

Глава 12

МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ

12.1. Ферромагнитное упорядочение

Ферромагнетиками называются вещества, которые имеют спонтанный магнитный момент даже в отсутствие магнитного поля. Это означает, что в таких веществах элементарные магнитные моменты отдельных ионов ориентированы параллельно друг другу. Для того, чтобы в кристалле, содержащем атомы или ионы с отличным от нуля спиновым моментом, возникла спонтанная намагниченность, должны существовать достаточно сильные взаимодействия между этими моментами, способствующие их магнитному упорядочению. Существует два основных типа таких взаимодействий: классическое *диполь-дипольное взаимодействие* между двумя магнитными моментами и *обменное взаимодействие*. Диполь-дипольное взаимодействие обусловлено магнитными полями, которые создаются магнитными моментами атомов, окружающими данный атом. Это взаимодействие всегда существует в веществах, содержащих атомы или ионы с отличными от нуля магнитными моментами, независимо от того, спиновые это моменты или орбитальные.

Оценим энергию диполь-дипольного взаимодействия двух магнитных моментов, находящихся на расстоянии r друг от друга:

$$E = \frac{1}{r^3} \left(\boldsymbol{\mu}_1 \boldsymbol{\mu}_2 - \frac{3(\boldsymbol{\mu}_1 \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_2 \mathbf{r})}{r^2} \right). \quad (12.1)$$

Магнитные моменты атомов имеют величину $\mu_1 \approx \mu_2 \approx g\mu_B \approx \approx e\hbar/(m_0c)$. Поэтому оценка значения энергии диполь-дипольного взаимодействия такова:

$$E_{\text{д-д}} \approx \frac{(g\mu_B)^2}{r^3} \approx \frac{13,6}{(137)^2} \left(\frac{a_0}{r} \right) \text{ эВ}, \quad (12.2)$$

где a_0 — радиус Бора. Типичные расстояния между магнитными атомами в кристалле составляют значения $a \approx 2 \text{ \AA}$, и оценка энергии диполь-дипольного взаимодействия дает $E_{\text{д-д}} \approx 10^{-4} \text{ эВ}$.

Из этой оценки видно, что диполь-дипольные взаимодействия между магнитными моментами могут способствовать их взаимной упорядоченной ориентации только при очень низких температурах — около 1 К. Однако, в реальных веществах с упорядоченной магнитной структурой ферромагнитное, ферри- и антиферромагнитное состояния возникают и при высоких температурах в несколько сотен кельвинов. В табл. 12.1 даны температуры фазовых переходов в некоторых ферромагнетиках (T_C), ферри- (T_{Cf}) и антиферромагнетиках (T_N).

Таблица 12.1. Температуры фазовых переходов в ферромагнитное T_C , ферри- (T_{Cf}) и антиферромагнитное T_N состояния

Вещество	T_C , К	T_{Cf} , К	T_N , К
Ni	631		
Co	1403		
Fe	1043		
Fe ₃ O ₄		847	
NiFe ₂ O ₄		870	
3Cd ₂ O ₃ · 5Fe ₂ O ₃		564	
MnTiO ₃			41
FeS			598
CrCl ₃			17

Второй тип взаимодействия между магнитными ионами, а именно, обменное взаимодействие, приводит к возникновению магнитоупорядоченных структур в кристаллах. Обменные взаимодействия имеют электростатическую природу, и вследствие действия принципа Паули электростатическая энергия взаимодействия двух электронов зависит от взаимной ориентации их магнитных моментов.

Рассмотрим влияние принципа Паули на магнитные эффекты на примере двухэлектронной системы, гамильтониан которой не зависит от спиновых переменных:

$$\hat{H}\psi = -\frac{\hbar^2}{2m_0}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)\psi + V(r_1, r_2)\psi = E\psi. \quad (12.3)$$

Поскольку в (12.3) нет зависимости от спиновых переменных, полная волновая функция может быть представлена в виде произведения волновой функции ψ , которая является решением уравне-

ния (12.3), на любую комбинацию из спиновых состояний двух электронов — $|\uparrow\uparrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\rangle$, $|\downarrow\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\downarrow\rangle$. Имеются четыре линейные комбинации:

Состояние	Полный спин S	Проекция спина S_z
$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	0	0
$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	1	0
$ \uparrow\uparrow\rangle$	1	1
$ \downarrow\downarrow\rangle$	1	-1

Состояние в верхней строке называется *синглетным*. Три нижние строки образуют *триплетное состояние*.

