

Терасимова И. и др.

СЗ 26

Г-371

3550/78

Б 2-4-11659.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б2-4-11659

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1978

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория нейтральной физики

И. Герасимова, В. В. Никитин, Е. А. Ткаченко

52-4-11659

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ В РОМБООБРАЗНЫХ
КРИСТАЛЛАХ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

13.06.73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛЕНА

Лубна, 1973 год

А Н Н О Т А Ц И Я

Построены общие схемы возможных фазовых переходов магнитных соединений с пространственной группой $R\bar{3}c$ во внешнем магнитном поле. Произведено термодинамическое рассмотрение характера некоторых переходов. Проанализировано индуцирование магнитным полем антиферромагнитного упорядочения, не свойственного веществу в свободном состоянии. Показано, что при действии на ромбоэдрический кристалл магнитного поля возможно индуцирование ферромагнитного упорядочения, перпендикулярного поля.

I. Введение

В последние годы появилось значительное количество работ, в которых исследуется индуцирование внешним магнитным полем фазовых переходов в антиферромагнитных соединениях, обладающих одновременно относительно малым по величине ферромагнетизмом. Фактически начало такой постановки было положено в 1957 году, когда И. В. Далецкий /1/ показал, что существование слабого ферромагнетизма в ряде антиферромагнитных соединений следует из кристаллической симметрии.

Для термодинамического описания основных известных особенностей поведения слабых ферромагнетиков достаточно доказать в явном виде для свободной энергии инвариант вида $m_i \ell_j$ (m_i - компонента вектора ферромагнетизма, ℓ_j - компонента вектора антиферромагнетизма), связывающий антиферромагнетизм вдоль одной-либо оси с ферромагнетизмом вдоль другой оси. Лишь в нескольких случаях для объяснения экспериментальных данных потребовалось введение более сложных смешанных инвариантов /2,3/, что позволяло, например, построить полную фазовую диаграмму гематита во внешнем магнитном поле /3/.

В данной работе теоретико-групповое рассмотрение магнитной структуры гематита /3/ расширено на весь класс магнитных соединений с пространственной группой $R\bar{3}c - O_{3d}^6$. В том числе и на вещества, не обладающие свойством слабого ферромагнетизма. На основе такого рассмотрения делаются выводы о возможности различных фазовых переходов и их характере. При этом обсуждаются лишь фазовые переходы, связанные с изменением симметрии кристалла. Строгий учет магнитной симметрии позволяет прояснить сложный характер изменения ферро- и антиферромагнитной структуры в промежуточных состояниях.

Хотя весь дальнейший анализ разделен на две части: для четырехподрешеточных и двухподрешеточных кристаллов, многие результаты, полученные во второй части, применимы и к четырехподрешеточным магнетикам. Отметим, что все рассмотрение проверено для однородного однодоменного образца, без учета полей размагничивания.

2. Соединения с четырьмя магнитными подрешетками

Ромбоэдрическая ячейка окислов $3d$ -переходных металлов Cr_2O_3 , $\alpha-Fe_2O_3$, Ti_2O_3 , V_2O_3 содержит четыре магнитных иона, расположенных на оси третьего порядка. На рис. 1а, б, с показано расположение ионов относительно элементов симметрии и возможные типы чередования знаков моментов. В дальнейшем вместо векторов \vec{M}_i четырех подрешеток используем векторы: $\vec{m} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \vec{M}_3 + \vec{M}_4$, $\vec{l} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2 - \vec{M}_3 + \vec{M}_4$, $\vec{n} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2 + \vec{M}_3 - \vec{M}_4$, $\vec{p} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 - \vec{M}_3 - \vec{M}_4$ в прямоугольную систему координат с осью x , направленной по оси второго порядка, и осью z , параллельной ромбоэдрической оси (см. рис. 1).

В таблице выписаны независимые элементы симметрии основных состояний (за исключением трансляций, общих для всех состояний), которые могут реализоваться без магнитного поля, и компоненты моментов, удовлетворяющие этим элементам симметрии, и, следовательно, не равные нулю. 2_x и 3_z - означают оси второго и третьего порядка, направленные соответственно по x и z ,

I - центр инверсии, знаки (+) и (-) - четность и нечетность относительно элемента симметрии. В этой же таблице отмечены ти-

ны расположения магнитных ионов на ромбоэдрической оси в соответствии с рисунком.

