- Напряженность магнитного поля возросла в два раза. Как изменилась объемная плотность энергии магнитного поля?
- Приведите соотношение между токами в первичной и вторичной обмотках повышающего трансформатора.

ЗАДАЧИ

15.1. Кольцо из алюминиевого провода ($\rho = 2$С нОм • м) помещено в магнитное поле перпендикулярно линиям магнитной индукции. Диаметр кольца 20 см, диаметр провода 1 мм. Определите скорость изменения магнитного поля, если сила тока в кольце 0,5 А. [0.33 Тл/с]

15.2. В однородном магнитном иоле, индукция которого 0,5 Тл, равномерно с частотой 300 $мин^{-1}$ вращается катушка, содержащая 200 витков, плотно прилегающих друг к другу. Площадь поперечного сечения катушки 100 $см^2$. Ось вращения перпендикулярна осп катушки и направлению магнитного поля. Определите максимальную ЭДС, индуцируемую в катушке. [31,4 В]

15.3. Определите, сколько витков проволоки, вплотную прилегающих друг к другу, диаметром 0,3 мм с изоляцией ничтожно малой толщины надо намотать на картонный цилиндр диаметром 1 см, чтобы получить однослойную катушку с индуктивностью 1 мГп. [3040]

15.4. Определите, через сколько времени сила тока замыкания достигнет 0,98 предельного значения, если источник тока замыкают па катушку сопротивлением 10 Ом и индуктивностью 0,4 Гн. [0,16 с]

15.5. Два соленоида (индуктивность одного $L_1 = 0{,}3$С Гп, другого $L_2 = 0{,}64$ Гн) одинаковой длины и практически равного сечения вставлены один в другой. Определите взаимную индуктивность соленоидов. [0,48 Гп]

15.6. Автотрансформатор, понижающий напряжение с $U_1 = 5{,}5$ кВ до $U_2 = 220$ В, содержит в первичной обмотке $N_1 = 1500$ витков. Сопротивление вторичной обмотки $R_2 = 2$ Ом. Сопротивление внешней цепи (в сети пониженного напряжения) $R = 13$ Ом. Пренебрегая сопротивлением первичной обмотки, определите число витков во вторичной обмотксе трансформатора. [68]

Глава 16
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

§ 131. Магнитные моменты электронов и атомов

Рассматривая действие магнитного поля на проводники с током и на движущиеся заряды, мы не интересовались процессами, происходящими в веществе. Свойства среды учитывались формально с помощью магнитной проницаемости μ. Для того чтобы разобраться в магнитных свойствах сред и их влиянии на магнитную индукцию, необходимо рассмотреть действие магнитного поля на атомы и молекулы вещества.

Опыт показывает, что все вещества, помещенные в магнитное поле, намагничиваются. Рассмотрим причину этого явления с точки зрения строения атомов и молекул, положив в основу гипотезу Ампера (см. § 109), согласно которой в любом теле существуют микро-

скопические токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах.

Для качественного объяснения магнитных явлений с достаточным приближением можно считать, что электрон движется в атоме по круговым орбитам. Электрон, движущийся по одной из таких орбит, эквивалентен круговому току, поэтому он обладает ***орбитальным магнитным моментом*** **[см.** (109.2)] $p_m = IS\vec{n}$, модуль которого

$$p_m = IS = e\nu S, \qquad (131.1)$$

где $I = e\nu$ — сила тока; ν — частота вращения электрона по орбите; S — площадь орбиты.

Если электрон движется по часовой стрелке (рис. 189), то ток направлен против часовой стрелки и вектор p_m (в соответствии с правилом правого винта) направлен перпендикулярно плоскости орбиты электрона, как указано на рисунке.

С другой стороны, движущийся по орбите электрон обладает механическим моментом импульса L_l, модуль которого, согласно (19.1),

$$L_l = mvr = 2m\nu S, \qquad (131.2)$$

где $v = 2\pi\nu r$, $\pi r^2 = S$. Вектор L_l (его направление также определяется по правилу правого винта) называется *орбитальным механическим моментом электрона*.

Из рис. 189 следует, что направления p_m и $\vec{L}_l$ противоположны, поэтому, учитывая выражения (131.1) и (131.2), ПОЛУЧИМ

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m}\vec{L}_l = g\vec{L}_l, \qquad (131.3)$$

где величина

$$g = -\frac{e}{2m} \qquad (131.4)$$

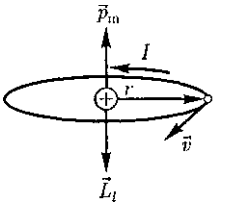


Рис. 189

называется ***гиромагнитным отношением орбитальных моментов*** (общепринято писать со знаком «-», указывающим на то, что направления моментов противоположны). Это отношение, определяемое универсальными постоянными, одинаково для любой орбиты, хотя для разных орбит значения v и r различны. Формула (131.4) выведена для круговой орбиты, но она справедлива и для эллиптических орбит.