Синглетное состояние антисимметрично относительно обмена спином электронов. Триплетное состояние — симметрично. Согласно принципу Паули, полная волновая функция системы должна быть антисимметрична относительно одновременной перестановки спиновых и пространственных переменных. Таким образом, если функция ψ — решение (12.3) — симметрична относительно перестановки пространственных переменных (энергия этого состояния E_s), то спиновое состояние системы двух электронов является триплетным. И наоборот, если ψ антисимметрична (энергия этого состояния E_t), то спиновое состояние — синглетное. Какое состояние реализуется в конкретной системе, определяется знаком разности энергий триплетного E_t и синглетного E_s состояний гамильтониана (12.3).

Для молекулы водорода разность $E_s - E_t$, вычисленная в *приближении Гайтлера–Лондона*, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(E_s - E_t) = & \int dr_1 dr_2 |\psi_1(r_1)\psi_2(r_2)| \times \\ & \times \left(\frac{e^2}{|r_1 - r_2|} + \frac{e^2}{|R_1 - R_2|} - \frac{e^2}{|r_1 - R_1|} - \frac{e^2}{|r_2 - R_2|} \right) |\psi_2(r_1)\psi_2(r_2)|, \end{aligned} \quad (12.4)$$

где R_1 , R_2 и r_1 , r_2 — координаты протонов и электронов соответственно, и $\psi_i(r)$ — волновая функция основного состояния отдельного атома водорода, находящегося в точке R_j . Правая часть (12.4) представляет собой матричный элемент потенциалов взаимодействия между состояниями, когда два электрона меняются местами. Поэтому интеграл в (12.4) называется *обменным интегралом*.

Определим теперь зависимость спинового состояния двухэлектронной системы от разности энергий синглетного и триплетного

состояний. Когда атомы находятся далеко друг от друга, они не взаимодействуют, и основное состояние соответствует двум независимым атомам. Это состояние четырехкратно вырождено. При сближении атомов в результате взаимодействия появляется расщепление четырехкратно вырожденного уровня $E_s \pm E_t$. Расщепление мало по сравнению с другими возбужденными состояниями системы, и последними можно пренебречь, т. е. описывать состояния молекулы водорода только линейными комбинациями четырех низших по энергии состояний. Для описания этих состояний строится оператор, который называется *спиновым гамильтонианом*, и собственные значения которого совпадают с этими низкими по энергии собственными значениями исходного гамильтониана, не содержащего спиновых переменных. Оператор спина каждого электрона удовлетворяет равенству $S_i^2 = S(S + 1) = 3/4$ (S — величина спина). Для полного спина получим:

$$S^2 = (\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2)^2 = S_1^2 + S_2^2 + 2\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 = \frac{3}{2} + 2\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2. \quad (12.5)$$

Тогда оператор $\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2$ для синглетного ($S = 0$) состояния имеет собственное значение $-3/4$, а для триплетного ($S = 1$) — $+1/4$. Поэтому оператор

$$H = \frac{1}{4}(E_s + 3E_t) - (E_s - E_t)\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2 \quad (12.6)$$

имеет собственные значения E_s для синглетного состояния и E_t для каждого из триплетных состояний. Этот оператор называется *спиновым гамильтонианом*. Обозначая $J = (E_s - E_t)$ и опуская константы, запишем (12.6) в виде

$$H = -J\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2, \quad (12.7)$$

где J называется *обменной константой*.

Для системы из большого числа частиц ($N \sim 10^{23}$) спиновый гамильтониан уже нельзя вывести таким простым способом, как для системы из двух частиц. Но принято считать, что для системы, состоящей из большого числа частиц, сложную информацию о конфигурации низкоэнергетических уровней можно описать в компактной форме спиновым гамильтонианом, который называется *гамильтонианом Гейзенберга*:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} S_i S_j - g\mu_B B \sum_i S_i^z, \quad (12.8)$$

где S_i , S_i^z — операторы полного спина и его z -компоненты, индексы i, j нумеруют узлы кристаллической решетки, в которых расположены ионы с отличными от нуля моментами, J_{ij} — обменный интеграл между ионами в узлах i и j .

