

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Аналогично тому, как в любом веществе, помещенном в электрическое поле, возникает электрический дипольный момент \vec{P} , в любом веществе, внесенном в магнитное поле, возникает магнитный момент \vec{M} . Этот магнитный момент складывается из элементарных магнитных моментов \vec{m}_0 , связанных с отдельными частицами тела $\vec{M} = \sum \vec{m}_0$. Точно так же, как существуют атомы и молекулы с постоянными электрическими моментами, имеются атомы и молекулы, обладающие магнитными моментами. В гл. 8 мы отмечали, что некоторые твердые тела обладают спонтанным электрическим моментом. Аналогично ряд материалов обладает спонтанным магнитным моментом. Другими словами, поведение различных веществ в магнитном поле в значительной степени подобно поведению диэлектриков в электрическом поле. В силу этого при изучении магнитных явлений часто проводят соответствующие аналогии с диэлектрическими явлениями.

10.1. КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНЕТИКОВ

Термин «магнетики» применяется ко всем веществам при рассмотрении их магнитных свойств. Одной из основных характеристик любого магнетика является намагниченность \vec{J} , представляющая собой магнитный момент единичного объема:

$$\vec{J} = \frac{\vec{M}}{V}. \quad (10.1)$$

Намагниченность является величиной векторной. Она возрастает с увеличением индукции \vec{B} (или напряженности \vec{H}) магнитного поля:

$$\vec{J} = \chi \vec{H} = \frac{1}{\mu \mu_0} \chi \vec{B}. \quad (10.2)$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная. Величина μ , получившая название относительной магнитной проницаемости среды, показывает, во сколько раз магнитная индукция поля в данной среде больше, чем магнитная индукция в вакууме. Величину χ называют магнитной восприимчивостью. Для многих веществ χ и μ являются скалярами.

Магнитная восприимчивость может быть как положительной, так и отрицательной. Если $\kappa < 0$, то вектор \vec{J} антипараллелен вектору \vec{H} . Магнетики, обладающие таким свойством, называют *диамагнетиками*. При $\kappa > 0$ вектор \vec{J} параллелен вектору \vec{H} . Магнетики, обладающие таким свойством, называют *парамагнетиками*. В большинстве случаев по модулю магнитные восприимчивости парамагнетиков превышают магнитные восприимчивости диамагнетиков. Зависимость намагниченности этих двух типов магнетиков от напряженности поля является линейной (рис. 10.1). Следует отметить, однако, что линейная зависимость $J(H)$ для парамагнетиков наблюдается только в области слабых полей и при высоких температурах. В сильных полях и при низких температурах $J(H)$ постепенно выходит на «насыщение». Как в диамагнетиках, так и в парамагнетиках в отсутствие магнитного поля намагниченность равна нулю.

Кроме диа- и парамагнетиков существует большая группа веществ, обладающих *спонтанной намагниченностью*, т. е. имеющих не равную нулю намагниченность даже в отсутствие магнитного поля. Эта группа магнетиков получила название *ферромагнетиков*. Для них зависимость $J(H)$ является нелинейной функцией, и полный цикл перемагничивания описывается *петлей гистерезиса* (рис. 10.2). В этих веществах магнитная восприимчивость сама зависит от \vec{H} .

Магнитная индукция \vec{B} связана с напряженностью магнитного поля \vec{H} соотношением

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (10.3)$$

Заметим, что в ряде веществ направления \vec{B} и \vec{H} не совпадают.

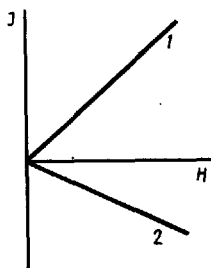


Рис. 10.1. Зависимость J от H для парамагнетиков (1) и диамагнетиков (2)

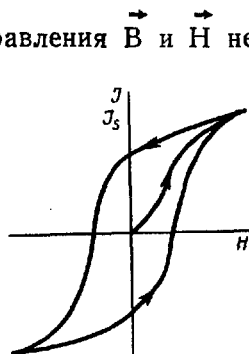


Рис. 10.2. Зависимость J от H для ферромагнетика при перемагничивании

ют. В этом случае μ является тензором. Далее мы будем рассматривать только изотропные материалы, для которых μ — простое число. Обратим внимание на то, что относительная магнитная проницаемость μ магнетиков — аналог диэлектрической проницаемости ϵ диэлектриков.

