

100 руб

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С34252

H-695

3/1-772

P3 - 10072

5250/2-76

В.В.Нитц, Г.Рэпке, З.Тухаж, А.А.Яковлев

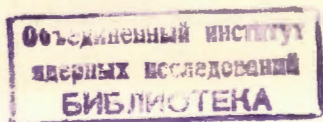
НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ,
ИНДУЦИРОВАННЫХ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ,
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

1976

РЗ - 10072

В.В.Нитц, Г.Рэпке, З.Тухаж, А.А.Яковлев

НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ,
ИНДУЦИРОВАННЫХ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ,
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ



S U M M A R Y

Measurements of neutron diffraction on a "thick" single crystal of hematite at $T < T_M$ with the application of a pulse vector and a pulse magnetic field have been performed. In the neighbourhood of the first-order phase transition connected with the turn of the antiferromagnetic vector into the basal plane, at the magnetic field perpendicular to the rhombohedral axis, additional scattering is observed with the intensity comparable to the intensity far from the transition point. The increase of neutron intensity is explained as a result of diffraction on the new phase germs. A theoretical analysis of the magnetic diffraction of neutrons on a single crystal containing a great number of thin new phase domains is presented. It is shown that the concentration of the new phase registered in the experiment is $2 \div 6 \cdot 10^{-3}$, and the thickness of the germs is $10^2 \div 10^3 \text{ \AA}$. The life time of the observable germs near the transition point is not less than 100ms.

ВВЕДЕНИЕ

Фазовый переход первого рода в магнитоупорядоченном кристалле характерен тем, что в конечном диапазоне значений внешнего магнитного поля или температурном диапазоне сосуществуют домены двух фазовых состояний, разделенные доменными стенками. По мере изменения поля (или температуры) происходит движение стенок и рост доменов, обладающих меньшей энергией. Скорость движения доменной стенки зависит от разности энергий двух фазовых состояний и обращается в нуль в точке термодинамического равновесия для идеального монокристалла. Однако из-за взаимодействия с неоднородностями кристалла: практически всегда положение стенок стабилизировано в конечном диапазоне значений поля.

Характер фазового перехода, помимо движения доменных стенок, существенным образом определяется процессами зарождения доменов новой фазы. Центрами образования зародышей могут являться как неоднородности кристалла, вблизи которых термодинамическое состояние отлично от состояния основного объема, так и доменные стенки, разделяющие различные домены основной фазы^{/1/}.

Замедление процессов перестройки доменной структуры вблизи равновесного состояния и довольно высокая концентрация неоднородностей в реальных кристаллах позволяют рассчитывать на возможность экспериментального изучения начальной стадии магнитного фазового перехода, когда зародыши новой фазы не достигли еще макроскопических размеров.

Известные экспериментальные исследования посвящены наблюдению и изучению магнитных веществ с доменами, имеющими макроскопические размеры (не менее $10^4 + 10^5 \text{ \AA}$) и, как правило, вдали от точек фазового перехода.

Данная работа является попыткой наблюдения с помощью нейтронов зародышей с размерами $10^2 + 10^3 \text{ \AA}$ непосредственно вблизи точки фазового перехода первого рода. Основанием для эксперимента послужил расчет дифракционного рассеяния нейтронов на "толстом" монокристалле, содержащем большое количество малых доменов новой фазы^{/2/}. Обусловленное размерами доменов уширение энергетического диапазона нейтронов, испытывающих дифракционное рассеяние, может существенно превышать диапазон, связанный с мозаичностью блоков основной фазы. Это обстоятельство позволяет, используя "белый" первичный пучок и образец достаточно большой толщины, получать значительное увеличение интенсивности рассеяния вблизи точки фазового перехода.

Измерения производились на монокристаллах гематита. Известно, что ниже точки Морина $T_M = 260 \text{ K}$ вектор антиферромагнетизма $\vec{\ell}$ гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, пространственная группа $D_{3d}^6 - R\bar{3}c$, $T_N = 950 \text{ K}$) направлен по ромбоэдрической оси (ось $[111]$), а выше T_M перпендикулярен ей^{/3/}. Если при $T < T_M$ приложено магнитное поле $\vec{H} \perp [111]$, то с увеличением поля угол γ между $\vec{\ell}$ и осью $[111]$ непрерывно увеличивается до некоторого значения γ_m и затем скачком принимает значение $\pi/2$ ^{/4/}. Величина скачка ($\frac{\pi}{2} - \gamma_m$), равная $\frac{\pi}{2}$ при $T = T_M$, уменьшается при понижении температуры. Линия термодинамического равновесия двух состояний ($\frac{\pi}{2}$ и γ_m) на фазовой диаграмме в переменных H и T приведена на рис. 1^{/5/}.