Для термодинамического анализа будем использовать выражение для свободной энергии:

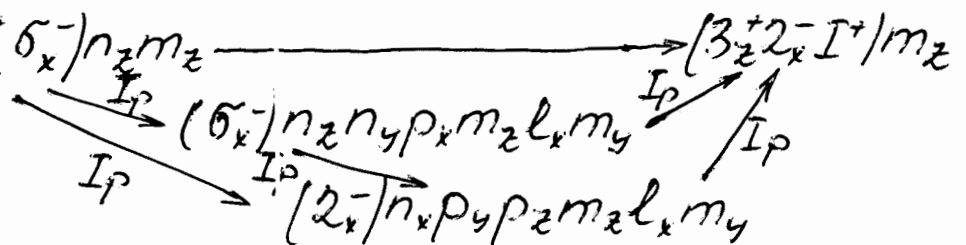
$$\begin{aligned}
 F = & \frac{A_1}{2} l^2 + \frac{A_2}{2} n^2 + \frac{A_3}{2} p^2 + \frac{C_1}{4} l^4 + \frac{C_2}{4} n^4 + \frac{C_3}{4} p^4 + \\
 & + \frac{B}{2} m^2 + \frac{G}{4} m^4 + \frac{D_1}{2} (\vec{l} \cdot \vec{m})^2 + \frac{D_2}{2} (\vec{p} \cdot \vec{m})^2 + \frac{D_3}{2} (\vec{n} \cdot \vec{m})^2 + \\
 & + \frac{E_1}{2} l^2 m^2 + \frac{E_2}{2} n^2 m^2 + \frac{E_3}{2} p^2 m^2 - \frac{a_1}{2} l_z^2 - \frac{a_2}{2} n_z^2 - \\
 & - \frac{a_3}{2} p_z^2 - \frac{g_1}{4} l_z^4 - \frac{g_2}{4} n_z^4 - \frac{g_3}{4} p_z^4 - (\vec{m} \cdot \vec{h})
 \end{aligned} \quad (I)$$

с добавлением в каждом конкретном случае необходимых инвариантов, смешанных относительно различных компонент векторов ферро- и антиферромагнетизма.

При действии внешнего магнитного поля возникает компонента вектора \vec{m} в направлении поля, изменяется симметрия кристалла, вследствие чего осуществляются определенные комбинации состояний, представленных в таблице. Анализ состояний симметрии приводит к следующей схеме возможных изменений кристалла с исходным состоянием $(3_z^+, 2_x^+, I^-)$ (рис. 1в, примером такого кристалла является Cu_2O_3) под действием поля, направленного по осям

x, y, z :

$$\begin{array}{l}
 h_x \nearrow (2_x^+) n_z n_y p_x m_x l_y l_z \rightarrow (2_x^+ I^+) m_x l_y l_z \\
 (3_z^+ 2_x^+ I^-) n_z \begin{array}{l} \nearrow h_y (5_x^-) n_z n_y p_x m_y l_x m_z \rightarrow (2_x^- I^+) m_y l_x m_z \\ \searrow h_z (3_z^+ 5_x^-) n_z m_z \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+) m_z \end{array} \quad (2)
 \end{array}$$



На втором месте после исходного указаны состояния, реализующиеся при сколь угодно малой величине поля. Далее стрелками обозначены возможные при увеличении поля фазовые переходы. В каждом состоянии указаны элемент^{симметрии}у и неравные нулю компоненты магнитных моментов. σ_x - означает плоскость скольжения, перпендикулярную оси (очевидно, $\sigma_x^- = 2x^+ \cdot I^- = 2x^- \cdot I^+$, $\sigma_x^+ = 2x^+ \cdot I^+ = 2x^- \cdot I^-$). В конечных состояниях, соответствующих намагничению кристалла в сильном магнитном поле, преобладают компоненты m_x, m_y, m_z , а примесь компонент l_x, l_y, l_z, m_x в случаях h_x и h_y , допустимая симметрией кристалла, обусловлена относительно малым влиянием внутрикристаллических магнитных взаимодействий.

В тех случаях, когда это следует из соображений симметрии, указано, что переход является фазовым переходом первого рода. Переходы $(3z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (2x^-)$, $(\sigma_x^-) \rightarrow (2x^-)$ в поле h_z - первого рода, так как при этом класс симметрии одного состояния не является подгруппой класса симметрии другого состояния ^{14/}. Остальным отмеченным фазовым переходам первого рода соответствуют инварианты, кубические относительно компонент магнитных моментов, обращаясь в одной из фаз в нуль ^{14/}. Основными из них являются произведения $\alpha n_y^3 m_z$ и $\beta l_x^3 m_z$ (α и β - коэффициенты пропорциональности). Действительно, из таблицы видно, что если компоненты n_y и l_x не равны нулю, то и $n_z \neq 0$, $m_z \neq 0$, но из условий $n_z \neq 0$, $m_z \neq 0$ не следуют неравенства нулю n_y и l_x соответственно. Тогда из уравнений $\frac{\partial F}{\partial n_z} = \frac{\partial F}{\partial n_y} = \frac{\partial F}{\partial l_x} = \frac{\partial F}{\partial m_z} = 0$ следует, что компоненты n_z и m_z входят в рассматриваем-

мые инварианты в первой степени, а n_y и l_x - в более высокой (общая степень произведений в силу инвариантности энергии относительно инверсии времени, конечно, четная). Кроме того, принимая во внимание ромбоэдрическую симметрию кристалла, следует заменить, в общем случае, отмеченные инварианты на $\frac{\alpha}{2i} [(n_x + in_y)^3 - (n_x - in_y)^3] n_z$ и $\frac{\beta}{2} [(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3] m_z$.

