

с 36

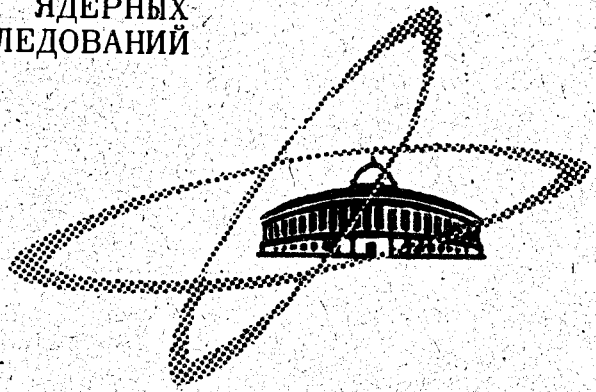
A-742

11/17-69

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P14 - 4548



П.С. Анцулов, Р.А. Восканян, Р.З. Левитин,  
С. Низел, В.В. Нитц, Р.П. Озеров, Пак Гван О,  
С. Шафран

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

НЕЙТРОНОГРАФИЧЕСКОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕМАТИТА  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 120 кэ на ИБРе

1969

P14 - 4548

7943/1 чр.  
П.С.Анцупов, Р.А.Восканян, Р.З.Левитин,  
С.Низел, В.В.Нитц, Р.П.Озеров, Пак Гван О,  
С.Шафран

НЕЙТРОГРАФИЧЕСКОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕМАТИТА  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 120 кэ на ИВРе

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В последнее время широко проводятся исследования магнитоупорядоченных веществ в сильных магнитных полях, так как это позволяет получать сведения о природе и характере межатомных обменных и других взаимодействий.

Ценные результаты может дать изучение влияния сильного магнитного поля на магнитную структуру вещества с помощью дифракции нейтронов. Однако экспериментальные трудности при получении постоянных сильных полей позволили до настоящего времени провести нейтронографические исследования общепринятым методом на стационарном реакторе лишь до полей около  $45 \text{ кэ/л}$ .

По-видимому, перспективным в этом отношении является применение мощного импульсного периодического источника нейтронов с импульсным магнитным полем при использовании метода времени пролета. В настоящей работе описывается установка для нейтронографического исследования магнитной структуры в импульсном (квазистационарном) магнитном поле, созданная при реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, и приведены некоторые результаты изучения магнитной структуры гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) в полях до  $120 \text{ кэ}$  при температуре жидкого азота.

## 1. Магнитные свойства гематита

Кристаллическая структура гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) относится к ромбоэдрической сингонии, пространственная федоровская группа  $D_{3d}^6 - R3c$ ,  $a = 5,42 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 55^\circ 17'$ . Магнитные ионы  $\text{Fe}^{3+}$  располагаются на ром-

боэдрической оси в положениях 4 (с) с одним параметром  $u = 0,105$ . В гексагональной установке расположение магнитных ионов приведено на рис. 1, на котором показана также ромбоэдрическая элементарная ячейка с началом координат в точке пересечения осей второго и третьего порядка (осей  $C_2$  и  $C_3$ ).

Известно, что гематит при температуре ниже  $950^\circ\text{K}$  является антиферромагнетиком. Как показали нейтронографические исследования<sup>/2/</sup>, направления магнитных моментов чередуются вдоль ромбоэдрической оси  $C_3$  по правилу  $++--$ . Таким образом, гематит можно представить состоящим из четырех магнитных подрешеток. На рис. 1 этим четырём подрешеткам соответствуют символы  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ , причём одинаковые буквы соответствуют одинаковым направлениям магнитных моментов. При температуре ниже  $\approx 260^\circ\text{K}$  ось антиферромагнетизма совпадает с ромбоэдрической осью третьего порядка. Выше этой температуры (точки Морина) магнитные моменты лежат приблизительно в базисной плоскости кристалла, но имеет место небольшое отклонение моментов от антипараллельности, что приводит к появлению ферромагнитного момента в базисной плоскости<sup>/3/</sup>.

Дзялошинский<sup>/4/</sup> объяснил слабый ферромагнетизм гематита, исходя из соображений симметрии. Согласно его теории, термодинамический потенциал таких кристаллов (с точностью до инвариантов 4-го порядка) может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{a}{2} \sin^2 \theta + \frac{B}{2} m^2 + q \sin \theta (m_y \cos \phi - m_x \sin \phi) + \\ & + \frac{D}{2} [m_z \cos \theta + \sin \theta (m_x \cos \phi + m_y \sin \phi)]^2 + \\ & + d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\phi + \frac{b}{4} \sin^4 \theta + f m_z \sin^3 \theta \cos 3\phi - (\vec{H} \vec{m}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  - компоненты вектора ферромагнетизма  $\vec{m} = \vec{M}_{A_1} + \vec{M}_{A_2} + \vec{M}_{B_1} + \vec{M}_{B_2}$ , где  $\vec{M}_i$  - магнитные моменты ионов различных подрешеток,  $\theta$  и  $\phi$  - полярные координаты вектора антиферромагнетизма (см. рис. 2)  $\vec{l} = \vec{M}_{A_1} + \vec{M}_{A_2} - \vec{M}_{B_1} - \vec{M}_{B_2}$ . Выражение (1) записано в прямоугольной системе координат с осью  $x$ , направленной вдоль оси  $C_2$ , осью  $y$ , лежащей в плоскости симметрии, и осью  $z$ , совпадающей с ромбоэдрической осью  $C_3$  (рис. 2).

