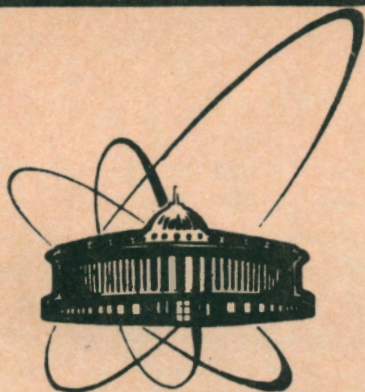


92-399



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P14-92-399

Д.Георгиев, В.В.Нитц, А.А.Яковлев

«КОГЕРЕНТНЫЙ» СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОД  
В  $\text{Sr}_2\text{O}_3$ , ИНДУЦИРОВАННЫЙ  
ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ.

1992

Согласно традиционным представлениям, фазовый переход первого рода в конденсированных средах происходит путем спонтанного образования множества зародышей новой фазы, дальнейший рост которых приводит к полной фазовой перестройке.

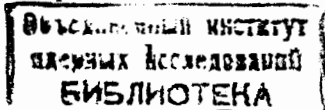
Однако в экспериментах<sup>1/</sup> по дифракции нейтронов на монокристалле  $\text{Sr}_2\text{O}_3$ , в котором внешним импульсным магнитным полем индуцировался магнитный спин-фlop-переход, проявились признаки того, что, по крайней мере, в значительной части объема образца фазовая перестройка осуществляется не через хаос образования зародышей новой фазы, а синхронно, коллективным образом. Свидетельством этого являлось медленное, значительное по величине изменение интенсивности дифракционного рассеяния нейтронов при действии импульсов поля.

В данной работе представлены результаты дальнейших измерений на монокристалле  $\text{Sr}_2\text{O}_3$  (коллинеарный антиферромагнетик с ромбоэдрической структурой; магнитные моменты параллельны ромбоэдрической оси кристалла, температура Нееля  $T_N \approx 310$  К, критическое поле спин-фlop-перехода при низких температурах  $H_c \approx 60$  кЭ).

Использовался спектрометр СНИМ-2<sup>2,3/</sup> на пучке импульсного реактора ИБР-2, предназначенный для исследования методом времени пролета нейтронов состояний и процессов, индуцированных в магнитоупорядоченных веществах импульсным магнитным полем.

Монокристалл с размерами 4x7x8 мм охлаждался через керамический (BeO) тепловод, один конец которого находится в жидком азоте<sup>2/</sup>. Неоднородность температуры в объеме образца и точность ее стабилизации - в пределах 1%. Импульсный магнит<sup>3/</sup> с горизонтальным направлением поля вместе с криостатом помещался в центре дифрактометра НД-3<sup>2/</sup> на расстоянии 30 м от активной зоны реактора. Расстояние между образцом и детектором равно  $L = 2.12$  м, эффективная толщина рабочего объема детектора  $\Delta L = 0.02$  м. Импульсы магнитного поля имеют форму половины периода синусоиды (с некоторым затуханием) с длительностью 1050 мкс. Криостат вместе с образцом можно вращать вокруг вертикальной оси, параллельной оси [101] кристалла. Неоднородность аксиальной компоненты магнитного поля в объеме образца не превышала 1%, а радиальная компонента поля составляла не более 1% от аксиальной. С такой же точностью поддерживалась постоянная заданная амплитуда импульсов поля.

Особенностью спектрометра является возможность наблюдения кинети-



ки переходных процессов в образце. При этом время разрешения метода значительно меньше, чем длительность вспышки реактора ( равная около 250 мкс ). Мозаичность кристалла существенно меньше угловой расходимости  $\Delta\theta$  первичного пучка. В таком случае временное разрешение, т.е. временной диапазон, в котором происходит "перемешивание" информации о состоянии образца при передаче ее регистрирующей системе, равно<sup>4/</sup>:

$$\Delta t = T \left[ \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left( \frac{\Delta\theta}{\text{tg}\theta} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где  $T = 253 \cdot \lambda \cdot L$  - время пролета расстояния от образца до детектора,  $\theta$  - угол Брэгга ( здесь  $\Delta t$  и  $T$  выражаются в мкс,  $\lambda$  - в Å,  $L$  - в м ). Величина  $\Delta\theta$  близка к  $1.5 \cdot 10^{-3}$  рад. Соответствующее значение  $\Delta t$  составляет 5 + 10 мкс. Но в представленных результатах временное разрешение определялось шириной временного канала при получении временных спектров, равной 16 мкс.

На рис. 1 представлена нейтронограмма отражения (224) при  $H = 0$  и временная зависимость магнитного поля ( здесь импульс поля совмещен с дифракционным пиком с учетом времени пролета нейтронов от образца до детектора ). На этом же рисунке показана геометрия эксперимента.