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения производились методом времени пролета тепловых нейтронов с использованием импульсного реак-

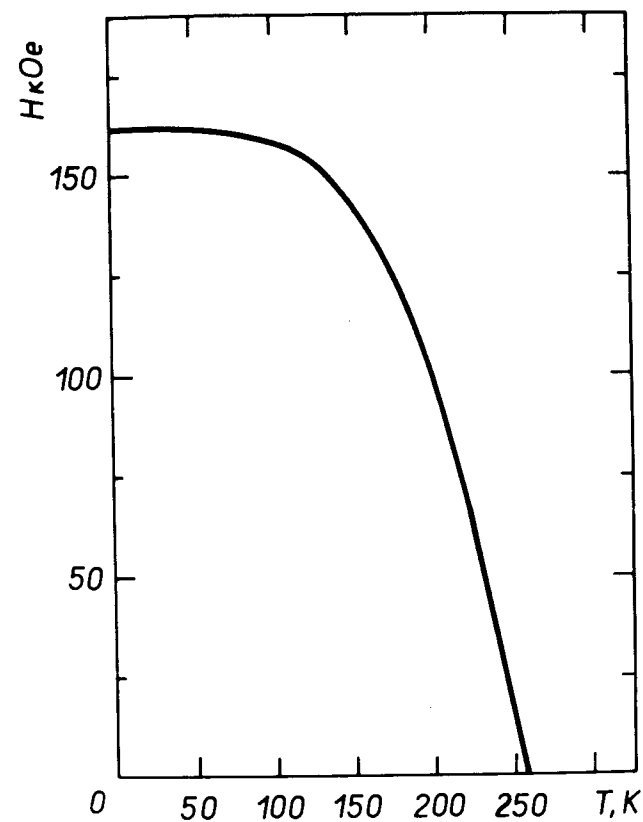


Рис. 1. Фазовая диаграмма монокристалла гематита в магнитном поле, $T_M = 260 \text{ K}$ - точка Морина, магнитное поле перпендикулярно ромбоэдрической оси.

тора (ИБР-30) и импульсного магнитного поля^{/6/}. Геометрия измерений полевой зависимости интенсивности магнитного отражения (100) приведена на рис. 2а. Для "грубой" монохроматизации первичного пучка нейтронов использовался пирографит в виде диска диаметром 100 мм и толщиной 10 мм с мозаичностью 5° . Средняя

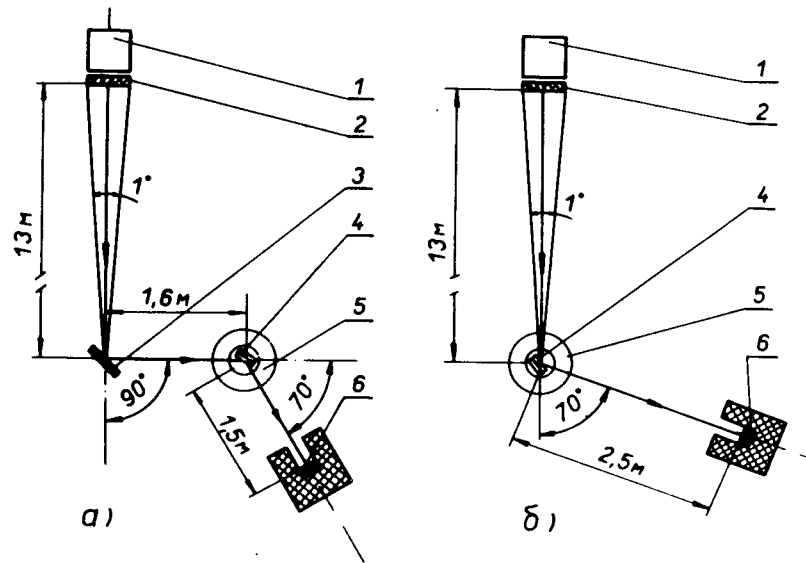


Рис. 2. Геометрия эксперимента а) при измерении отражения (100), б) при измерении отражений (210) и (333). 1 - активная зона ИБР-30, 2 - замедлитель нейтронов, 3 - монохроматор, 4 - монокристаллический образец, 5 - импульсный магнит, 6 - детектор.

