

где χ' — безразмерная величина, характеризующая магнитные свойства вещества, причем у всех диамагнетиков $\chi' < 0$. По исторически сложившейся традиции в качестве характеристики магнитных свойств среды пользуются так называемой **магнитной восприимчивостью** χ , связанной с χ' соотношением

$$1 + \chi = 1/(1 - \chi'), \quad (20.15')$$

откуда

$$\chi = \chi'/(1 - \chi'). \quad (20.15'')$$

У диамагнетиков абсолютное значение χ' очень мало ($|\chi'| \sim 10^{-6}$). Поэтому практически можно считать, что $\chi = \chi'$.

3. Поведение диамагнетиков в магнитном поле существенно отличается от поведения диэлектриков с неполярными молекулами в электри-

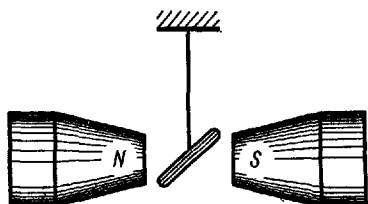


Рис. 20.4

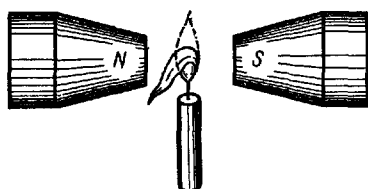


Рис. 20.5

ческом поле. Диэлектрик поляризуется в направлении вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля. Поэтому легкий стержень, изготовленный из диэлектрика и свободно подвешенный в однородном электрическом поле, устанавливается так, чтобы его ось была направлена параллельно \mathbf{E} . В неоднородном электрическом поле стержень из диэлектрика **втягивается** в область более сильного поля. Стержень из диамагнитного материала (например, из висмута) намагничивается в направлении, противоположном вектору индукции \mathbf{B} внешнего магнитного поля. Поэтому в неоднородном магнитном поле диамагнетик **выталкивается** в область более слабого поля и устанавливается так, чтобы его ось была **перпендикулярна** вектору \mathbf{B} (рис. 20.4). Газы, входящие в состав продуктов сгорания, также обладают диамагнитными свойствами. Поэтому в неоднородном магнитном поле пламя свечи отклоняется в сторону более слабого поля (рис. 20.5).

§ 20.4. Парамагнитные вещества в однородном магнитном поле

1. Если векторная сумма орбитальных магнитных моментов всех электронов атома (или молекулы) не равна нулю, то атом в целом обладает некоторым магнитным моментом \mathbf{P}_m . Такие атомы (молекулы) называются **парамагнитными**, а состоящие из них вещества — **парамагнетиками**. К парамагнетикам относятся кислород, окись азота,

алюминий, платина, редкоземельные элементы, щелочные и щелочно-земельные металлы и другие вещества.

2. Рассмотрим, что произойдет при внесении парамагнетика в однородное магнитное поле, индукция которого \mathbf{B} .

Каждый электрон атома парамагнитного тела участвует в двух движениях: орбитальном и прецессионном. Согласно теореме Лармора, все магнитные моменты электронов данного атома, а также его результирующий магнитный момент прецессируют вокруг направления \mathbf{B} с одинаковой угловой скоростью ω_L .

Тепловое движение частиц парамагнетика и их соударения вызывают постепенное затухание прецессии магнитных моментов атомов, а также уменьшение углов между направлениями \mathbf{P}_m и \mathbf{B} . Таким образом, несмотря на производимое тепловым движением «разбрасывание» атомов, это движение в то же время способствует преимущественной ориентации магнитных моментов атомов по направлению вектора \mathbf{B} , так как само по себе магнитное поле может вызвать лишь прецессию векторов \mathbf{P}_m вокруг направления \mathbf{B} . Магнитный момент \mathbf{P}_m отдельного атома имеет величину порядка 10^{-23} Дж/Т (10^{-20} эрг/Гс)¹, но совокупное действие магнитных моментов всех атомов, заключенных в единице объема вещества, приводит к эффекту намагничивания, значительно превосходящему диамагнитный эффект. Поэтому в парамагнитном теле появляется собственное магнитное поле, направленное в ту же сторону, что и внешнее магнитное поле.

3. Классическая теория парамагнетизма была развита П. Ланжевеном в 1905 г. Он рассмотрел статистическую задачу о поведении молекулярных токов (и соответствующих им магнитных моментов \mathbf{P}_m) в однородном магнитном поле.