Экспериментальное определение гиромагнитного отношения проведено в опытах Эйнштейна и де Гааза[1] (1915), которые наблюдали поворот свободно подвешенного на тончайшей кварцевой нити железного стержня при его намагничивании во внешнем магнитном поле (по обмотке соленоида пропускался переменный ток с частотой, равной частоте крутильных колебаний стержня).

При исследовании вынужденных крутильных колебаний стержня определялось гиромагнитное отношение, которое оказалось равным $-\frac{e}{m}$. Таким образом, знак носителей, обусловливающих молекулярные токи, совпадал со знаком заряда электрона, а гиромагнитное отношение оказалось в два раза большим, чем введенная ранее величина g [см. (131.4)]. Для объяснения этого результата, имевшего большое значение для дальнейшего развития физики, было предположено, а впоследствии

[1] В. И. де Гааз (1878 - 1960) - нидерландский физик.

доказано, что кроме орбитальных моментов [см. (131.1) и (131.2)] электрон обладает *собственным механическим моментом импульса* L_{ls}, называемым *спином*.

Считалось, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси, что привело к целому ряду противоречий. В настоящее время установлено, что спин является неотъемлемым свойством электрона, подобно его заряду и массе. Спину электрона L_{ls} соответствует *собственный (спиновый) магнитный момент* p_{ms}, пропорциональный L_{ls} и направленный в противоположную сторону:

$$\vec{p}_{ms} = g_s \vec{L}_{ls}. \qquad (131.5)$$

Величина g_s называется *гиромагнитным отношением спиновых моментов*.

Проекция собственного магнитного момента на направление вектора B может принимать только одно из следующих двух значений:

$$p_{msB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B,$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h — постоянная Планка); μ_B — ***магнетон Бора,*** являющийся *единицей магнитного момента электрона*.

В общем случае магнитный момент электрона складывается из орбитального и спинового магнитных моментов. Магнитный момент атома, следовательно, складывается из магнитных моментов входящих в его состав электронов и магнитного момента ядра (обусловлен магнитными моментами входящих в ядро протонов и нейтронов). Однако магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше магнитных моментов электронов, поэтому ими пренебрегают. Таким образом, общий магнитный момент атома (молекулы) p_a равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых), входящих в атом (молекулу) электронов:

$$\vec{p}_a = \sum \vec{p}_m + \sum \vec{p}_{ms}. \qquad (131.6)$$

Еще раз обратим внимание на то, что при рассмотрении магнитных моментов электронов и атомов мы пользовались классической теорией, не учитывая ограничений, накладываемых па движение электронов законами квантовой механики. Однако это не противоречит полученным результатам, так как для дальнейшего объяснения намагничивания веществ существенно лишь то, что атомы обладают магнитными моментами.

§ 132. Диа- и парамагнетизм

Всякое вещество является ***магнетиком,*** т.е. оно способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться). Для понимания механизма этого явления необходимо рассмотреть действие магнитного поля на движущиеся в атоме электроны.

Ради простоты предположим, что электрон в атоме движется по круговой орбите. Если орбита электрона ориентирована относительно вектора B произвольным образом, составляя с

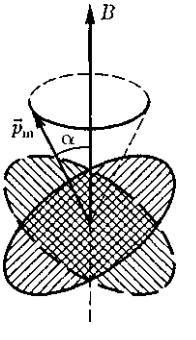


Рис. 190

ним угол α (рис. 190), то можно доказать, что она приходит в такое движение вокруг B, при котором вектор магнитного момента p_m, сохраняя постоянным угол а, вращается вокруг вектора B с некоторой угловой скоростью. Такое движение в механике называется ***прецессией.*** Прецессию вокруг вертикальной оси, проходящей через точку опоры, совершает, например, диск волчка при замедлении движения.