длина волны нейтронов, падающих на образец, составляла 4,77 Å. Монокристаллический образец (№8), имеющий форму прямоугольного параллелепипеда с размерами сторон около 8 мм, ориентировался так, что ось второго порядка была параллельна вертикально направленному полю импульсного магнита. Длительность импульсов магнитного поля (синусоидальной формы) была 2,0 мс, а полная ширина дифракционного пика (100) составляла около 0,3 мс. Импульсы поля синхронизовались относительно всплесков мощности реактора таким образом, что рассеяние нейтронов на плоскости (100) происходило при максимальной величине поля.

Результат измерения интенсивности отражения (100), отнесенной к интенсивности ядерного отражения (200),

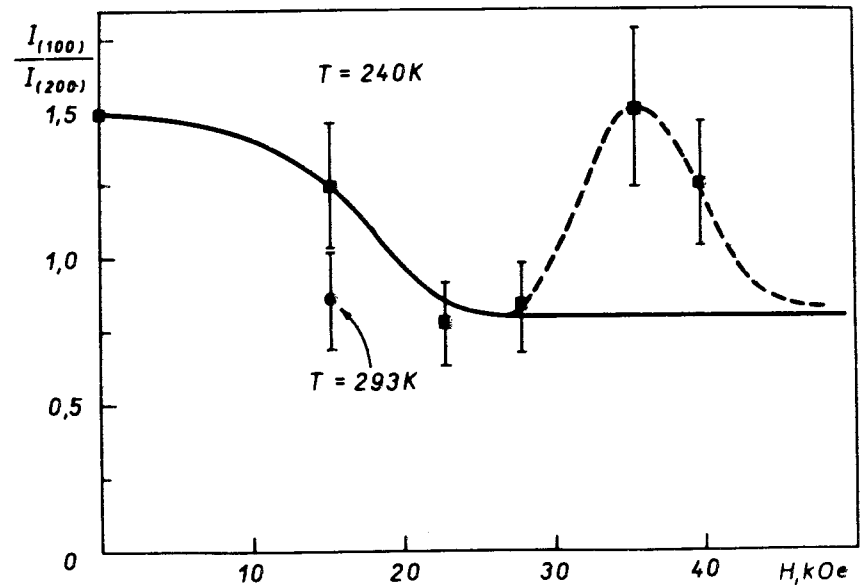


Рис. 3. Зависимость интенсивности отражения (100) от величины магнитного поля при $T = 240\text{ K}$.

при нескольких значениях поля и температуре 240 K представлен на рис. 3. Измерение при 240 K в поле, значительно превышающем 35 кЭ, не производилось. Однако, как видно из фазовой диаграммы (рис. 1), состояние при $T < T_M$ в поле, превышающем критическое, тождественно состоянию выше T_M в поле, достаточном для приведения образца в однодоменное состояние. Поле 15 кЭ значительно больше эффективного поля анизотропии в базисной плоскости при комнатной температуре (см., напр., /7/). Это позволяет провести на рис. 3 горизонтальную прямую, близкую по величине интенсивности к точке, полученной при 293 K и $H = 15\text{ кЭ}$, в область больших полей. Сплошная линия на рисунке качественно соответствует полевой зависимости отражения (100), ожидаемой лишь из учета поворота магнит-

ных моментов в макроскопических доменах. Как видно, в области критического поля наблюдается значительное, почти в 2 раза, увеличение интенсивности.

Измерения интенсивностей отражений (210) и (333), отнесенных к интенсивностям ядерных отражений (420) и (222), производились на другом образце (№5). В этом случае образец был помещен в "белый" пучок реактора (рис. 26). Размеры образца №5 в горизонтальной плоскости составляли около 0,5 см. Вертикально направленное поле было перпендикулярно к оси второго порядка. Средняя длина волны нейтронов, рассеянных на плоскости (210), составляла 2,53 Å, а на плоскости (333) - 1,75 Å. Длительность импульсов магнитного поля была 2,5 мс.