Для качественного описания свойств магнитной системы с гамильтонианом (12.8) используется *приближение среднего* или *молекулярного поля*, предложенное Вейссом.

Для простоты в (12.8) ограничимся взаимодействиями i -го спина только с его ближайшими соседями. Пусть такие взаимодействия определяются одной обменной константой J . Выделим в (12.8) члены, содержащие i -й узел:

$$H_i = -\frac{1}{2}JS_i \sum_{j \neq i} S_j - g\mu_B B S_i, \quad (12.9)$$

Это выражение описывает энергию i -го спина в поле, которое является суммой магнитного поля \mathbf{B} и некоего эффективного поля, создаваемого окружающими i -й спин соседними спинами. Эффективное поле является оператором и сложным образом зависит от конфигурации спинов, расположенных в узлах кристаллической решетки. Приближение среднего (молекулярного) поля заключается в замене операторов S_i , стоящих под знаком суммы в (12.9), их средними значениями. В термодинамическом равновесии выполняется:

$$H_i^{\text{мп}} = - \left(\frac{1}{2}J \sum_j \langle S_j \rangle + g\mu_B B \right) S_j \quad (12.10)$$

и, поскольку все узлы решетки эквивалентны, (12.10) упрощается:

$$H_i^{\text{мп}} = - \left(\frac{1}{2}Jz \langle S_j \rangle + g\mu_B B \right) S_j, \quad (12.11)$$

где z — число ближайших соседей в кристаллической решетке.

В случае ферромагнетика средние значения всех спинов одинаковы и поэтому могут быть выражены через намагниченность образца так:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{V}{N} \frac{\mathbf{M}}{g\mu_B}, \quad (12.12)$$

тогда эффективное поле принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{эфф}} = \mathbf{B} + \gamma \mathbf{M}, \quad (12.13)$$

где $\gamma = Jz\mu_B^2/g^2$.

Таким образом, в приближении среднего поля магнитные атомы или ионы в веществе можно рассматривать как свободные парамагнитные ионы, находящиеся в эффективном магнитном поле, которое зависит от средней намагниченности вещества. В этом случае для расчета намагниченности и других свойств ферромагнетика можно воспользоваться результатами, полученными в главе 11, заменив магнитное поле \mathbf{B} на сумму $\mathbf{B} + \gamma \mathbf{M}$.

Пусть поле $\mathbf{B} = 0$. Для намагниченности получается самосогла-сованное уравнение, поскольку при этом аргумент функции Бриллюэна (11.34) содержит намагниченность. При $T = 0$ функция Бриллюэна равна единице, и спонтанная намагниченность единицы объема равна:

$$M_s(0) = \frac{N}{V} g s \mu_B. \quad (12.14)$$

Эта величина называется намагниченностью *насыщения*.

Зависимость M_s от температуры можно определить из уравнения (11.33), подставив в него вместо поля \mathbf{B} величину $\gamma\mathbf{M}$. При повышении температуры спонтанная намагниченность уменьшается и при некоторой температуре, называемой *температурой Кюри*, она исчезает, и вещество становится парамагнитным. Температуру T_C можно найти из (11.37), заменяя \mathbf{B} на $\gamma\mathbf{M}$ и $j(j+1)$ на $s(s+1)$:

$$T_C = \frac{J z s(s+1)}{3k_B}. \quad (12.15)$$

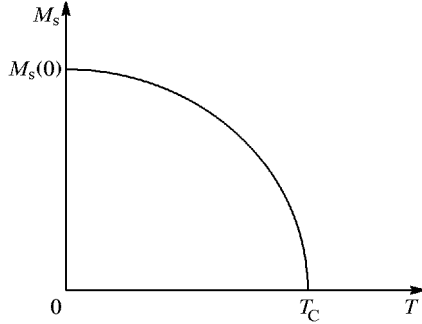


Рис. 12.1. Зависимость спонтанной намагниченности от температуры

Магнитная восприимчивость $\chi = M/B$ может быть найдена из той же формулы (11.37) с заменой \mathbf{B} на $\gamma\mathbf{M}$ и $j(j+1)$ на $s(s+1)$. При $T > T_C$ в парамагнитной фазе магнитная восприимчивость ферромагнетиков подчиняется *закону Кюри-Вейсса*:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}, \quad (12.16)$$

где $C = g^2 s(s+1) \mu_B^2 / 3k_B$.