Ориентирующее действие магнитного поля на атом зависит от магнитного момента атома и магнитной индукции \mathbf{B} поля «Разбрасывающее» действие теплового движения определяется величиной kT , пропорциональной средней тепловой энергии одной частицы (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура). Оказалось, что результирующее действие двух противоположных факторов зависит от отношения

$$a = P_m B / kT.$$

Ланжевэн нашел зависимость намагниченности изотропного парамагнетика от параметра a :

$$J = f(a) = n_0 P_m L(a). \quad (20.17)$$

Функция $L(a)$ называется классической функцией Ланжевэна и имеет вид

$$L(a) = \left\{ \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} \right\}. \quad (20.17')$$

¹ Современные методы измерения магнитных моментов атомов рассмотрены в третьем томе курса.

На рис. 20.6 приведен график функции Ланжевена. При $a \ll 1$ функция возрастает линейно, причем можно доказать, что $L(a) \approx a/3$; при $a \gg 1$

$$L(a) \rightarrow 1. \quad (20.17'')$$

Это соответствует такому состоянию, когда все магнитные моменты атомов направлены параллельно полю.

При комнатных температурах ($T \approx 300$ К) условие $a = 1$ может осуществляться лишь в очень сильных магнитных полях ($B \sim 100$ Т).

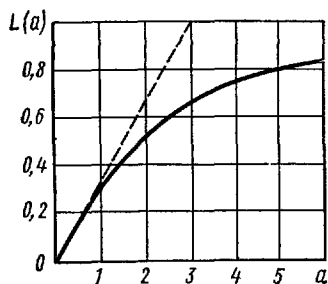


Рис. 20.6

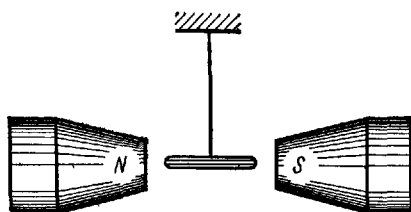


Рис. 20.7

Практически же всегда осуществляется условие $a \ll 1$. В очень сильных магнитных полях или при очень низких температурах, когда большая часть векторов \mathbf{P}_m «выстроена» вдоль направления вектора \mathbf{B} , имеет место явление: интенсивность намагничивания не зависит от B .

Используя соотношение (20.17) и учитывая, что вдали от области насыщения $L(a) \approx a/3$, запишем следующее выражение для интенсивности намагничивания парамагнетиков:

$$\mathbf{J} = \frac{n_0 P_m^2}{3kT} \mathbf{B} = \chi' \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}, \quad (20.18)$$

где

$$\chi' = \frac{n_0 P_m^2 \mu_0}{3kT}. \quad (20.19)$$

Величина χ' для парамагнетиков положительна и лежит в пределах от 10^{-5} до 10^{-3} . Поэтому магнитная восприимчивость парамагнетиков практически не отличается от χ' [см. (20.15'')]: $\chi \approx \chi'$.

Можно показать на опыте, что намагничивание парамагнетика действительно происходит в направлении, совпадающем с вектором \mathbf{B} индукции магнитного поля. При внесении парамагнитного стержня в магнитное поле, созданное между полюсами электромагнита, он устанавливается вдоль линий индукции этого поля (рис. 20.7).

4. Как уже указывалось выше, процесс намагничивания парамагнетика состоит в упорядочении расположения магнитных моментов его

атомов (или молекул) по отношению к направлению вектора индукции магнитного поля. Механический момент импульса атома связан с его магнитным моментом соотношением (20.3''). Поэтому намагничивание парамагнетика сопровождается также преимущественной ориентацией векторов (L_i) моментов импульса его атомов:

$$\sum_{i=1}^N L_i = -\frac{1}{g} \sum_{i=1}^N P_{mi},$$

где N — число атомов, содержащихся в объеме V парамагнетика. Пренебрегая неоднородностью магнитного поля в пределах этого объема, на основании (20.13) и (20.18) получим

$$\sum_{i=1}^N L_i = -\frac{1}{g} VJ = -\frac{\chi' V}{g} \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}.$$