	T K	H кОе	$\left(\frac{I_M}{I_N}\right)_{exp}$	$\left(\frac{I_M}{I_N}\right)_{calc}$	$\frac{(I_M/I_N)_{exp}}{(I_M/I_N)_{calc}}$
(210)	293	0	0,062 ± 0,004	0,056	1,1
	242	0	0,070 ± 0,004	0,07	
	242	51,3	0,075 ± 0,004	0,018	4,2
	202	0	0,071 ± 0,004	0,07	1,0
	202	89,3	0,095 ± 0,005	0,018	5,3
(333)	293	0	2,35		
	225	0	0		
	225	49,4	2,05		
	245	0	0		
	245	49,4	2,5		

Из таблицы видно, что при H=0 соотношение между интенсивностями при 242 и 293 К для многодоменного образца в случае (210) согласуется с тем, что ожидается на основании изменения оси антиферромагнетизма в макроскопических доменах. Расчетное значение интенсивности в поле при 202 и 242 К, равное 0,018 (отнесено к интенсивности при 293 К, H=0), получено в пренебрежении экстинкцией и соответствует однодоменному состоянию при полном повороте моментов в базисную

плоскость. При действии поля, близкого к критическому, интенсивность отражения (210), вместо уменьшения, увеличивается и превышает расчетное значение в 4,2 и 5,3 раза при 242 и 202 К, соответственно.

Результаты измерения отражения (333) в поле 49,4 кЭ при 225 и 245 К не противоречат зависимости, соответствующей изменению ориентации в макроскопических доменах. Интенсивность отражения при 245 К близка к интенсивности при 293 К, H=0, что соответствует полному повороту моментов в базисную плоскость. Результат измерения в поле 49,4 кЭ при 225 К можно рассматривать как следствие поворота моментов на угол, меньший, чем $\frac{\pi}{2}$.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим рассеяние нейтронов на монокристалле гематита, имеющем форму параллелепипеда со сторонами, параллельными векторам элементарной ячейки \vec{a}_i (i = 1,2,3) и равными $N_i a_i$ ($N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 = N$). Дифференциальное сечение магнитного упругого когерентного рассеяния представляется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A|^2 \sum_{\nu=1}^N \sum_{\nu'=1}^N \exp[i\vec{k}(\vec{r}_{\nu} - \vec{r}_{\nu'})] \times \quad (1)$$

$$\times \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - e_{\alpha} e_{\beta}) S_{\nu\alpha} S_{\nu'\beta},$$

где

$A = (r_0 \gamma) f_M \sum_{\epsilon=1}^p \text{sign } S_{\epsilon} \exp(i\vec{k}\vec{r}_{\epsilon}^{\rightarrow})$
 ($r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона, $\gamma = -1,913$ - магнитный момент нейтрона, f_M - магнитный формфактор иона железа, \vec{r}_{ϵ} - координата магнитного иона в элементарной ячейке, \vec{r}_{ν} - координата элементарной ячейки в кристалле, e_{α} , e_{β} - компоненты единичного вектора рассеяния, p - число магнитных ионов в элементарной ячейке, S_{α} , S_{β} - средние значения компонент спина какого-либо иона железа в ячейке,

\vec{k} - изменение волнового вектора нейтрона, $\text{sign } S_{\epsilon}$ соответствует чередованию знаков магнитных моментов в ячейке гематита).

Когда весь кристалл представляет собой один домен фазы I ($S_{\nu} = S_I$ при всех ν), суммирование в выражении (1) по координатам всех ячеек приводит к известному выражению:

$$\frac{d\sigma_I}{d\Omega} = |A|^2 \prod_{i=1}^3 \frac{(1 - \cos N_i \Lambda_i)}{(1 - \cos \Lambda_i)} \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\beta}) S_{I\alpha} S_{I\beta} \quad (2)$$

