

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1971

УДК 539.172.3 : 539.2 : 548.7

А. Г. ГРИГОРЯН, В. А. БЕЛЯКОВ

К ТЕОРИИ МЁССБАУЭРОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

В кинематическом приближении развита теория дифракции мёссбауэровского γ -излучения на кристаллах, содержащих мёссбауэровские ядра в узлах с магнитным и неоднородным электрическим полями. Получены выражения для интенсивности и поляризации излучения, испускаемого мёссбауэровским ядром, амплитуды рассеяния на отдельном ядре, сечения когерентного рассеяния на кристалле и поляризации излучения в брэгговских максимумах в случае малого, по сравнению с магнитным, квадрупольного взаимодействия. Подробно рассчитана дифракция на иттриевом феррите—гранате $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$.

Введение

В последнее время резонансная дифракция γ -излучения привлекает значительное внимание как экспериментаторов, так и теоретиков, в связи с перспективами ее использования в структурных и магнитных исследованиях кристаллов [1—10].

Возможность прямого исследования магнитной структуры кристаллов с помощью мёссбауэровского рассеяния обсуждалась в работе Белякова и Айвазяна [8] и связана с зависимостью амплитуды рассеяния мёссбауэровского γ -излучения от направления магнитного поля на рассеивающем ядре. Если рассеивающее ядро находится в магнитном и неоднородном электрическом полях, то амплитуда резонансного рассеяния оказывается зависящей от взаимной ориентации магнитного поля и осей ГЭП (градиент электрического поля). Поэтому мёссбауэровская дифракция на структурах, мёссбауэровские ядра в которых находятся в узлах с магнитным и неоднородным электрическим полями, обладает новыми качественными характеристиками по сравнению с релеевским рассеянием. Так, поляризация и интенсивность рассеянного излучения в брэгговских максимумах содержат информацию о взаимной ориентации магнитного поля и оси ГЭП и их ориентации относительно кристаллографических направлений.

В настоящей работе в кинематическом приближении рассматривается теория дифракции γ -квантов при резонансном рассеянии на кристаллах со сложной магнитной и электрической структурами. Предполагается, что взаимодействие квадрупольного момента ядра с градиентом внутрискристаллического электрического поля является малым возмущением к взаимодействию магнитного момента ядра с эффективным

магнитным полем, т. е. $|\lambda| = \left| \frac{e^2 q Q}{4\mu H} \right| \ll 1$, где eQ квадрупольный момент ядра, $eq = V_{zz}$ — градиент электрического поля, μ — магнитный момент ядра, H — напряженность эффективного магнитного поля на ядре.

Ниже рассматривается случай осесимметричного ГЭП, т. е. $\eta = 0$ (η — параметр асимметрии).

В качестве примера исследуется дифракция на кристалле иттриевого феррита — граната $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$. В работе основное внимание уделено «чисто ядерным» рефлексам, отсутствующим в релеевском рассеянии.

Матричный элемент испускания γ -кванта

Рассмотрим традиционным образом испускание плоской электромагнитной волны ядром, которое находится во внешних магнитных и электрических полях (см., например, [11]).

Матричный элемент для испускания плоской волны с волновым вектором \vec{k} и вектором поляризации \hat{n} может быть записан в виде

$$\mathcal{H}_{fi} = \langle \psi_f | e^{i\vec{k}\vec{r}} \vec{n} | \psi_i \rangle = \hat{n} J_{fi}, \quad (1)$$

где ψ_f и ψ_i — волновые функции конечного и начального состояний ядра соответственно;

$\hat{n} e^{i\vec{k}\vec{r}}$ — векторный потенциал электромагнитного поля плоской волны; \vec{j} — ядерный ток.