Таким образом, суммарный момент импульса всех атомов магнетика пропорционален индукции магнитного поля и равен нулю в отсутствие поля. Поворот атомов парамагнетика в магнитном поле происходит в результате их тепловых соударений, т. е. под влиянием в н у т р е н н и х с и л. Поэтому должен выполняться закон сохранения момента импульса (см. т. I, § 4.3): момент импульса парамагнитного тела при его намагничивании не изменяется. Следовательно, одновременно с упорядочением направлений векторов магнитных моментов и моментов импульса атомов парамагнитного тела в однородном магнитном поле это тело должно начать вращаться вокруг оси, параллельной вектору \mathbf{B} . Угловая скорость ω вращения тела должна быть такой, чтобы соответствующий ей момент импульса тела $J_0 \omega$ (J_0 — момент инерции тела) был равен

$$J_0 \omega = -\sum_{i=1}^N L_i = \frac{1}{g} \sum_{i=1}^N P_{mi} = \frac{VJ}{g} = \frac{\chi' V}{g} \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}. \quad (20.20)$$

Это явление называется **магнитомеханическим эффектом**. Зная J_0 , V и χ' и измеряя опытным путем B и ω , можно по формуле (20.20) определить гиромагнитное отношение g .

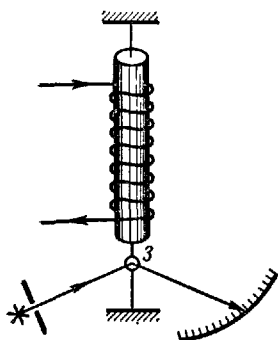


Рис. 20.8

Магнитомеханический эффект впервые был обнаружен экспериментально в 1915 г. А. Эйнштейном и В. де-Гаазом. Железный стержень, подвешенный на тонкой кварцевой нити, помещался внутри вертикального соленоида вдоль его оси (рис. 20.8). При пропускании через соленоид тока стержень намагничивался и приобретал соответствующий вращательный импульс, под действием которого он поворачивался на некоторый угол, закручивая кварцевую нить. Это наблюдалось с помощью

светового луча, отражавшегося от зеркала Z , закрепленного на нити. Угол поворота стержня был очень мал. Поэтому через соленоид пропускался переменный ток, частота которого соответствовала резонансным крутильным колебаниям стержня.

В 1915 г. С. Барнетт обнаружил обратный эффект — намагничивание быстро вращающегося железного стержня при отсутствии внешнего магнитного поля. Вектор магнитного момента противоположен по направлению вектору угловой скорости вращения стержня. Это связано с тем, что векторы механических и магнитных моментов электронов (отрицательно заряженных частиц) направлены в противоположные стороны.

5. Опыты Эйнштейна и де-Гааза, проведенные с железными стержнями, привели к неожиданным результатам. Гиромангнитное отношение g_s оказалось в два раза большим, чем это следует из уравнений (20.3') или (20.3''), т. е.

$$g_s = e/m. \quad (20.21)$$

Этот результат имел огромное значение не только для изучения магнитных свойств железа, но и для всего дальнейшего развития физики. Для его объяснения пришлось предположить, что электрон помимо орбитальных моментов L_e и p_m обладает еще собственным моментом импульса L_{es} , который был назван спином электрона¹, и соответствующим ему собственным магнитным моментом

$$p_{ms} = -g_s L_{es}. \quad (20.21')$$

Вначале элементарное представление о спине связывалось с вращением электрона вокруг собственной оси. Однако в дальнейшем выяснилось, что такая модель спина неверна. В настоящее время доказано, что электрону присущи некоторые собственные механический и магнитный моменты, подобно тому, как ему присущи заряд $-e$ и масса m . Спин является неотъемлемым свойством электрона и проявляется в большом числе экспериментальных фактов. Спином электрона объясняются многие важные закономерности физики. К ним относятся: распределение электронов по энергетическим состояниям и в связи с этим по оболочкам в атомах, тонкая структура спектра излучения, испускаемого возбужденными атомами, и расщепление спектральных линий в не очень сильных магнитных полях. Эти явления рассмотрены в третьем томе курса. Спин электрона оказывает влияние на распределение электронов по энергиям в металлах (см. § 13.1). Спином электронов объясняются магнитные свойства ферромагнетиков (см. § 20.6).

6. В современной физике доказано, что абсолютное значение спина электрона

$$L_{es} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (20.22)$$

где h — постоянная Планка, $\hbar = h/2\pi$.

¹ Спин по-английски означает кручение, верчение, веретено.

Из формулы (20.21) следует, что абсолютное значение спинового магнитного момента электрона

$$\rho_{ms} = \sqrt{3} \frac{he}{4\pi m}. \quad (20.22')$$

Величина

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/Гс.}$$

называется **магнетон Бора**. Оказывается, что орбитальные магнитные моменты электронов в атомах также имеют значения порядка магнетона Бора.

