ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P14 - 7974

М.Баланда, В.В.Нитц

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ГЕМАТИТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

I. Низкотемпературная модификация.

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P14 - 7974

М.Баланда, В.В.Нитц

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ГЕМАТИТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

I. Низкотемпературная модификация.

Направлено в журнал "Физика твердого тела"

1. ВВЕДЕНИЕ. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Кристаллическая структура гематита ($\alpha-Fe_2O_3$) относится к ромбоэдрической сингонии с пространственной группой $D_{3d}^6 - R\bar{3}c$. Ниже $T_N = 950\,K$ магнитные моменты железа упорядочены антиферромагнитно. Известно, что при температуре ниже точки Морина $T_M=260\,K$ моменты направлены по ромбоэдрической оси [1], при этом $m_x=m_y=m_z=\ell_x=\ell_y=0$, $\ell_z \neq 0$ [2] /как и в работе [2], обозначим это состояние как состояние I/. Выше T_M вектор антиферромагнетизма с хорошей степенью точности перпендикулярен ромбоэдрической оси [1]. В этом случае, вообще говоря, возможны два состояния: в состоянии II $m_y = m_z = \ell_x = 0$, $\ell_y \neq 0$, $\ell_z \neq 0$, $m_x \neq 0$, в состоянии III $m_x = \ell_y = \ell_z = 0$, $m_y \neq 0$, $m_z \neq 0$, $\ell_x \neq 0$ [2]. /Выбрана прямоугольная система координат с осью x, направленной по оси второго порядка, и осью z, совпадающей с ромбоэдрической осью кристалла; $\vec{m}=(\vec{M}_1+\vec{M}_2+\vec{M}_3+\vec{M}_4)(4M_0)^{-1}$ - вектор ферромагнетизма, $\vec{\ell}=(\vec{M}_1-\vec{M}_2-\vec{M}_3+\vec{M}_4)(4M_0)^{-1}$ - вектор антиферромагнетизма/.

При наложении достаточно большого поля вдоль оси z *происходит фазовый переход первого рода* из состояния с $\vec{\ell}=(0\,0\,\ell_z)$ в состояние с $\vec{\ell} \perp z$ /см., например, [3-7]/. Внешнее поле, перпендикулярное оси z, приводит к плавному повороту вектора антиферромагнетизма от оси z, и при достаточной величине поля вектор $\vec{\ell}$ становится практически перпендикулярным оси z [4,8,9]. Экспериментально установлено /см., например, работы [7,8,10]/, что при температуре, достаточно близкой к T_M, при увеличении поля угол между $\vec{\ell}$ и осью z, достигнув определенного значения, скачком увеличивается до $\sim \frac{\pi}{2}$, т.е.

происходит фазовый переход первого рода. Однако известные экспериментальные работы не дают прямого ответа на вопрос о наличии такого скачка в низкотемпературной области, например, при температуре жидкого азота.

В данной работе произведен термодинамический анализ поведения в магнитном поле гематита при $T < T_M$. На основе известных экспериментальных данных, при строгом учете симметрии фазовых состояний, рассмотрен вопрос о возможности фазового перехода второго рода при низкой температуре. Хотя анизотропия в базисной плоскости гематита мала, поведение кристалла оказывается существенно зависящим от направления поля в базисной плоскости. Построены фазовые диаграммы в переменных $(h_y h_z T)$ и $(h_x h_y T)$. Основные результаты этого анализа были уже представлены в коротком докладе на конференции /11/.

Термодинамический потенциал кристалла гематита с учетом магнитоупругой связи при наличии внешнего магнитного поля $\vec{h}$ записывается в виде:

$$\Phi = \Phi_M + \Phi_{MУ} + \Phi_{MУ}. \qquad /1/$$

Здесь, согласно /2/, магнитная энергия равна

$$\Phi = \frac{A}{2}\ell^2 + \frac{C}{4}\ell^4 + \frac{B}{2}m^2 + \frac{D}{2}(\vec{\ell}\,\vec{m})^2 + \beta(\ell_x m_y - \ell_y m_x) + \frac{f}{2}[(\ell_x + i\ell_y)^3 + (\ell_x - i\ell_y)^3]m_z - \frac{a}{2}\ell_z^2 - \frac{g}{4}\ell_z^4 + \frac{b}{2}m_z^2 + \frac{d}{2i}[(\ell_x + i\ell_y)^3 - (\ell_x - i\ell_y)^3]\ell_z + \frac{e}{2}[(\ell_x + i\ell_y)^6 + (\ell_x - i\ell_y)^6] - (\vec{m}\vec{h}). \qquad /2/$$