Для волновых функций состояния ядра при комбинированном сверхтонком взаимодействии, в предположении осесимметричности ГЭП и $|\lambda| \ll 1$, имеем [12, 13]

$$\psi_I^m = \varphi_I^m + \frac{\lambda}{I(I-1)} \sum_{\tau=\pm 1, \pm 2} C_{m+\tau} \varphi_I^{m+\tau}, \quad (2)$$

где φ_I^m — волновая функция состояния с моментом I и его проекцией на ось квантования m ,

$$C_{m+1} = \frac{3}{4} (2m+1) f_I(m) \sin 2\alpha,$$

$$C_{m+2} = \frac{3}{8} f_I(m+1) f_I(m) \sin^2 \alpha,$$

$$C_{m-1} = -\frac{3}{4} (2m-1) f_I(m) \sin 2\alpha, \quad (3)$$

$$C_{m-2} = -\frac{3}{8} f_I(m-1) f_I(m-2) \sin^2 \alpha,$$

где

$$f_I(m) = [(I+m)(I-m+1)]^{1/2},$$

α — угол между магнитным полем и осью ГЭП.

Подстановка выражения (2) в (1) дает

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{m_i m_f} = \hat{n} [& \vec{J}_{m_i \rightarrow m_f} + \sum_{\tau=\pm 1, \pm 2} (\lambda_{m_i} C_{m_f+\tau} \vec{J}_{m_i+\tau \rightarrow m_f} + \\ & + \lambda_{m_f} C_{m_f+\tau} \vec{J}_{m_i \rightarrow m_f+\tau})] = \hat{n} \vec{J}_{fi}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение для $\vec{J}_{m_i \rightarrow m_f}$ можно найти в работах [11, 15].

Поляризация и интенсивность излучения

Вероятность испускания γ -кванта с волновым вектором \vec{k} и вектором поляризации \hat{n} определяется следующим выражением [11]:

$$W(\hat{n}; \vec{k}) = c |\hat{n} \vec{J}_{fi}|^2, \quad (5)$$

где \vec{J}_{fi} определяется из выражения (4), c — несущественная здесь нормировочная константа.

Из выражения (5) для вектора поляризации \hat{n}_{if} и интенсивности излучения испущенного в зеемановском переходе $I_i, m_i \rightarrow I_f, m_f$, имеем [11]

$$n_{if} = \frac{\hat{k} \times [\vec{J}_{fi}^* \times \hat{k}]}{|J_{fi} \times \hat{k}|}, \quad (6)$$

$$I_{if}(k) = |\hat{k} \times \vec{J}_{fi}|^2, \quad (7)$$

где * — означает комплексное сопряжение.

Далее, из выражения (4) для $[\hat{k} \times J_{fi}]$ имеем

$$\begin{aligned} [\hat{k} \times J_{fi}] = & \sum_{\tau=\pm 1, \pm 2} [\lambda_{m_i} C_{m_i+\tau} (E_1^{m_i+\tau \rightarrow m_f} \hat{a}_1 + i E_2^{m_i+\tau \rightarrow m_f} \hat{a}_2) \times \\ & \times e^{i(m_i-m_f+\tau)\varphi} + \lambda_{m_f} C_{m_f+\tau} (E_1^{m_i \rightarrow m_f+\tau} \hat{a}_1 + i E_2^{m_i \rightarrow m_f+\tau} \hat{a}_2) \times \\ & \times e^{i(m_i-m_f-\tau)\varphi}] + (E_1^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_1 + E_2^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_2) e^{i(m_i-m_f)\varphi} + \\ & + (E_1^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_1 + E_2^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_2) e^{i(m_i-m_f)\varphi} \end{aligned} \quad (8)$$

Выражение для $E_{1,2}^{m_i \rightarrow m_f}$ можно найти в работе [15].