Учитывая в случае переходов $(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (\sigma_x^-)$ и $(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (2_x^-)$ в поле h_z инвариант $2n_y^3 n_z$, после минимизации (I) по m_x, m_y, m_z и пренебрежения величинами ρ_x, l_x, m_y , получаем выражение для свободной энергии в виде:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} (a_2 + g_2 - \frac{Dh_z^2}{B(B+D_2)}) (n_x^2 + n_y^2) + \alpha n_y^3 - \frac{g_2^2}{4} (n_x^2 + n_y^2)^2 + \dots \quad (3)$$

Для упрощения написания выражения (3) компоненты n_x и n_y нормированы относительно $n = \sqrt{\frac{a_2 - A_2}{C_1}}$ и принято, что $n_z \approx 1 - \frac{n_x^2 + n_y^2}{2}$. F_0 - изотропная часть энергии.

В случае $g_2 < 0$, минимизируя (3) по n_y , получаем выражения для поля h_0 равновесия фаз при переходе

$(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (\sigma_x^-)$ с малым скачком величины n_y , а также для значений поля h_1 и h_2 , ограничивающих область существования двух термодинамических минимумов

$$h_1^2 = \frac{B(B+D_2)}{D_2} \left(a_2 + g_2 + \frac{g}{4} \frac{\alpha^2}{g_2} \right), \quad (4)$$

$$h_2 (3_z^+ \sigma_x^- \rightarrow \sigma_x^-) = \frac{B(B+D_2)}{D_2} \left(a_2 + g_2 + 2 \frac{\alpha^2}{g_2} \right), \quad (5)$$

$$h_z^2 = \frac{B(B+D_2)}{D_2} (a_z + g_z). \quad (6)$$

Соответствующие значения n_y в фазе (σ_x^-) равны

$$\begin{aligned} n_{y1} &= \frac{3\alpha}{2g_z} \\ n_{y0} &= 2 \frac{\alpha}{g_z} \\ n_{y2} &= 3 \frac{\alpha}{g_z} \end{aligned} \quad (7)$$

Выражения (4) -- (7) правильны лишь в случае $|\alpha| \ll |g_z|$.

Если $g_z > 0$, то осуществляется один из двух возможных фазовых переходов с большим скачком компоненты вектора \vec{n} , перпендикулярной оси z : $(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (\sigma_x^-)$ и $(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (2_x^-)$. Учитывая энергию анизотропии в плоскости $xy - \frac{\epsilon}{2} [(n_x + cn_y)^2 + (n_x - cn_y)^2]$, из анализа выражения (1) получаем следующие значения поля равновесия фаз при фазовых переходах первого рода:

$$h_c^2(3_z^+ \sigma_x^- \rightarrow \sigma_x^-) = \frac{B(B+D_2)}{D_2} \left[a_z + \frac{g_z}{2} - 2\epsilon - \alpha^2 \frac{B(4B+D_2)}{a_z(2B+D_2)^2} \right] \quad (8)$$

$$h_c^2(3_z^+ \sigma_x^- \rightarrow 2_x^-) = \frac{B(B+D_2)}{D_2} \left(a_z + \frac{g_z}{2} + 2\epsilon \right). \quad (9)$$

В состоянии (σ_x^-) при дальнейшем увеличении поля величина n_z асимптотически стремится к нулю:

$$n_z \approx - \frac{\alpha}{a_z + \frac{D_2}{B^2} h_c^2} \quad (10)$$

Приравнивая энергии состояний (σ_x^-) и (2_x^-) , получаем выражение для поля равновесия фаз:

$$h_c^2(\sigma_x^- \rightarrow 2_x^-) = -\frac{8^2 a_2}{\vartheta_2 K} [K + (1 + \sqrt{1 - 4K})], \quad (II)$$

где $K = \frac{8E_2 a_2}{\alpha^2}$.

Для определения величины поля "схлопывания" подрешеток при фазовых переходах $(\sigma_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$ и $(2_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$ следует учитывать обменный инвариант $\frac{E_2 n^2 m^2}{2}$. Если пренебречь относительно малым смешанным инвариантом $\frac{1}{2} [(l_x + il_y)^3 + (l_x - il_y)^3] m_z$ ($|H| \ll |A_z|, E_2, B$), которая и обусловлена, главным образом, величина малого скачка при отмеченных фазовых переходах, то в приближении фазового перехода второго рода:

$$h_c^2(\sigma_x^- \rightarrow 3_z^+ 2_x^- I^+) \approx h_c^2(2_x^- \rightarrow 3_z^+ 2_x^- I^+) \approx \frac{A_2 B^2}{E_2} \quad (I2)$$