Зависимость спонтанной намагниченности вблизи температуры Кюри можно получить, разлагая функцию Бриллюэна при внешнем поле, равном нулю, вплоть до членов третьего порядка малости:

$$B_s(x) = \frac{(2s+1)^2 - 1}{(2s)^2} \frac{x}{3} - \frac{(2s+1)^4 - 1}{(2s)^4} \frac{x^3}{45} + \dots, \quad (12.17)$$

тогда для приведенной намагниченности $\sigma = M/(Ng\mu_B s)$ имеем:

$$\sigma^2 = \frac{10}{3} \frac{(s+1)^2}{(s+1)^2 + s^{-2}} \frac{T_C - T}{T_C}, \quad \frac{T_C - T}{T_C} \ll 1. \quad (12.18)$$

При низких температурах ($T \approx 0$ К) зависимость от температуры можно получить, пользуясь разложением функции Бриллюэна (11.34) в виде

$$\sigma = 1 - \frac{1}{s} \exp\left(-\frac{3}{s+1} \frac{T_c}{T}\right) + \dots \quad (12.19)$$

Этот результат находится в противоречии с зависимостью

$$\sigma = 1 - T^{3/2}, \quad (12.20)$$

полученной в более строгой теории спиновых волн и подтвержденной экспериментально. Зависимость (12.20) носит наименование *закона Блоха*.

12.2. Ферримагнетики

В предыдущем разделе был рассмотрен случай, когда локальные магнитные моменты в твердом теле имеют одинаковую величину, и в результате положительного обменного взаимодействия в веществе ниже критической температуры появляется спонтанная намагниченность. *Антиферромагнитные* вещества отличаются от ферромагнитных антипараллельной ориентацией спинов соседних одинаковых ионов. У таких веществ атомы (ионы) с противоположно ориентированными спинами образуют взаимопроникающие кристаллические подрешетки, построенные из одинаковых атомов и различающиеся ориентацией спина, как это показано на рис. 12.2.

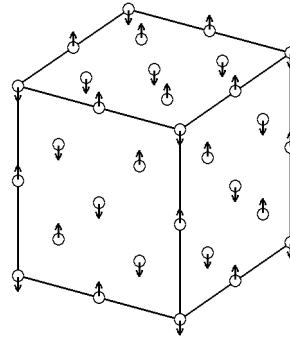


Рис. 12.2. Идеализированная магнитная структура CaO

Ферримагнетики отличаются от ферромагнетиков и антиферромагнетиков во многих отношениях. Для них, как и для антиферромагнетиков, характерно существование спонтанно намагниченных подрешеток. Однако, если в антиферромагнетиках подрешетки одинаковы в кристаллографическом отношении и различаются только ориентацией магнитных моментов, в ферримагнитных веществах подрешетки, как правило, неэквивалентны как в кристаллографическом отношении, так и в отношении величин магнитных моментов. Различие в величинах намагниченностей подрешеток приводит к отличной от нуля нескомпенсированной намагниченности вещества. В этом отношении ферримагнетики обладают свойствами, напоминающими свойства ферромагнетиков, но, с другой стороны, из-за наличия в них

подрешеток с антипараллельными ориентациями спинов ферри-магнетики близки к антиферромагнетикам. Модель ферримагнитного упорядочения (и, как частный случай, антиферромагнитного) была впервые предложена Неелем путем введения в рассмотрение подрешеток с взаимно антипараллельной ориентацией образующих эти подрешетки магнитных моментов.

В простейшем случае двух подрешеток A и B , однородных по внутреннему устройству, предполагается, что на магнитные ионы, образующие подрешетку A , действует эффективное поле соседних ионов из подрешетки B . Подрешетки A и B могут отличаться, в общем случае, как сортом магнитных ионов, так и числом ионов, содержащихся в каждой подрешетке. Парциальные намагниченности подрешеток обозначим M_A и M_B . В приближении среднего поля, при взаимодействии только между ближайшими соседями, молекулярные поля, действующие, соответственно, на ионы подрешеток A и B , записываются в виде

$$B_A = \gamma_{AB} M_B, \quad (12.21)$$

$$B_B = \gamma_{BA} M_A, \quad (12.22)$$

где $\gamma_{AB} = \gamma_{BA} = \mu_B^2 J z / (g_A g_B)$.