Для магнитной индукции можно записать

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}. \quad (10.4)$$

Отсюда с учетом (10.2) и (10.3) получаем

$$\kappa = \mu - 1. \quad (10.5)$$

Это тоже аналогично соответствующему выражению в теории диэлектриков.

Перейдем теперь к обсуждению природы диа-, пара- и ферромагнетизма. При этом отметим еще раз тот факт, что магнитную активность проявляют все тела без исключения. Следовательно, за магнитные свойства вещества ответственны элементарные частицы, входящие в состав любого атома. Такими частицами являются протоны, нейтроны и электроны. Опыт показывает, что магнитный момент ядра, состоящего из протонов и нейтронов, примерно на три порядка меньше магнитного момента электрона. Поэтому при обсуждении магнитных свойств твердых тел магнитными моментами ядер обычно пренебрегают. Не следует думать, однако, что ядерный магнетизм вообще не играет никакой роли. Имеется ряд явлений (например, ядерный магнитный резонанс), в которых эта роль чрезвычайно существенна.

Из курса атомной физики известно, что в результирующий магнитный момент свободного атома вносят вклад: а) спиновые магнитные моменты электронов; б) орбитальные магнитные моменты, связанные с движением электронов вокруг ядра. Спиновый и орбитальный магнитные моменты M_S и M_L связаны с соответствующими механическими моментами P_S и P_L гиромагнитными отношениями:

$$\frac{M_S}{P_S} = -\frac{\mu_0 e}{m}; \quad \frac{M_L}{P_L} = -\frac{\mu_0 e}{2m}. \quad (10.6)$$

Вследствие квантования механических моментов P_S и P_L квантованными оказываются и магнитные моменты. Квант магнитного момента равен *магнетону Бора*: $\mu_B = e \hbar / (2m) = 9,27 \times 10^{-24}$ А·м². Полному механическому моменту атома, определяемому как векторная сумма $\vec{P}_j = \vec{P}_L + \vec{P}_S$, соответствует полный магнитный момент атома \vec{M}_j , проекции которого на направление поля \vec{H} определяются выражением $M_{jH} = -m_j g \mu_B$.

Здесь m_j — магнитное квантовое число; g — фактор расщепления Ланде, называемый также g -фактором. Для чисто спинового магнетизма $g=2$, для чисто орбитального $g=1$. У всех атомов и ионов, имеющих полностью заполненные электронные оболочки, результирующие спиновые и орбитальные магнитные моменты равны нулю. Вследствие этого равен нулю и полный магнитный момент. Атомы и ионы, обладающие недостоверными внутренними оболочками (переходные и редкоземельные элементы), а также содержащие нечетное число электронов в валентной оболочке, имеют отличный от нуля результирующий магнитный момент. Не равным нулю моментом обладает также атом кислорода, у которого имеется четное число электронов, но спиновые моменты двух из них не скомпенсированы.

10.2. ПРИРОДА ДИАМАГНЕТИЗМА

При классификации магнетиков мы отнесли к диамагнетикам вещества, в которых намагниченность \vec{J} направлена против магнитного поля \vec{H} и связана с \vec{H} линейной зависимостью, а величина χ — постоянная, не зависящая от поля. Поскольку χ отрицательна, индукция \vec{B} в диамагнитном материале меньше, чем в вакууме. Всем перечисленным условиям удовлетворяют вещества, атомы и молекулы которых не имеют собственных магнитных моментов. Намагниченность в них индуцируется внешним магнитным полем.

Физическая природа диамагнетизма может быть понята на основе классической модели атома, в которой считается, что электроны движутся вокруг ядра по замкнутым орбитам. Каждая электронная орбита аналогична витку с током. Поведение витка с током в магнитном поле хорошо известно из теории электромагнетизма. Согласно закону Ленца, при изменении магнитного потока, пронизывающего контур с током, в контуре возникает э. д. с. индукции, в результате чего изменяется ток. Это приводит к появлению дополнительного магнитного момента, направленного так, чтобы противодействовать внешнему магнитному полю. Другими словами, индуцированный магнитный момент направлен против поля. В контуре, образуемом движущимся по орбите электроном, в отличие от обычного витка с током, сопротивление равно нулю. Вследствие этого индуцированный магнитным полем ток сохраняется до тех пор, пока существует поле. Магнитный момент, связанный с этим током, и есть диамагнитный момент.

Для вычисления диамагнитной восприимчивости рассмотрим круговую электронную орбиту радиуса r (рис. 10.3, а).