При возрастании поля h_z в зависимости от соотношения между величинами (8), (9), (II), (I2) осуществляется та и иная последовательность фазовых переходов. Если величины E, α и a таковы, что

$$-\frac{2B[(4B + \vartheta_2) + \frac{g_2}{2a_2}(B + \vartheta_2)]}{[(2B + \vartheta_2) + \frac{g_2}{2a_2}(B + \vartheta_2)]^2} < K < \frac{8E_2 a_2}{A_2 \vartheta_2} < 0, \quad (I3)$$

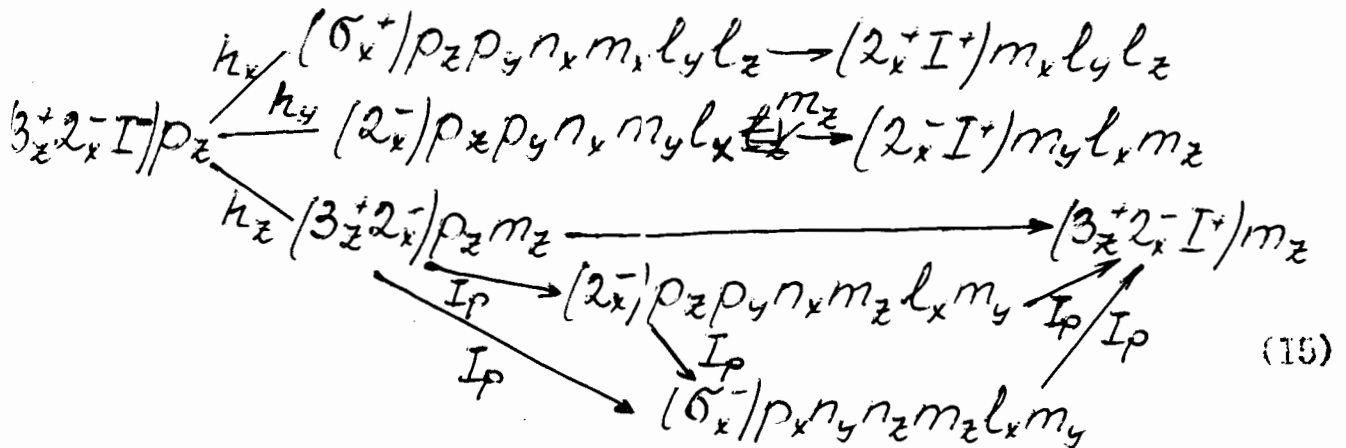
должна наблюдаться последовательность

$$(3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (\sigma_x^-) \rightarrow (2_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+). \quad (I4)$$

Если же величина K выходит за пределы нижней или верхней границы из указанных в (13), то не осуществляется соответственно состояния (σ_x^-) или (2_x^-) . По-видимому, если удали от точки Нееля имеем последовательность $(\sigma_x^-) \rightarrow (2_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$. то прямой переход $(\sigma_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$ может наблюдаться вблизи T_N , где величина A_2 мала.

Прямой фазовый переход в поле $H_z (3_z^+ \sigma_x^-) \rightarrow (3_z^+ 2_x^- I^+)$ представляет собой известный случай перехода в метамagnetиках и может осуществляться тогда, когда энергия анизотропии превышает энергию изотропного обменного взаимодействия.

Аналогично схеме (2) нетрудно проанализировать поведение в магнитном поле кристалла с исходным состоянием



Из схем (2) и (6) следует, что при действии поля в плоскости Ky в антиферромагнетиках типа n или ρ индуцируются упорядочения типа ρ и l или n и l соответственно. КРОМЕ того, вектор антиферромагнетизма \vec{n} или $\vec{\rho}$, на-

направлений первоначально по оси z , в поле h_x поворачиваются к базисной плоскости, оставаясь перпендикулярными полю — аналогично известному повороту вектора \vec{l} в гематите под действием поля h_x [8, 7]. Но в отличие от гематита, в котором такой поворот происходит независимо от направления поля в базисной плоскости, при действии на антиферромагнетик типа n или p поля h_y поворот вектора антиферромагнетизма вокруг направления поля не имеет места. При этом лишь появляется небольшая по величине компонента h_y или p_y вдоль поля.

Для оценки этих эффектов рассмотрим кристалл с исходным состоянием $(3z^+ 2x^- I^-) n_z$. Анализируя выражение (I) с учетом инвариантов $\beta(m_x l_y - m_y l_x)^2$ и $\delta n_y m_x^2 n_z$ в поле h_x , получаем приближенные соотношения:

$$l_y \approx -\frac{\beta h_x}{BA_1}, \quad \frac{n_y}{n_z} \approx \frac{\delta h_x^2}{\alpha_2 B^2} \quad (16)$$

Учитывая, что обменные константы A_2 и E_2 , а также константы магнитных взаимодействий δ и α_2 , соответственно, являются величинами одного порядка, $\beta \approx 10^4 + 10^5$ э.

$A_1 \approx A_2 = 10^6 + 10^7$ э, получаем оценки при величине h_x , сравнимой с полем "склонывания" (12): $l_y \approx 10^{-3} + 10^{-1}$.