Рассмотрим случай отрицательной величины константы обменного взаимодействия ($J < 0$). Молекулярные поля B_A и B_B действуют на ионы подрешеток, как и внешнее поле, в результате имеем:

$$M_A = M_{0A} B_{sA}(x) = M_{0A} B_{sA} \left(\frac{g_a s_a \mu_B (B + B_A)}{k_B T} \right), \quad (12.23)$$

$$M_B = M_{0B} B_{sB}(y) = M_{0B} B_{sB} \left(\frac{g_b s_b \mu_B (B + B_B)}{k_B T} \right), \quad (12.24)$$

здесь M_{0A} и M_{0B} — намагниченности подрешеток при $T = 0$, $B_{sA}(B_{sB})$ — функция Бриллюэна (11.34) подрешетки $A(B)$. Намагниченность всего кристалла получается векторным суммированием (12.23) и (12.24):

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B. \quad (12.25)$$

Ввиду векторного характера величины $\mathbf{M} = \mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B$ при отсутствии внешнего поля вектор намагниченности подрешеток совпадает с вектором молекулярного поля, действующего на узел данной подрешетки. В основном состоянии, т.е. при $T = 0$, взаимная ориентация намагниченностей подрешеток определяется минимумом обменной энергии:

$$E_{\text{обмен}} = -\frac{1}{2}(M_A B_A + M_B B_B) = -\gamma_{AB} \mathbf{M}_A \mathbf{M}_B, \quad (12.26)$$

откуда следует, что при $\gamma_{AB} < 0$ энергетически выгодно состояние, при котором намагниченности подрешеток антипараллельны.

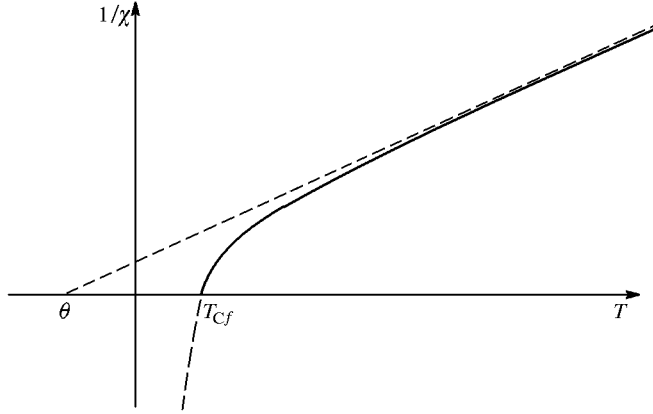


Рис. 12.3. Зависимость магнитной восприимчивости антиферримагнетика. Асимптота — $1/\chi_\alpha = (T - \theta)/C$, $\theta = -T_{Cf}$

Температуру фазового перехода T_C и парамагнитную восприимчивость при $T > T_C$ можно получить, разлагая функции Бриллюэна в (12.23) и (12.24) в ряд:

$$M_A = \left(\frac{C_A}{T} \right) (B + \gamma_{AB} M_B), \quad (12.27)$$

$$M_B = \left(\frac{C_B}{T} \right) (B + \gamma_{AB} M_A), \quad (12.28)$$

где C_A, C_B — отнесенные к единице объема константы Кюри ионов A и B :

$$C_\alpha = \frac{g_\alpha^2 s_\alpha (s_\alpha + 1) \mu_B^2}{3k_B}, \quad \alpha = A, B. \quad (12.29)$$

При $B = 0$ из (12.27) и (12.28) получается система из двух однородных уравнений, которая будет иметь нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю:

$$\begin{vmatrix} T_{Cf} & -\gamma_{AB} C_A \\ \gamma_{AB} C_B & -T_{Cf} \end{vmatrix} = 0, \quad (12.30)$$

откуда находим:

$$T_{Cf} = \gamma_{AB} (C_A C_B)^{1/2}. \quad (12.31)$$

Определив из (12.27), (12.28) $M = M_A + M_B$, получаем восприимчивость кристалла:

$$\chi = \frac{M_A + M_B}{B} = \frac{(C_A + C_B)T + 2C_A C_B \gamma_{AB}}{T^2 - T_{Cf}^2}. \quad (12.32)$$

Нелинейное поведение обратной восприимчивости $1/\chi$ как функции температуры является важным свойством ферромагнетиков, ее зависимость представлена на рис. 12.3.

