

## ЯДЕРНАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕЗОНАНСНОГО $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

*Г.В.Смирнов, В.В.Скляревский, Р.А.Восканян, А.Н.Артемьев*

Настоящая работа является продолжением наших исследований [1] когерентных эффектов при дифракции резонансного  $\gamma$ -излучения на ядрах, предсказанных Каганом и Афанасьевым [2, 3]. Очевидно, что наиболее эффективно эти исследования могут быть проведены в условиях, когда релеевское рассеяние на электронах подавлено или полностью исключено. Впервые попытка подавить релеевское рассеяние была сделана в работе [4], где удалось подобрать брэгговское положение при отражении от кристалла ферроцианида калия ( $K_4Fe(CN)_6 \cdot 3H_2O$ ), при котором релеевское рассеяние от нерезонансных атомов почти полностью гасило релеевское рассеяние от атомов железа. Выделение ядерной дифракции таким путем возможно только в редко встречающихся особых случаях.

Существует другая, более интересная и более перспективная возможность выделения ядерной дифракции, основанная на спиновой зависимости амплитуды ядерного рассеяния резонансных  $\gamma$ -лучей. Как показали недавно Беляков и Айвазян в работе [5], из наличия этой зависимости следует, что дифракция резонансных  $\gamma$ -лучей на магнитно-упорядоченных кристаллах должна быть чувствительна к магнитной структуре. Ситуация здесь во многом аналогична той, которая имеет место в случае дифракции нейтронов и используется в магнитной нейтронографии [6]. При этом, если периоды магнитной и кристаллической структуры различны, при дифракции резонансных  $\gamma$ -лучей должны появляться дополнительные брэгговские максимумы, связанные с магнитной структурой и образованные за счет резонансного рассеяния только на ядрах.

Если магнитная и кристаллическая структуры совпадают, то, вообще говоря, в брэгговский максимум дают вклады как ядерное резонансное, так и релеевское электронное рассеяние  $\gamma$ -лучей и должна наблюдаться интерференция между ними.

Однако, как показано в настоящей работе на примере гематита <sup>1)</sup>, и в случае совпадения магнитной и кристаллической структур, могут существовать чисто ядерные дифракционные максимумы.

Такой максимум был экспериментально обнаружен нами при отражении мессбауэровского  $\gamma$ -излучения Fe<sup>57</sup> от системы плоскостей гематита (111).

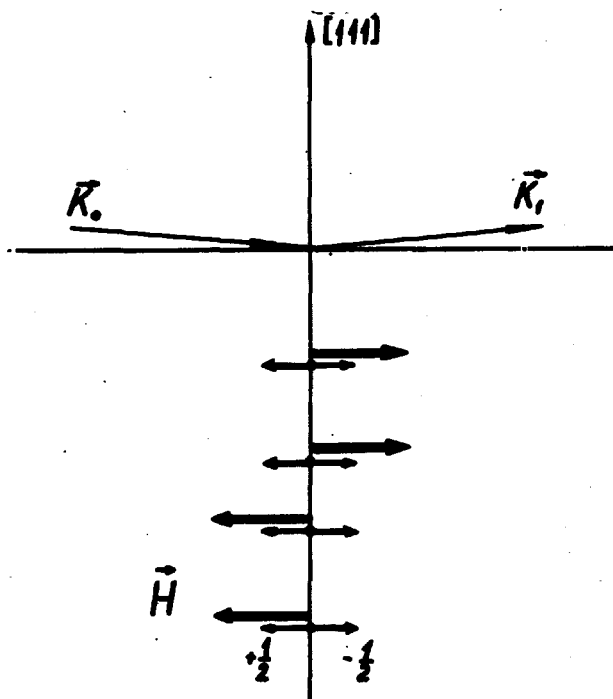


Рис. 1. Схема брэгговского рассеяния резонансных  $\gamma$ -квантов на ядрах железа, входящих в ячейку гематита (плоскость (111)):  $K_0$ ,  $K_1$  — волновые векторы падающего и рассеянного квантов,  $H$  — магнитное поле на ядре,  $+1/2$ ,  $-1/2$  — проекции спина ядра в основном состоянии на магнитное поле

На рис. 1 схематически показан рассматриваемый случай отражения. Элементарная ячейка состоит из четырех ионов железа, расположенных на оси [111], и шести ионов кислорода (не показаны). Известно, что при релеевском рассеянии от системы плоскостей (111) имеет место погасание рассеяния от ионов кислорода и, независимо, погасание рассеяния от ионов железа. При этом амплитуды рассеяния на двух верхних и двух нижних ионах железа (рис. 1) входящих в элементарную ячейку гематита равны по величине, но имеют разные знаки.

<sup>1)</sup> В работе [5] гематит приводится как пример рассмотренного там случая различных магнитной и кристаллической структур. На самом деле, согласно работе [7] магнитная и кристаллическая ячейки гематита одинаковы.