Таким образом, электронные орбиты атома под действием внешнего магнитного поля совершают прецессионное движение, которое эквивалентно круговому току. Так как этот микроток индуцирован внешним магнитным полем, то, согласно правилу Ленца, у атома появляется составляющая магнитного поля, направленная противоположно внешнему полю. Наведенные составляющие магнитных полей атомов (молекул) складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название ***диамагнитного эффекта,*** а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля, называются ***диамагнетиками.***

В отсутствие внешнего магнитного поля диамагнетик немагнитен, поскольку в данном случае магнитные моменты электронов взаимно компенсируются, и суммарный магнитный момент атома [он равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) составляющих атом электронов] равен пулю. К диамагнетикам относятся многие металлы (например, Bi, Ag, Аи, Си), большинство органических соединений, смолы, углерод и т.д.

Так как диамагнитный эффект обусловлен действием внешнего магнитного поля на электроны атомов вещества, то диамагнетизм свойствен всем веществам. Однако наряду с диамагнетиками существуют и ***парамагнетики*** — вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле по направлению поля.

У парамагнитных веществ при отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга, и атомы (молекулы) парамагнетиков всегда обладают магнитным моментом. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно, поэтому парамагнитные вещества магнитными свойствами не обладают. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается *преимущественная* ориентация магнитных моментов атомов *по полю* (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов). Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное иоле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его. Этот ***эффект*** называется ***парамагнитным.***

При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ориентация магнитных моментов вследствие теплового движения нарушается и парамагнетик размагничивается. К парамагнетикам относятся редкоземельные элементы, Pt, A1 и т.д. Диамагнитный эффект наблюдается и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

Из рассмотрения явления парамагнетизма следует, что его объяснение совпадает с объяснением ориентационной (диполыюй) поляризации диэлектриков с полярными молекулами (см. § 87), только электрический момент атомов в случае поляризации надо заменить магнитным моментом атомов в случае намагничивания.

Подводя итог качественному рассмотрению диа- и парамагнетизма, еще раз отметим, что атомы всех веществ являются носителями диамагнитных свойств.

Если магнитный момент атомов велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными и вещество является парамагнетиком; если магнитный момент атомов мал, то преобладают диамагнитные свойства и вещество является диамагнетиком.

§ 133. Намагниченность. Магнитное поле в веществе

Подобно тому, как для количественного описания поляризации диэлектриков вводилась поляризованность (см. § 88), для количественного описания намагничивания магнетиков вводят векторную величину — *намагниченность,* определяемую магнитным моментом единицы объема магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V},$$

где $\vec{P}_m = \sum \vec{p}_a$ — магнитный момент магнетика, представляющий собой векторную сумму магнитных моментов отдельных молекул [см. (131.6)].

Рассматривая характеристики магнитного поля (см. § 109), мы вводили вектор магнитной индукции B, характеризующий результирующее магнитное поле, создаваемое всеми макро- и микротоками, и вектор напряженности $\boldsymbol{H}$, характеризующий магнитное поле макротоков. Следовательно, магнитное поле в веществе складывается из двух полей: внешнего поля, создаваемого током, и поля, создаваемого намагниченным веществом. Тогда можем записать, что вектор магнитной индукции результирующего магнитного поля в магнетике равен векторной сумме магнитных индукций внешнего поля B_0 (создаваемого намагничивающим током в *вакууме)* и поля микротоков B' (создаваемого молекулярными токами):

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \qquad (133.1)$$

где $\vec{B}_0 = \mu_0 H$ [см. (109.3)].

Для описания поля, создаваемого молекулярными токами, рассмотрим магнетик в виде кругового цилиндра сечения S и длины l, внесенного в однородное внешнее магнитное поле с индукцией Д. Возникающее в магнетике магнитное поле молекулярных токов будет направлено противоположно внешнему полю для диамагнетиков и совпадать с ним по направлению для парамагнетиков. Плоскости всех молекулярных токов расположатся перпендикулярно вектору $\vec{B}_0$, так как векторы их магнитных моментов p_m антипараллельны вектору $\vec{B}_0$ (для диамагнетиков) и параллельны B_0 (для парамагнетиков).

Если рассмотреть любое сечение цилиндра, перпендикулярное его оси, то во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются (рис. 191). Некомпенсированными будут лишь молекулярные токи, выходящие на боковую поверхность цилиндра.

Ток, текущий по боковой поверхности цилиндра, подобен току в соленой-

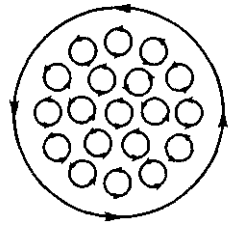


Рис. 191

де и создает внутри него поле, магнитную индукцию B' которого можно вычислить, учитывая формулу (119.2) для $N = 1$ (соленоид из одного витка):

$$B = \mu_0 \frac{I'}{l}, \qquad (133.2)$$

где I' — сила молекулярного тока; l — длина рассматриваемого цилиндра; $\mu_0 = 1$ — магнитная проницаемость.