Анализ этого выражения показывает, что при  $H = 0$ , в зависимости от соотношения между константами в (1) возможны два состояния: чисто антиферромагнитное с  $\vec{l}$ , направленным вдоль оси  $C_3$ , и слабоферромагнитное - с  $\vec{l}$  и  $\vec{m}$ , перпендикулярными оси  $C_3$  /4/.

Взаимодействие Дзялошинского

$$E_D = q \sin \theta ( m_y \cos \phi - m_x \sin \phi ), \quad (2)$$

обуславливающее существование слабого ферромагнетизма, приводит к ряду интересных эффектов, отсутствующих в обычных антиферромагнетиках. Например, знак  $l_y = l \sin \theta \sin \phi$  жестко связан со знаком  $m_x$ ; это позволяет получать однодоменный антиферромагнитный монокристалл гематита путем охлаждения от температуры выше точки Морина в слабом магнитном поле, направленном по оси второго порядка. Экспериментально это было подтверждено, в частности, в работе с поляризованными нейтронами /5/. Теоретически и экспериментально установлено также /6,7/, что при приложении к кристаллу гематита магнитного поля в базисной плоскости при температуре ниже точки Морина происходит изменение направления магнитных моментов следующим образом: с увеличением поля угол  $\theta$  между осью третьего порядка и вектором антиферромагнетизма увеличивается, и в достаточно сильном поле магнитные моменты оказываются приблизительно в базисной плоскости. При температуре жидкого азота это происходит приблизительно при 130 кэ.

Основные экспериментальные исследования поведения магнитной структуры гематита в сильном магнитном поле проводились до сих пор косвенными методами: определением намагничивания, магнитострикции, изуче-

нием магнитного резонанса, эффекта Мёссбауэра. Прямых нейтронографических исследований в сильных магнитных полях не проводилось из-за отсутствия соответствующих экспериментальных возможностей.

## 2. Методика эксперимента

Для изучения магнитной структуры гематита использовался метод времени пролета<sup>/8/</sup> с применением импульсного реактора (ИБР) и монокристаллического образца. Геометрия эксперимента представлена на рис. 3. Реактор работал при средней мощности 6 квт с частотой  $0,2 \text{ сек}^{-1}$ . Нейтроны, излучаемые активной зоной (1) реактора, замедлялись в замедлителе (2), представляющем собой слой полиэтилена и вплотную прилегающий к нему слой бериллия. Замедлитель охлаждался до температуры жидкого азота. Длительность вспышки тепловых нейтронов, испускаемых замедлителем, равнялась 150 мксек. Пучок тепловых нейтронов рассеивался монокристаллом гематита, помещаемым в зазоре катушки (6) магнита, на угол  $67^\circ$  и регистрировался детектором (8), находящимся в защите (9). Для охлаждения катушки и образца использовался криостат (7), заполняемый жидким азотом. Монокристалл устанавливался в положение брэгговского отражения от определенной плоскости. Все расстояния и углы были подобраны таким образом, чтобы обеспечить максимальную интенсивность отражений в интервале длин волн нейтронов  $4-5,5 \text{ \AA}$ . С этой же целью были исключены шелевые коллиматоры - расходимость первичного и вторичного пучков определялась лишь размерами замедлителя и расстоянием от замедлителя до образца (8,5 м), составляя около  $2^\circ$ .

Использовался синтетический монокристалл гематита в виде шарика диаметром 8 мм. Кристалл юстировался на установке УРС-50И методом эпилауэграмм и затем с помощью специального приспособления без нарушения ориентации крепился к текстолитовому держателю. После этого юстировка проверялась с помощью нейтронного дифрактометра НД-2 на стационарном реакторе. Монокристалл был ориентирован так, что ось второго порядка  $C_2$  (ось  $x$ ) была вертикальной и совпадала с направлением магнитного поля (см. рис. 2).

Магнитное поле создавалось разрядом батареи конденсаторов через двухсекционную катушку (4) с внутренним диаметром 24 мм (см. рис. 4). Ось катушки располагалась вертикально. Зазор между секциями шириной 12 мм был заполнен текстолитом (составляющим одно целое с каркасом), в котором были просверлены отверстия для первичного и вторичного пучков нейтронов. Общая высота катушки равнялась 72 мм. Каждая секция катушки состояла из 100 витков медного провода сечением 2,8 x 0,5 мм в эмалевой изоляции. Намотка производилась плотно послойно с заполнением в процессе намотки всех пустот специальным составом из эпоксидной смолы с отвердителем и пластификатором. Коэффициент заполнения обмотки был около 0,9. После намотки на каждую секцию надевался цилиндрический бандаж (10) из нержавеющей стали с толщиной стенок 2,5 мм. Для исключения потерь на токи Фуко каждый цилиндр имел вертикальный разрез и в месте разреза прочно стягивался через текстолитовые изоляторы болтами из нержавеющей стали достаточно большого сечения. Катушка зажималась между двумя двухслойными текстолитовыми дисками, между слоями которых выводились два конца обмотки, присоединяемые далее к токонесущим шинам (3). После сборки вся катушка подвергалась специальной термической обработке, обеспечивающей достаточную механическую и электрическую прочность ее заполнения.