Энергия магнитоупругого взаимодействия, отвечающая симметрии кристалла, в квадратичном относительно компонент вектора антиферромагнетизма приближении имеет вид [12]:

$$\Phi_{МУ} = (\delta_1 \ell_x^2 + \delta_2 \ell_y^2 + \delta_5 \ell_y \ell_z) u_{xx} + (\delta_2 \ell_x^2 + \delta_1 \ell_y^2 -$$

$$-\delta_5 \ell_y \ell_z) u_{yy} + \delta_3 \ell_z^2 u_{zz} + [2(\delta_1 - \delta_2) \ell_x \ell_y +$$

$$+ 2\delta_5 \ell_x \ell_z] u_{xy} + (2\delta_6 \ell_x \ell_y + \delta_4 \ell_x \ell_z) u_{xz} + \qquad /3/$$

$$+ [\delta_6 (\ell_x^2 - \ell_y^2) + \delta_4 \ell_y \ell_z] u_{yz} .$$

/ u_{ik} - компоненты тензора деформации/.
Упругая энергия кристалла характеризуется упругими постоянными λ_i [12,13]:

$$\Phi_У = \frac{\lambda_1}{2} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + \lambda_2 u_{xx} u_{yy} + \frac{\lambda_3}{2} u_{zz}^2 +$$

$$+ \lambda_4 (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + (\lambda_1 - \lambda_2) u_{xy} + 2\lambda_5 (u_{xz}^2 + \qquad /4/$$

$$+ u_{yz}^2) + 2\lambda_6 [(u_{xx} - u_{yy}) u_{yz} + 2 u_{xy} u_{xz}] .$$

Получая из системы уравнений

$$\frac{\partial \Phi}{\partial u_{ij}} = 0, \quad (i,j) = x, y, z \qquad /5/$$

выражения для равновесных значений $u_{ij}^{(0)}$ и подставляя их в /2/, /3/, /4/, получаем выражение для потенциала:

$$\Phi = \frac{A}{2}\ell^2 + \frac{C}{4}\ell^4 + \frac{B}{2}m^2 + \frac{D}{2}(\vec{\ell}\,\vec{m})^2 - \frac{(a + a_{МУ})}{2}\ell_z^2 -$$

$$- \frac{(g + g_{МУ})}{4}\ell_z^4 + \frac{(d + d_{МУ})}{2i}[(\ell_x + i\ell_y)^3 - (\ell_x - i\ell_y)^3]\ell_z +$$

$$+ \beta(\ell_x m_y - \ell_y m_x) + \frac{f}{2}[(\ell_x + i\ell_y)^3 + (\ell_x - i\ell_y)^3]m_z +$$

$$+ \frac{e}{2}[(\ell_x + i\ell_y)^6 + (\ell_x - i\ell_y)^6] - (\vec{m}\vec{h}) + \Phi^{\circ}_{МУ}. \qquad /6/$$

Здесь $\Phi^{0}_{МУ}$ - изотропная часть магнитоупругой энергии. Кроме того, магнитоупругая связь проявляется в виде добавок к константам магнитной анизотропии:

$$a_{МУ} = -2[(\delta_1 + \delta_2)(L - 2K) - 2(\delta_1 - \delta_2)M + \delta_3 R + 2\delta_4 V + 4\delta_5 N - 2\delta_6 U], \qquad /7/$$

$$g_{МУ} = 4[(\delta_1 + \delta_2)(L - K) - (\delta_1 - \delta_2)M + \delta_3(R - Q) + 2\delta_4 V + 4\delta_5 N - \delta_6 U], \qquad /8/$$

$$d_{МУ} = 2(\delta_1 - \delta_2)N + \delta_4 U + 2\delta_5 M + 2\delta_6 V. \qquad /9/$$

В выражениях /7/ - /9/ коэффициенты K, L, M, N, Q, R - известные функции магнитоупругих констант и упругих постоянных /14/.

При температуре, достаточно удаленной от T_N, константа D, определяющая величину парапроцесса при действии поля вдоль вектора $\vec{\ell}$, существенно больше обменных констант A, B и C. Поэтому во всех обменных инвариантах можно положить $\ell^2 = \ell_0^2 - m^2$, где $\ell_0^2(T)$ - квадрат вектора антиферромагнетизма ниже точки Морина при отсутствии поля. Для простоты примем $\ell_0^2 = 1$. Во всех инвариантах необменного происхождения ввиду их относительной малости можно не учитывать изменения абсолютной величины вектора антиферромагнетизма, т.е. вместо $|\vec{\ell}|$ использовать $|\vec{\ell}_0|$. Минимизируя при этих условиях потенциал /6/ по m_x, m_y, m_z, получаем энергию в виде зависимости от направления вектора $\vec{\ell}$ / θ - угол между $\vec{\ell}$ и осью z, ϕ - угол между проекцией $\vec{\ell}$ на базисную плоскость и осью x /:

$$\Phi(\theta,\phi) = -\frac{a_1}{2}\cos^2\theta - \frac{g_1}{4}\cos^4\theta + d_1 \sin^3\theta \times$$

$$\times \cos\theta \sin 3\phi + e \sin^6\theta \cos 6\phi - \frac{H_{||}^2}{2(B_1+D)} - \frac{H_{\perp}^2}{2B_1} \qquad /10/$$

$$(a_1 = a + a_{MY},\ g_1 = g + g_{MY},\ d_1 = d + d_{MY}),$$

где $H_{||}$ - проекция эффективного магнитного поля

$$\vec{H}(H_x = h_x + \beta \sin\theta \sin\phi,\ H_y = h_y - \beta \sin\theta \cos\phi,$$

$$H_z = h_z + f \sin^3\theta \cos 3\phi)$$

на ось антиферромагнетизма:

$$H_{||} = (h_x \cos\phi + h_y \sin\phi)\sin\theta + (h_z + f\sin^3\theta\cos 3\phi)\cos\theta; \qquad /11/$$