С другой стороны,———ток, приходящийся на единицу длины цилиндра, или его *линейная плотность,* поэтому магнитный момент этого тока $p_m = \frac{I'lS}{} = \frac{I'V}{}$, где V— объем магнетика.

Если P_m — магнитный момент магнетика объемом V, то намагниченность магнетика

$$J = \frac{P_m}{V} = \frac{I'}{l}. \qquad (133.3)$$

Сопоставляя (133.2) и (133.3), получим, что

$$B' = \mu_0 J,$$

или в векторной форме

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

Подставив выражения для B_0 и B' в (133.1), получим

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}), \qquad (133.4)$$

или

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}. \qquad (133.5)$$

Как показывает опыт, в несильных полях намагниченность пропорциональна напряженности поля, вызывающего намагничивание, т.е.

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \qquad (133.6)$$

где χ— безразмерная величина, называемая ***магнитной восприимчивостью вещества.*** Для диамагнетиков χ отрицательна (поле молекулярных токов противоположно внешнему), для парамагнетиков — положительна (поле молекулярных токов совпадает с внешним).

Используя формулу (133.6), выражение (133.4) можно записать в виде

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \qquad (133.7)$$

откуда

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

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \qquad (133.8)$$

представляет собой магнитную проницаемость вещества. Подставив (133.8) в (133.7), придем к соотношению (109.3) $B = \mu_0 \mu H$, которое ранее постулировалось.

Так как абсолютное значение магнитной восприимчивости для диа- и парамагнетиков очень мало (порядка $10^{-4} - 10^{-6}$), то для них μ незначительно отличается от единицы. Это просто понять, так как магнитное поле молекулярных токов значительно слабее намагничивающего поля. Таким образом, для диамагнетиков $\chi < 0$ и $\mu < 1$, для парамагнетиков $\chi > 0$ и $\mu > 1$.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе (теорема о циркуляции вектора B) является обобщением закона (118.1):

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 (I + I'),$$

где I и I' соответственно алгебраические суммы макротоков (токов проводимости) и микротоков (молекулярных токов), охватываемых произвольным замкнутым контуром L.

Следовательно, циркуляция вектора магнитной индукции B по произ-

вольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости и молекулярных токов, охватываемых этим контуром, умноженной на магнитную постоянную.

Таким образом, вектор $\vec{B}$ характеризует результирующее поле, созданное как макроскопическими токами в проводниках (токами проводимости), так и микроскопическими токами в магнетиках, поэтому линии вектора магнитной индукции B не имеют источников и являются замкнутыми.

Из теории известно, что циркуляция намагниченности J по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме *молекулярных токов,* охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{J}\,d\vec{l} = I'.$$

Тогда закон полного тока для магнитного ноля в веществе можно записать также в виде

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right) d\vec{l} = I, \qquad (133.9)$$

где 7, подчеркнем это еще раз, есть алгебраическая сумма токов проводимости.

Выражение, стоящее в скобках в (133.9), согласно (133.5), есть не что иное, как введенный ранее вектор 77 напряженности магнитного поля. Итак, циркуляция вектора H по произвольному замкнутому контуру L равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L \vec{H}\,d\vec{l} = I. \qquad (133.10)$$

Выражение (133.10) представляет собой ***теорему о циркуляции вектора*** *H.*

§ 134. Условия на границе раздела двух магнетиков

Установим связь для векторов B и H на границе раздела двух однородных магнетиков (магнитные проницаемости μ_1 и μ_2) *при отсутствии на границе тока проводимости.*

Построим вблизи границы раздела магнетиков *1* и *2* прямой цилиндр ничтожно малой высоты, одно основание которого находится в первом магнетике, другое — во втором (рис. 192). Основания ΔS настолько малы, что в пределах каждого из них вектор B одинаков. Согласно теореме Гаусса (120.3),

$$B_{n1}\Delta S - B_{n2}\Delta S = 0$$

(нормали n и n к основаниям цилиндра направлены противоположно). Поэтому

$$B_{n1} = B_{n2}. \qquad (134.1)$$

Заменив, согласно $B = \mu_0\mu H$, проекции вектора B проекциями вектора H, умноженными на $\mu_0\mu$, получим