φ — азимутальный угол вектора \vec{k} в системе координат с осями:

$$\hat{a}_x = \frac{\hat{h} \times [\hat{h} \times \hat{\varepsilon}]}{|\hat{h} \times \hat{\varepsilon}|}; \quad \hat{a}_y = \frac{\hat{h} \times \hat{\varepsilon}}{|\hat{h} \times \hat{\varepsilon}|}; \quad \hat{a}_z = \hat{h}, \quad (9)$$

где \hat{h} — единичный вектор в направлении магнитного поля, $\hat{\varepsilon}$ — единичный вектор, задающий направление оси ГЭП (угол $\hat{\varepsilon} \hat{h} \leq \frac{\pi}{2}$),

$$\hat{a}_1 = \frac{\hat{h} \times \hat{k}}{|\hat{h} \times \hat{k}|}; \quad \hat{a}_2 = \frac{\hat{k} \times [\hat{h} \times \hat{k}]}{|\hat{h} \times \hat{k}|}. \quad (10)$$

Применим приведенные формулы к мёссбауэровскому переходу с энергией 14,4 кэВ в ядре изотопа Fe⁵⁷.

Этот переход является магнитным дипольным ($M(1)$). Волновые функции возбужденного состояния со спином $I=3/2$, согласно (2) и (3) будут

$$\begin{aligned} \psi_{3/2}^{-3/2} &= \varphi_{3/2}^{-3/2} - \frac{\lambda \sqrt{3}}{2} \sin 2\alpha \varphi_{3/2}^{-1/2} + \frac{\lambda \sqrt{3}}{4} \sin^2 \alpha \varphi_{3/2}^{1/2}, \\ \psi_{3/2}^{3/2} &= \varphi_{3/2}^{3/2} - \frac{\lambda \sqrt{3}}{2} \sin 2\alpha \varphi_{3/2}^{1/2} - \frac{\lambda \sqrt{3}}{4} \sin^2 \alpha \varphi_{3/2}^{-1/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\psi_{3/2}^{1/2} = \varphi_{3/2}^{1/2} + \frac{\lambda \sqrt{3}}{2} \sin 2\alpha \varphi_{3/2}^{3/2} - \frac{\lambda \sqrt{3}}{4} \sin^2 \alpha \varphi_{3/2}^{-3/2},$$

$$\psi_{3/2}^{-1/2} = \varphi_{3/2}^{-1/2} + \frac{\lambda \sqrt{3}}{2} \sin 2\alpha \varphi_{3/2}^{-3/2} + \frac{\lambda \sqrt{3}}{4} \sin^2 \alpha \varphi_{3/2}^{3/2}.$$

В основном состоянии ($I=1/2$) квадрупольный момент ядра равен нулю. Поэтому в качестве волновых функций основного состояния возьмем волновые функции $\varphi_{1/2}^m$.

Выпишем интенсивности и поляризации γ -квантов, испускаемых в следующих переходах между уровнями комбинированного сверхтонкого расщепления:

$$I_i = \frac{3}{2}, \quad m_i = \pm \frac{1}{2} \rightarrow I_f = \frac{1}{2}, \quad m_f = \pm \frac{1}{2}, \quad (M = m_i - m_f = 0), \quad (12)$$

$$I_i = \frac{3}{2}, \quad m_i = \pm \frac{3}{2} \rightarrow I_f = \frac{1}{2}, \quad m_f = \pm \frac{1}{2}, \quad (M = \pm 1).$$

В связи с малостью квадрупольного взаимодействия мы пользуемся классификацией переходов, соответствующей магнитному взаимодействию. Однако при комбинированном сверхтонком взаимодействии m не является точным квантовым числом, и поэтому в матричный элемент (1) дают вклад переходы с различными M .