$H_{\perp}$ - компонента эффективного поля $\vec{H}$, перпендикулярная оси антиферромагнетизма, т.е.

$$H_{\perp}^2 = H_x^2 + H_y^2 + H_z^2 - H_{||}^2 . \qquad /12/$$

В выражении /10/ $B_1 = B - A - C$.

Характер индуцированных внешним магнитным полем фазовых переходов существенно зависит от направления проекция поля на базисную плоскость относительно осей второго порядка /15/. Если поле перпендикулярно оси второго порядка, при повороте вектора ℓ к базисной плоскости осуществляется фазовый переход первого или второго рода. В магнитном поле, параллельном оси второго порядка, если и имеет место фазовый переход, то только первого рода, т.к. при любой величине поля кристалл находится в неизменном состоянии симметрии /состояние II /.

Наиболее существенным членом в магнитной энергии, приводящим к различию поведения в поле h_x и h_y, является $d_1 \sin^3\theta \cos\theta \sin 3\phi$. Из-за относительной малости константы d_1 это различие не проявилось в экспериментах по изучению поведения гематита в сильном магнитном поле /например, /16/ /. Следовательно, можно использовать данные по определению величины поля, при котором осуществляется поворот вектора $\vec{\ell}$ к плоскости (111), не принимая во внимание обычной для многих работ неопределенности направления поля в базисной плоскости.

2. *МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ*

При увеличении магнитного поля, перпендикулярного оси второго порядка ($\vec{h} = (0 h_y h_z)$), осуществляется фазовый переход IV → III /15/ . Здесь IV - состояние симметрии, в котором кристалл находится уже при сколь угодно малой величине поля /единственный элемент симметрии точечной группы - центр инверсии; при этом все компоненты векторов $\vec{m}$ и $\vec{\ell}$ не равны нулю/. Симметрией состояний допускается при этом фазовый переход второго рода.

Следует отметить, что при повороте моментов под действием возрастающего поля вектор $\vec{\ell}$ не перпендикулярен оси y , пока не произойдет переход в состояние III . В частном случае, когда $\vec{h} = (0 h_y 0)$, при малой величине поля минимизацией выражения /10/ по углу ϕ получаем соотношения:

$$\sin\phi \simeq -\frac{3\beta d_1 \cos\theta}{B_1\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1}\right)^2}\, h_y\,, \cos\phi < 0 - \text{при} \quad h_y > 0$$

/13/

$$\sin\phi \simeq \frac{3\beta d_1 \cos\theta}{B_1\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1}\right)^2}\, h_y\,, \cos\phi > 0 - \quad \text{при} \quad h_y < 0.$$

В более общем случае ($h_y \neq 0$, $h_z \neq 0$) в состоянии IV $\sin\phi \neq 0$, если даже пренебречь инвариантами $d_1 \sin^3\theta \cdot \cos\theta \sin 3\phi$ и $e \sin^6\theta \cos 6\phi$, а также величиной $f \sin^3\theta \cos 3\phi$. Учтем это обстоятельство при рассмотрении перехода IV → III вдали от T_M, т.е. когда константа β /равная $2{,}1 \cdot 10^4$ Э [17]/, существенно меньше величины поля h_y, необходимого для фазового перехода /$10 \div 15 \cdot 10^4$ Э/. В результате минимизации энергии по ϕ вблизи точки фазового перехода получаем:

$$\sin\phi \simeq -\frac{h_z}{h_y}\left(1 - \frac{\beta}{h_y}\right)\cos\theta. \qquad /14/$$

После подстановки этого соотношения в /10/ энергия представляется в виде разложения по степеням $\cos\theta$:

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{1}{2}\left[a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} - \frac{\beta h_y}{B_1} - \frac{\beta h_z^2}{B_1 h_y}\left(1 - \frac{\beta}{h_y}\right)\right]\cos^2\theta -$$

/15/

$$-\frac{1}{8}\left[2g_1 - \frac{\beta h_y}{B_1} + \frac{4h_z^2}{B_1}\left(\frac{\beta}{2h_y} + \frac{b}{B_1}\right)\right]\cos^4\theta + \ldots$$

Отсюда, в соответствии с теорией фазовых переходов [18], получаем условия для фазового перехода второго рода:

$$\frac{\beta h_{yo}}{B_1} + \frac{\beta h_{zo}^2}{B_1 h_{yo}}\left(1 - \frac{\beta}{h_{yo}}\right) = a_1 - \frac{\beta^2}{B_1}$$

$$\frac{\beta h_{yo}}{B_1} - \frac{4h^2_{zo}}{B_1}\left(\frac{\beta}{2h_{yo}} + \frac{b}{B_1}\right) > 2g_1 \quad . \qquad /16/$$

Здесь h_{yo} и h_{zo} - значения компонент магнитного поля, при котором осуществляется переход.

