагните с воздушным зазором. Электромагнит состоит из железного сердечника, на который насажены питаемые током катушки. Линии магнитной индукции сосредоточены в основном внутри сердечника. Лишь в узком воздуш-

ном зазоре они проходят в среде с малой μ .

Вектор \vec{B} пересекает границы между воздушным зазором и сердечником по нормали к поверхности раздела. Отсюда согласно (23) следует, что магнитная индукция в зазоре и в сердечнике одинакова по величине. Напряженность поля можно считать всюду в железе одинаковой и равной $H_{\text{жс}} = \frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{жс}}}$, в воздухе



$H_{\text{вз}} = \frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{вз}}}$. Из теоремы о циркуляции следует:

ет:

$$H_{\text{жс}} l_{\text{жс}} + H_{\text{вз}} l_{\text{вз}} = NI,$$

где $l_{\text{жс}}$ – длина участка контура в железе (по оси сердечника),

$l_{\text{вз}}$ – длина участка контура в воздухе,

N – суммарное число витков катушек в электромагните,

I – сила тока.

Таким образом:

$$\frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{жс}}} l_{\text{жс}} + \frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{вз}}} l_{\text{вз}} = NI.$$

Откуда

$$B = \mu_0 I \frac{N}{\frac{l_{\text{жс}}}{\mu_{\text{жс}}} + \frac{l_{\text{вз}}}{\mu_{\text{вз}}}} \approx \mu_0 I \frac{N}{l_{\text{жс}} + \frac{l_{\text{вз}}}{\mu_{\text{жс}}}}.$$

($\mu_{\text{жс}}$ отличается от единицы лишь в пятом знаке после запятой)

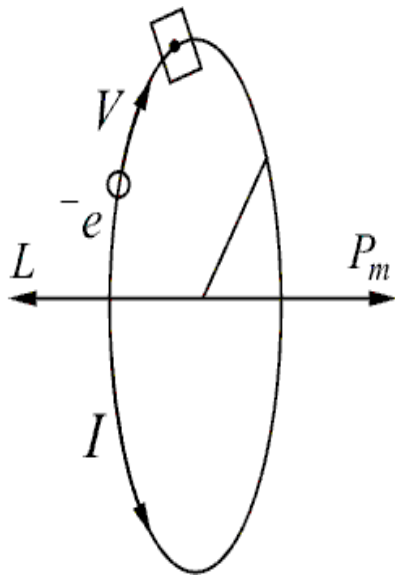
Обычно $l_{\text{жс}}$ бывает порядка 0,1м, $l_{\text{вз}}$ – порядка 1м, $\mu_{\text{жс}}$ достигает значений порядка нескольких тысяч. Поэтому вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь и написать, что

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_a}.$$

Увеличивая общее число витков и уменьшая размеры воздушного зазора, можно получить поля с большим значением B . Практически с помощью электромагнитов с железным сердечником удается получить поля с B порядка нескольких тесла.

15.3. Магнитомеханические явления

Природа молекулярных токов (гипотеза Ампера) стала понятной после того, как было установлено, что атомы всех веществ состоят из положительно заряженного ядра и движущихся вокруг него отрицательно заряженных электронов (теория Н. Бора в 1913г., квантовая теория атома в 30–х гг. XX века). Для многих целей, в том числе и для объяснения ряда магнитных явлений, с достаточным приближением можно считать, что электроны обращаются вокруг ядра по круговым или эллиптическим орбитам. Каждый из атомных электронов



движется по своей собственной орбите, а разные электронные орбиты лежат в различных плоскостях. Такие электроны, обращающиеся по орбитам, представляют собой замкнутые электрические токи, и поэтому естественно предположить, что именно они являются молекулярными токами (существование которых предполагал еще Ампер в 1920г. в своей теории намагничения).

Через площадку, расположенную в любом месте на пути электрона, переносится в единицу времени заряд ev , где e – заряд электрона, а v – число оборотов в секунду. Следовательно, движущийся по орбите электрон образует круговой ток силы $I = ev$.

Поскольку заряд электрона отрицателен, направление движения электрона и направление тока противоположны. Магнитный момент создаваемого электроном тока равен:

$$P_m = IS = ev\pi r^2.$$

Произведение $2\pi r v$ дает скорость движения электрона u , поэтому можно написать, что:

$$P_m = \frac{eur}{2} \quad (24)$$

Момент (24) обусловлен движением электрона по орбите, вследствие чего называется орбитальным магнитным моментом электрона. Направление вектора \vec{P}_m образует с направлением тока правовинтовую, а с направлением движения электрона левовинтовую систему. Движущийся по орбите электрон обладает моментом импульса:

$$L = mur, \quad (25)$$

где m – масса электрона, U – скорость электрона, r – радиус орбиты.