Пользуясь формулами (6—8), а также выражениями для величин $E_{1,2}^{m_i \rightarrow m_f}$ протабулированных в [15], для угловой зависимости интенсивности излучения для вышеуказанных переходов (12) получим следующие выражения:

$$I_{\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2}(\vec{k}) = b^2 \left(\sin^2 \theta \pm \frac{3\sqrt{2}}{4} \lambda \sin 2\alpha \sin 2\theta \cos \varphi \right), \quad (13)$$

$$I_{\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2}(\vec{k}) = a^2 \left[\left(1 + \cos^2 \theta \mp \frac{\lambda}{2} (\sin^2 \alpha \sin^2 \theta \cos 2\varphi) - \sqrt{2} \sin 2\alpha \sin 2\theta \cos \varphi \right) \right].$$

Как видно из выражений (13), угловые распределения интенсивностей для симметричных переходов (M, M) отличны. Наблюдаемым следствием этого оказывается асимметрия комбинированного сверхтонкого расщепления мёссбауэровского спектра в поликристаллическом образце с анизотропным фактором Лэмба—Мёссбауэра (см. подробно [14]).

Для вектора поляризации \hat{n}_{if} из (6) и (8) имеем

$$\hat{n}_{if} = \frac{1}{\sqrt{I_{ij}}} \left\{ \sum_{\tau=\pm 1, \pm 2} [\lambda_{m_i} C_{m_i+\tau} (E_{1i}^{m_i+\tau \rightarrow m_f} \hat{a}_2 + iE_{2i}^{m_i+\tau \rightarrow m_f} \hat{a}_1) \times \right.$$

$$\left. \times e^{-i(m_i-m_f+\tau)\varphi} \right] + (E_{1i}^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_2 + iE_{2i}^{m_i \rightarrow m_f} \hat{a}_1) e^{-i(m_i-m_f)\varphi} \right\}. \quad (14)$$

Амплитуда мёссбауэровского рассеяния, сечения когерентного рассеяния на кристалле и поляризация рассеянного излучения

Рассмотрим мёссбауэровское рассеяние γ -квантов на кристалле со сложной магнитной и электрической структурами. Будем считать, что мёссбауэровские ядра в кристалле находятся в узлах с p различными значениями комбинированных полей. Пусть все p значений достаточно

велики, чтобы вызвать сверхтонкое расщепление, а ширина линии падающего на кристалл γ -излучения меньше сверхтонкого расщепления ядерных уровней. Последнее предположение означает, что если для рассматриваемого ядра выполнены условия резонансного рассеяния, то рассеяние идет через вполне определенные уровни начального и промежуточного состояний ядра.

Пользуясь формулами (6—8) и результатами работы [8], для амплитуды мёссбауэровского рассеяния имеем:

$$f_{m_i, m_f, m_i}(\vec{k}, \hat{n}; \vec{k}', \hat{n}') = (\hat{n}^* \vec{N}_{m_f m_i}) (\hat{n} \vec{N}_{m_f m_i}^*) + (\hat{n}^* \vec{N}_{m_f m_i}) \times \\ \times (\hat{n}' \vec{N}_{m_f m_i}^*) (\hat{n}' \vec{N}_{m_f m_i}^*), \quad (15)$$

где \vec{k} , \hat{n} и \vec{k}' , \hat{n}' — волновые векторы и векторы поляризации начального и рассеянного γ -квантов соответственно; c — множитель, который зависит от энергии рассеиваемого γ -кванта и который отличен от нуля при выполнении условия резонансного рассеяния.

$$\vec{N}_{m_f m_i} = e^{-i(m_i - m_f)\varphi} (E_{1i \rightarrow m_f} \hat{a}_2 + iE_{2i \rightarrow m_f} \hat{a}_1), \\ \vec{N}_{m_f m_i} = \sum_{\tau=\pm 1, \pm 2} [\lambda_{m_i} C_{m_i + \tau} (E_{1i + \tau \rightarrow m_f} \hat{a}_2 + iE_{2i + \tau \rightarrow m_f} \hat{a}_1) \times \\ \times e^{-i(m_i - m_f + \tau)\varphi} + (E_{1i \rightarrow m_f + \tau} \hat{a}_2 + iE_{2i \rightarrow m_f + \tau} \hat{a}_1) e^{-i(m_i - m_f - \tau)\varphi}]. \quad (16)$$