Образец (9) был прикреплен к текстолитовому стержню, который, в свою очередь, ввинчивался в металлическую штангу (11), связанную с электроприводом (1), находящимся выше криостата. Специальное уплотнение, расположенное выше уровня азота, позволяло в процессе работы вращать образец, не нарушая герметичности. Температура образца измерялась термопарой медь - константан, вводимой сверху. Первичный и вторичный пучки пропускались через каналы (5), изготавливаемые из сильфонов (6) и металлических штуцеров, ввинчиваемых с уплотнением в текстолитовый корпус катушки. Для предотвращения сотрясений образца при импульсах тока электропривод вместе с образцом жестко крепился независимо от криостата с катушкой и соединялся с ней через сильфоны. Криостат (2) заполнялся жидким азотом, служащим для охлаждения обмотки катушки и образца.

Блок-схема электрической части установки приведена на рис. 5. С помощью высоковольтного (до 3 кв) тиратронного выпрямителя заряжалась батарея конденсаторов общей емкостью до  $3 \cdot 10^{-3}$  ф. В нужный момент производился поджиг игнитронов типа И-100/5, пропускающих импульс тока в одном направлении. По расчётам, индуктивность катушки магнита при последовательном включении секции составляла около 0,35 мГн. Активное сопротивление цепи было достаточно малым, чтобы возник колебательный процесс, и поэтому импульс поля имел форму, близкую к форме половины синусоиды. Величина импульса магнитного поля менялась путем изменения напряжения, до которого заряжалась батарея конденсаторов.

Импульсы, идущие с ИБРа при каждой вспышке мощности, использовались для поджига игнитронов, для запуска многоканального временного анализатора, а также поступали в блок, который служил для пропускания на анализатор детекторных импульсов лишь в циклы, соответствующие наличию на образце импульса магнитного поля. При работе с большими (более 50 кэ) полями система охлаждения катушки не позволяла использовать каждую вспышку мощности реактора. В этом случае с помощью блока отбора импульсов производились измерения с пропуском вспышек мощности. С помощью блока задержки импульсов осуществлялась синхронизация, при которой магнитное поле имело максимальное значение во время дифракционного рассеяния нейтронов на образце. Предварительно катушка магнита калибровалась относительно амплитуды импульсов тока. Для этого на место образца помещалась измерительная катушка, импульсы с которой при заданных импульсах тока через магнитную катушку интегрировались и измерялись с помощью прокалиброванного осциллографа, в результате чего определялась абсолютная величина магнитного поля. Во время эксперимента с помощью трансформатора тока, установленного на токопроводящих шинах, и специального устройства производились измерение и запись амплитуды тока через катушку магнита. Помимо измерения и записи величины амплитуды каждого импульса тока, в процессе измерений осуществлялись визуальный контроль по экрану осциллографа за формой и величиной каждого импульса тока, измерение напряжения, до которого заряжалась батарея конденсаторов, автоматическое измерение и контроль за величиной временной задержки поджига игнитронов. На-



пряжение заряда батареи конденсаторов задавалось с помощью стабилизированного опорного напряжения и устройства отсечки.

### 3. Результаты эксперимента

На рис. 6 приведено несколько типичных нейтронограмм, полученных с помощью временного анализатора с шириной канала 32 мксек. Магнитная структура гематита такова, что отражения с  $h + k + l = 2n$  являются чисто ядерными, а с  $h + k + l = 2n + 1$  - чисто магнитными. Таким образом, пик (111) на рис. 6 - магнитный, а (222) - ядерный. Отражение (222), не подверженное действию магнитного поля, использовалось в качестве "мониторного", то есть определялось отношение интенсивностей (111) и (222). В случае отражения (100) в качестве "мониторного" использовалось магнитное отражение (300), так как ядерное (200) - слабое, а рассеяние нейтронов, соответствующих (300), происходит до начала импульса магнитного поля, длительность которого около 3 мсек.

На рис. 7 приведены результаты измерений отражения (100) в зависимости от направления магнитного поля. Предварительно образец нагревался приблизительно до комнатной температуры (выше точки Морица  $T_M$ ), а затем при пропускании через катушку небольшого постоянного тока (несколько десятков ампер) охлаждался до температуры жидкого азота, в результате чего получался монокристаллический образец. Постоянное поле было направлено вдоль отрицательного направления оси  $x$ . Производилось измерение без магнитного поля, затем с импульсным магнитным полем, совпадающим по направлению с полем охлаждения (две точки слева от оси ординат на рис. 7), после чего - измерение с полем  $H_x > 0$ .

Результаты, полученные при различных фиксированных температурах (выше и ниже  $T_M$ ), показали, что имеется постоянный вклад в отражение (100), не связанный непосредственно с переориентацией магнитных моментов. Уровень этого фонового вклада отмечен прямой линией на рис. 7. Возможно, он связан с двукратным отражением.

На рис. 8 точками показана зависимость от величины магнитного поля отражения от плоскости (111). Ошибки нанесены статистические. Линия 1 - интенсивность отражения (111), которая должна достигаться в достаточно сильном поле, когда магнитные моменты - в базисной плоскости кристалла. Соответствующее отношение  $I_{111}/I_{222}$  было измерено без магнитного поля при температуре выше  $T_M$ . Кривая 2 отражает общий характер зависимости угла от величины поля. Эти измерения проводились с многодоменным кристаллом, т.е. без предварительного охлаждения в слабом магнитном поле.