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \qquad (134.2)$$

Вблизи границы раздела двух магнетиков 1 и *2* построим небольшой замкнутый прямоугольный контур *ABCDA* длиной l, ориентировав его так, как показано на рис. 193. Согласно теореме (133.10) о циркуляции вектора 77,

$$\oint_{ABCDA} \vec{H}\,d\vec{l} = 0$$

(токов проводимости на границе раздела нет), откуда

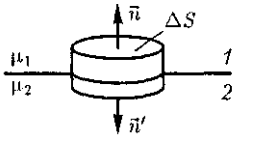


Рис. 192

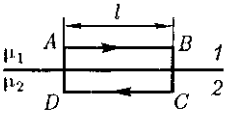


Рис. 193

$$H_{\tau 1} l - H_{\tau 2} l = 0$$

(знаки интегралов по *AB* и *CD* разные, так как пути интегрирования противоположны, а интегралы по участкам *BC* и *DA* ничтожно малы). Поэтому

$$H_{\tau 1} = H_{\tau 2}. \qquad (134.3)$$

Заменив, согласно $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, проекции вектора $\vec{H}$ проекциями вектора B, деленными на $\mu_0 \mu$, получим

$$\frac{B_{\tau 1}}{H_{\tau 2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \qquad (134.4)$$

Таким образом, при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора B (B_n) и тангенциальная составляющая вектора Я (H_τ) изменяются непрерывно (не претерпевают скачка), а тангенциальная составляющая вектора B (B_τ) и нормальная составляющая вектора Я (H_τ) претерпевают скачок.

Из полученных условий (134.1)—(134.4) для составляющих векторов B и H следует, что линии этих векторов испытывают излом (преломляются). Как и в случае диэлектриков (см. § 90), можно найти закон преломления линий B (а значит, и линий Я):

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \qquad (134.5)$$

Из этой формулы следует, что, входя в магнетик с большей магнитной проницаемостью, линии B и Н удаляются от нормали.

§ 135. Ферромагнетики и их свойства

Помимо рассмотренных двух классов веществ — диа- и парамагнетиков, называемых ***слабомагнитными веществами,*** существуют еще ***сильномагнитные вещества — ферромагнетики*** — вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т.е. они намагничены даже при отсутствии внешнего магнитного поля. К ферромагнетикам кроме основного их представителя — железа (от него и идет название «ферромагнетизм») — относятся, например, кобальт, никель, гадолиний, их сплавы и соединения.

Ферромагнетики помимо способности сильно намагничиваться обладают еще и другими свойствами, существенно отличающими их от диа- и парамагнетиков. Если для слабомагнитных веществ зависимость J от Я линейна [см. (133.6) и рис. 194], то для ферромагнетиков эта зависимость, впервые изученная в 1878 г. методом баллистического гальванометра для железа русским физиком А.Г.Столетовым (1839—1896), является довольно сложной. По мере возрастания Я намагниченность J сначала растет быстро, затем медленнее и, наконец, достигается так называемое ***магнитное насыщение*** $J_{\text{нас}}$, уже не зависящее от напряженности поля.

Подобный характер зависимости J от Я можно объяснить тем, что но мере увеличения намагничивающего поля возрастает степень ориентации молекулярных магнитных моментов но полю. Однако этот процесс начнет замедляться, когда остается все меньше и меньше несориентированных моментов, и, наконец, когда все моменты будут ориентированы по полю, дальнейшее увеличение Я прекращается и наступает магнитное насыщение.

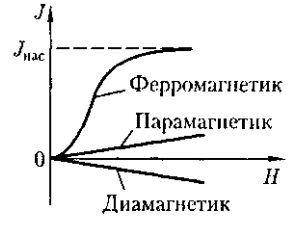


Рис. 191

Рис. 195

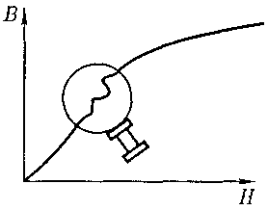
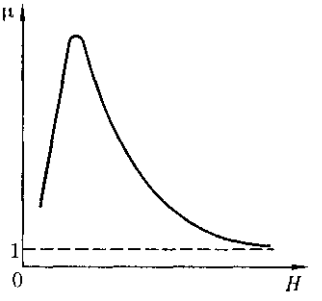


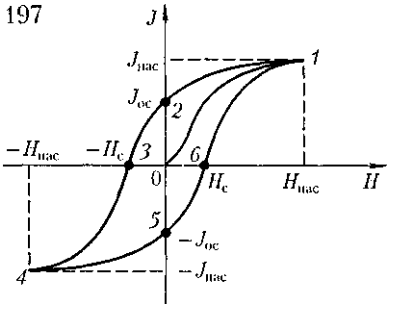
Рис.196



Магнитная индукция $B = \mu_0(H + J)$ [см. (133.4)] в слабых полях растет быстро с увеличением Я вследствие возрастания *J,* а в сильных полях, поскольку второе слагаемое постоянно ($J = J_{нас}$), *B* возрастает с увеличением Я по линейному закону (рис. 195).

