

Лекция 23

Магнитные свойства вещества

Вопросы. Магнитное поле в магнетиках. Связь индукции и напряженности магнитного поля в магнетиках. Магнитная проницаемость и восприимчивость. Гиромангнитные явления.

23.1. Магнитное поле в магнетиках

Магнетики – это вещества, способные оказывать влияние на магнитное поле. Опыты свидетельствуют о том, что индукция магнитного поля в веществе отличается от индукции того же магнитного поля в вакууме. Значит, все вещества, помещенные в магнитное поле, приобретают магнитные свойства, т. е. являются магнетиками.

Как уже отмечалось, магнитное поле создается движущимися электрическими зарядами, в том числе и зарядами, входящими в состав атома. Поэтому каждый атом вещества создает собственное магнитное поле. При описании магнитного

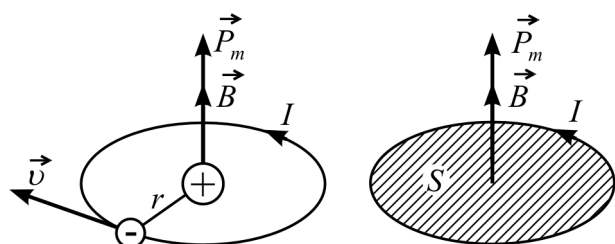


Рис. 23.1

поля атома будем исходить из модели атома, предложенной датским физиком Н. Бором (1885–1962) и английским физиком Э. Резерфордом (1871–1937) в 1913 г.

В соответствии с этой моделью атом состоит из положительно заряженного ядра и электронной оболочки. Каждый электрон, движущийся в атоме вокруг ядра по замкнутой орбите, создает элементарный электрический ток, проходящий в направлении, противоположном направлению движения электрона (рис. 23.1). Сила тока в этом случае равна

$$I = \frac{q}{t} = \frac{ne}{t} = \frac{e}{T}, \quad (23.1)$$

где n – количество оборотов, которые сделал электрон вокруг ядра за время t ; $T = \frac{2\pi r}{v}$ – период обращения электрона вокруг ядра; r – радиус орбиты; v – линейная скорость электрона.

Подставив эти величины в (23.1), получим:

$$I = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (23.2)$$

Для характеристики магнитного действия элементарного электронного тока вводится физическая величина, называемая орбитальным магнитным моментом электрона (по аналогии с магнитным моментом рамки с током)

$$\vec{\delta}_m = IS, \quad (23.3)$$

где $S = \pi r^2$ – площадь орбиты.

После подстановки (23.2) в (23.3) получим:

$$\vec{\delta}_m = \frac{e\hbar}{2} \cdot \quad (23.4)$$

Направление орбитального магнитного момента определяется по правилу правого винта.

Кроме орбитального момента электрон обладает также собственным магнитным моментом, который называют спиновым магнитным моментом, численно равным:

$$\vec{\delta}_s = \frac{e\hbar}{2\pi m}, \quad (23.5)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка; m – масса электрона.

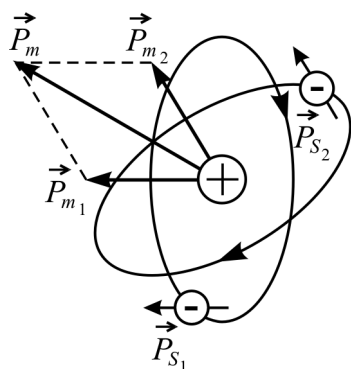


Рис. 23.2

Полный магнитный момент атома представляет собой векторную сумму орбитальных и спиновых моментов всех его электронов (рис. 23.2):

$$\vec{\delta}_{m_a} = \sum_{i=1}^n \vec{\delta}_{m_i} + \sum_{i=1}^n \vec{\delta}_{s_i}.$$

Ядро атома также обладает магнитным моментом, однако его влияние на магнитные свойства вещества незначительно и его можно не учитывать.

Внешнее магнитное поле воздействует на ориентацию частиц вещества, обладающих магнитными моментами.

В результате вещество намагничивается. Степень намагничивания вещества характеризуется *намагниченностью* I_m . Эта величина векторная и определяется как суммарный магнитный момент всех частиц, содержащихся в единице объема магнетика:

$$\vec{I}_m = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{\delta}_{m_{a_i}}}{V}. \quad (23.6)$$

Единицей намагниченности является ампер на метр (А/м).