При поле, несколько меньшем 50 кэ, было обнаружено резкое возрастание интенсивности отражения. Форма пика при этом не менялась. Это возрастание интенсивности имело ряд особенностей. Оно возникало лишь в том случае, если до этого производился нагрев образца до температуры выше  $T_M$ , охлаждение без поля и измерения в импульсных полях, величина которых не превышает величины поля, при котором появляется аномалия. Если после измерения при большем поле (до 90 кэ) проводилось снова измерение при значении поля, соответствующем положению аномалии, отражение было "нормальным". Некоторые из полученных в таком случае точек нанесены на рисунке в основанки аномального пика. Форму зависимости аномального рассеяния от величины поля определить не удалось. Каждая точка с аномально большой интенсивностью при поле около 50 кэ (см. рис. 8) была получена после нагрева образца до температуры выше  $T_M$ . Впрочем, было одно исключение, когда после измерения на подготовленном путем нагрева выше  $T_M$  образце при  $H = 95$  кэ проявилось аномальное рассеяние при поле около 50 кэ.

Всего было получено четыре точки с аномальным рассеянием (больше 0,5), но каждая из них - в отдельной серии измерений, так что кривая, проведенная на рисунке пунктиром, имеет, возможно, лишь условный смысл.

Показанные на рис. 7 и 8 результаты отражают зависимость угла поворота вектора антиферромагнетизма  $\vec{l}$  от напряженности магнитного поля  $H_x$ . В случае отражения от плоскости (111) интенсивность  $I_{111}$  пропорциональна  $\sin^2 \theta$ , где  $\theta$  - угол отклонения  $\vec{l}$  от оси  $C_3$ .

Так как  $I_{111}$  при  $H_x = 0$  не равна нулю, начало координат на рис. 8 для определения  $\sin^2 \theta$  смещено вдоль оси ординат на величину  $I_{111}(H_x=0)$ . При отражении от плоскости (100) интенсивность  $I_{100}$  пропорциональна  $\cos^2(\psi + \theta)$ , где  $\psi = 17^\circ 45'$  — угол между плоскостью (100) и осью  $C_3$ .

### Обсуждение результатов

Как видно из рис. 8, полученная нами нейтронографически зависимость  $\sin^2 \theta$  от  $H_x$  (кривая 2) качественно согласуется с результатами других измерений: при возрастании поля происходит постепенный поворот  $\vec{I}$  от оси  $C_3$  к базисной плоскости. Однако кривая 2 несколько отличается от кривой 3, которая получена из измерения магнитострикции/9/. Причина этого расхождения в настоящий момент неясна. Возможно, оно обусловлено тем, что при построении кривой 3 по данным работы/9/ мы принимали  $\cos \phi$  равным нулю. Анализ выражения (1) показывает, что условие  $\cos \phi = 0$  в поле  $H = H_x$  выполняется при пренебрежении в нем членами четвертого порядка (с константами  $d$  и  $f$ ). Учёт этих членов существенно усложняет картину и, возможно, определяет расхождение между кривыми 2 и 3.

Можно предположить, что более резкое возрастание  $\sin^2 \theta$  при больших полях (рис. 8) обусловлено ускорением поворота магнитных моментов из-за наличия составляющей  $H_z$  (неоднородность поля, по нашим грубым оценкам, составляла около 5-10%). Известно/10/, что при действии поля около 70 кэ вдоль оси  $C_3$  при азотной температуре происходит фазовый переход из антиферромагнитного в слабоферромагнитное состояние. Термодинамический анализ в рамках теории Дзялошинского показывает, что наличие поля  $H_z$ , даже меньшего, чем критическое, облегчает поворот магнитных моментов под действием поля  $H_x$ . Это было подтверждено и экспериментально/11/ при температурах, близких к точке Морина.

Наконец, не исключено, что расхождение между кривыми 2 и 3 вызывается двукратным отражением, которое, как легко показать, тоже зависит от поля.

Чтобы определить направление вращения вектора  $\vec{I}$ , мы исследовали отражение от плоскости (100), составляющей угол  $\psi = 17^\circ 45'$  с осью  $C_3$ . Часть результатов этих измерений представлена на рис. 7. Увеличение интенсивности при  $H_x < 0$  позволяет утверждать, что в принятой нами геометрии опыта (см. рис. 2) вектор  $\vec{I}$  вращается по часовой стрелке, если смотреть по направлению оси  $x$ . На рис. 7 пунктиром нанесена зависимость  $I_{100} \sim \cos^2(\psi \pm \theta)$ , причём знак перед  $\theta$  зависит от направления вращения (абсолютная величина  $\theta$  определялась на основании кривых рис. 8). При этом принималось, что вектор антиферромагнетизма остается перпендикулярным внешнему полю  $H_x$  (то есть  $\phi = 0$ ).

Определенное нами направление вращения вектора противоположно найденному в работе/12/. Это расхождение трудно интерпретировать, так как в работе/12/ измерения проводились безотносительно к ориентации магнитного поля в базисной плоскости.

Если приравнять нулю производные от термодинамического потенциала (1) по  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  и подставить в (1) получаемую зависимость  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  от углов  $\theta$  и  $\phi$ , можно получить следующее выражение (при  $H_y = H_z = 0$ ):

$$\begin{aligned} \Phi = & - \frac{H_x^2}{2B} + \frac{H_x^2 D}{2B(B+D)} \sin^2 \theta \cos^2 \phi - \frac{H_x q}{B} \sin \theta \sin \phi + \\ & + \frac{1}{2} \left( a - \frac{q^2}{B} \right) \sin^2 \theta - \frac{H_x D f}{B(B+D)} \sin^4 \theta \cos \theta \cos \phi \cos 3\phi \\ & + \frac{b}{4} \sin^4 \theta + d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\phi - \\ & - \frac{f^2}{2B} \sin^6 \theta \cos^2 3\phi + \frac{D f^2}{2B(B+D)} \sin^6 \theta \cos^2 \theta \cos^2 3\phi . \end{aligned} \quad (3)$$

Простые оценки показывают, что абсолютная величина слагаемого  $\left( \frac{H_x q}{B} \sin \theta \sin \phi \right)$  при любой величине поля  $H_x$  больше,

чем любого из остальных слагаемых, зависящих от  $\phi$  или от типа домена. Следовательно, установленное направление поворота моментов при  $H_x < 0$  соответствует, при выбранном нами определении вектора антиферромагнетизма  $\vec{I} = \vec{M}_{A_1} + \vec{M}_{A_2} - \vec{M}_{B_1} - \vec{M}_{B_2}$  (см. рис. 1 и 2),  $q > 0$ , если в этом поле устойчивы домены с  $\cos \theta > 0$ , и  $q < 0$  в случае домена  $\cos \theta < 0$ .