Существенная особенность ферромагнетиков — не только большие значения μ (например, для железа — 5000, для сплава супермаллоя — 800 000!), но и зависимость μ от Я (рис. 196). Вначале μ растет с увеличением *II,* затем, достигая максимума, начинает уменьшаться, стремясь в случае сильных полей к 1 ($\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}$, поэтому при $J = J_{нас} = \text{const}$ с ростом H отношение $\frac{J}{H} \to 0$, а $\mu \to 1$).

Рис. 197



Характерная особенность ферромагнетиков состоит также в том, что для них зависимость *J* от Н (а следовательно, и *B* от Я) определяется предысторией намагничивания ферромагнетика. Это явление получило название *магнитного гистерезиса.* Если намагнитить ферромагнетик до насыщения (рис. 197, точка 1), а затем начать уменьшать напряженность Я намагничивающего поля, то, как показывает опыт, уменьшение описывается кривой *1 — 2,* лежащей выше кривой *1 — 0.* При *H* = О *J* отличается от нуля, т. е. в ферромагнетике наблюдается *остаточное намагничивание* $J_{ос}$.

С наличием остаточного намагничения связано существование *постоянных магнитов.* Намагничивание обращается в нуль под действием поля H_c, имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряженность H_c называется *коэрцитивной силой.*

При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик перемагничивается (кривая *3 — 4),* и при $H = -H_{нас}$ достигается насыщение (точка *4).* Затем ферромагнетик можно опять размагнитить (кривая *4 — 5 — 6)* и вновь перемагнитить до насыщения (кривая *6 — 1).*

Таким образом, при действии на ферромагнетик переменного магнитного поля намагниченность J изменяется в соответствии с кривой *1—2—3—4—5 — 6—1,* которая называется *петлей гистерезиса* (от греч. «запаздывание»). Гистерезис приводит к тому, что намагничивание ферромагнетика не является однозначной функцией Я, т.е. одному и тому же значению Я соответствует несколько значений *J.*

Различные ферромагнетики дают разные гистерезисные петли. ***Ферромагнетики*** с малой (в пределах от нескольких тысячных до 1 — 2 А/см) коэрцитивной силой H_c (с узкой петлей гистерезиса) называются ***мягкими,*** с большой (от нескольких десятков тысяч ампер на сантиметр) коэрцитивной силой (с широкой петлей гистерезиса) — ***жесткими.*** Величины $_c$, $J_{ос}$ и μ_{max} определяют применимость ферромагнетиков для тех или иных практических целей. Так, жесткие ферромагнетики (например, углеродистые и вольфрамовые стали) применяются для изготовления постоянных магнитов, а мягкие (например, мягкое железо, сплав железа с никелем) — для изготовления сердечников трансформаторов.

Ферромагнетики обладают еще одной существенной особенностью: для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая ***точкой Кюри,*** при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании образца выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, происходящий в точке Кюри, не сопровождается поглощением или выделением теплоты, т.е. в точке Кюри происходит фазовый переход II рода (см. § 75).

Наконец, процесс намагничивания ферромагнетиков сопровождается изменением его линейных размеров и объема. Это явление получило название ***магнитострикции*** (открыто Д. Джоулем, 1842). Величина и знак эффекта зависят от напряженности Я намагничивающего поля, от природы ферромагнетика и ориентации кристаллографических осей по отношению к полю.

§ 136. Природа ферромагнетизма

Рассматривая магнитные свойства ферромагнетиков, мы не вскрывали физическую природу этого явления. Описательная теория ферромагнетизма была разработана французским физиком П. Вейссом (1865 — 1940). Последовательная количественная теория на основе квантовой механики развита Я. И. Френкелем и немецким физиком В. Гейзенбергом (1901 - 1976).