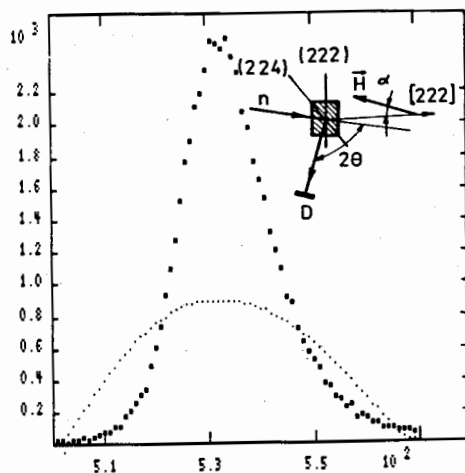


Рис. 1 Нейтронограмма дифракционного отражения (224) при  $H = 0$  и совмещенный с ней импульс магнитного поля. По горизонтальной оси отложен номер временного канала ( ширина канала 16 мкс ). Здесь же показана геометрия эксперимента;  $\alpha$  - угол между направлением магнитного поля и осью [222] кристалла.

Ромбоэдрическая ось кристалла - в горизонтальной плоскости, совпадающей с плоскостью рассеяния нейтронов. Плоскости (222) и (224) вертикальны, угол между ними - около  $38^\circ$ . Направление магнитного поля близко к ромбоэдрической оси с возможными небольшими отклонениями от этой оси в ту или иную сторону в горизонтальной плоскости ( угол  $\alpha$  ). Точность начальной ориентации магнитного поля вдоль оси симметрии кристалла в данной работе была в пределах  $0.3^\circ$ . Угол рассеяния  $2\theta = 90^\circ$ .

На рис. 2 и 3 представлены две серии измерений отражения (224) при температуре  $T = 130$  К. Нейтронограммы в этих сериях представляют собой разности между спектрами при соответствующих, указанных на рисунке амплитудах  $H_m$  импульсов поля и спектром при  $H = 0$ . Серии различаются тем, что в первом случае  $\alpha = +1^\circ$  - ось магнита повернута по часовой стрелке от оси [222] кристалла, а во втором  $\alpha = -1^\circ$ .

Принципиальное различие в результатах двух серий объясняется тем, что в первом случае вектор антиферромагнетизма  $l$  при росте магнитного поля поворачивается к плоскости (222) против часовой стрелки, а

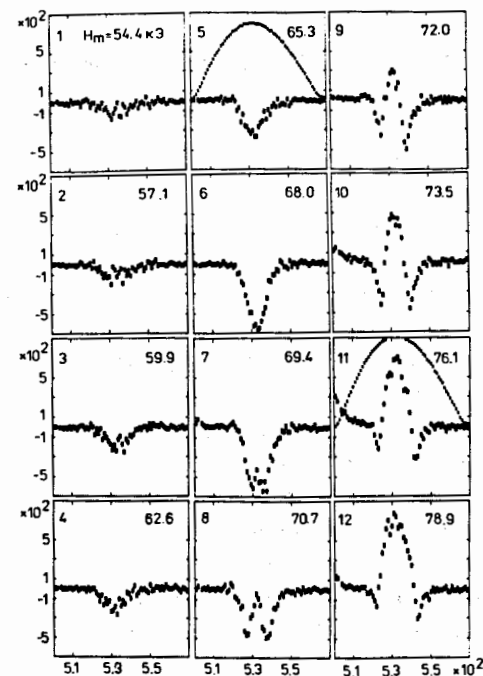


Рис. 2 Серия разностных нейтронограмм ( $I_H - I_0$ ) для дифракционного пика (224) при  $T = 130$  К,  $\alpha = +1^\circ$ .  $H_m$  - амплитуда импульсов магнитного поля.

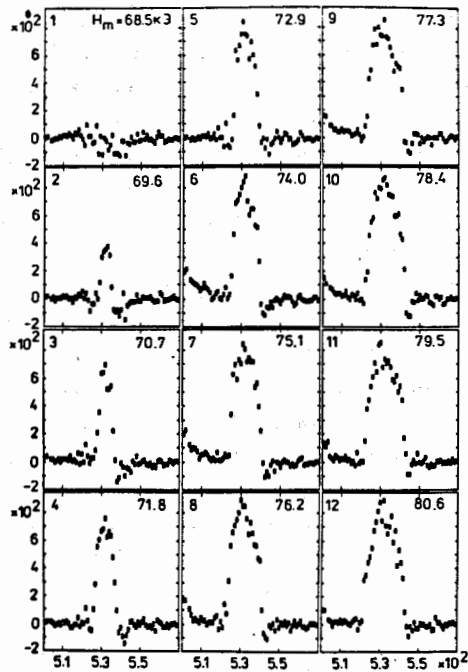


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при  $\alpha = -1^\circ$ .