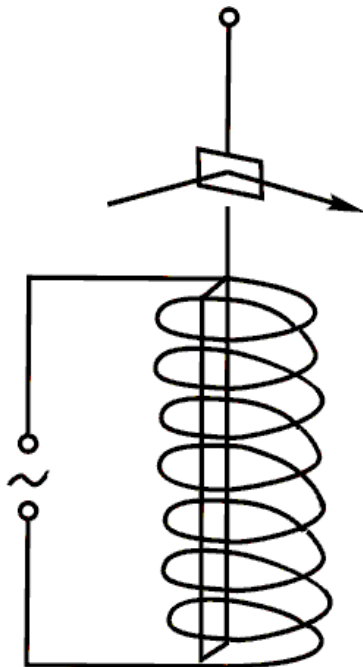
Вектор \vec{L} называют орбитальным механическим моментом электрона. Он образует с направлением движения электрона правовинтовую систему. Следовательно, направления векторов \vec{P}_m и \vec{L} противоположны.

Отношение магнитного момента элементарной частицы к ее механическому моменту называется гиромагнитным отношением. Для электрона оно равно:

$$\frac{P_m}{L} = -\frac{e}{2m}, \quad (26)$$

где m – масса электрона. Знак минус указывает на то, что направления моментов противоположны.

Вследствие вращения вокруг ядра, электрон оказывается подобным волчку. Это обстоятельство лежит в основе так называемых магнитомеханических явлений, заключающихся в том, что намагничение магнетика приводит к его вращению и, наоборот, вращение магнетика вызывает его намагничение. Существование первого явления было доказано экспериментально Эйнштейном и де Хаасом ((1870–1940) нидерландский физик совместно с Эйнштейном в 1915г. открыл, что тело, намагниченное вдоль некоторой оси, приобретает около нее вращательный импульс). Существование второго явления было установлено С. Барнеттом (американский физик (1873–1956) открыл в 1915г. явление намагничения ферромагнетика при его вращении вокруг оси в отсутствие магнитного поля).



В основе опыта Эйнштейна и де Хааса лежат следующие соображения. Если намагнитить стержень из магнетика, то магнитные моменты электронов установятся по направлению поля, а механические моменты – против поля. В результате суммарный механический момент электронов $\sum \vec{L}_i$ станет отличным от нуля (первоначально вследствие хаотической ориентации отдельных моментов он был равен нулю). Момент импульса системы стержень + электроны должен остаться без изменений. Поэтому стержень приобретает момент импульса, равный $-\sum \vec{L}_i$, и, следовательно, приходит во вращение. Изменение направления намагниченности приведет к изменению направления вращения стержня.

В опыте Эйнштейна и де Хааса тонкий железный стержень подвешивался на упругой нити и помещался внутрь соленоида. Закручивание нити при намагничивании стержня постоянным магнитным полем получалось весьма малым. Для усиления эффекта был применен метод резонанса. Соленоид питался переменным током, частота которого подбиралась равной собственной частоте механических колебаний

системы. При этих условиях амплитуда колебаний достигла значений, которые можно было измерить, наблюдая смещение светового зайчика от зеркала, укрепленного на нити. Из данных опыта было вычислено магнитомеханическое соотношение, которое оказалось равным $-(e/m)$. Таким образом, знак заряда носителей, создающих молекулярные токи, совпал со знаком заряда электрона. Однако полученный результат превысил ожидаемое значение магнитомеханического отношения (гиромагнитного соотношения) в два раза.

Барнетт приводил железный стержень в очень быстрое вращение вокруг его оси и измерял возникающее при этом намагничение. Из результатов этого опыта Барнетт также получил для магнитомеханического отношения величину в два раза превышающую значение (26).

В дальнейшем выяснилось, что кроме орбитальных моментов (24) и (25) электрон обладает собственным механическим L_s и магнитным P_{ms} моментами, для которых магнитомеханическое (гиромагнитное) отношение равно:

$$\frac{P_{ms}}{L_s} = -\frac{e}{m}, \quad (27)$$

т.е., совпадает со значением, полученным в опытах Эйнштейна и де Хааса и Барнетта. Отсюда следует, что магнитные свойства железа обусловлены не орбитальным, а собственным магнитным моментом электрона.

В настоящее время принимается, что собственный механический момент (спин) и связанный с ним собственный (спиновый) магнитный момент являются такими же неотъемлемыми свойствами электрона, как его масса и заряд.

Магнитный момент атома складывается из орбитальных и собственных моментов, входящих в его состав электронов, а также из магнитного момента ядра (который обусловлен магнитными моментами входящих в состав ядра элементарных частиц – протонов и нейтронов). Магнитный момент ядра значительно меньше момента электрона. Поэтому, при рассмотрении многих вопросов им можно пренебречь и считать, что магнитный момент атома равен векторной сумме магнитных моментов электронов. Магнитный момент молекулы также можно считать равным сумме магнитных моментов, входящих в ее состав электронов.