Согласно представлениям Вейсса, ферромагнетики при температурах ниже точки Кюри обладают спонтанной намагниченностью независимо от наличия внешнего намагничивающего поля. Спонтанное намагничивание, однако, находится в кажущемся противоречии с тем, что многие ферромагнитные материалы даже при температурах ниже точки Кюри не намагничены. Для устранения этого противоречия Вейсс ввел гипотезу, согласно которой ферромагнетик ниже точки Кюри разбивается на большое число малых макроскопических областей — *доменов,* самопроизвольно намагниченных до насыщения.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотически и компенсируют друг друга, поэтому результирующий магнитный момент ферромагнетика равен пулю и ферромагнетик не намагничен. Внешнее магнитное поле ориентирует по полю магнитные моменты не отдельных атомов, как это имеет место в случае парамагнетиков, а целых областей спонтанной намагниченности. Поэтому с ростом Янамагниченность ./ (см. рис. 194) и магнитная индукции *В* (см. рис. 195) уже в довольно слабых полях растут очень быстро. Этим объясняется также увеличение μ ферромагнетиков до максимального значения в слабых полях (см. рис. 196).

Эксперименты показали, что зависимость B от H не является такой плавной, а имеет ступенчатый вид, как показано на рис. 195. Это свидетельствует о том, что внутри ферромагнетика домены поворачиваются по полю скачком.

При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ферромагнетики сохраняют остаточное намагничивание, так как тепловое движение не в состоянии быстро дезориентировать магнитные моменты столь крупных образований, какими являются домены. Поэтому и наблюдается явление магнитного гистерезиса (рис. 197). Для того чтобы ферромагнетик размагнитить, необходимо приложить коэрцитивную силу; размагничиванию способствуют также встряхивание и нагревание ферромагнетика. Точка Кюри оказывается той температурой, выше которой происходит разрушение доменной структуры.

Существование доменов в ферромагнетиках доказано экспериментально. Прямым экспериментальным методом их наблюдения является метод ***порошковых фигур.*** На тщательно отполированную поверхность ферромагнетика наносится водная суспензия мелкого ферромагнитного порошка (например, магнетита). Частицы оседают преимущественно в местах максимальной неоднородности магнитного поля, т.е. на границах между доменами. Поэтому осевший порошок очерчивает границы доменов и подобную картину можно сфотографировать под микроскопом. Линейные размеры доменов оказались равными $10^{-4}-10^{-2}$ см.

Дальнейшее развитие теории ферромагнетизма Френкелем и Гейзенбергом, а также ряд экспериментальных фактов позволили выяснить природу элементарных носителей ферромагнетизма. В настоящее время установлено, что магнитные свойства ферромагнетиков определяются *спиновыми магнитными моментами электронов* (прямым экспериментальным указанием этого служит опыт Эйнштейна и де Гааза, см. § 131).

Установлено также, что ферромагнитными свойствами могут обладать только кристаллические вещества, в атомах которых имеются недостроенные внутренние электронные оболочки с нескомпенсированными спинами. В подобных кристаллах могут возникать силы, которые вынуждают спиновые магнитные моменты электронов ориентироваться *параллельно друг другу,* что и приводит к возникновению областей спонтанного намагничивания. Эти силы, называемые ***обменными силами,*** имеют квантовую природу — они обусловлены волновыми свойствами электронов.

Так как ферромагнетизм наблюдается только в кристаллах, а они обладают анизотропией (см. § 70), то в монокристаллах ферромагнетиков должна иметь место анизотропия магнитных свойств (их зависимость от направления в кристалле). Действительно, опыт показывает, что в одних направлениях в кристалле его намагниченность при данном значении напряженности магнитного поля наибольшая (направление легчайшего намагничивания), в других — наименьшая (направление трудного намагничивания). Из рассмотрения магнитных свойств ферромагнетиков следует, что они похожи на сегнетоэлектрики (см. §91).

Существуют вещества, в которых обменные силы вызывают *антипараллельную* ориентацию спиновых магнитных моментов электронов. Такие тела называются ***антиферромагнетиками.*** Их существование теоретически было предсказано Л.Д.Ландау. Антиферромагнетиками являются некоторые соединения марганца (MnO, MnF_2), железа (FeO, $FeCl_2$) и многих других элементов. Для

них также существует ***антиферромагнитная точка Кюри (точка Нееля[1]),*** при которой магнитное упорядочение спиновых магнитных моментов нарушается и антиферромагнетик превращается в парамагнетик, претерпевая фазовый переход II рода (см. § 75).

В последнее время большое значение приобрели полупроводниковые ферромагнетики — ***ферриты,*** химические соединения типа Me • Fe_2O_3, где Me — ион двухвалентного металла (Мп, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe). Они отличаются заметными ферромагнитными свойствами и большим удельным электрическим сопротивлением (в миллиарды раз большим, чем у металлов). Ферриты применяются для изготовления постоянных магнитов, ферритовых антенн, сердечников радиочастотных контуров, элементов оперативной памяти в вычислительной технике, для покрытия пленок в магнитофонах и видеомагнитофонах и т.д.