Важнейшая особенность спина электрона состоит в том, что в магнитном поле¹ спин может быть ориентирован только двумя способами: его проекция на направление вектора **B** индукции магнитного поля может быть равна либо $+\hbar/2$, либо $-\hbar/2$. Соответственно, проекции спиновых магнитных моментов равны $-\mu_B$ и $+\mu_B$. В первом случае принято говорить, что **спин параллелен вектору B**, а во втором — **антипараллелен ему**. Указанную особенность спина подтверждают все эксперименты, в которых проявляется влияние спина электрона. Прямым экспериментальным доказательством наличия только двух ориентаций спина являются опыты О. Штерна и В. Герлаха, которые рассмотрены в третьем томе.

7. У большого числа металлических парамагнетиков (щелочные и щелочноземельные металлы, хром, ванадий, марганец и др.) наблюдается **аномальный парамагнитный эффект**, состоящий в том, что их магнитная восприимчивость практически не зависит от температуры. Это явление обусловлено спиновым парамагнетизмом электронов проводимости. Его нельзя объяснить, исходя из законов классической физики. Действительно, если бы электроны проводимости в металле вели себя как классический газ, «атомы» которого обладают постоянными магнитными моментами ρ_{ms} , произвольно ориентированными в пространстве, то магнитная восприимчивость такого газа зависела бы от температуры по закону (20.19), т. е. была бы обратно пропорциональна абсолютной температуре.

В действительности электронный газ подчиняется не классической, а квантовой статистике Ферми—Дирака, основанной на принципе Паули. В § 13.1 говорилось о том, что в соответствии с принципом Паули свободные электроны попарно заполняют энергетические уровни в зоне проводимости металла, причем спины двух электронов, находящихся на одном уровне, направлены в противоположные стороны. Спиновые магнитные моменты таких пар электронов взаимно компенсируют друг друга. Поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент электронов проводимости металла

¹ Причины возникновения этого поля не играют никакой роли. Оно может порождаться как токами проводимости («внешнее поле»), так и орбитальным движением электронов или магнитными моментами ядер атомов («внутреннее поле»).

равен нулю. Во внешнем магнитном поле энергетическая эквивалентность обоих направлений спиновых магнитных моментов электронов нарушается. Электрон, спиновый магнитный момент которого параллелен внешнему магнитному полю, обладает меньшей энергией, чем электрон с противоположно направленным спиновым магнитным моментом. Таким образом, первый электрон находится в энергетически более выгодном (устойчивом) состоянии, чем второй. Здесь имеется известная аналогия с двумя ориентациями плоского контура тока в магнитном поле, соответствующими параллельности векторов \mathbf{r}_m и \mathbf{B} и их антипараллельности (см. § 17.1).

В зоне проводимости не все энергетические уровни заполнены электронами. Поэтому в результате действия на металл внешнего магнитного поля должен происходить «поворот» антипараллельных полю спиновых магнитных моментов у тех электронов, которые оказались на энергетических уровнях, более высоких, чем свободные уровни, соответствующие электронам, спиновые магнитные моменты которых параллельны полю. Это явление называется **парамагнетизмом электронного газа в металлах**. Таким образом, минимуму свободной энергии металла во внешнем магнитном поле соответствует намагниченное состояние. Интенсивность намагничивания пропорциональна разности концентраций электронов, спиновые магнитные моменты которых ориентированы параллельно и антипараллельно полю.

§ 20.5. Магнитное поле в веществе

1. При изучении магнитного поля в веществе (магнетике) различают два типа токов — макротоки и микротоки. Под **макротоками** понимают электрические токи проводимости, а также конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел. **Микротоками** или **молекулярными токами** называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, ионах и молекулах.

В веществе на магнитное поле макротоков (его часто называют **внешним**) накладывается дополнительное магнитное поле микротоков (его соответственно называют **внутренним**). Вектор магнитной индукции \mathbf{B} характеризует результирующее магнитное поле в веществе, т. е. он равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего (\mathbf{B}_0) и внутреннего ($\mathbf{B}_{\text{внутр}}$) полей:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{\text{внутр}}. \quad (20.23)$$

Из сказанного ясно, что вектор \mathbf{B} должен зависеть от магнитных свойств магнетика. Магнитное поле микротоков возникает в результате намагничивания магнетика при его помещении во внешнее магнитное поле. Поэтому первичным источником магнитного поля в веществе являются макротоки.

2. Закон полного тока (16.8) для магнитного поля в вакууме легко обобщить на магнитное поле в веществе. В вакууме поле создают только макротоки, а в веществе — макротоки и микротоки. Следовательно, для поля в веществе