На фазовой диаграмме */рис. 1/* изображена поверхность, разделяющая состояния IV и III. Участок этой поверхности при низкой температуре, ограниченный линией O_1B, удовлетворяет условиям /16/, т.е. является поверхностью фазового перехода второго рода. Приняв в соотношениях /16/ знаки равенства, получаем выражения для компонент поля на критической линии фазового перехода второго рода или, как мы будем далее ее называть, на трикритической линии O_1B :

$$h_y = \frac{2B_1}{3\beta}\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} + g_1\right)$$

$$h^2_z = \frac{2B^2_1}{9\beta^2}\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} + g_1\right)\left(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} - 2g_1\right). \qquad /17/$$

При написании этих выражений для простоты пренебрегалось величиной β/h_y по сравнению с единицей и анизотропией ферромагнитного момента ($b = 0$).

Поверхность, показанная на рис. 1 вне трикритической линии O_1B, является поверхностью равновесия фазовых состояний III и IV и определяется из условия равенства энергий этих состояний. В этой области фазовой диаграммы при увеличении магнитного поля угол θ, достигнув определенного значения, скачком увеличивается до $90°$, т.е. осуществляется фазовый переход первого рода.

Вопрос о возможности фазового перехода второго рода при низкой температуре в поле, перпендикулярном оси z, уже обсуждался в /19,20/. Прямых поисков трикритической точки не производилось, и имеющиеся экспери-

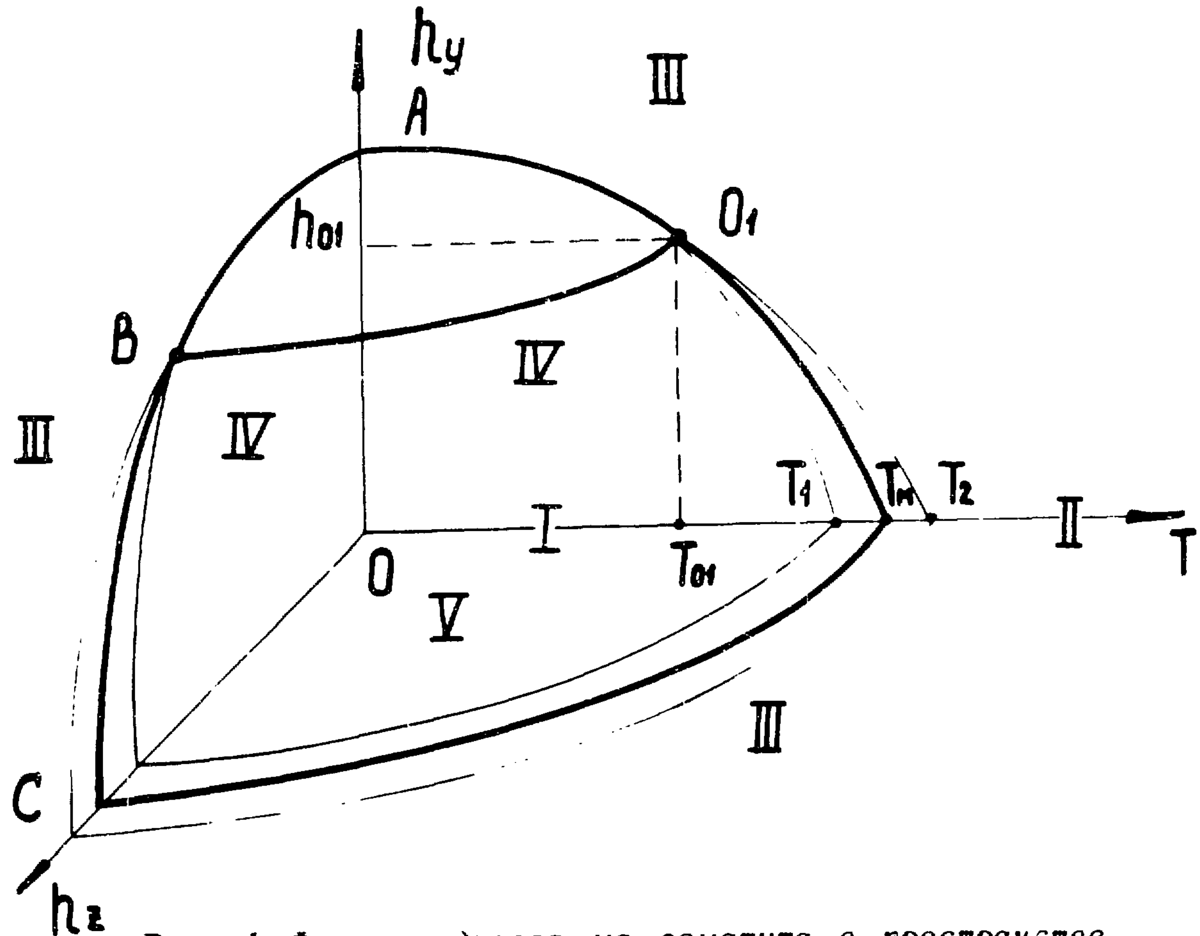

Рис. 1. Фазовая диаграмма гематита в пространстве ($h_y h_z T$) *ниже точки Морина.*