при уменьшении поля после достижения максимального значения  $H_m$  поворот происходит в обратном направлении, по часовой стрелке; во втором же случае процесс поворота с ростом поля протекает, наоборот, по часовой стрелке, а с уменьшением поля - против часовой стрелки. Интенсивность рассеяния нейтронов изменяется в соответствии с изменением проекции вектора  $\mathbf{l}$  на плоскость (224). Если величина  $H_m$  достаточно большая, при  $\alpha = +1^\circ$  в некоторый момент времени вектор  $\mathbf{l}$  становится перпендикулярным плоскости (224) - при этом разность интенсивностей ( $I_H - I_0$ ) принимает минимальное (отрицательное) значение. При дальнейшем росте поля интенсивность возрастает по мере увеличения проекции намагниченностей подрешеток на (224). В этом случае разностная нейтронограмма на рис. 2 имеет два минимума. При относительно небольшой величине  $H_m$  максимальный угол поворота не достигает  $38^\circ$ , и поэтому на нейтронограмме имеем один минимум, а его положение приблизительно совпадает с максимумом импульса магнитного поля. Отметим, что при полном повороте вектора  $\mathbf{l}$  в плоскость (222), который достигается при достаточно большой величине магнитного поля, проекция намагниченнос-

тей на (224) больше, чем в исходном, при  $H = 0$ , состоянии. Поэтому в случае  $\alpha = -1^\circ$  разность ( $I_H - I_0$ ) при любой величине поля положительна. Причем при достаточно большой величине  $H_m$  нормированная разность интенсивностей ( $I_H - I_0$ )/ $I_0$ , которая непосредственно характеризует изменение отражающей способности кристалла, по мере увеличения поля проходит через максимальное значение, когда вектор  $\mathbf{l}$  параллелен плоскости (224). Это хорошо проиллюстрировано нормированными нейтронограммами, представленными на рис. 4. Видно, что полному повороту вектора  $\mathbf{l}$  соответствует величина ( $I_H - I_0$ )/ $I_0$ , близкая к +0.3. Большой разброс точек в начале и в конце каждой из этих нейтронограмм является следствием малой интенсивности нейтронов на спадах дифракционного пика.

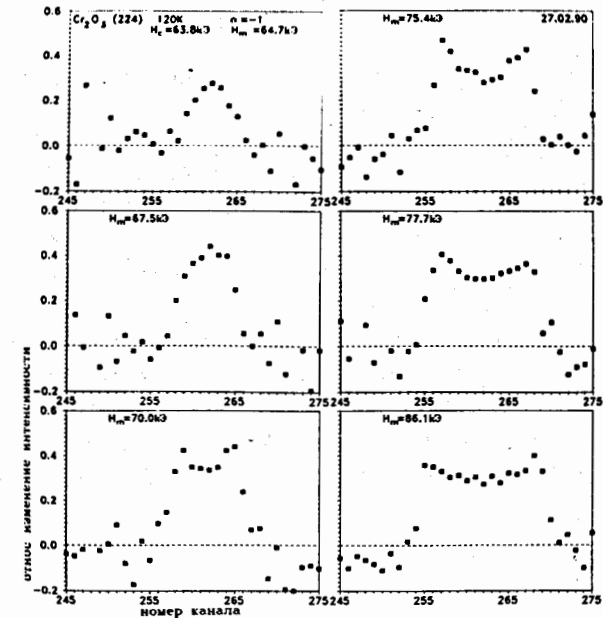


Рис. 4. Нормированные разностные спектры ( $I_H - I_0$ )/ $I_0$ , полученные при  $T = 120$  К,  $\alpha = -1^\circ$ . Здесь ширина временного канала равна 32 мкс.

Чтобы судить о величине наблюдаемых эффектов, на рис. 5 показана температурная зависимость площадей дифракционных пиков (224), (112) и (336) (последний - главным образом ядерного характера) при  $H = 0$ . Видно, что магнитный вклад в отражение (224) при низкой температуре составляет около половины. А наибольшее относительное изменение интенсивности ( $I_H - I_0$ )/ $I_0$  при повороте  $\mathbf{l}$  против часовой стрелки, соот-

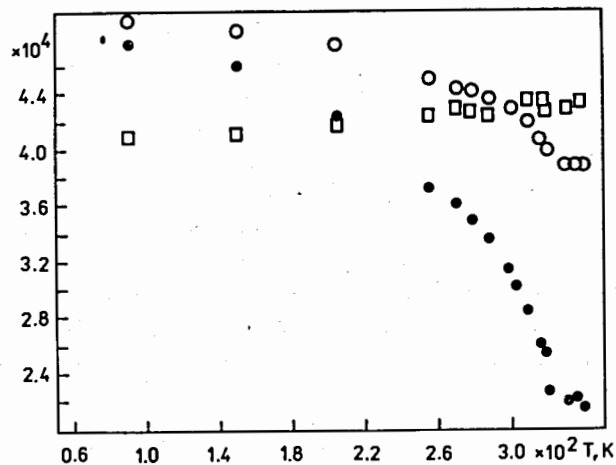


Рис. 5. Температурные зависимости площадей дифракционных пиков при  $H = 0$ .  
 ● (112), ■ (224), ○ (336).