Экспериментальное определение магнитных моментов атомов было осуществлено Штерном (О. Штерн (1888–1969) немецкий физик – экспериментатор) и Герлахом (В. Герлах (1889–1979) немецкий физик – экспериментатор). В их опытах пучок атомов пропусклся через сильно неоднородное магнитное поле, благодаря чему наблюдались проекции магнитных моментов атомов на направление магнитного поля для различных металлов. Было отмечено, что число возможных проекций магнитного момента на направление магнитного поля для разных атомов различно.

15.4. Виды магнетиков. Диамагнетики в магнитном поле

Виды магнетиков

Опыт и теория показывают, что все вещества, помещенные в магнитное поле, приобретают магнитные свойства, т.е., намагничиваются и поэтому в некоторой мере изменяют внешнее (первоначальное) магнитное поле. Формула (10) определяет магнитную восприимчивость χ единицы объема вещества. Часть вместо этой восприимчивости пользуются отнесенной к одному киломолю вещества киломолярной (для химически простых веществ – килоатомной) восприимчивостью $\chi_{км}$ ($\chi_{кат}$). Очевидно, что $\chi_{км} = \chi V_{км}$, где $V_{км}$ – объем киломоля вещества. В то время как χ – безразмерная величина, $\chi_{км}$ ($\chi_{кат}$) имеет размерность $\text{м}^3/\text{ккмол}$ ($\text{м}^3/\text{кка}$). Когда вещества помещают в магнитное поле, то оказывается, что одни вещества ослабляют внешнее магнитное поле, а другие усиливают его. Первые называются диамагнитными (диамагнетики), вторые парамагнитными (парамагнетики). Среди парамагнетиков выделяется группа веществ, вызывающих очень большое усиление внешнего поля. Эти вещества называются ферромагнитными (ферромагнетики).

Таким образом, все магнетики подразделяют на три группы:

1) диамагнетики, у которых χ отрицательна и мала по абсолютной величине ($\chi_{км} \approx 10^{-8} \div 10^{-7} \text{ м}^3/\text{ккмол}$). К диамагнетикам относится подавляющее большинство веществ, такие элементы как фосфор, сера, сурьма, углерод, многие металлы (висмут (*Bi*), ртуть (*Hg*), золото (*Au*), серебро (*Ag*), медь (*Cu*) и др.), большинство химических соединений (вода почти все органические соединения).

2) Парамагнетики, у которых χ положительна и тоже невелика ($\chi_{км} \approx 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ м}^3/\text{ккмол}$). К парамагнетикам относятся некоторые газы (кислород, азот) и металлы: алюминий (*Al*), вольфрам (*W*), платина (*Pt*), щелочные металлы: литий (*Li*), калий (*K*), натрий (*Na*), рубидий (*Rb*), цезий (*Cs*) и щелочно – земельные металлы: кальций (*Ca*), барий (*Ba*), стронций (*Sr*), радий (*Ra*) и др.

3) Ферромагнетики, у которых χ положительна и достигает очень больших значений ($\chi_{км} \approx 10^3 \text{ м}^3/\text{ккмоль}$). Кроме того, в отличие от диа – и парамагнетиков, для которых χ не зависит от H , восприимчивость ферромагнетиков является функцией напряженности магнитного поля. Ферромагнетики представляют собой довольно многочисленную группу, в которую входят: железо (*Fe*), никель (*Ni*), кобальт (*Co*), гадолиний (*Gd*) и диспрозий (*Dy*), а также некоторые сплавы и окиси этих металлов и некоторые сплавы марганца (*Mn*) и хрома (*Cr*).

1) Диамагнетики в магнитном поле

Диамагнетики отличаются от всех других магнетиков тем, что магнитная восприимчивость χ для них является отрицательной величиной. Это означает, что вектор намагничивания ($\vec{J} = \chi \vec{H}$)

направлен противоположно намагничивающему полю.

Объяснение диамагнетизма было дано впервые П. Ланжевеном ((1872–1944) французский физик), который разработал в 1905г. статистическую теорию диа- и парамагнетизма, доказал универсальность диамагнетизма и обосновал независимость диамагнетизма от температуры.

Рассмотрим какую – либо электронную орбиту атома диамагнетика, помещенного во внешнее магнитное поле. На орбиту действует вращательный момент $\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}]$, стремящийся установить магнитный момент электрона \vec{P}_m по направлению поля (при этом механический момент \vec{L} устанавливается против поля). Под действием момента \vec{M} векторы \vec{L} и \vec{P}_m совершают прецессию вокруг направления вектора магнитной индукции \vec{B} [Прецессия – дополнительное вращение устойчивой системы одинаковых заряженных частиц (электронов атомов), возникающее при наложении на систему однородного постоянного магнитного поля, направление которого служит осью вращения].