Определение фактического типа домена, образующегося при охлаждении в поле того или иного направления и зависящего от характера внутрикристаллического взаимодействия, не представляется возможным в используемой нами методике. Но, безусловно, величина и знак множителя  $q$ , по самому условию введения соответствующего члена в теории Дзялошинского /4/, одинаковы для всего кристалла и не зависят от типа домена (хотя знак и определяется принимаемым порядком нумерации подрешеток), вопреки утверждениям работы /12/.

Если коэффициент  $f$  не имеет аномально большого (по сравнению с  $d$ ) значения, то при любом  $H_x$  в состоянии термодинамического равновесия, безусловно,  $d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\phi < 0$ . Из полученного в нашей работе направления вращения в поле  $H_x < 0$  следует  $\cos \theta \sin 3\phi > 0$ , т.е. для гематита  $d < 0$ .

При действии поля  $H_x > 0$  интенсивность отражения (100), как видно из рис. 7, не изменилась. Из наличия члена  $d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\phi$  в выражении (2) можно заключить, что даже при  $\cos \phi = 0$  в случае изменения направления поля должна происходить перестройка доменной структуры и, следовательно, увеличение интенсивности отражения (100) при  $H_x > 0$ . Экспериментально факт полной перестройки доменной структуры совершенного кристалла гематита в поле около 10 кэ, направленном антипараллельно полю охлаждения, был установлен, в частности, в работе по линейной магнитострикции /13/. По-видимому, в нашем случае происходит лишь частичная перестройка антиферромагнитной доменной структуры. Это не представляется удивительным, так как разность энергий состояний двух типов доменов в магнитном поле определяется, в основном, малыми членами ( $\frac{H_x D f}{B(B+D)} \sin^4 \theta \cos \theta \cos \phi \cos 3\phi$ ) и ( $d \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\phi$ ), а энергетический барьер между этими состояниями - другими, гораздо большими по величине членами в разло-

жении (3). Все это должно приводить к существенному влиянию на перестройку доменной структуры дефектов и посторонних примесей в кристалле.

Большой интерес вызывает аномальное рассеяние в поле около 50 кэ, проявившееся при измерении отражения (111). В рамках теории Дзялошинского, предполагающей термодинамический потенциал в виде выражения (1), не допускается состояние кристалла гематита с углом  $\theta \approx \frac{\pi}{2}$  в магнитном поле, меньшем критического поля, необходимого для перехода в слабоферромагнитное состояние ( $\approx 130$  кэ). Объяснение аномального рассеяния изменением типа магнитной структуры оказывается также невозможным хотя бы уже потому, что именно при чередовании направлений моментов по правилу  $(++ --)$  интенсивность отражения (111) должна быть намного больше, чем при других порядках чередований. К тому же характер проявившегося аномального рассеяния нейтронов позволяет предположить скорее существование критической точки, критического значения магнитного поля (при котором происходит аномальное рассеяние), чем конечного интервала значений поля.

Необходимость нагрева образца до температуры выше  $T_M$  и охлаждения без поля для получения аномального рассеяния свидетельствует о том, что аномальное рассеяние связано с перестройкой доменной структуры, возможно, с переходом к одному домену. Непонятна причина, по которой перестройка доменов особенно облегчается при определенной величине магнитного поля, но нам не удается также объяснить увеличение интенсивности нейтронов лишь перестройкой доменов - по-видимому, переход к одному домену является вторичным эффектом, сопровождающим основной эффект, который приводит к аномалии в рассеянии.

По-видимому, для выяснения природы аномалии необходимы дополнительные экспериментальные данные и, возможно, более глубокий теоретический анализ.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Ф.Л.Шапиро за постоянную поддержку работы и ценные советы, Б.Бурасу за исключительно плодотворные обсуждения, а также благодарят всех сотрудников Лаборатории нейтронной физики, принимавших участие в подготовке и проведении эксперимента.