12.3. Антиферромагнетики

Частным случаем ферромагнитного упорядочения является антиферромагнитное упорядочение, когда узлы взаимопроникающих подрешеток заняты атомами одного сорта. В этом случае имеем:

$$\gamma_{AB} = \gamma = \frac{\mu_B^2 J z}{g^2}, \quad (12.33)$$

$$C_A = C_B = C = \frac{g^2 s(s+1) \mu_B^2}{k_B}. \quad (12.34)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля $M_A = -M_B$ при всех температурах. Температура фазового перехода, называемая *температурой Нееля*, равна

$$T_N = \gamma C. \quad (12.35)$$

Парамагнитная восприимчивость при $T > T_N$ может быть получена из (12.32):

$$\chi = \frac{2CT + 2C^2 \gamma}{T^2 - \gamma^2 C^2} = \frac{2C}{T + T_N}, \quad (12.36)$$

т.е. линейно зависит от температуры в парамагнитной фазе.

Ниже температуры Нееля в антиферромагнитной фазе необходимо различать два случая: когда внешнее магнитное поле пер-

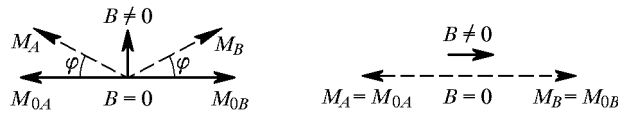


Рис. 12.4. Два случая взаимной ориентации векторов намагниченности и магнитного поля для антиферромагнетика

пендикулярно направлению намагниченности подрешетки, и когда поле параллельно вектору намагниченности подрешетки. В первом

случае отклик антиферромагнетика характеризуется восприимчивостью χ_{\perp} , во втором χ_{\parallel} . Качественно поведение восприимчивостей χ_{\perp} и χ_{\parallel} можно выяснить из простых соображений, руководствуясь рис. 12.4. Когда внешнее поле перпендикулярно векторам намагниченностей подрешеток, эти векторы поворачиваются на некоторый угол φ . При этом плотность магнитной энергии можно записать

$$E = \gamma(\mathbf{M}_A \mathbf{M}_B) - \mathbf{B}(\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B) \approx \\ \approx -\gamma M^2 \cos 2\varphi - 2BM \sin \varphi \approx \gamma M^2(1 - 2\varphi^2) - 2BM\varphi. \quad (12.37)$$

Из условия минимума энергии $\partial E/\partial \varphi = 0$ можно найти $\varphi = B/(2\gamma M)$, и в результате имеем:

$$\chi_{\perp} = \frac{\mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B}{B} = \frac{2M \sin \varphi}{B} \approx \frac{2M\varphi}{B} = \frac{1}{\gamma}. \quad (12.38)$$

Когда внешнее магнитное поле параллельно векторам намагниченности подрешеток, угол между этими векторами не меняется,

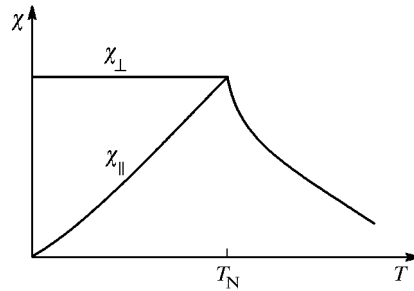


Рис. 12.5. Температурная зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика

а при $T = 0$ не меняется и величина магнитного момента, так как в основном состоянии она достигает своего максимального значения. Таким образом, выполняется:

$$\chi_{\parallel}(0) = 0. \quad (12.39)$$

Качественная зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика показана на рис. 12.5.