Скорость прецессии находится следующим образом. За время dt вектор \vec{L} получает приращение $d\vec{L}$ равное:

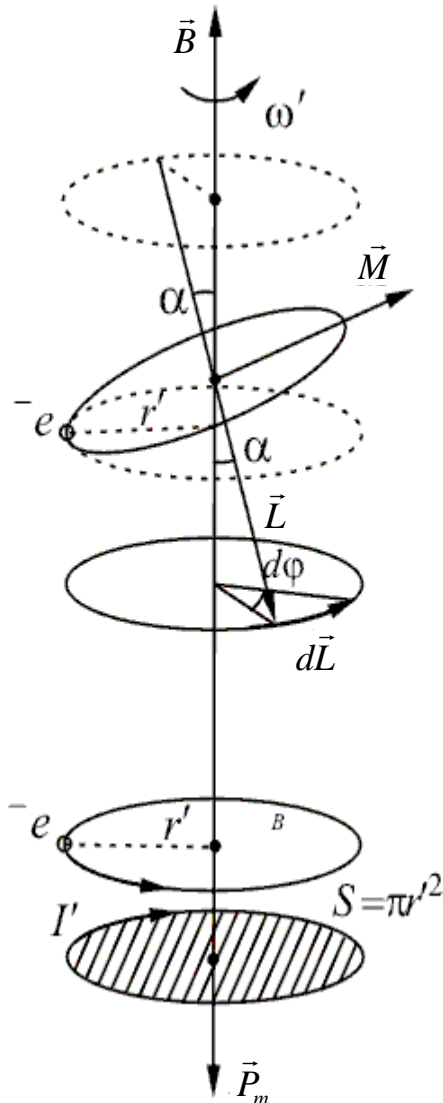
$$d\vec{L} = \vec{M} dt.$$

Вектор $d\vec{L}$, как и вектор \vec{M} , перпендикулярен к плоскости, проходящей через векторы \vec{B} и \vec{L} и по модулю равен:

$$|dL| = P_m B \sin \alpha dt,$$

где угол α – угол между \vec{P}_m и \vec{B} .

За время dt плоскость, в которой лежит вектор \vec{L} , повернется вокруг направления \vec{B} на угол $d\phi$:



$$d\varphi = \frac{dL}{L \sin \alpha} = \frac{P_m B \sin \alpha dt}{L \sin \alpha} = \frac{P_m B}{L} dt.$$

Угловая скорость прецессии:

$$\omega_L = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{P_m B}{L} = \frac{eB}{2m}. \quad (28)$$

Частоту ω_L (28) называют частотой ларморовой прецессии или просто ларморовой частотой [по имени Дж. Лармора (1857–1942) английского физика–теоретика, который, разрабатывая электронную теорию диамагнетизма, в 1895г. открыл прецессию вращающихся во внешнем магнитном поле электронов]. Ларморова частота не зависит ни от угла наклона орбиты по отношению к направлению магнитного поля, ни от радиуса орбиты или скорости электрона и, следовательно, для всех электронов, входящих в состав атома, одинакова.

Прецессия орбиты обуславливает дополнительное движение электрона вокруг направления поля. Если бы расстояние r' электрона от параллельной \vec{B} оси, проходящей через центр орбиты, не изменилось, дополнительное движение электрона происходило бы по окружности радиуса r' . Этому соответствовал бы круговой ток (заштрихованная окружность) $I' = e \frac{\omega_L}{2\pi}$, магнитный момент которого:

$$P'_m = I'S' = e \frac{\omega_L}{2\pi} \pi r'^2 \quad (29)$$

направлен, как видно из рис. 93, в сторону, противоположную \vec{B} . Этот момент называется индуцированным (наведенным) магнитным моментом.

Если произвести усреднение по всем возможным значениям α , считая их равновероятными, то $\overline{r'^2} = \frac{2}{3} r^2$ и тогда среднее значение индуцированного магнитного момента одного электрона:

$$\overline{P'_m} = -\frac{e^2}{6m} r^2 B, \quad (30)$$

где знак – отражает то, что векторы $\overline{P'_m}$ и \vec{B} направлены в противоположные стороны.

Просуммировав выражение (30) по всем электронам, найдем индуцированный магнитный момент атома в целом:

$$P'_{\text{маг}} = \sum P'_m = -\frac{e^2 B}{6m} \sum_{k=1}^Z \overline{r_k^2}. \quad (31)$$

Диамагнетизм обнаруживают лишь те вещества, у которых атомы не обладают магнитным моментом, т.е., векторная сумма орбитальных и спиновых моментов электронов равна нулю. Умножив (240) на число Авогадро, получим магнитный момент килограмм – атома вещества. Разделив его на напряженность поля H , найдем килограмм – атомную магнитную восприимчивость