Если магнетик поместить во внешнее магнитное поле индукцией $\vec{B}_0$, то поле в нем изменится, так как намагниченное вещество создает собственное магнитное поле индукцией $\vec{B}'$, которое накладывается на внешнее поле.

Таким образом, магнитное поле в веществе представляет собой суперпозицию внешнего магнитного поля и магнитного поля, созданного атомами этого вещества, т. е.

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' . \quad (23.7)$$

Поле $\vec{B}'$ может быть направлено как вдоль внешнего поля $\vec{B}_0$, так и против него. Поэтому поле в веществе находящемся в магнитном поле, может или усиливаться или ослабляться.

Для количественной характеристики магнитного поля в веществе вводится физическая величина μ , которая называется *относительной магнитной проницаемостью* вещества. Она показывает, во сколько раз индукция магнитного поля B в веществе отличается от индукции того же магнитного поля B_0 в вакууме:

$$\mu = \frac{B}{B_0} . \quad (23.8)$$

Вещества, для которых $\mu < 1$, называют *диамагнетиками*, а для которых $\mu > 1$ – *парамагнетиками*.

Как показывает эксперимент, величина намагниченности однородного изотропного вещества прямо пропорциональна напряженности внешнего поля H :

$$I_m = \chi H . \quad (23.9)$$

Коэффициент пропорциональности χ называют *магнитной восприимчивостью* вещества.

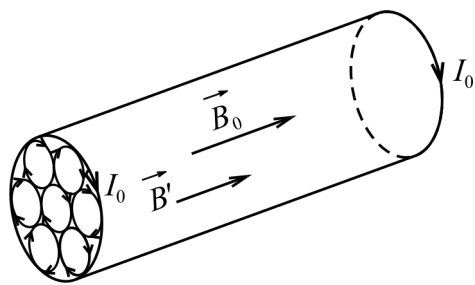


Рис. 23.3

Для установления связи между B , H , μ и χ представим, что имеется длинный сердечник цилиндрической формы из магнетика (рис. 23.3), помещенный во внешнее магнитное поле $B_0 = \mu_0 H$. В любом сечении этого магнетика имеются микроскопические атомарные токи, магнитные моменты которых будут ориентироваться по полю. Микроскопические токи внутри компенсируются, а по поверхности сердечника течет нескомпенсированный ток. Обозначим силу этого тока, приходящегося на единицу длины l через I_0 . Ток I_0 создает внутри магнетика собственное магнитное поле индукция которого $\vec{B}'$.

Суммарное поле внутри магнетика будет равно:

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

а в скалярной форме:

$$B = B_0 + B' . \quad (23.10)$$

Рассчитаем B' по аналогии с расчетом поля внутри длинного соленоида. Так как согласно выражению (19.13) для поля соленоида: $B = \mu_0 nI$, то

$$B' = \mu_0 I_0. \quad (23.11)$$

Установим связь между током I_0 и намагниченностью I_m . Для этого выделим в рассматриваемом цилиндре элементарный объем $\Delta V = S' \Delta l$, где S' – площадь сечения цилиндра, а Δl – элемент его длины, и определим магнитный момент этого объема:

$$\Delta p_m = S' I_0 \Delta l = I_0 \Delta V.$$

Намагниченность согласно (23.6) в таком случае равна:

$$I_m = \frac{\Delta p_m}{\Delta V} = I_0. \quad (23.12)$$

С учетом (23.12) выражение (23.11) примет вид:

$$B' = \mu_0 I_m,$$

а с учетом формулы (23.9)

$$B' = \mu_0 \chi H.$$

Тогда вместо выражения (23.10) можно записать:

$$B = \mu_0 H + \mu_0 \chi H = \mu_0 (1 + \chi) H, \quad (23.13)$$

где $1 + \chi = \mu$ – магнитная проницаемость данного магнетика. Если $\chi < 0$, $\mu < 1$, то данное вещество является диамагнетиком, а если $\chi > 0$, $\mu > 1$, то парамагнетиком.