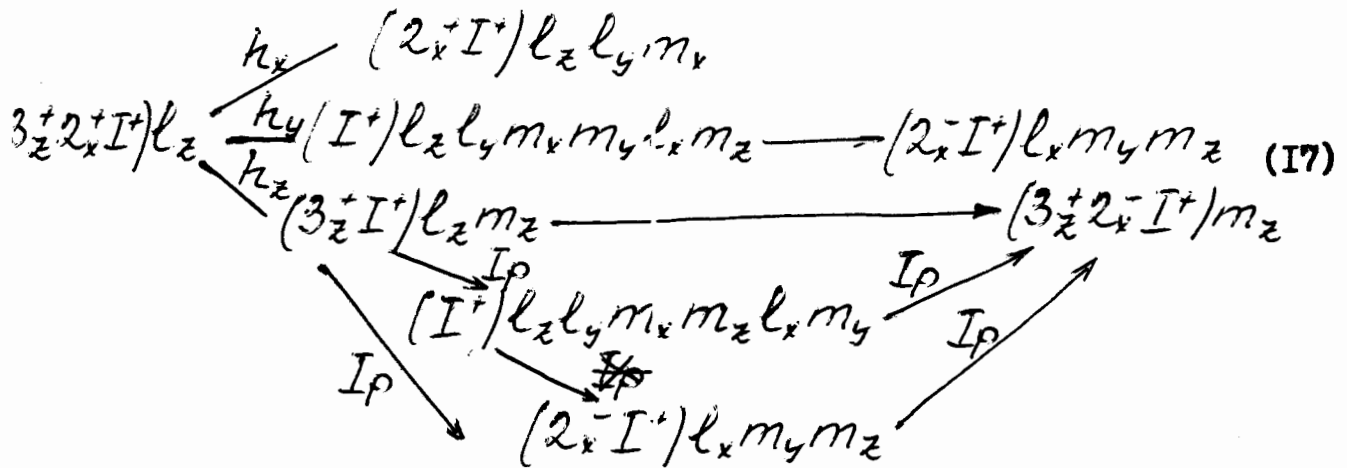
$$|n_y| \approx |n_z|$$

Из проведенного рассмотрения следует также, что как и в антиферромагнетиках с четной относительно центра инверсии структурой (типа ℓ [8]), в антиферромагнетиках с нечетной структурой (типа n и p) при действии поля в базисной плоскости выше температуры Нееля индуцируется антиферромагнитное упорядочение.

Кроме того, аналогично антиферромагнетикам типа ℓ /9/, переход в состояние, в котором антиферромагнитный порядок равен нулю, в поле h_z является фазовым переходом первого рода.

3. Соединения с двумя магнитными подрешетками

К пространственной группе $R\bar{3}c$ относятся также соединения $CoF_3, FeCO_3, CzF_3, FeBO_3, FeF_3, MnCO_3, CoCO_3$ и $NiCO_3$, содержащие в элементарной ячейке по два магнитных иона (рис. Id). Так как эти ионы находятся в центрах инверсии, реализуются лишь четные относительно центра инверсии состояния ($n=p=0$). Схема превращений исходного состояния $(3_z^+ 2_x^+ I^+)$ выглядит следующим образом /9/:



Эта схема превращений, справедливая не только для двухподрешеточных антиферромагнетиков CoF_3 /10/, $FeCO_3$ /11/, но и для четырехподрешеточных с упорядочением типа ℓ , направленным по оси z , подробно анализировалась для случая гематита /19, 12, 3/. Здесь лишь отметим некоторые особенности фазовых переходов, не рассмотренные ранее.

Проанализируем переход $(I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ в поле h_y , не учитывая анизотропию в базисной плоскости. В этом случае $\vec{m} = (0 m_y 0)$, $(\vec{l} \cdot \vec{m}) = 0$. Минимизируя свободную энергию по m_y, l_x, l_z с учетом $\beta m_y l_x$ и рассматривая ее вблизи точки перехода, убеждаемся, что фазовый переход второго рода произойдет при :

$$h_{y0}^2 = \frac{(a_1 - A_1) a_1^2}{(E_1 a_1^2 + C_1 \beta^2)} \left[B - \frac{\beta^2 (A_2 E_1 a_1 + C_1 \beta^2)}{a_1 (E_1 a_1^2 + C_1 \beta^2)} \right]^2, \quad (18)$$

причем в точке перехода:

$$m_{yc}^2 = \frac{(a_1 - A_1) a_1^2}{(E_1 a_1^2 + C_1 \beta^2)}, \quad l_{xc}^2 = \frac{(a_1 - A_1) \beta^2}{(E_1 a_1^2 + C_1 \beta^2)}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что в точке перехода

$$\left| \frac{m_{yc}}{l_{xc}} \right| = \frac{a_1}{\beta} \quad (20)$$

или, учитывая, что при отсутствии поля $l_z^2 = (a_1 - A_1) / C_1$:

$$\frac{l_{xc}^2}{l_z^2 (h=0)} = \frac{1}{1 + \frac{E_1 a_1^2}{C_1 \beta^2}}. \quad (21)$$