$\chi_{\text{э\ddot{a}\ddot{o}}}$. Так как магнитная проницаемость диамагнетиков практически равна 1, то можно положить $\frac{B}{H} = \mu_0$, и, таким образом:

$$\chi_{\text{э\ddot{a}\ddot{o}}} = \frac{N_{\text{А}} P'_{\text{ма\ddot{o}}}}{H} = -\frac{\mu_0 N_{\text{А}} e^2}{6m} \sum_{k=1}^Z \overline{r_m^2} = -3,55 \cdot 10^{12} \sum_{k=1}^Z \overline{r_m^2}. \quad (32)$$

Радиусы электронных орбит имеют величину порядка 10^{-10} м, следовательно, согласно формуле (240) килограмм – атомная магнитная восприимчивость получается порядка $10^{-8} \div 10^{-7}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

15.5. Парамагнетики в магнитном поле

Если магнитный момент P_m атомов отличен от нуля, вещество оказывается парамагнитным. Внешнее магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль \vec{B} , тепловые движения стремятся разбросать их равномерно по всем направлениям. В результате устанавливается некоторая равновесная преимущественная ориентация моментов вдоль поля тем большая, чем больше B , и тем меньшая, чем выше температура.

Французский физик П. Кюри (1859–1906) в 1895г. экспериментально установил закон, согласно которому парамагнитная килограмм – атомная восприимчивость вещества равна:

$$\chi_{\text{э\ddot{a}\ddot{o}}} = \frac{C}{T}, \quad (33)$$

где C – постоянная Кюри, зависящая от рода вещества,
 T – абсолютная температура.

Классическая теория парамагнетизма была разработана французским физиком П. Ланжевром (1872–1945) в 1905г. Ограничимся изложением этой теории для случаев не слишком сильных полей и не очень низких температур.

Согласно формуле (198), атом обладает в магнитном поле потенциальной энергией $W = -P_m B \cos \alpha$, которая зависит от угла α между векторами \vec{P}_m и \vec{B} . Поэтому, равновесное распределение моментов по направлениям должно подчиняться распределению Больцмана:

$$n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}},$$

где n – плотность молекул в том месте пространства, где потенциальная энергия молекулы имеет значение W ,

n_0 – плотность молекул в том месте, где потенциальная энергия молекулы $W = 0$,

T – абсолютная температура,

k – постоянная Больцмана.

Согласно этому распределению вероятность того, что магнитный момент атома будет образовывать с направлением вектора \vec{B} угол, заключенный в пределах от α до $\alpha + d\alpha$, пропорциональна:

$$e^{-\frac{W}{kT}} = e^{-\frac{P_m B \cos \alpha}{kT}} = e^{a \cos \alpha}, \quad (34)$$

где $a = \frac{P_m B}{kT}$.

В отсутствии поля все направления магнитных моментов равновероятны. Следовательно, вероятность того, что направление момента образует с некоторым направлением Z угол в пределах от α до $\alpha + d\alpha$ равна:

$$(dP_\alpha)_{B=0} = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \alpha d\alpha}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha, \quad (35)$$

где $d\Omega_\alpha = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ – телесный угол, заключенный между конусами с углами раствора α и $\alpha + d\alpha$ (рис. 94).

При наличии поля в выражении вероятности появится множитель $e^{a \cos \alpha}$ и тогда:

$$dP_\alpha = A e^{a \cos \alpha} \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha,$$

где A – неизвестный пока коэффициент пропорциональности.

Магнитный момент атома имеет величину порядка одного магнетона 5 Бора, т.е., $\sim 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$. При достигаемых обычно полях магнитная индукция бывает порядка 1 Тл (10^4 Гс). Следовательно, $P_m B$ имеет

порядок 10^{-23} Дж. Величина kT при комнатной температуре равна примерно $4 \cdot 10^{-21}$ Дж. Таким образом: $a = \frac{P_m B}{kT} \ll 1$ и $e^{a \cos \alpha}$ можно заменить приближенно через $1 + a \cos \alpha$. В этом приближении выражение (35) принимает вид:

$$dP_\alpha = A(1 + a \cos \alpha) \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha.$$

Так как сумма вероятностей для всех возможных значений угла α должна быть равна единице, то:

$$1 = \int_0^\pi A(1 + a \cos \alpha) \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{2} A(-\cos \alpha) \Big|_0^\pi + \frac{a}{2} \sin^2 \alpha \Big|_0^\pi = A.$$

Т.е. $A = 1$ и

$$dP_\alpha = \frac{1}{2} (1 + a \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha.$$

Пусть в единице объема парамагнетика содержится n атомов. Тогда число атомов, магнитные моменты которых образуют с направлением поля углы от α до $\alpha + d\alpha$, будет равно:

$$dn_\alpha = n dP_\alpha = \frac{1}{2} n (1 + a \cos \alpha) \sin \alpha d\alpha.$$

Каждый из этих атомов вносит в результирующий магнитный момент вклад, равный $P_m \cos \alpha$. Следовательно, для магнитного момента единицы объема (т.е. для намагниченности) получается выражение:

$$J = \int_0^\pi P_m \cos \alpha d\alpha = \frac{1}{2} n P_m \int_0^\pi (1 + a \cos \alpha) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{2} n P_m \frac{2a}{3} = \frac{n P_m a}{2},$$