ветствующее, например, нейтрограммам 6 и 7 на рис. 2, близко к  $-0.3$ , что свидетельствует почти о точной перпендикулярности намагниченностей подрешеток к плоскости (224) в точках, соответствующих минимумам интенсивности, и о "когерентности" процесса переориентации намагниченностей в объеме всего образца.

Необходимо сопоставить эти результаты с фазовой диаграммой  $\text{Sr}_2\text{O}_3$ . Часть ее, соответствующая спин-флоп-переходу, полученная исходя из данных по продольной магнитной восприимчивости и антиферромагнитному резонансу<sup>/5/</sup>, показана на рис. 6. Величина критического поля  $H_c$ , соответствующая нейтрограммам на рис. 2 и 3, при  $T = 130$  К, равна

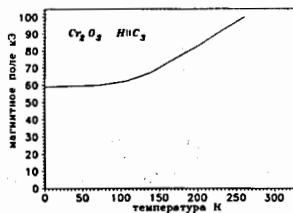


Рис. 6. Фазовая диаграмма для  $\text{Sr}_2\text{O}_3$   
 ( см. работу<sup>/5/</sup> ).

65.5 кЭ, а для нейтрограмм на рис. 4, при  $T = 120$  К,  $H_c = 63.8$  кЭ. На рис. 2 видно, что поворот на  $38^\circ$  при 130 К происходит в магнитном поле около 68 кЭ, а полный поворот, на  $90^\circ$ , когда интенсивность при-

нимает максимальное значение, достигается лишь в поле около 76 кЭ. Следует иметь в виду, что зависимость угла поворота от поля в начальной стадии процесса переориентации намагниченностей в значительной степени зависит от величины отклонения магнитного поля от оси симметрии. Отклонения на  $1^\circ$  может оказаться достаточным, чтобы интенсивность рассеяния нейтронов начала изменяться в магнитном поле, существенно меньшем, чем  $H_c$ . Это проявилось, в частности, в нейтронограммах на рис. 2.

Конечно, наиболее важной чертой результатов измерений является чрезвычайная замедленность, плавность изменения ориентации намагниченностей подрешеток до значений поля, намного превышающих  $H_c$ , не характерная для магнитных фазовых переходов первого рода. О том, что этот результат не является следствием неоднородности магнитного поля или температуры в объеме образца, свидетельствуют, например, резкие перепады интенсивности на нейтронограммах рис. 4, которые проявляются в случаях большой скорости изменения поля. Об этом же свидетельствуют и резкие провалы интенсивности до значений, соответствующих почти только ядерному рассеянию, на рис. 2 (6, 7, 8). При увеличении крутизны изменения поля глубина провала уменьшается вследствие ограниченного временного разрешения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Георгиев Д., Ким Чир Сен, Низиол С., Нитц В. В., Яковлев А. А., ОИЯИ, P14-89-578, Дубна, 1989.
2. Ананьев Б. Н. и др., ОИЯИ, P13-89-517, Дубна, 1989.
3. Вареник Г. А. и др., ОИЯИ, P13-89-518, Дубна, 1989.
4. Нитц В. В., ОИЯИ, 3-5372, Дубна, 1970.
5. Foner S., Phys.Rev., vol.130, No 1, 183, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 29 сентября 1992 года.

Георгиев Д., Нитц В.В., Яковлев А.А.  
«Когерентный» спин-флоп-переход в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  
индуцированный импульсным магнитным полем

P14-92-399

Представлены результаты по дифракции нейтронов на монокристалле одноосного антиферромагнетика  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , в котором импульсным магнитным полем индуцируется спин-флоп-переход. В кинетике фазового перехода проявилась чрезвычайная замедленность перестройки ориентации намагниченностей подрешеток и когерентность этого процесса по всему объему образца, без образования зародышей новой фазы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Georgiev D., Nietz V.V., Yakovlev A.A.  
«Coherent» Spin-Flop Transition in  $\text{Cr}_2\text{O}_3$   
Induced by Pulsed Magnetic Field

P14-92-399

The results of the neutron diffraction measurement on the  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  single crystal in which the spin-flop transition is induced by a pulsed magnetic field are given. An extreme delay in the reorientation of sublattices magnetisations and coherence of this process without nucleation is manifested in the phase transition kinetics.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992