12.4. Ферромагнитные домены

В макроскопических образцах материалов с ферромагнитной упорядоченной структурой даже при температурах, много меньших температуры Кюри–Вейсса, измеряемая полная намагниченность значительно меньше суммы магнитных моментов ионов.

Однако во внешнем магнитном поле образец может быть намагничен, и его намагниченность будет близка к сумме магнитных моментов ионов.

Такое явление связано с тем, что в ферромагнитном состоянии макроскопический образец разбивается на *домены* — области, в которых спонтанная намагниченность имеет различные направления (рис. 12.6). Размеры этих областей, с одной стороны,

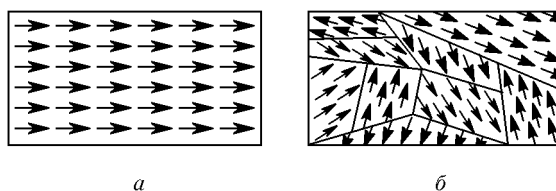


Рис. 12.6. Взаимная ориентация магнитных моментов в случаях однородно намагниченного образца (слева) и доменной структуры (справа)

много больше микроскопических расстояний между взаимодействующими магнитными ионами, с другой — много меньше размера образца. Физическая причина образования доменов в ферромагнитном кристалле связана с наличием диполь-дипольных взаимодействий между магнитными ионами. Эти взаимодействия, как уже отмечалось выше, на несколько порядков меньше обменных взаимодействий. Но последние очень быстро спадают с расстоянием (в большинстве случаев — экспоненциально), а дипольные силы являются дальнедействующими — они обратно пропорциональны кубу расстояния. В результате в макроскопическом образце при параллельной ориентации магнитных моментов всех ионов дипольная энергия оказывается существенной, и такая параллельная ориентация становится энергетически невыгодной.

Диполь-дипольная энергия понижается при разбиении кристалла на однородно намагниченные домены, в которых направления намагниченности отличаются. При этом на границах доменов, так называемых *доменных стенках*, обменные взаимодействия увеличивают энергию. Но, если размеры доменов много больше размеров доменной стенки, образование доменов будет энергетически выгодным, несмотря на проигрыш в обменной энергии.

В реальных ферромагнитных веществах этот тонкий энергетический баланс уменьшения дипольной энергии и увеличения обменной энергии на границах доменов приводит к достаточно сложной доменной структуре, и под действием даже малых внешних магнитных полей размеры доменов и ориентация намагниченности в них могут изменяться существенным образом. Кроме того, в кристаллах при взаимодействии магнитных ионов с кристаллическим полем энергия спинов зависит не только от их взаимной ориентации, но и от ориентации относительно кристаллографиче-

ских осей. Часть этой энергии называется *энергией анизотропии* и во многих случаях при описании свойств реальных кристаллов ее необходимо учитывать в спиновом гамильтониане (рассмотренный выше спиновый гамильтониан является изотропным). Энергия анизотропии может оказывать существенное влияние на доменную структуру вещества и ее отклик на воздействие внешнего магнитного поля.

Существование доменов оказывает влияние на процессы намагничивания и перемагничивания ферромагнитных материалов. В отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнитный образец в равновесном состоянии не имеет результирующей намагниченности:

$$\sum_i M_s V_i \cos \theta_i = 0, \quad (12.40)$$

где V_i — объем i -го домена, θ_i — угол между намагниченностью i -го домена и любым фиксированным направлением в веществе.

Если к образцу приложить внешнее магнитное поле B , то образец начинает намагничиваться, и вдоль направления B появляется результирующий магнитный момент δM_B , который складывается из двух слагаемых:

$$\delta M_B = M_s \sum_i \cos \theta_i \delta V_i + M_s \sum_i V_i \delta(\cos \theta_i), \quad (12.41)$$

где δV_i обусловлено изменением объема i -го домена, а $\delta(\cos \theta_i)$ обусловлено изменением направления намагниченности в i -м домене. Оба эти процесса в реальных веществах имеют необратимый характер, т. е. при снятии внешнего магнитного поля система магнитных доменов не возвращается в первоначальное состояние.