Найдем выражение для сечения когерентного рассеяния квантов кристаллом. Используя результаты теории дифракции на неограниченном кристалле (см., например, [16]), в кинематическом приближении имеем

$$d\sigma(\vec{k}, \hat{n}; \vec{k}', \hat{n}') = \frac{A\chi^2}{(2l_i + 1)} \left| \sum_{c=1}^p f_l(\vec{k}, \hat{n}; \vec{k}', \hat{n}') e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}_l} \right|^2 \times \\ \times \sum_{\vec{\tau}} \delta(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{\tau}) d\Omega \vec{k}'. \quad (17)$$

Здесь l — нумерует мёссбауэровские ядра и соответствующие им величины в элементарной ячейке, χ — концентрация мёссбауэровского изотопа, r_l — радиус-вектор мёссбауэровского ядра в элементарной ячейке, $\frac{1}{2l_i + 1}$ — коэффициент, связанный со спиновой когерентностью, A — несущественный для нас множитель.

Если начальное излучение поляризовано, то излучение, рассеянное под брэгговским углом, оказывается полностью поляризованным и определяется выражением

$$\hat{h}_{f_i}^{\sigma} = \frac{\sum_{l=1}^p [\vec{N}_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} \vec{N}_{m_i m_f}) + N_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} \vec{N}_{m_f m_i}^*)]}{\left| \sum_{l=1}^p [\vec{N}_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} N_{m_f m_i}^*) + \vec{N}_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} \vec{N}_{m_f m_i})] \right|} + \\ + \frac{\vec{N}_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} \vec{N}_{m_f m_i}^*) e^{-i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}_l}}{\vec{N}_{m_f m_i}^{\sigma l} (\hat{n} \vec{N}_{m_f m_i}^*) e^{-i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}_l}}. \quad (18)$$

Выражение для дифференциального сечения рассеяния неполяризованного пучка $d\sigma(\vec{k}; \vec{k}', \hat{n}')$ можно получить, усредняя (17) по начальным поляризациям.

Дифракция на иттриевом феррите — гранате

Рассмотрим дифракцию на иттриевом феррите—гранате. Иттриевый феррит—гранат ($Y_3Fe_2(FeO_4)_3$) ниже температуры Кюри $T_k = 550^\circ K$ является ферримагнитным кубическим кристаллом [17] с периодом решетки $a = 12,3 \text{ \AA}$, пространственной группы $Ia3d$. Ионы железа находятся в положениях 16(a) и 24(d). Магнитные моменты этих

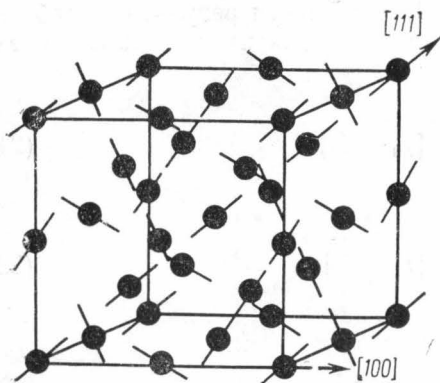


Рис. 1. Направление оси ГЭП в октаэдрических положениях 16(a)

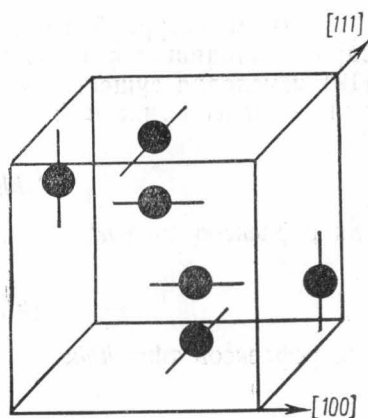


Рис. 2. Направление оси ГЭП в тетраэдрических положениях 24(d) (показана $1/8$ элементарной ячейки)