Рассмотрим теперь случай ядерного резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей. Как показано на рис. 1, магнитные поля на ядрах железа перпендикулярны оси [111] и поля на одной паре ядер почти антипараллельны полям на другой паре (случай комнатной температуры). Маленькими стрелками обозначены равновероятные проекции спина ядра в основном состоянии на направление поля. Если возбуждается один переход, для определенности скажем, переход  $-1/2 \rightarrow -3/2$ , то для возбуждения верхней пары ядер нужны кванты одной поляризации (циркулярной левой), а для возбуждения нижней пары ядер кванты другой поляризации (циркулярной правой). Это означает, что каждый квант из пучка рассеивается только на двух ядрах из четырех, при этом гашения нет, и, следовательно, должен наблюдаться брэгговский пик.

Эксперимент проводился на мессбауэровском дифрактометре [1]. Пучок  $14,4 \text{ кэВ}$   $\gamma$ -квантов с расходимостью  $0,5^\circ$  в горизонтальной плоскости и  $6^\circ$  в вертикальной плоскости непосредственно от источника ( $\text{Co}^{57}$  в Pd) падал на монокристалл гематита, обогащенный до 85% изотопом  $\text{Fe}^{57}$ . Кристалл был выращен из раствора в расплаве (флюса)  $\text{Bi}_2\text{O}_3 + \text{Na}_2\text{CO}_3$  [8]; на поверхность выходила плоскость (111).

Для того, чтобы ориентировать моменты подрешеток в направлении, соответствующем схеме рис. 1, использовался слабый ферромагнетизм гематита — на кристалл накладывалось магнитное поле, перпендикулярное плоскости рассеяния. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты измерений представлены на рис. 2. На рис. 2, а и б показаны зависимости интенсивности рассеяния  $\gamma$ -лучей от угла поворота кристалла в области двух брэгговских углов:  $5^\circ 20'$  (отражение (111)) и  $10^\circ 50'$  (отражение (222)). Кривые рис. 2, а сняты в условиях, когда  $v \neq v_{\text{рез}}$  ( $v$  — скорость источника  $\gamma$ -лучей), то есть в отсутствии резонансного взаимодействия  $\gamma$ -лучей с ядрами  $\text{Fe}^{57}$  в гематите, когда может происходить только релеевское рассеяние на электронах. Как и следовало ожидать для первого угла брэгговское рассеяние отсутствует из-за погасания, в то время, как для второго угла (для которого погасания нет) наблюдается брэгговский пик. Кривые рис. 2, б сняты в условиях  $v = v_{\text{рез}}$ , когда скорость источника ( $v = 0,86 \text{ см/сек}$ ) соответствовала переходу между магнитными подуровнями  $-1/2 \rightarrow -3/2$  в гематите. В этом случае включается второй когерентный механизм рассеяния — ядерный резонансный и, как видно из рис. 2, б, в положении