$$(\Lambda_i = \kappa_i a_i).$$

Допустим, что в кристалле образовалось n_0 плоских доменов фазы II, отличающейся от фазы I лишь направлением компонент спина. Пусть эти домены перпендикулярны оси a_1 и содержат по n кристаллографических слоев. Пренебрегая толщиной доменных стенок и преобразовывая (1) для этого случая, получаем выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{I-II}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_I}{d\Omega} + |A|^2 \frac{(1 - \cos N_2 \Lambda_2)(1 - \cos N_3 \Lambda_3)}{(1 - \cos \Lambda_2)(1 - \cos \Lambda_3)} \times \\ &\times [2 \text{Re} \left(\sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 n_i} \sum_{\nu=0}^{n-1} e^{i\Lambda_1 \nu} \sum_{\nu'=1}^{N_1} e^{-i\Lambda_1 \nu'} \right) \sum_{\alpha,\beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\beta}) S_{I\alpha} \times \\ &\times (S_{II\beta} - S_{I\beta}) + \sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 n_i} \sum_{\nu=0}^{n-1} e^{i\Lambda_1 \nu} \sum_{j=1}^{n_0} e^{-i\Lambda_1 n_j} \sum_{\nu'=0}^{n-1} e^{-i\Lambda_1 \nu'} \quad (3) \\ &\times \sum_{\alpha,\beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\beta}) (S_{II\alpha} - S_{I\alpha}) (S_{II\beta} - S_{I\beta})], \end{aligned}$$

содержащее два добавочных к (2) члена. (n_i, n_j) - номер кристаллографического слоя, соответствующего началу i -го (j -го) домена фазы II.

Произведя суммирование в первом добавочном члене, получаем:

$$\begin{aligned} K_{I-II} &= 2 \text{Re} \left(\sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 n_i} \sum_{\nu=0}^{n-1} e^{i\Lambda_1 \nu} \sum_{\nu'=1}^{N_1} e^{-i\Lambda_1 \nu'} \right) = \\ &= \text{Re} \left[\frac{(1 - e^{i\Lambda_1 n})(1 - e^{-i\Lambda_1 N_1})}{1 - \cos \Lambda_1} \sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 (n_i - 1)} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Легко убедиться в том, что при $\Lambda_1 = 2\pi k$ ($k = \pm 0, 1, 2, \dots$) величина K_{I-II} максимальна и равна $2N_1 n_0$. При отклонении Λ_1 от значения $2\pi k$ K_{I-II} быстро спадает и обращается в нуль при $\Lambda_1 = 2\pi(k \pm \frac{1}{2N_1})$. При больших значениях $|\Lambda_1 - 2\pi k|$ величина K_{I-II} осциллирует с изменением знака около нулевого значения. Кроме того, видим, что из-за статистического распределения величин $(n_i - n_{i-1})$ в области $\Lambda_1 \cdot n_i \gg 2\pi$ фазовый множитель $\sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 (n_i - 1)}$ обращается в нуль. Принимая во внимание, что $n_i - n_{i-1} \ll N_1$, можно записать

$$K_{I-II} = \frac{4\pi n n_0}{a_1} \delta(\Lambda_1 - \tau_1). \quad (5)$$

Соответствующий множитель во втором добавочном члене представляется в виде:

$$\begin{aligned} K_{II} &= \frac{(1 - \cos \Lambda_1 n)}{1 - \cos \Lambda_1} \left[n_0 + \sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 (n_i - n_{i+1})} + \right. \\ &\left. + \sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 (n_i - n_{i+2})} + \dots + \sum_{i=1}^{n_0} e^{i\Lambda_1 (n_i - n_{i-1})} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

По тем же соображениям, что и в случае K_{I-II} , все суммы в квадратных скобках обращаются в нуль. Учитывая, что при макроскопических размерах монокристалла, с хорошей степенью точности

$$\frac{1 - \cos N_i \Lambda_i}{1 - \cos \Lambda_i} = \frac{2\pi N_i}{a_i} \delta(\Lambda_i - \tau_i),$$