ионов ориентированы антипараллельно вдоль оси [111]. Точечная симметрия окружения ионов железа в положениях 16(a) и 24(d) такова, что тензор ГЭП на ядрах Fe^{57} обладает аксиальной симметрией ($\eta = 0$) [18]. На рисунках 1 и 2 показаны направления осей ГЭП в положениях 16(a) и 24(d) соответственно. Как видно из рисунков, в положении 16(a) существуют четыре направления оси ГЭП, а в положении 24(d)—три. Малый параметр для этого соединения оказывается равным $\lambda = 0,1 \pm 0,02$ для обоих положений 16(a) и 24(d), так что наше приближение ($\eta = 0, |\lambda| \ll 1$) справедливо для этого кристалла.

При дифракции мёссбауэровских γ -квантов на кристалле атомы мёссбауэровского изотопа Fe^{57} , находящиеся в кристаллографически эквивалентных положениях 16(a) и 24(d) и тождественные в релеевском рассеянии, при резонансном рассеянии из-за различия направлений осей ГЭП, выступают как различные рассеиватели. Это приводит к появлению чисто ядерных квадрупольных рефлексов, отсутствующих в релеевском рассеянии.

При резонансном рассеянии на ионах Fe^{57} в положениях 16(a) для существования квадрупольных рефлексов типа $okl \nearrow$ имеем

$$k = 4n + 1, \quad l = 4n' - 1, \quad (19)$$

а при рассеянии на ионах в положении 24(d) для рефлексов типа hh'

$$h = 4n, \quad l = 4n' - 2, \quad (20)$$

где h, k, l — мюллеровские индексы отражающих плоскостей, n и n' — целые числа, \nearrow — означает циклическую перестановку индексов.

Брэгговские углы отражения первых квадрупольных рефлексов для иттриевого феррита—граната выписаны в следующей таблице.

Положения ионов	Индексы отражательных плоскостей	Брэгговский угол отражения, θ град
16 (a)	011 031	2,75 6,17
24 (d)	002 442	3,90 11,77

Для структурной амплитуды резонансного рассеяния квантов на ядрах, находящихся в положениях 24(d), используя результаты работы (19) и условия существования квадрупольных максимумов (20), имеем для рефлексов типа hhl :

$$F(hhl) = 8e^{i\frac{\pi}{4}l} [f_3 - f_2], \quad (21)$$

для рефлексов типа hll :

$$F(hll) = 8e^{i\frac{\pi}{4}h} [f_1 - f_3], \quad (22)$$

для рефлексов типа hkh :

$$F(hkh) = 8e^{i\frac{\pi}{4}k} [f_1 - f_2], \quad (23)$$

где f_1, f_2, f_3 — мёсбауэровские амплитуды рассеяния на ядре, ось ГЭП на котором параллельна направлениям $[001]$, $[010]$, $[100]$ в кристалле (см. рис. 2).

Аналогично при резонансном рассеянии на ядрах в положениях 16(a), для структурной амплитуды получим следующие выражения:

$$F(0kh) = 4[(f_1 + f_2) - (f_3 + f_4)], \quad (24)$$

$$F(h0l) = 4[(f_1 + f_3) - (f_2 + f_4)], \quad (25)$$

$$F(hk0) = 4[(f_1 + f_4) - (f_2 + f_3)]. \quad (26)$$

В формулах (23—25) через f_1, f_2, f_3, f_4 обозначены амплитуды резонансного рассеяния на ядрах, оси ГЭП на которых параллельны направлениям $[111]$, $[\bar{1}11]$, $[11\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$ соответственно.