Физическая причина необратимых изменений намагниченности ферромагнетиков при их намагничивании заключается в том, что их доменная структура зависит как от внутреннего строения и межатомных взаимодействий, так и от внешних условий, в частности, от величины приложенного внешнего поля. В случае не очень сильных магнитных полей в многодоменном образце существует, как правило, много равновесных метастабильных состояний, обладающих различными значениями термодинамического потенциала. Переход между этими состояниями затруднен наличием энергетических барьеров (т. е. максимумов термодинамического потенциала, разделяющих его относительные минимумы). И если высота этих потенциальных барьеров заметно больше характерных величин средней тепловой энергии $\sim k_B T$, то тепловые флуктуации не могут вызвать переходов системы между относительными минимумами потенциала.

Эта необратимость процессов намагничивания приводит к явлению *магнитного гистерезиса*, т.е. к неоднозначной зависимости (отставанию) намагниченности M ферромагнетика от внешнего поля B . Типичная кривая намагниченности и петля гистерезиса в слабых магнитных полях показана на рис. 12.7. Максимальная величина поля B_m соответствует намагниченности насыщения, M_r — величина остаточной намагниченности. Величина магнитного поля B_c , при котором намагниченность образца обращается в нуль, называется *коэрцитивной силой*.

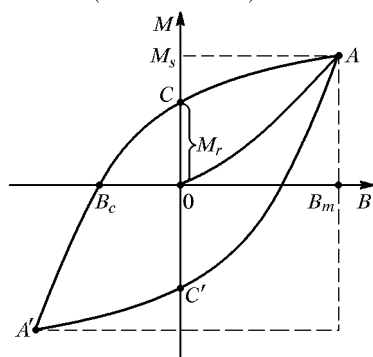


Рис. 12.7. Кривая намагничивания и петля гистерезиса в области слабых магнитных полей. OA — начальный участок; ACA' — нисходящая ветвь (отвечает уменьшению величины поля B); $A'C'A$ — восходящая ветвь (увеличение величины поля B)

Величины M_s , M_r , B_m , B_c существенно различаются в различных магнитных материалах. В табл. 12.2 приведены значения B_c и M_s для некоторых «магнитомягких» материалов.

Применения магнитных материалов весьма разнообразны. Магнитные сплавы применяют для изготовления сердечников трансформаторов для электро- и радиотехники, магнитопроводов для магнитов в лабораторных и технологических установках и в множестве других устройств. Рекордными значениями намагниченности обладают сплавы на основе $Sm-Co$. Ферродиэлектрики (ферриты), благодаря малым потерям

изготовления сердечников трансформаторов для электро- и радиотехники, магнитопроводов для магнитов в лабораторных и технологических установках и в множестве других устройств. Рекордными значениями намагниченности обладают сплавы на основе $Sm-Co$. Ферродиэлектрики (ферриты), благодаря малым потерям

Таблица 12.2. Магнитные характеристики отдельных веществ

Материал	Химический состав, вес. %	B_c , Э	$4\pi M_s$, Гс
Fe	0,05 примеси	0,01	21600
45-пермаллой	55 Fe; 45 Ni	0,3	16000
Супермаллой	16 Fe; 79 Ni; 5 Mo	0,002	7900

электромагнитного поля, широко применяются в высокочастотной электронике в качестве ВЧ трансформаторов, вентилях и др. Магнитные поликристаллические пленки служат основой для многочисленных устройств хранения информации: магнитных лент, дискет и жестких дисков («винчестеров») в компьютерной технике.

Задачи

12.1. Определить энергию взаимодействия магнитных диполей в случае, когда они лежат на одной прямой и в случае, когда диполи расположены на двух параллельных прямых. Расстояние между диполями r , магнитный момент равен магнетону Бора.

12.2. Почему нельзя объяснить природу ферромагнетизма взаимодействием магнитных диполей?

12.3. Найти температуру Нееля антиферромагнетика. Константа молекулярного взаимодействия материала равна $\mu_B J g = 10^3$ эрг, а температура Кюри — 2 К.

12.4. Рассчитать относительную намагниченность железа при температурах 10, 20 и 50 К.

12.5. Рассчитать средние размеры домена в ферромагнитном кристалле, если толщина переходного слоя равна 20 межатомным расстояниям.

12.6. Определить коэрцитивную силу железа при произвольной ориентации в пространстве спонтанной намагниченности, если измерительное магнитное поле приложено вдоль оси третьего порядка.