или

$$J = \frac{n P_m^2 B}{3kT}.$$

Заменяя n числом Авогадро N_A , получим выражение для киломолярной восприимчивости:

$$\chi_{\text{км}} = \frac{\mu_0 N_A P_m^2}{3kT}. \quad (36)$$

(246) получено после того как разделили J на H и положили, что $\frac{B}{H} = \mu_0$ ($\mu \approx 1$ для парамагнетиков). Сопоставление формул (242) и (246) дает для постоянной Кюри следующее выражение:

$$C = \frac{\mu_0 N_A P_m^2}{3k}.$$

Значения $\chi_{\text{км}}$, определенные по формуле (36), в ряде случаев хорошо согласуются со значениями, полученными из опыта. Киломолярная магнитная восприимчивость для парамагнетиков имеет значение:

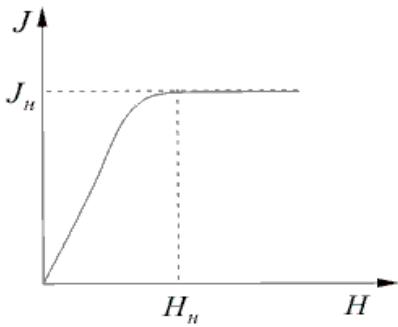
$$\chi_{\text{км}} = 10^{-7} \div 10^{-6} \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}.$$

Квантовая теория парамагнетизма, учитывая дискретные ориентации магнитного момента атома относительно поля, приводит к выражению, аналогичному (36).

15.6. Ферромагнетики в магнитном поле

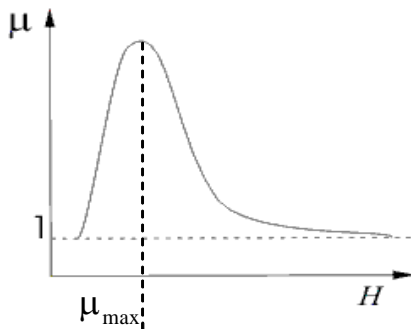
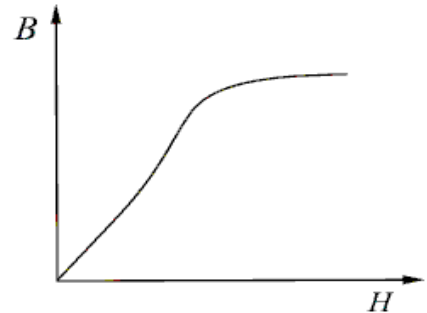
Ферромагнетики (железо, никель, кобальт, гадолиний, их сплавы и соединения, а также некоторые сплавы и соединения марганца и хрома с ферромагнитными элементами) являются сильномагнитными веществами. Их намагниченность в огромное (до 10^{10}) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков, принадлежащих к категории слабомагнитных веществ. Ферромагнетизм присущ всем перечисленным выше веществам только в кристаллическом состоянии.

Основные особенности ферромагнетиков.



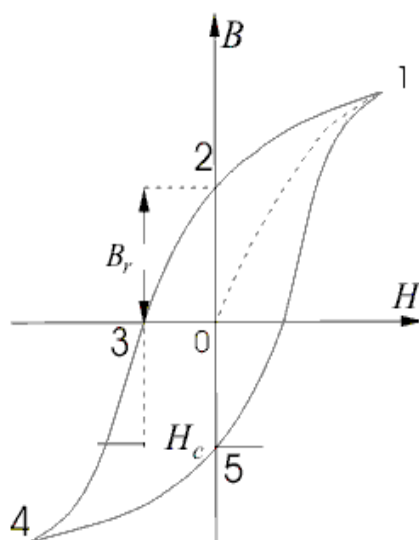
а) Зависимость намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля характеризуется наличием магнитного насыщения. Уже в полях порядка 100 A/M намагниченность достигает насыщения. На рис.95 представлена основная кривая намагничивания. Так как $B = \mu_0(H + J)$, то по достижению насыщения B продолжает расти с H по линейному закону $B = \mu_0 H + const$, где $const = \mu_0 J_i$. Кривая намагничивания железа была

впервые получена и подробно исследована в 1872 г. русским физиком А.Г. Столетовым (1839–1896).



б) Зависимость магнитной проницаемости от H имеет сложный характер.

в) Существование магнитного гистерезиса магнетиков, т.е., отставание изменения индукции от изменения напряженности по величине и направлению внешнего магнитного поля. Если довести намагничение до насыщения (точке 1 на рисунке) и затем уменьшать напряженность поля, то индукция B следует не по первоначальной кривой 0–1, а изменяется в соответствии с кривой 1–2. В результате, когда напряженность внешнего поля станет равной нулю, намагничение не исчезнет и характеризуется величиной B_r , которая называется остаточной индукцией.