=

ментальные данные не позволяют решить вопрос о существовании такой точки однозначно. Однако температурные зависимости поля, при котором вектор $\vec{\Gamma}$ становится перпендикулярным ромбоэдрической оси, в случаях $\vec{h} \perp z$ и $\vec{h} \parallel z$, определенные довольно точно /например, /7,16/ /, позволяют нам косвенно рассмотреть вопрос о трикритической точке O_1 в плоскости (h_y T). Известные исследования /19,20/ представляются нам недостаточно удовлетворительными.

Используя выражение для поля фазового перехода второго рода

$$h_{yo}\,(h_z = 0) = \frac{B_1}{\beta}\,(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1}), \qquad /18/$$

получающееся из /16/, соотношение для поля h_{zo} перехода первого рода, следующее из условия $\Phi(\theta = 0) = \Phi(\theta = \frac{\pi}{2})$:

$$h^2_{zo}\,(h_y = 0) = \frac{(B_1 + b)(B_1 + b + D)}{D}\,(a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} + \frac{g_1}{2}), \qquad /19/$$

и условие для трикритической точки O_1

$$a_1 - \frac{\beta^2}{B_1} - 2g_1 = 0, \qquad ///20/$$

получаем соотношение, которое должно выполняться при температуре T_{01} /см. *рис. 1*/:

$$\chi_{||}(\theta = \frac{\pi}{2}) - \chi_{||}(\theta = 0) = \frac{5}{4}\,m_0\,\frac{h_{yo}(h_z = 0)}{h^2_{zo}(h_y = 0)}. \qquad /21/$$

Здесь $\chi_{||}(\theta = \frac{\pi}{2}) = \frac{1}{B_1 + b}$, $\chi_{||}(\theta = 0) = \frac{1}{B_1 + b + D}$ - восприимчивости в параллельном относительно оси z направлении при $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\theta = 0$; $m_0 = \beta / B_1$ - спонтанный магнитный момент при $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Все величины, входящие в соотношение /21/, определялись экспериментально с той или иной точностью. Наибольшая относительная неопределенность связана с $\chi_{||}(\theta = 0)$. Экспериментальные значения $\chi_{||}(\theta = 0)$, полученные в разных работах /например, /4,17/ /, существенно различаются между собой и превышают значения, ожидаемые из теории молекулярного поля /см., например, /21/ /. Если использовать температурную зависимость $\chi_{\|}(\theta=0)$, следующую из теории молекулярного поля, и значения

$$\chi_{\|}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=17{,}5\cdot10^{-6}\ \frac{\text{эрг}}{\text{Гс}\cdot\text{г}\cdot\text{Э}} \quad \text{и} \quad m_0=0{,}4 \quad , \qquad /22/$$

то условие /21/ выполняется при $T_{01}=120$ K / $h_{01}=$ $=155$ $кЭ$ /7/ /. При этом $\chi_{\|}(\theta=0)\simeq10^{-8}\frac{\text{эрг}}{\text{Гс}\cdot\text{г}\cdot\text{Э}}$. Значение $\chi_{\|}(\theta=0)=0{,}5\cdot10^{-6}\frac{\text{эрг}}{\text{Гс}\cdot\text{с}\cdot\text{Э}}$, полученное для гематита при $T=140$ K экспериментально /4/ , более благоприятно для существования трикритической точки. Если принять это значение и при более высокой температуре, координаты трикритической точки

$$T_{01}=165\ K\ , \quad h_{01}=135\ кЭ.$$

Полученный в работе /19/ вывод о том, что при любой температуре $T<T_M$ в поле, перпендикулярном оси z , происходит фазовый переход первого рода, не точен, так как при этом не принималась во внимание анизотропия ферромагнитного момента /член $\frac{b}{2}m_z^2$ в выражении для энергии/, т.е. фактически в формуле /21/ вместо $\chi_{\|}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)$ использовалось $\chi_{\perp}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=\frac{1}{B_1}$.

Различие величин $\chi_{\|}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)$ и $\chi_{\perp}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)$ и, следовательно, существенное значение константы анизотропии b можно считать хорошо установленным. В работе /22/ приводятся значения $\chi_{\|}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=17{,}5\cdot10^{-6}$ и $\chi_{\perp}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=$ $=19{,}5\cdot10^{-6}\frac{\text{эрг}}{\text{Гс}\cdot\text{с}\cdot\text{Э}}$ Различие между этими восприимчивостями подтверждается также работой /17/.

3. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В БАЗИСНОЙ ПЛОСКОСТИ

Рассмотрим подробнее случай $\vec{h}=(h_x 00)$. Характер изменения угла θ в поле h_x описывается уравнением, получаемым из условия $\frac{\partial \Phi}{\partial \theta}=0$ /в этом случае $\cos\phi=0$ /15/ /:

$$\left(a_1-\frac{\beta^2}{B_1}+g_1\cos^2\theta\right)\sin\theta\cos\theta+d_1\sin^2\theta\,(1-4\cos^2\theta)-$$
$$-\frac{\beta}{B_1}h_x\cos\theta=0. \qquad /22/$$

Как видно, отличие от случая $\vec{h}=(0h_y0)$ обусловлено инвариантом $d_1\sin^3\theta\cos\theta\,\sin 3\phi$ /величинами f и e пренебрегаем/. Очевидно, что если величина $|d_1|$ достаточно мала, то в температурной области, в которой при $\vec{h}=(0h_y0)$ осуществляется фазовый переход первого рода, при $\vec{h}=(h_x00)$ также имеет место скачок и фазовый переход первого рода /но без изменения симметрии состояния/. При низкой же температуре, где в поле $\vec{h}=(0h_y0)$ осуществляется фазовый переход второго рода, при $\vec{h}=(h_x00)$ в этом случае имеем непрерывный поворот вектора антиферромагнетизма без фазового перехода. На фазовой диаграмме (h_xT) в таком случае существует критическая точка O_8 /см. *рис. 2*/, при приближении к которой со стороны высоких температур величина скачка стремится к нулю. Точка O_8 аналогична, например, критической точке системы жидкость - пар.

На основе уравнения /22/ нами произведены расчеты /с помощью вычислительной машины/ зависимости температуры критической точки от величины константы d_1 /*рис. 3*/. При этом принималось, что $\beta=2{,}1\cdot10^4$ Э /17/, $B_1=18{,}3\cdot10^6$ Э /22/, а необходимые в расчетах температурные зависимости констант анизотропии $(a_1-\beta^2/B_1)$ и g_1 были получены с помощью формул /18/ и /19/ с исполь-

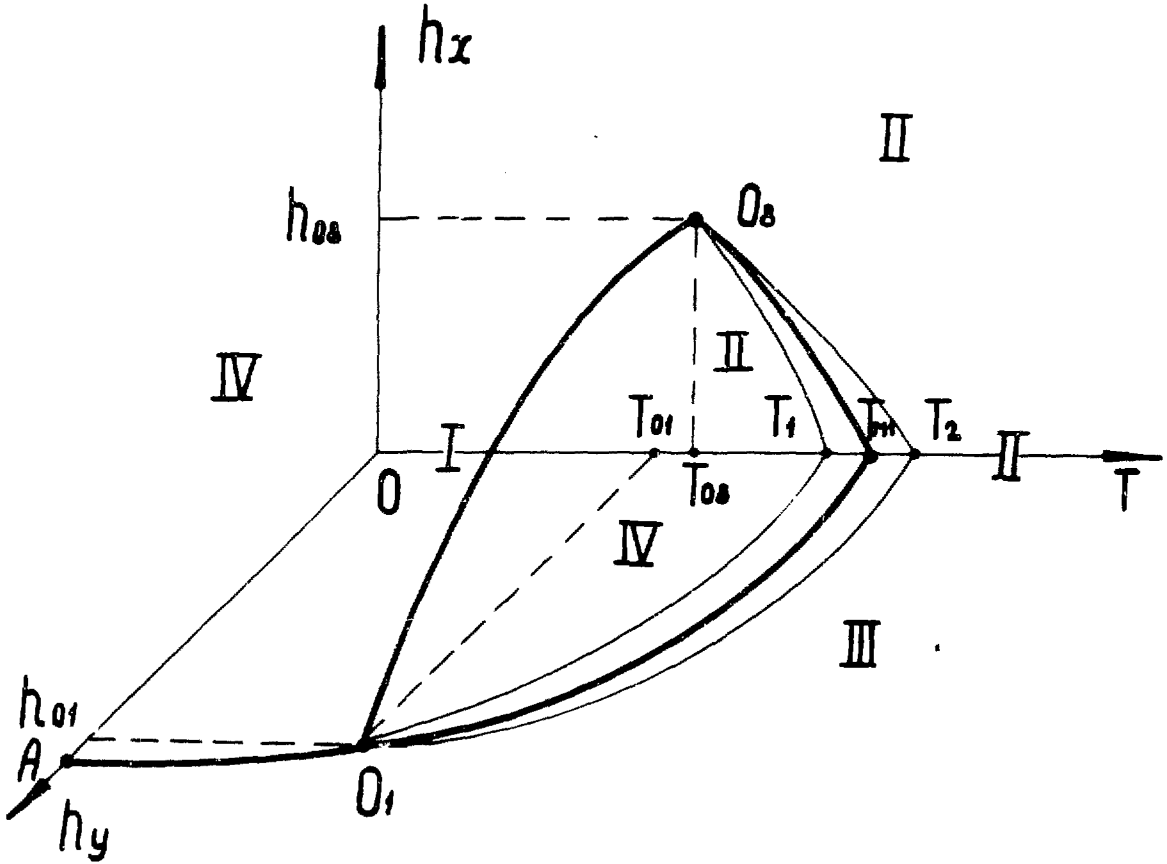

Рис. 2. Фазовая диаграмма гематита в пространстве $(h_x h_y T)$ *ниже точки Мор''на.*

зованием экспериментальных значений критических полей $h_{y_0}(h_z = 0)$ и $h_{zo}(h_y = 0)$ /7,16/ и восприимчивостей $\chi_{||}(\theta = 0)$ и $\chi_{||}(\theta = \frac{\pi}{2})$ /22/. Видим, что в любом случае $T_{08} > T_{01}$.