Контрольные вопросы

- Почему орбитальные магнитный и механический моменты электрона в атоме противоположно направлены?
- Что называют гиромагнитным отношением?
- Из каких магнитных моментов складывается магнитный момент атома?
- Можно ли провести аналогию между намагничиванием диамагнетика и поляризацией диэлектрика с пеполярпыми молекулами?
- Можно ли провести аналогию между намагничиванием парамагнетика и поляризацией диэлектрика с полярными молекулами?
- Что такое диамагнетики? парамагнетики? В чем различие их магнитных свойств?
- Что такое намагниченность? Какая величина может служить ее аналогом в электростатике?
- Запишите и объясните соотношения между магнитными проницаемостью и восприимчивостью для парамагнетика; для диамагнетика.
- Выведите соотношение между векторами магнитной индукции, напряженности магнитного поля и намагниченности.
- Объясните физический смысл циркуляции по произвольному замкнутому контуру векторов: 1) $\vec{B}$; 2) $\vec{H}$; 3) $\vec{J}$.
- Выведите и прокомментируйте условия для векторов B и H на границе раздела двух магнетиков.
- Проанализируйте теорему о циркуляции вектора B в веществе.
- Получите формулу (134.5).
- Объясните петлю гистерезиса ферромагнетика. Что такое магнитострикция?
- Какие ферромагнетики являются магнитомягкими? магнитожесткими? Где их применяют?
- Каков механизм намагничивания ферромагнетиков?
- Какую температуру для ферромагнетика называют точкой Кюри?

ЗАДАЧИ

16.1. Напряженность однородного магнитного поля в меди равна 10 А/м. Определите магнитную индукцию поля, создаваемого молекулярными токами, если диамагнитная восприимчивость меди $|\chi| = 8{,}8 \cdot$ КГ[8]. [1,11 пТл]

[1] Л.Неель (род. 1904) — французский физик.

16.2. По круговому контуру радиусом 50 см, погруженному в жидкий кислород, течет ток 1,5 А. Определите намагниченность в центре этого контура, если магнитная восприимчивость жидкого кислорода 3,4 • 10~3. [5,1 мЛ/м]

16.3. По обмотке соленоида индуктивностью 1 мГп, находящегося в диамагнитной среде, течет ток 2 А. Соленоид имеет длину 20 см, площадь поперечного сечения 10 см^2 и 400 витков. Определите внутри соленоида: 1) магнитную индукцию; 2) намагниченность. [1)5 мТл; 2) 20 А/м]

16.4. Алюминиевый шарик радиусом 0,5 см помещен в однородное магнитное поле (B_0 — = 1 Тл). Определите магнитный момент, приобретенный шариком, если магнитная восприимчивость алюминия 2,1 * 10^{-5}. [8.75 мкА • м^2]

Глава 17
ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

§ 137. Вихревое электрическое поле

Из закона Фарадея [см. (123.2)] $\mathscr{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$ следует, что *любое* изменение сцепленного с контуром потока магнитной индукции приводит к возникновению электродвижущей силы индукции и вследствие этого появляется индукционный ток. Следовательно, возникновение ЭДС электромагнитной индукции возможно и в неподвижном контуре, находящемся в переменном магнитном поле. Однако ЭДС в любой цепи возникает только тогда, когда в ней на носители тока действуют сторонние силы — силы неэлектростатического происхождения (см. § 97). Поэтому в данном случае встает вопрос о природе сторонних сил.

Опыт показывает, что эти сторонние силы не связаны ни с тепловыми, ни с химическими процессами в контуре. Их возникновение также нельзя объяснить силами Лоренца, так как они не действуют на неподвижные заряды. Максвелл высказал гипотезу, что всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле, которое и является причиной возникновения индукционного тока в контуре. Согласно представлениям Максвелла, контур, в котором появляется ЭДС, играет второстепенную роль, являясь своего рода лишь «прибором», обнаруживающим это поле.

Итак, по Максвеллу, изменяющееся во времени магнитное поле порождает электрическое поле E_B, циркуляция которого, по (123.3),

$$\oint_L \vec{E}_B \, d\vec{l} = \oint_L E_{Bl} \, dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (137.1)$$

где E_{Bl} — проекция вектора E_B на направление $d\vec{l}$.

Подставив в формулу (137.1) выражение $\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$ [см. (120.2)], получим

$$\oint_L \vec{E}_B \, d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \, d\vec{S}.$$

Если поверхность и контур неподвижны, то операции дифференцирова-