Намагниченность обращается в нуль лишь под действием поля H_c , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничение. Напряженность H_c называется коэрцитивной силой.

Существование остаточной намагниченности делает возможным изготовления постоянных магнитов, т.е., которые без затраты энергии на поддержание макроскопических токов обладают магнитным моментом и создают в окружающем их пространстве магнитное поле. Постоянный магнит тем лучше сохраняет свои свойства, чем больше коэрцитивная сила материала, из которого он изготовлен.

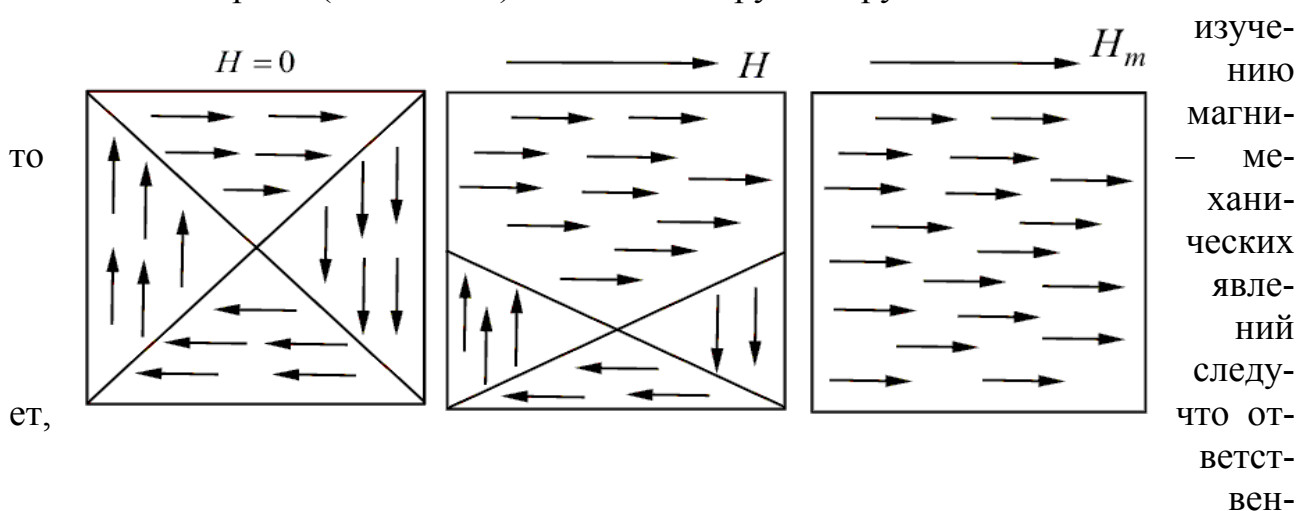
При действии на ферромагнетик переменного

го магнитного поля индукция изменяется в соответствии с кривой 1–2–3–4–5–1, которая называется петлей гистерезиса.

г) Перечисленные выше свойства ферромагнитных веществ обнаруживаются при температурах меньше точки Кюри T_c . При температурах $T \geq T_c$ тепловое движение разрушает области спонтанной намагниченности (домены) и ферромагнетик, теряя свои особенности, превращается в парамагнетик. Точка Кюри для железа 1063К, для никеля 623К, для кобальта 1423К, для сплава пермаллоя 823К.

Величины B_r , H_c и μ_{\max} являются основными характеристиками ферромагнетика. Если коэрцитивная сила велика, ферромагнетик называется жестким. Для него характерна широкая петля гистерезиса. Ферромагнетик с малой H_c и соответственно узкой петлей гистерезиса называется мягким. В зависимости от назначения берутся ферромагнетики с той или иной характеристикой. Так для постоянных магнитов употребляются жесткие ферромагнетики [например Алнико (10% Al, 19% Ni, 18% Co, 53% Fe), $B_r=0,9$ Тл, $H_c=52000$ А/м], для сердечников трансформаторов – мягкие – электротехнические стали [сплавы на основе железа, легированные кремнием (0,3–6%) и содержащие 0,1–0,3% Mn], у которых $H_c \leq 40$ А/м, в то время как индукция насыщения $B_s = 2,35$ Тл (пермендюр).