можем записать выражение для сечения рассеяния в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{I-II}}{d\Omega} = |A|^2 \frac{(2\pi)^3 N}{v} \delta(\vec{\Lambda} - \vec{\tau}) \left[\sum_{\alpha,\beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - \epsilon_{\alpha} \epsilon_{\beta}) S_{I\alpha} S_{I\beta} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{2n n_0}{N_1} \sum_{\alpha, \beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) S_{1\alpha} (S_{II\beta} - S_{I\beta}) + \\
& + |A|^2 \frac{(2\pi)^2 N}{v} \frac{a_1 n_0}{N_1} \frac{(1 - \cos \Delta_1 n)}{1 - \cos \Delta_1} \delta(\Delta_2 - \tau_2) \delta(\Delta_3 - \tau_3) \times (7) \\
& \times \sum_{\alpha, \beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) (S_{II\alpha} - S_{I\alpha}) (S_{II\beta} - S_{I\beta})
\end{aligned}$$

(v - объем элементарной ячейки). Интерференционной добавкой, пропорциональной $n n_0 / N_1$, можно пренебречь и считать, что

$$\frac{d\sigma_{I-II}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_I}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{II}}{d\Omega}, \quad (8)$$

где $\frac{d\sigma_{II}}{d\Omega}$ представляет собой последний член в (7), пропорциональный $\frac{1 - \cos \Delta_1 n}{1 - \cos \Delta_1}$.

Полное дифракционное рассеяние на матричной фазе I для заданного направления первичного пучка осуществляется в диапазоне длин волн

$$\Delta \lambda_M = \lambda_0 \cdot \operatorname{ctg} \theta_0 \cdot \eta \quad (9)$$

($\lambda_0 = 2a_1 \sin \theta_0$, η - мозаичность монокристалла). Если мозаичность меньше, чем уширение Дарвина $2s$ /8/,

$$s = \frac{\lambda_0^2 N_C}{\pi \sin 2\theta_0} |F|, \quad (10)$$

(N_C - число элементарных ячеек в единице объема, F - амплитуда рассеяния на одной элементарной ячейке), то вместо η в формулу (9) следует подставлять $2s$.

Множитель $\left(\frac{1 - \cos \Delta_1 n}{1 - \cos \Delta_1}\right)$ имеет максимум, равный n^2 , при $\Delta_1 = 2\pi k$ ($k = \pm 0, 1, 2, \dots$) и обращается в нуль при

$|\Delta_1 - 2\pi k| = \frac{2\pi}{n}$, т.е. рассеяние на доменах новой фазы происходит главным образом в диапазоне: $(1 - \frac{1}{n}) < \frac{\lambda}{\lambda_0} < (1 + \frac{1}{n})$. Для кристалла с достаточно малой мозаичностью $\Delta \lambda_M \ll \frac{\lambda_0}{n} \cdot \lambda_0^{1/2}$. Поэтому, при оценке интенсивности рассеяния на доменах фазы II, можно считать ее пропорциональной $n^2 \cdot \frac{\lambda_0}{n}$.

Под $S_{II\alpha} S_{II\alpha}$ в случае гематита следует понимать средние значения компонент спина, перпендикулярные приложенному магнитному полю, так как при $\mathbf{H} \perp [111]$ с хорошей степенью точности $\hat{l} \perp \mathbf{H}$. Обозначим через ω угол между вектором \hat{e} и осью [111] ($e_1 = \cos \omega$, $e_2 = \sin \omega$, $e_3 = 0$). Полагаем, что в новой фазе II угол $\gamma = \pi/2$, а в матричной фазе I $\gamma_m \neq \pi/2$. Тогда, учитывая, что спин одного иона железа равен $\frac{5}{2}$, убеждаемся, что спиновая сумма в выражении для $\frac{d\sigma_{II}}{d\Omega}$ пропорциональна квадрату разности проекций средних значений спина на отражающую плоскость:

$$\begin{aligned}
& \sum_{\alpha, \beta=1}^3 (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) (S_{II\alpha} - S_{I\alpha}) (S_{II\beta} - S_{I\beta}) = \\
& = \frac{25}{4} [\sin(\omega + \gamma_m) - \cos \omega]^2.
\end{aligned} \quad (11)$$

Сравним значения величин

$$B = \frac{25}{4} |A|^2 a_1 [\sin(\omega + \gamma_m) - \cos \omega] \quad (12)$$

для исследуемых отражений, полагая, что a_1 - межплоскостное расстояние. Допустим, что при $T = 240\text{K}$ $\gamma_m = 70^\circ$. Тогда $B_{(100)} = 2,9 \cdot 10^{-32} \text{ см}^3$ ($3,55 \cdot 10^{-32} \text{ см}^3$), $B_{(210)} = 1,25 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, $B_{(333)} = 0,01 \cdot 10^{-32} \text{ см}^3$. Для отражения (100) приведены значения, соответствующие повороту вектора \hat{l} по часовой и против часовой стрелки, а в случае (210) принимается во внимание, что направления поворота термодинамически эквивалентны.