Для гематита в области низких температур, где $(I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ - фазовый переход второго рода [3], из-за малой величины поля одноосной анизотропии ($a_1 \approx 200 \text{ \AA}$, $\beta = 2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$), отношение $\left| \frac{m_{yc}}{l_{xc}} \right| \approx 10^{-2}$, а (21) мало отличается от единицы. Для $\text{CaF}_2, \text{NiCO}_3, \text{CaCO}_3$, к кото-

рым также применимы формулы (18) - (21), величина одноосной анизотропии сравнима с величиной β , поэтому для этих веществ $|m_{y0}| \sim |l_{xc}|$, а отношение (21) существенно отличается от единицы. В другом крайнем случае, а именно для метамagnetика $FeCO_3$ [13]: $a_1 \approx |A_1| \gg$. Поэтому значение поля фазового перехода сравнимо с эффективным полем обменного взаимодействия:

$$k_{y0}^2 \approx -\frac{A_1}{E_1} B^2, \quad (22)$$

причем в точке фазового перехода

$$|m_{y0}| \gg |l_{xc}|, \quad \frac{l_{xc}^2}{l_z^2 (k=C)} \sim \frac{C_1 \beta^2}{E_1 a_1^2} \ll 1$$

Особенность карбонатов $NiCO_3$ и $CoCO_3$ состоит в том, что вектор антиферромагнетизма при отсутствии поля образует с осью z промежуточный угол (63° и 46° соответственно) [14, 15]. При этом, по-видимому, вектор \vec{l} лежит в плоскости yz , т.е. кристалл находится в состоянии $(2_x^+ I^+)$ и схема, соответствующая проведенному выше рассмотрению (формулы (18) - (21)), выглядит так:

$$(2_x^+ I^+) / l_y l_z m_x \xrightarrow{k_y / I^+} l_y l_z m_x m_z l_x m_z \rightarrow (2_x^- I^+) / l_x m_y m_z \quad (23)$$

Рассмотрим подробнее переход в карбонатах, индуцированный полем k_z :

$$(2_x^+ I^+) / l_y l_z m_x \xrightarrow{k_z} (I^+) / l_z l_y m_x m_z l_x m_z \rightarrow (2_x^- I^+) m_z l_x m_x \quad (24)$$

Если в плоскости xy ось x является осью легкого намагничивания, переход в состояние $(2_x^- I^+)$ определяется, главным образом, одноосной анизотропией. Минимизация энергии (I) по m_x, m_y, m_z с учетом $\frac{D_1}{2}(\vec{l} \cdot \vec{m})^2$ и $\frac{g_1}{4}l_z^4$ дает:

$$F = -\frac{h_z^2}{2B} + \frac{1}{2}\left(A_1 - \frac{B^2}{B}\right)l_{\perp}^2 - \frac{1}{2}\left(a_1 - A_2 - \frac{D_1 h_z^2}{B(B+D_1 l_z^2)}\right)l_z^2 + \frac{C_1}{4}(l_{\perp}^2 + l_z^2)^2 - \frac{g_1}{4}l_z^4 + \dots, \quad (25)$$

где $l_{\perp}^2 = l_x^2 + l_y^2$.

Минимизируя далее (25) по l_{\perp}^2 и l_z^2 , получаем зависимость l_z^2 от поля:

$$\frac{l_z^2}{l^2} = \frac{\left(a_1 - \frac{B^2}{B} - \frac{D_1 h_z^2}{B(B+D_1 l_z^2)}\right) / C_1}{g_1 \left(A_1 - \frac{B^2}{B}\right)}. \quad (26)$$

Если l^2 считать постоянной величиной, равной $l^2(\vec{h}=0) = -\frac{A_1 - \frac{B^2}{B}}{C_1} = 1$, то критическое поле фазового перехода второго рода $(I^+) \rightarrow (2_x^- I^+)$ равно

$$h_{z0}^2 = \frac{B}{D_1} (B + D_1) \left(a_1 - \frac{B^2}{B}\right). \quad (27)$$

Из (26) следует, в частности, что в карбонатах никеля и кобальта

$$\left(a_1 - \frac{B^2}{B}\right) > 0, \quad g_1 < 0 (A_1 < 0), \quad \text{причем}$$

$$\left(a_1 - \frac{B^2}{B}\right) = g_1 \cos^2 \theta_0 \quad (\theta_0 = 63^\circ, 46^\circ \text{ соответственно}).$$

Если анизотропия в базисной плоскости не благоприятна для поворота \vec{l} к оси x , в поле, близком по величине к (27), произойдет поворот \vec{l} к плоскости xy , но сам фазовый пере-