Основы теории ферромагнетизма были созданы советским физиком – теоретиком Я.И. Френкелем (1894–1952) и немецким физиком – теоретиком В.К. Гейзенбергом (1901–1976) независимо друг от друга в 1928г. Из опытов по



то изучению магнитно-механических явлений следует отметить, что ответственным за магнитные свойства ферромагнетиков являются собственные (спиновые) магнитные моменты электронов. При определенных условиях в кристаллах могут возникать обменные силы как это следует из квантовой механики, которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. В результате возникают области спонтанного (самопроизвольного) намагничивания, которые называют также доменами. В пределах каждого домена ферромагнетик спонтанно намагничен и обладает определенным магнитным моментом. Направления этих моментов для разных доменов различны, так

что в отсутствие внешнего поля суммарный момент всего тела равен нулю. Домены имеют размеры порядка $1 \div 10 \mu\text{м}$. С появлением внешнего поля напряженностью H домены, ориентированные своим магнитным моментом в направлении этого поля, начинают увеличиваться в объеме за счет соседних доменов, имеющих иные ориентации магнитных моментов, имеет место поворот магнитных моментов в направлении поля. При этом моменты электронов в пределах домена поворачиваются одновременно, без нарушения их строгой параллельности друг другу. Эти процессы являются необратимыми, что и служит причиной гистерезиса. При достаточно сильном поле H_m все домены целиком поворачиваются в направлении поля и ферромагнетик быстро намагничивается до насыщения. При ликвидации внешнего поля ферромагнетик полностью не размагничивается, а сохраняет остаточную магнитную индукцию, так как тепловое движение не в состоянии быстро дезориентировать столь крупные совокупности атомов, какими являются домены. Этим объясняется гистерезис. Для размагничивания ферромагнетика необходимо приложить коэрцитивную силу. Размагничиванию способствует также нагревание и встряхивание ферромагнетика. При температуре, равной точке Кюри, тепловое движение оказывается способным дезориентировать атомы в самих доменах, вследствие чего ферромагнетик превращается в парамагнетик.

Ферромагнитные материалы широко используются в технике. Из них изготавливаются сердечники электромагнитов различных магнитных устройств, генераторов, трансформаторов, магнитные экраны, ленты магнитной звуковой записи, постоянные магниты и т.д.

За последние десятилетия большое значение приобрели искусственные полупроводниковые ферромагнетики названные ферритами и оксиферами. Ферриты сложные металлические окислы (соли железной кислоты) с магнитной проницаемостью от 10 до 2000. Удельное электрическое сопротивление ферритов в миллиарды раз больше чем металлов. Поэтому, в ферритах очень малы потери на вихревые токи и из них изготавливают сердечники трансформаторов и других электромагнитных приборов, работающих на переменных токах высокой частоты.

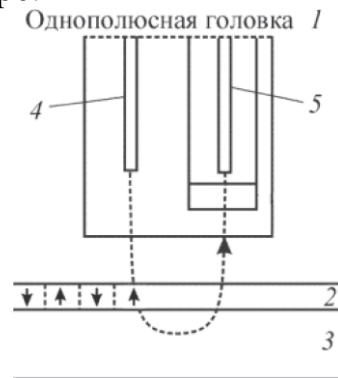
В некоторых случаях обменные силы приводят к возникновению так называемых антиферромагнетиков (хром, марганец и др.). Существование антиферромагнетиков было предсказано советским физиком – теоретиком Л.Д. Ландау (1908–1958) в 1933г. В антиферромагнетиках собственные магнитные моменты электронов самопроизвольно ориентированы антипараллельно друг другу. Такая ориентация охватывает попарно соседние атомы. В результате антиферромагнетики обладают крайне малой магнитной восприимчивостью и ведут себя как очень слабые парамагнетики. Для антиферромагнетиков также существует температура T_N , при которой антипараллельная ориентация спинов исчезает. Эта температура называется антиферромагнитной точкой Кюри или точкой Нееля (по имени Л. Нееля (1904–1953) французского физика, предсказавшего антиферромагнетизм). У некоторых антиферромагнетиков (на пример, у эрбия, диспрозия, сплавов марганца и меди) таких температур две (верхняя и

нижняя точки Нееля), причем антиферромагнитные свойства наблюдаются только при промежуточных температурах. Выше верхней точки вещество ведет себя как парамагнетик, а при температурах, меньших нижней точки Нееля, становится ферромагнетиком.

Ферромагнитные материалы играют огромную роль в самых различных областях современной техники. *Магнитомягкие материалы* используются в электротехнике при изготовлении трансформаторов, электромоторов, генераторов, в слаботочной технике связи и радиотехнике; *магнито жесткие материалы* применяют при изготовлении постоянных магнитов.

Широкое распространение в радиотехнике, особенно в высокочастотной радиотехнике, получили ферриты (Fe_2O_3) сочетающие ферромагнитные и полупроводниковые свойства.

Магнитные материалы широко используются в традиционной технологии записи информации в винчестере.



Магнитное вещество 2 нанесено тонким слоем на основу твердого диска 3. Каждый бит информации представлен группой магнитных доменов (в идеальном случае – одним доменом). Для перемагничивания домена (изменения направления вектора его намагниченности) используется поле записывающей головки 4 (5 – считывающая головка). Наличие дополнительных стабилизирующих слоев, препятствует самопроизвольной потере информации. Записью на вертикально ориентированные домены достигается плотность до 450 Гбайт/см².