Относительно малой величиной $B_{(333)}$ можно объяснить отсутствие дополнительного рассеяния нейтронов в точке фазового перехода в случае отражения (333).

Для оценки концентрации $c = \frac{n n_0 a_1}{D_0}$ новой фазы (D_0 - толщина образца) необходимо знать эффективную мозаичность η_3 монокристалла ^{/2/}. Величина η_3 определена из измерения интенсивности отражения (100) при $T > T_M, H = 0$ на образце №8, помещенном без криостата в "белый" пучок реактора. Исходя из выражения для интенсивности полного дифракционного отражения

$$I = i(\lambda_0) \lambda_0 \cdot \text{ctg} \theta_0 \cdot \eta_3 \quad (13)$$

($i(\lambda_0)$ - интенсивность первичного пучка нейтронов), получим $\eta_3 = 7''$. Оказалось, что это значение близко к величине $2s$ отражения (100) для доменов, вектор антиферромагнетизма которых составляет наибольший угол с вектором рассеяния, т.е. для доменов, у которых $\vec{l} \perp [111]$ ($2s = 8''$). Это означает, что истинная мозаичность монокристалла η , во всяком случае, меньше, чем $8''$.

Концентрация новой фазы находится из выражения ^{/2/}:

$$c = \frac{k \cdot s}{2N_c^2 a_1^2 V D_0 \text{tg} \theta_0} \quad (14)$$

в котором k - отношение интенсивности рассеяния, обусловленного зародышами новой фазы, к интенсивности полного дифракционного рассеяния на матричной фазе того же образца. Учитывая, что амплитуда рассеяния для (100) на одной элементарной ячейке при $T < T_M, H = 0$ близка к амплитуде рассеяния для доменов $\vec{l} \perp [111]$ при $T > T_M$ (при $T < T_M$ вектор антиферромагнетизма составляет угол $72^\circ 26'$ с вектором рассеяния), и полагая, в соответствии с рис. 3, $k = 0,5$, получаем для отражения (100) ($N_c = 10^{22} \text{ см}^{-3}, s = 4''$, $V = 3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^3, D_0 = 0,8 \text{ см}$): $c \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Интенсивность рассеяния на матричной фазе при действии магнитного поля в случае отражения (100) уменьшается в два раза (см. рис. 3). А уширение Дарвина $2s$ при повороте вектора \vec{l} в базисную плоскость, согласно (10), уменьшается более значительно - с $8''$

до $2,5''$. Это несоответствие может свидетельствовать о том, что истинная мозаичность монокристалла около $4''$.

В случае (210) отсутствие экспериментального результата по рассеянию на матричной фазе выше точки фазового перехода не позволяет произвести прямой оценки концентрации новой фазы. Данные в таблице для (210) служат лишь указанием на наличие дополнительного рассеяния нейтронов в точке фазового перехода. Однако, учитывая, что образцы №5 и №8 изготовлены из одного большего по размерам монокристалла, можно полагать, что истинная мозаичность образца №5 также близка к $4''$. Значения уширения $2s$ при $T < T_M, H = 0$ и при $T < T_M, H > H_0$, равные соответственно $2''$ и $1''$, меньше, чем η . Поэтому, возможно, интенсивность дифракционного рассеяния на матричной фазе не изменяется при действии поля. В таком случае для температуры 242 К в поле 51,3 кЭ, используя данные таблицы, получаем $k = 0,28$. Подставляя все необходимые данные в формулу (14) (вместо s подставляем $\frac{1}{2} \eta = 2''$, $D_0 = 0,5 \text{ см}$), получаем для отражения (210) величину $c = 6 \cdot 10^{-3}$. Учитывая весьма приближенный характер производимых оценок и неточность экспериментальных данных, можно считать, что это значение неплохо согласуется с результатом, полученным на образце №8.