ход осуществится при большей величине k_z . В этом случае необходимо учитывать инварианты $\frac{\epsilon}{2} [(l_x + il_y)^6 + (l_x - il_y)^6]$, $\frac{\chi}{2i} [(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3] k_z$ и $\frac{1}{2} [(l_x + il_y)^3 - (l_x - il_y)^3] m_z$. Учет этих членов дает следующее соотношение для поля фазового перехода второго рода:

$$k_{z1}^2 = \frac{B}{|H|} \left[\epsilon - \frac{\chi^2}{\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B} - \frac{\theta_1 k_{z1}^2}{B(B + \theta_1)} \right)} \right] \quad (28)$$

Условием применимости формулы (28) является следующее:

$$\epsilon < \frac{2|\chi|}{15} \sqrt{\frac{(B + \theta_1)}{B\theta_1} \left(a_1 - \frac{\beta^2}{B} \right)}. \quad (29)$$

В противном случае фазовый переход осуществляется в соответствии с (27), причем $k_{z0} < k_{z1}$.

Поведение в магнитном поле соединений $CzF_3, FeF_3, FeVO_3$ и $MnCO_3$ с вектором антиферромагнетизма, перпендикулярным оси z , аналогично уже рассмотренному ранее поведению гематита выше точки Морина ^{/3/}, и здесь не обсуждается.

$CzVz_3$ - единственное из известных соединений с пространственной группой $R\bar{3}c$, упорядочивающееся ферромагнетно ^{/16/}. Элементарная ячейка содержит два магнитных иона в точках пересечения оси третьего порядка с осями второго порядка (см. рис. 1e). При таком расположении магнитных моментов и условии неизменности размеров ячейки, вообще говоря, возможные состояния с ориентацией моментов вдоль осей координат исчерпываются последней частью таблицы. Ферро- и антиферромагнитные состояния обладают различной четностью по отношению к центру инверсии, поэтому такие

кристаллы упорядочиваются коллинеарно, и при действии поля не может индуцироваться антиферромагнитное упорядочение.

Единственный фазовый переход с изменением симметрии возможен в поле h_x :

$$(3_z^+ 2_x^- I^+) m_z \xrightarrow{h_x} (I^+) m_z m_x m_y \rightarrow (2_x^+ I^+) m_x \quad (30)$$

Таким образом, в поле h_x в промежуточном состоянии индуцируется поперечная компонента m_y . Термодинамически это описывается с помощью дополнительного инварианта

$\frac{\kappa}{2i} [(m_x + im_y)^3 - (m_x - im_y)^3] m_z$. Анализируя свободную энергию

$$F = \frac{B}{2} m^2 - \frac{G}{4} m^4 - \frac{\epsilon}{2} m_z^2 - \frac{d}{4} m_z^4 + \kappa (3m_x^2 - m_y^2) m_y m_z - (\vec{m} \vec{h}), \quad (31)$$

получаем выражение для m_y при действии достаточно малого по величине поля h_x :

$$m_y = - \frac{3\kappa(G-d)}{(G\epsilon - Bd)^3} \sqrt{\frac{B-\epsilon}{G-d}} h_x^2, \quad (32)$$

а также, учитывая, что $d \ll G$, $d \ll \frac{G}{B} \epsilon$, соотношение между m_y и m_x :

$$\frac{m_y}{m_x} \approx - \frac{3\kappa h_x \sqrt{B-\epsilon}}{\epsilon^2 G}. \quad (33)$$

Из выражения (31) для свободной энергии следует также, что выше точки Кюри при действии поля h_x индуцируется ферромагнитное упорядочение по оси z , подобно тому, как в соеди-

нениях типа гематита внешнее магнитное поле может индуцировать антиферромагнитное упорядочение выше точки Нееля. Дифференцируя (31) по m_y и m_z , получаем уравнения для определения зависимости m_y и m_z от поля h_x .

$$\begin{aligned} (B + G m_y^2) m_y - 3 \kappa m_y^2 m_z &= h_x \\ [(B - \epsilon) + G m_y^2] m_z - \kappa m_y^3 &= 0. \end{aligned} \quad (34)$$

При температуре, ~~в которой~~ ^{соответствующей} $B = 0$, зависимость m_z от поля имеет вид :

$$m_z = - \frac{\kappa h_y}{G(G^{2/3} \kappa^{1/3} \epsilon)}. \quad (35)$$

В точке Кюри, т.е. когда $B = \epsilon$:

$$m_z(T_K) = - \frac{\kappa h_y}{G \epsilon}, \text{ если } h_y^2 \ll \frac{\epsilon^3}{G}, \quad (36)$$

$$m_z(T_K) = - \frac{\kappa}{G} \sqrt[3]{\frac{h_y}{G}}, \text{ если } h_y^2 \gg \frac{\epsilon^3}{G}. \quad (37)$$

Выше точки Кюри получаем значения:

$$m_z(T > T_K) = - \frac{\kappa h_y^3}{(B - \epsilon)^4} = - \frac{\kappa h_y^3}{v^4 (T - T_K)^4}, \text{ если } h_y^2 \ll \frac{B^3}{G}, \quad (38)$$

$$\begin{aligned} (B - \epsilon = v(T - T_K)) \\ m_z(T > T_K) = - \frac{\kappa}{G} \sqrt[3]{\frac{h_y}{G}}, \text{ если } h_y^2 \gg \frac{B^3}{G}. \end{aligned} \quad (39)$$

Из таблицы видно, что для любого магнитного кристалла группы $R\bar{3}c$ действие поля h_y индуцирует ферромагнитную компоненту. Однако этот эффект, по-видимому, легче наблюдать на веществе,

упорядочивающемся ферромагнитно, т.к. около точки Кюри константа B изменяет знак.