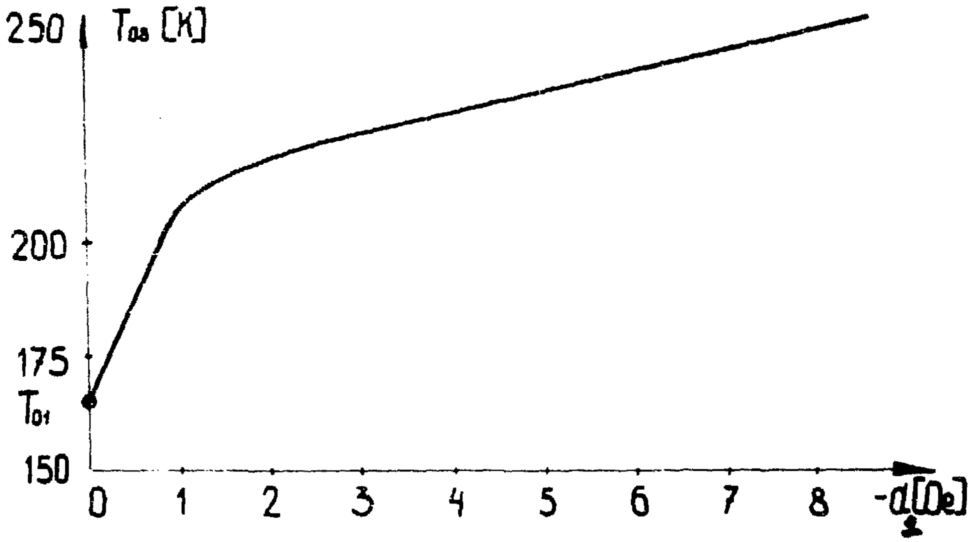

Рис. 3. Зависимость температуры критической точки в плоскости $(h_x T)$ *от величины константы анизотропии* d_1.

Значения $|d_1|$ ниже точки Морина могут быть определены из измерений магнитной анизотропии в плоскости /111/ кристалла гематита, произведенных методом вращающего момента /23/. При действии в базисной плоскости магнитного поля $\vec{h}_0$, существенно большего, чем эффективное поле анизотропии в плоскости $(|\vec{h}_0| \gg |d_1|)$, как это имело место в работе /23/, вектор антиферромагнетизма можно считать перпендикулярным направлению поля, т.е. $\phi = \frac{\pi}{2} + \phi_H$, где ϕ_H - угол между $\vec{h}_0$ и осью x. В таком случае вращающий момент

$$\mathfrak{L} = \frac{d\Phi}{d\phi_I} = 3d_1 \sin^3\theta \cos\theta \sin 3\phi_H = \mathfrak{L}_0 \sin 3\phi_H . \qquad /23/$$

Значения входящего в выражение /23/ угла θ можно считать не зависящими от направления поля в базисной плоскости и определить с помощью /22/, пренебрегая членом с множителем d_1. Используя представленные в работе [23] зависимости амплитуды вращающего момента $\mathcal{L}_0$ от h_0 при различных температурах, получаем показанную на *рис. 4* температурную зависимость константы d_1 /из нейтронодифракционных измерений [24] следует, что $d_1 < 0$ /.

Сопоставляя *рис. 3* и *рис. 4*, получаем следующие координаты критической точки: T_{08} = 180 *К*, h_{08} = = 120 *кЭ*.

В более общем случае $\vec{h} = (h_x h_y 0)$ кристалл находится в неизменном состоянии симметрии IV, т.е., как и при $\vec{h} = (h_x 0 0)$, остается возможным лишь фазовый переход первого рода без изменения симметрии [15]. На фазовой диаграмме $(h_x\ h_y\ T)$ /*рис. 2*/ трикритическая точка O_1 соединяется с критической точкой O_8 непрерывной линией O_1O_8 критических точек, которая ограничивает поверхность равновесия двух термодинамических минимумов состояния IV.