## Л и т е р а т у р а

1. D.Cox, G.Shirane, B.Frazer, A.Narath. *J.Appl.Phys.*, 37, No 3, 1126 (1966).
2. C.G.Shull, W.A.Strauser, E.O.Wollan. *Phys.Rev.*, 83, 333 (1951).
3. L.Neel, R.Pauthenet. *Compt.Rend.* 234, 2172 (1952).
4. И.Е.Дзялошинский. *ЖЭТФ*, 32, 1547 (1957).
5. R.Nathans, S.J.Pickart, H.A.Alperin, P.J.Brown. *Phys.Rev.*, 136, A 1641 (1964).
6. В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. *ЖЭТФ*, письма, 6, 467 (1967).
7. Р.З.Левитин, В.А.Шуров. *ЖЭТФ*, письма, 7, 142 (1968).
8. Б.Бурас, Е.Лесиевич, В.В.Нитц, Е.Сосновски, И.Сосновска, Ф.Л.Шапиро, III Международная конференция ООН по использованию атомной энергии. А/Конф. 28/P/488, Женева, 1964.
9. Р.А. Восканян, Р.З.Левитин, В.А.Шуров. *ЖЭТФ*, 54, 790 (1968).
10. P.Besser, A.Morrish, C.Searle. *Phys. Rev.*, 153, 632 (1967).
11. S.Foner. *Proc.Int.Conf.Magnetism*, Nottingham, Sept. 438 (1964).
12. В.И.Ожогин, С.С.Якимов, Р.А.Восканян, В.Я.Гамлицкий. *ЖЭТФ*, письма, 8, 256 (1968).
13. R.Scott, J.Anderson, *J.Appl.Phys.*, 37, 234 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

9 июня 1969 года.

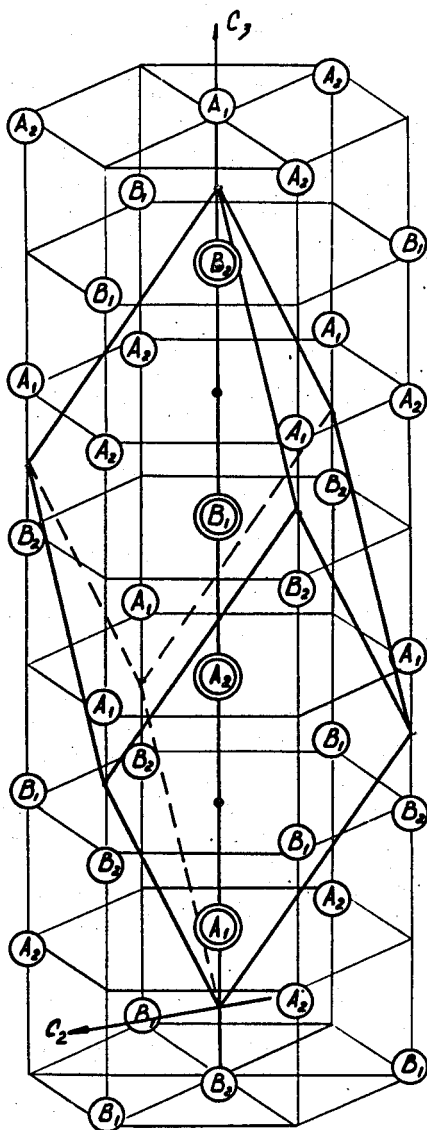


Рис. 1. Расположение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в гематите в гексагональной упаковке. Буквами А обозначены ионы с одним направлением моментов, В - с противоположным направлением. Приведена также ромбоэдрическая ячейка с началом координат в точке пересечения осей  $C_2$  и  $C_3$ . Точками на оси  $C_3$  обозначены положения центров симметрии.



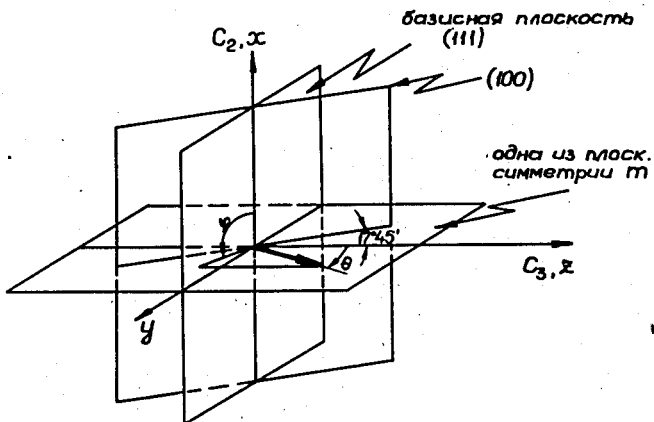


Рис. 2. Расположение вектора антиферромагнетизма и плоскостей (111) и (100) относительно осей координат. Ось  $x$  - по оси  $C_2$ , ось  $y$  - по линии пересечения базисной плоскости с плоскостью симметрии  $m$ , ось  $z$  - по оси  $C_3$ . Магнитное поле параллельно оси  $x$ .

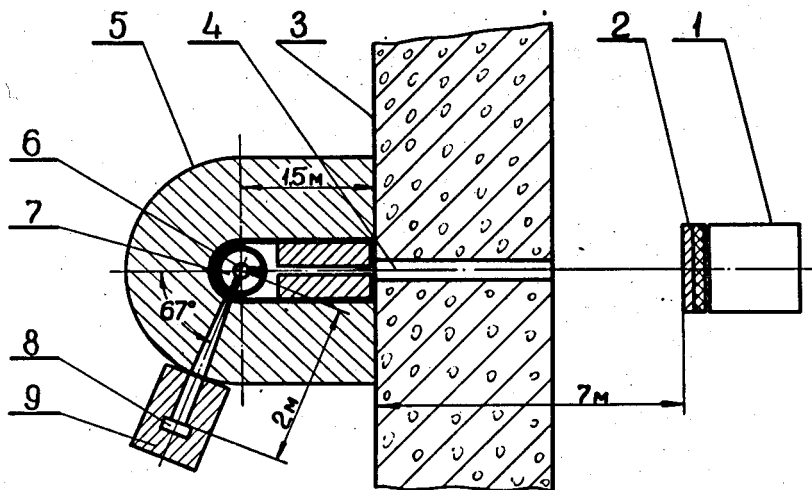


Рис. 3. Общая схема дифракционной установки. 1 - активная зона ИБРА; 2 - охлаждаемый замедлитель (полиэтилен со слоем бериллия); 3 - бетонная стена; 4 - канал в стене; 5 - защита от фона; 6 - катушка с образцом; 7 - криостат; 8 - детектор; 9 - защита детектора.