Измерение только интегральной интенсивности рассеяния нейтронов на зародышах новой фазы не позволяет определить их размеры. Но если допустить величину среднего расстояния между плоскими зародышами новой фазы, равную 10^{-3} см , что характерно для распределения неоднородностей в монокристаллах различных веществ, получаем средние значения толщины зародышей новой фазы, которые нам удается регистрировать: 200 и 600 Å для образцов №8 и №5, соответственно.

Представленное выше рассмотрение ограничено моделью, в которой домены новой фазы параллельны отражающей плоскости, что, очевидно, нереально для измерений на различных кристаллографических плос-

костях. Однако для приближенных оценок, которые делались в нашей работе, это несущественно, так как множитель, учитывающий ориентацию домена новой фазы, для угла рассеяния 70° - порядка единицы ^{/2/}.

Отметим, исходя из условий проведенных измерений, что время жизни регистрируемых зародышей новой фазы вблизи точки фазового равновесия - не менее 100 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты рассмотренной работы сводятся к следующему:

1. При измерении дифракции нейтронов на "толстых" монокристаллах гематита в импульсном магнитном поле обнаружено значительное увеличение интенсивности рассеянного пучка в области магнитного фазового перехода первого рода. Это увеличением проявилось в случае отражений (100) и (210), но не обнаружено для отражения (333).

2. Для объяснения экспериментальных результатов привлечена модель дифракционного рассеяния нейтронов на доменах малых размеров в "толстом" монокристалле ^{/2/}. Произведен теоретический анализ дифракции нейтронов на монокристалле основной магнитной фазы, "пронизанном" тонкими плоскими доменами новой фазы, отличающейся величиной или направлением магнитных моментов. Дано объяснение отсутствия заметного увеличения интенсивности нейтронов в случае отражения (333).

3. Произведена оценка концентрации новой фазы, соответствующей наблюдаемой интенсивности нейтронов. В случае отражения (100) на образце №8 она равна около $2 \cdot 10^{-3}$, а для отражения (210) на образце №5 - $6 \cdot 10^{-3}$. Если среднее расстояние между зародышами новой фазы допустить равным 10^5 \AA , эти концентрации отвечают средней толщине зародышей 200 и 600 \AA , соответственно.

4. На основании измерений дифракционного рассеяния на матричной фазе показано, что интенсивность рассеяния для плоскостей (210) и (100) определяется, главным образом, уширением Дарвина, что является результатом высокой степени совершенства монокристаллов. Произведена оценка мозаичности используемых образцов, величина ее около $4''$.

5. Из условий эксперимента следует, что время жизни регистрируемых зародышей новой фазы - не менее 100 мкс.

Следует отметить, что имеющиеся экспериментальные результаты не позволяют решить совершенно однозначно вопрос о проявлении зародышей новой фазы. Необходимы дальнейшие измерения. Для более достоверной оценки размеров зародышей необходимо определять концентрацию центров зародышеобразования. Для этого полезно измерение, помимо интегральной интенсивности, энергетического распределения рассеянных нейтронов, или хотя бы величины уширения $\Delta\lambda$. Представление о пространственной ориентации зародышей новой фазы может быть получено из сопоставления интенсивностей отражений от различных кристаллографических плоскостей.

В заключение авторы благодарят А.В.Андросова за конструирование импульсного магнита, Г.А.Вареника за значительный вклад в подготовку и проведение измерений, Б.Н.Соловьева за изготовление и наладку систем электронного управления импульсной магнитной установки, М.Страхову за помощь при обработке экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Mitsek, P. F. Gaidanskii, V. N. Pushkar. *phys. stat. sol. (b)*, 38, 69, 1970.
2. В.В.Нитц. ОИЯИ, P13-10071, Дубна, 1975.
3. C. Shull, W. Strauser. E. Wollan. *Phys. Rev.*, 83, 333, 1951.
4. P. J. Flanders, S. Strikman. *Solid State Commun.* 3, 285, 1965.

5. Y. Shapira. Phys. Rev., 184, 589, 1969.
6. П.С. Анцупов и др. Физика твердого тела, 13, 56, 1971.
7. P. J. Flanders. J. Appl. Phys. 43, 2430, 1972.
8. C. G. Darwin. Phil. Mag., 27, 315, 675 (1914).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1976 года.