23.2. Гиромангнитные явления

Как показывают исследования, различные вещества ведут себя неодинаково при помещении их во внешнее магнитное поле. Однако все вещества состоят из

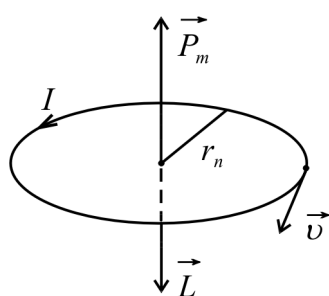


Рис. 23.4

молекул и атомов, в которых электроны движутся вокруг ядер по замкнутым траекториям. Чтобы выяснить причины различия магнитных свойств веществ рассмотрим влияние внешнего магнитного поля на круговое движение электронов в отдельном атоме. Представим самый простой атом – атом водорода (рис. 23.4), в котором электрон массой m и зарядом e движется с постоянной скоростью v вокруг неподвижного положительно заряженного ядра. Как отмечалось выше электрон, движущийся по орбите, можно рассматривать как круговой ток, магнитный момент которого $\vec{p}_m$ противоположен механическому моменту $\vec{L}$ ($\vec{p}_m \updownarrow \vec{L}$).

Механический момент L , как известно, численно равен

$$L = mvr, \quad (23.14)$$

а магнитный момент согласно формуле (23.4)

$$\delta_m = \frac{evr}{2}.$$

Величину

$$\gamma = \frac{\delta_m}{L} \quad (23.15)$$

называют *гиромагнитным отношением*.

Подставив выражения (23.4) и (23.13) в (23.15), получим значение гиромагнитного отношения:

$$\gamma = \frac{evr}{2mvr} = \frac{e}{2m}, \quad (23.16)$$

откуда следует, что магнитный момент δ_m связан с механическим моментом L соотношением:

$$\delta_m = L \frac{e}{2m}. \quad (23.17)$$

Согласно представлениям квантовой теории механический момент L квантован, т. е. может принимать только дискретные значения: $L = n\hbar$, где $n = 1, 2, \dots, \infty$;

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Следовательно, магнитный момент также квантован и равен:

$$\delta_m = \frac{e}{2m} n\hbar. \quad (23.18)$$

Наименьшее значение магнитного момента при $n = 1$, называют *магнетоном Бора*

$$\delta_{m\dot{A}} = \frac{e}{2m} \hbar = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2. \quad (23.19)$$

Так как при намагничивании вещества магнитные моменты всех его электронов ощущают ориентирующее действие внешнего магнитного поля, то такое же действие в противоположном направлении оказывается и на связанные с ними механические моменты. Это приводит к возникновению дополнительного момента импульса электронов. Так как момент импульса замкнутой системы постоянен, то тела при их намагничивании начинают вращаться, а при вращении – намагничиваться. Это явление получило название *магнитомеханического эффекта*.

Намагничивание железного стержня при его вращении впервые наблюдал американский физик С. Барнет (1873–1956) в 1905 г. Он обнаружил, что намагничивание стержня происходит вдоль оси вращения, а момент импульса и возникающий магнитный момент стержня направлены противоположно.

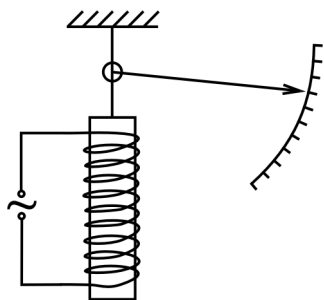


Рис. 23.5

Взаимосвязь магнитного и механического моментов железного стержня экспериментально изучали А. Эйнштейн (1879–1955) и В. де Гааз (1878–1960). В 1915 г. они исследовали намагничивание железного стержня, подвешенного на упругой нити и помещенного в магнитное поле катушки с током (рис. 23.5).

При этом наблюдалось закручивание нити. Эффект усиливался при питании катушки переменным током резонансной частоты. Расчет гиромагнитного отношения в процессе экспериментов показал, что значение гиромагнитного отношения равно $\gamma = \frac{e}{m}$, не равное ожидаемому значению $\frac{e}{2m}$. Позднее выяснилось, что электрон, кроме орбитального магнитного момента $\vec{\delta}_m$ и механического момента L , обладает собственным механическим моментом L_S (спином) и связанным с ним спиновым магнитным моментом $\vec{\delta}_S$.

В настоящее время считают, что спин и спиновый магнитный момент являются неотъемлемыми свойствами электрона, как и других элементарных частиц. Спин не связан с вращением частицы вокруг некоторой «внутренней» оси; такой подход является модельным.