Наконец, рассматривая $C \ll B \ll T_c$ значительно ниже T_c в поле H_y и считая, что $m^2 = m_y^2 + m_z^2 = 1$, после подстановки в (31) соотношения $m_y \approx 1 - \frac{m_z^2}{2}$, из уравнения

$\frac{dF(m_z)}{dm_z} = 0$ получаем асимптотическую зависимость m_z от внешнего поля H_y :

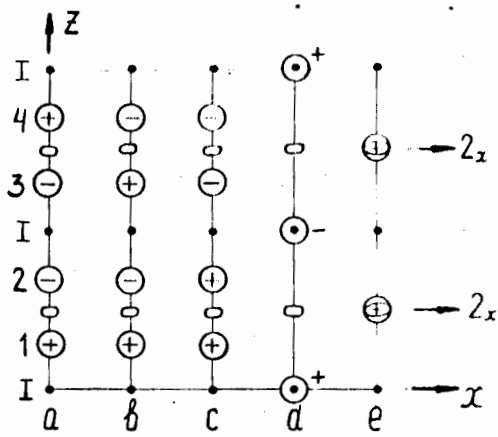
$$m_z(T < T_c) = \frac{\kappa}{H_y - \delta}, \text{ если } (H_y - \delta)^2 \gg \kappa^2 \quad (40)$$

В заключение авторы благодарят И. Коцева за полезные советы и замечания при обсуждении этой работы.

И. Коцев

Э. Коцев

Т. Коцев



Подпись к рисунку

Схема возможных расположений магнитных моментов в элементарной ячейке кристалла с пространственной группой и выбор системы координат.

Таблица

Точечная группа симметрии	Элементы симметрии	Компоненты моментов, не равные нулю	Расположение магнитных ионов (рис. 1)
$2/m$ $2'/m'$ $\bar{3}m$ $\bar{3}m'$	$2_x^+ I^+$ $2_x^- I^+$ $3_z^+ 2_x^+ I^+$ $3_z^+ 2_x^- I^+$	$l_y m_x l_z$ $l_x m_y m_z$ l_z m_z	a, b, c, d
$2/m'$ $2'/m$ $\bar{3}'m'$ $\bar{3}'m$	$2_x^+ I^-$ $2_x^- I^-$ $3_z^+ 2_x^+ I^-$ $3_z^+ 2_x^- I^-$	$n_y p_x n_z$ $n_x p_y p_z$ n_z p_z	a, b, c
$2/m$ $2'/m'$ $\bar{3}m'$ $2/m'$ $2'/m$ $\bar{3}'m$	$2_x^+ I^+$ $2_x^- I^+$ $3_z^+ 2_x^- I^+$ $2_x^+ I^-$ $2_x^- I^-$ $3_z^+ 2_x^- I^-$	m_x $m_y m_z$ m_z l_x $l_y l_z$ l_z	e

Литература

1. И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
2. P.J.Flanders. J.Appl.Phys. 43, 2430, 1972.
3. М.Баланда, В.В.Нитц. ОИЯИ, П14-7974, П14-7986, Дубна, 1974.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, изд. "Наука", М., 1964.
5. Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, АН СССР, Москва, 1963.
6. P.J.Flanders, S.Strikman. Solid State Comm., 3, 285, 1965.
7. Р.А.Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 53, 459, 1967.
8. А.С.Боровик-Романов, В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 39, 27, 1960.
9. В.В.Нитц. ФТТ, 16, 213, 1974.
10. E.O.Wollan, H.R.Child, W.C.Koehler, M.K.Wilkinson, Phys.Rev. 112, 1132, 1958.
11. Р.А.Алиханов. ЖЭТФ, 36, 1690, 1959.
12. М.Баланда, В.В.Нитц. Международная конференция по магнетизму. Москва, август 1973, том 5, изд. "Наука", 1974.
13. I.S.Jacobs. J.Appl.Phys., 34, 1106, 1963.
14. R.A.Alikhanov. J.Phys.Soc. Jap. 17, Suppl.VIII, 58, 1962*
15. Р.А.Алиханов. ЖЭТФ, 39, 1481, 1960.
16. E.Legrand, R.Plumier, Phys.Stat.Solidi, 2, K112, 1962.