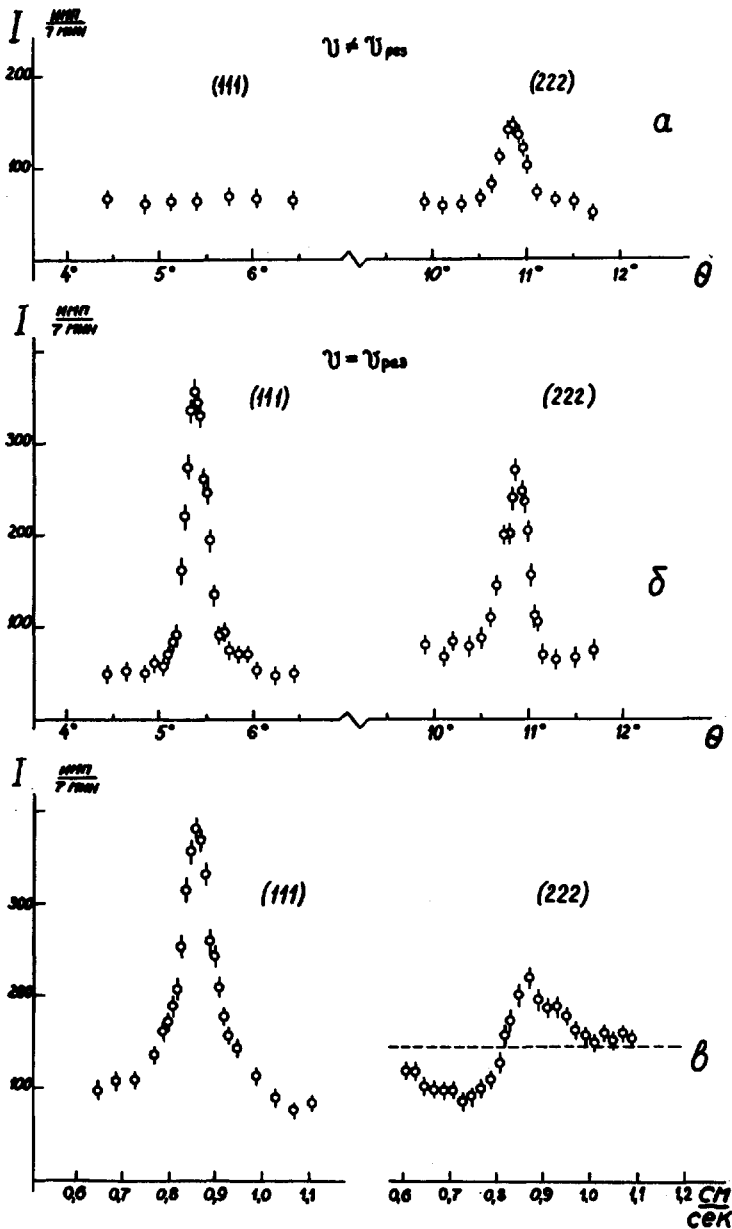


Рис. 2. *a* – дифракционные спектры, измеренные при брэгговском рассеянии  $14,4 \text{ кэВ}$   $\gamma$ -излучения  $Fe^{57}$  на кристалле гематита (85%  $Fe^{57}$ ) в окрестности брэгговских углов  $5^\circ 20'$  (111) и  $10^\circ 50'$  (222) вдали от ядерного резонанса ( $\nu_{ист} \pm \nu_{рез}$ ); *б* – дифракционные спектры для тех же углов, измеренные при  $\nu_{ист} = \nu_{рез} = 0,86 \text{ см/сек}$  (возбуждается переход  $-1/2 \rightarrow -3/2$ ); *в* – мессбауэровские линии, соответствующие переходу  $-1/2 \rightarrow -3/2$ , измеренные при рассеянии  $\gamma$ -излучения  $Fe^{57}$  на том же кристалле для двух фиксированных углов  $5^\circ 20'$  (111) и  $10^\circ 50'$  (222). Пунктирная прямая – уровень интенсивности вдали от резонанса. (Максимальное значение интенсивности на кривой *в* справа, несколько меньше, чем на кривой *б* справа, вследствие того, что при снятии первой кривой кристалл не был установлен точно в брэгговское положение)

(111) появляется брэгговский пик, образованный только за счет дифракции  $\gamma$ -лучей на ядрах.

В положении (222) брэгговский пик образуется за счет рассеяния  $\gamma$ -лучей как на ядрах, так и на электронах.

На рис. 2, б показаны зависимости интенсивности рассеянных  $\gamma$ -лучей от скорости источника относительно рассеивателя в области резонансной скорости, соответствующей переходу  $-1/2 \rightarrow -3/2$ . Эти зависимости были измерены при двух фиксированных брэгговских положениях кристалла: (111) и (222). Симметричная форма линии в первом положении свидетельствует о том, что в ней нет примеси релеевского рассеяния, в то время как ярко выраженная дисперсионная форма линии во втором положении выявляет интерференцию ядерного резонансного и релеевского электронного процессов рассеяния. Отметим большую величину резонансного эффекта ( $\epsilon = (N(v_{рез}) - N(\infty))/N(\infty)$ ) для первого положения, соответствующую  $\sim 400\%$ .

Обращает на себя внимание аномальная форма мессбауэровской линии (рис. 2, б слева): более плавное, чем у линии лоренцевской формы, спадание интенсивности и некоторое уширение, что находится в качественном согласии с предсказаниями теории [3].

В заключение нам хотелось бы отметить, что в настоящей работе могла бы быть прямым образом определена ориентация магнитных моментов в ячейке гематита, по аналогии с тем, как это было сделано методом дифракции нейтронов [7].

Авторы благодарят Б.Н.Самойлова, Ю.М.Кагана и А.М.Афанасьева за интерес к работе и обсуждение результатов, В.А.Белякова, Е.П.Степанова, В.И.Ожогина, И.П.Перстнева за ценные советы и М.А.Волкова за помощь в измерениях.

Поступило в редакцию  
11 ноября 1968 г.

### Литература

- [1] В.В.Скляревский, Г.В.Смирнов, А.Н.Артемьев, Б.Шестак, С.Кадечкова. Письма в ЖЭТФ, 8, 295, 1968.
- [2] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 48, 327, 1965.
- [3] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган, И.П.Перстнев. ЖЭТФ, 54, 1530, 1968.
- [4] P. J. Black. J. P. Duerdoth. Proc. Phys. Soc., 84, 169, 1964.
- [5] В.А.Беляков, Ю.М.Айвазян. Письма в ЖЭТФ, 7, 477, 1968.
- [6] Д.Ж.Бэкон. Дифракция нейтронов. М., ИИЛ, 1957.
- [7] C. G. Shull, W. A. Strauser, E. O. Wollan. Phys. Rev., 83, 333, 1951.
- [8] Р.А.Восканян, И.С.Желудев. Кристаллография, 12, 539, 1967.