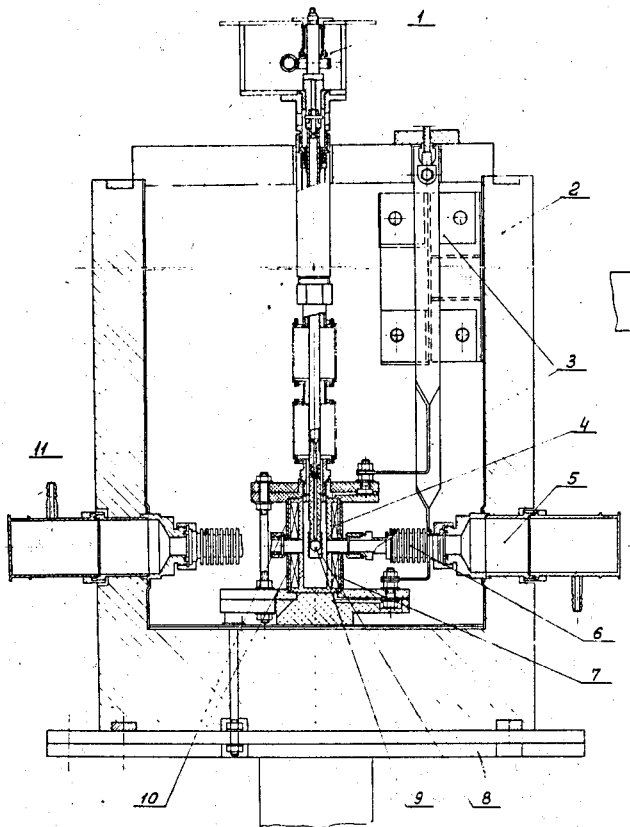


Рис. 4. Вид магнитной катушки с образцом. 1 - электропривод; 2 - оболочка криостата; 3 - токонесущие шины; 4 - обмотка магнита; 5 - нейтронвод; 6 - сильфон; 7 - предохранительный бандаж; 8 - текстолитовая оболочка образца; 9 - образец.

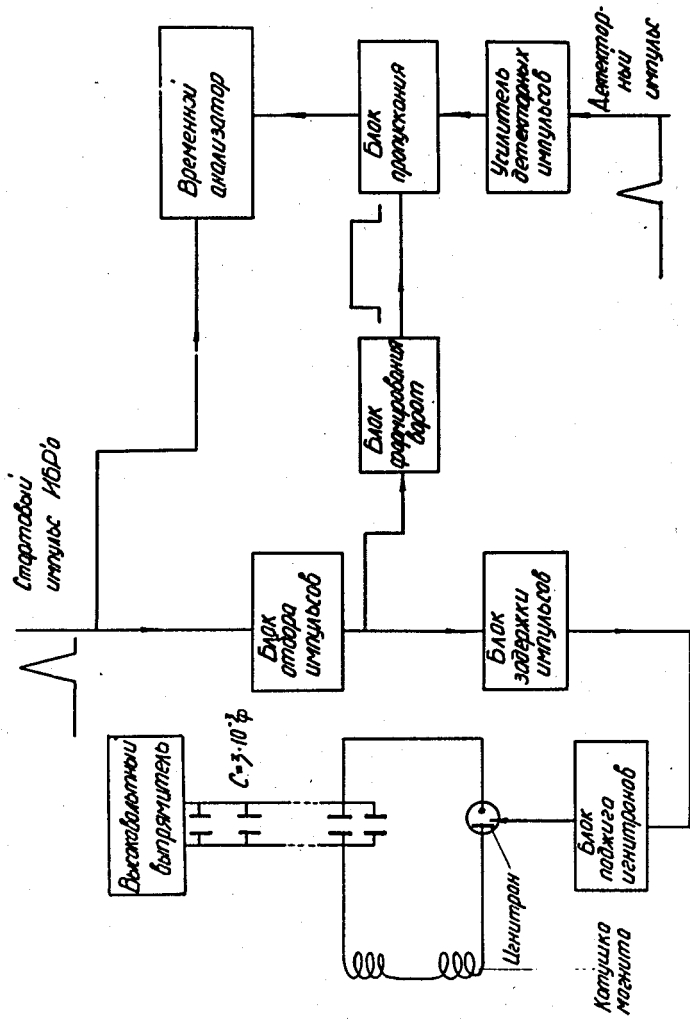


Рис. 5. Блок-схема электрической части установки.