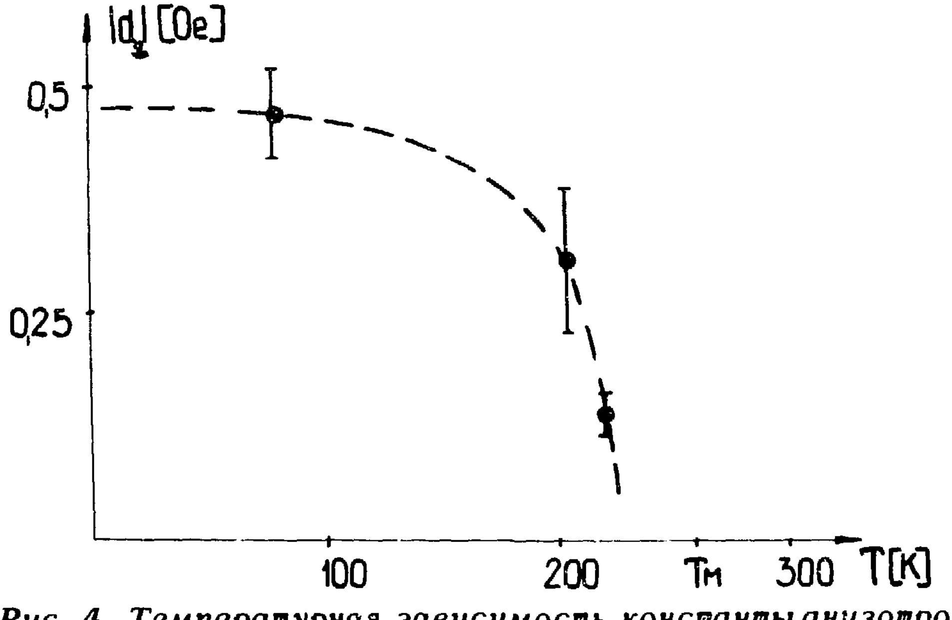

Рис. 4. Температурная зависимость константы анизотропии d_1, полученная на основании результатов измерений вращающего момента /23/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При наличии трикритической точки в плоскости ($h_y T$) фазовой диаграммы существует трикритическая линия в пространстве ($h_y h_z T$). Получены уравнения этой линии и уравнения поверхности фазового перехода второго рода, ограничиваемой трикритической линией в низкотемпературной области.

Анализ известных экспериментальных данных показывает, что существование трикритической точки в плоскости ($h_y T$) при $T < T_M$ возможно в рамках теории молекулярного поля. Экспериментальные данные по продольной восприимчивости подтверждают существование трикритической точки.

2. При действии поля h_x возможен фазовый переход первого рода без изменения симметрии кристалла. В этом случае в плоскости ($h_x T$) существует критическая точка, а в пространстве ($h_x h_y T$) - критическая линия, соединяющая трикритическую точку в поле h_y с критической точкой в поле h_x.

Представлены результаты расчета температурной зависимости константы анизотропии d_1, на основании которой получены координаты критической точки в плоскости ($h_x T$).

Авторы благодарят И.Коцева, Ю.М.Останевича и Е.А.Ткаченко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Shull, W.Strauser, E.Wollan. Phys.Rev., 83, 333 (1951).
2. И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547 /1957/.
3. P.J.Besser, A.H.Morrish. Phys.Lett., 13, 289 (1964).
4. Р.А.Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, 53, 459 /1967/.
5. N.Blum, A.J.Freeman, J.W.Strauser, L.Grodzins. J.Appl.Phys., 36, 1169 (1965).
6. S.Foner, Proc.Intern.Conf.Magnetism, Nottingham, England 1964, p.438.
7. S.Foner, Y.Shapira. Phys.Lett., 29A, 276 (1969).

8. P.J.Flanders, S.Strikman. Solid State ⁻⁻mm., 3, 285 (1965).
9. G.Cinader, S.Strikman. Solid State Comm., 4, 459 (1966).
10. P.J.Flanders. J.Appl.Phys., 40, 1247 (1969).
11. М.Баланда, В.В.Нитц. Международная конференция по магнетизму. Москва, август 1973, т. 2, изд. "Наука", М., 1974.
12. Е.А.Туров, В.Г.Шавров. ФТТ, 7, 217 /1965/.
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М., изд. "Наука", 1965.
14. А.С.Пахомов. ФММ, 25, 769 /1968/.
15. В.В.Нитц. ФТТ,16, 213, 1974; ОИЯИ, Р4-7397, Дубна, 1973.
16. Y.Shapira. Phys.Rev., 184, 589 (1969).
17. L.Neel, R.Pauthenet, C.R.Acad.Sci., Paris, 234, 2172 (1952).
18. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 7, 19 /1937/.
Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, Изд. "Наука", 1964.
19. I.S.Jacobs, R.A.Beyerlein, S.Foner, J.P.Remeika. Intern.J.Magnetism, 1, 193 (1971).
20. Р.З.Левитин, В.А.Щуров. ЖЭТФ, Письма, 7, 142 /1968/.
21. Дж.Смарт. "Эффективное поле в теории ферромагнетизма", изд. "Мир", 1968.
22. T.Koneko, S.Abe, J.Phys.Soc.Japan, 20, 2001 (1965).
23. А.А.Богданов. ФТТ, 14, 3362 /1972/.
24. R.Levitin, V.Nitts, S.Niziol, R.Ozerov. Solid St.Comm., 7, 1665 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1974 года.