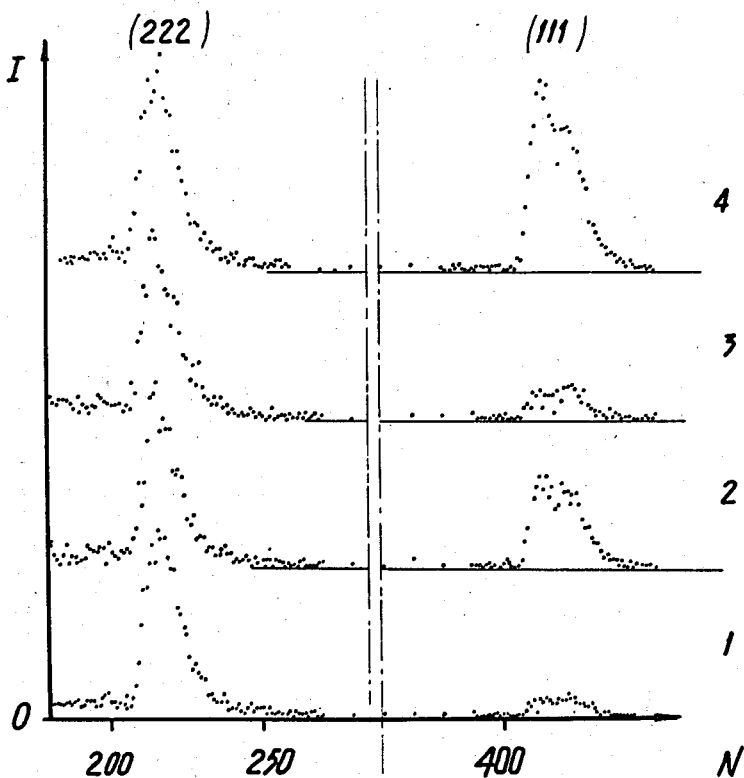


Рис. 6. Типичные нейтронограммы гематита - отражения (111) и (222).  
 1 - при  $H = 14$  кэ, 2 - 40,5 кэ, 3 - 72 кэ - все при  
 температуре жидкого азота, 4  $H = 0$  при комнатной темпера-  
 туре.

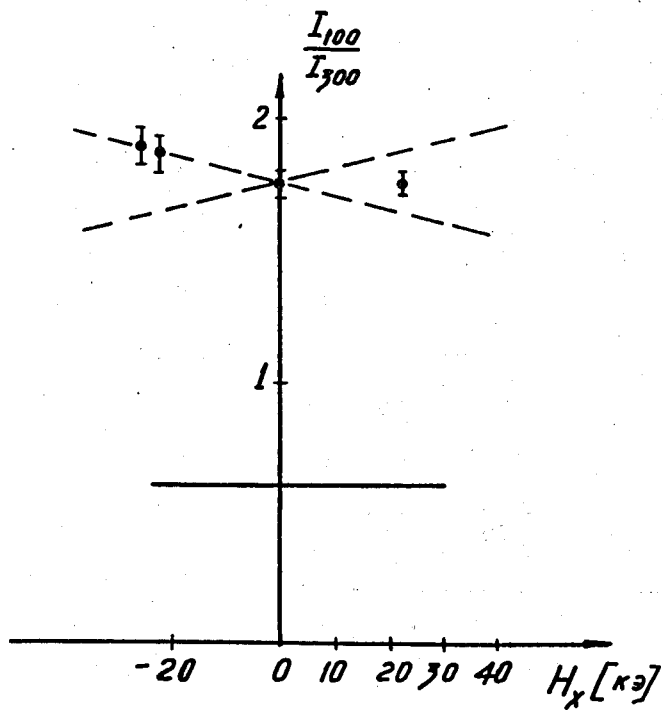


Рис. 7. Зависимость интенсивности магнитного отражения (100) от направления поля  $H_x$  для однодоменного кристалла. Пунктиром приведены ожидаемые зависимости для двух типов доменов.

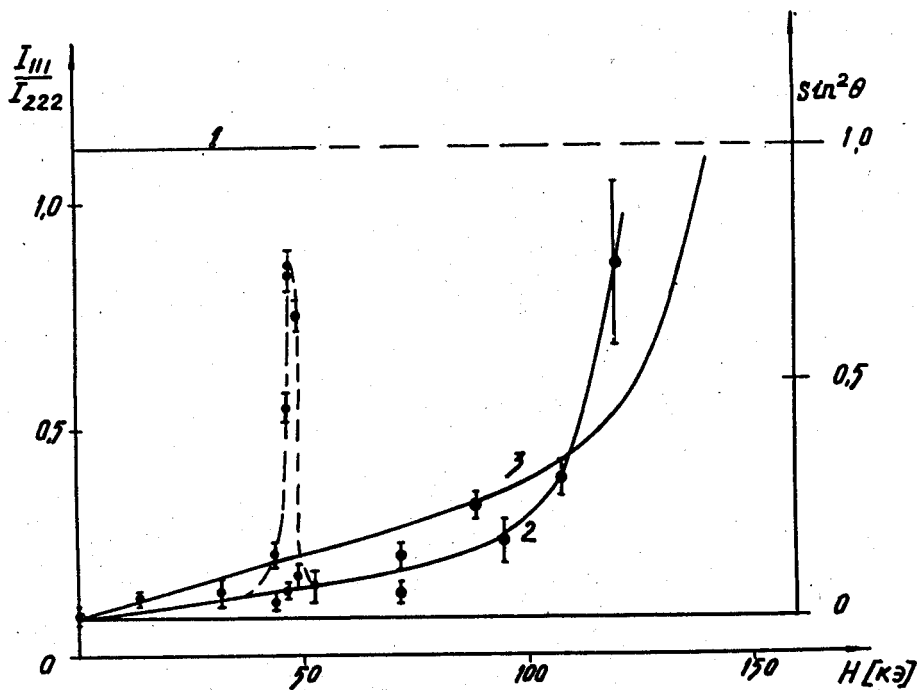


Рис. 8. Зависимость интенсивности магнитного отражения (111) от величины поля  $H$ . 1 - максимально возможная интенсивность (измерена при комнатной температуре); 2 - кривая, полученная в настоящей работе; 3 - кривая, полученная на основании магнетострикционных измерений<sup>19</sup>.