Дифференциальные сечения рассеяния можно получить с помощью формулы (18). Например, усредняя (18) по начальным и суммируя по конечным поляризациям, для полного сечения рассеяния неполяризованного пучка в направлении \vec{k}^1 , при резонансном рассеянии на переходе $I_i = \frac{3}{2}$, $m_i = \frac{1}{2} \rightarrow I_f = \frac{1}{2}$, $m_f = \frac{1}{2}$ для рефлексов типа hkh имеем

$$\sigma(\vec{k}, \vec{k}') \sim \lambda^2 \left\{ \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta') \left[1 - \cos \left(\varphi' + \frac{2\pi}{3} \right) \right] + \right. \\ \left. + \sin^2 \theta' (1 + \cos^2 \theta) \left[1 - \cos \left(\varphi + \frac{2\pi}{3} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{1}{8} \sin 2\theta \cdot \sin 2\theta' \left[\sin \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) \cdot \sin \left(\frac{\pi}{4} - \varphi' \right) - \right. \\ \left. - \sin \left(\varphi + \frac{5\pi}{12} \right) \cdot \sin \left(\varphi' + \frac{5\pi}{12} \right) \right] \}. \quad (27)$$

Как и следовало ожидать, дифференциальное сечение рассеяния пропорционально λ^2 и при $\lambda \rightarrow 0$ обращается в нуль.

Заключение

Проведенное в работе рассмотрение мёссбауэровской дифракции на кристаллах со сложной электрической и магнитной структурами показывает, что дифракция при резонансном рассеянии γ -излучения на этих кристаллах может существенно отличаться от дифракции рентгеновских лучей.

Мёссбауэровская дифракция на магнитных структурах, хотя и отличается от дифракции рентгеновских лучей, но аналогична дифракции нейтронов. И в одном и в другом случаях существуют магнитные дифракционные максимумы. В случае же кристаллов со сложной магнитной и электрической структурами, приводящими к нескольким ориентациям оси ГЭП и магнитного поля на мёссбауэровских ядрах, в мёссбауэровском рассеянии существует чисто ядерные дифракционные максимумы, отсутствующие как в рассеянии рентгеновских лучей, так и нейтронов. Аналоги этих максимумов неизвестны также и в рассеянии излучений других типов.

Иттриевый феррит—гранат, мёссбауэровская дифракция на котором детально исследована выше, представляется подходящим объектом для экспериментального наблюдения квадрупольных максимумов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Black P. T., Moon P. V. Nature, 188, 481, 1960.
2. Black P. T., Duedoth J. P. Proc. Ohs. Soc., 84, 169, 1964.
3. Войтовецкий В. К., Корсунский И. Л., Новиков А. И., Пажин Ю. Р. ЖЭТФ, 54, 1361, 1968.
4. Каган Ю. М., Афанасьев А. М., Перстнев И. П. ЖЭТФ, 54, 1530, 1968.
5. Hannon J. P., Trammal G. T. Phys. Rev., 169, 315, 1968.
6. Moon P. V. Proc. Roy. Soc., A363, 309, 1961.
7. Кузьмин Р. Н., Колпаков А. В., Жданов Г. С. «Кристаллография», 11, 511, 1966.
8. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. Письма ЖЭТФ, 7, 477, 1968.
9. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. ДАН СССР, 185, 1282, 1969.
10. Blume N., Freedman A. J., Sanner J. M., Glodzins L. J. App. Phys., 36, 1169, 1965.
11. Fraunfelder H. Phys. Rev., 126, 1065, 1962.
12. Абрагам. Ядерный магнетизм. М., ИЛ, 1963.
13. Григорян А. Г. Дипломная работа. МГУ, 1970.
14. Баршай А. Л., Беляков В. А. В сб. Актуальные проблемы метрологии, 1971, стр. 114.
15. Беляков В. А. ЖЭТФ, 54, 1162, 1968.
16. Ахиезер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехиздат, 1950.
17. Rauthenet P. R. Ann. de Phys., 3, 424, 1958.
18. Wauthem G. K. Phys. Rev., 122, 1414, 1961.
19. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. Письма ЖЭТФ, 9, 537, 1969.

Поступила в редакцию
22.9 1970 г.

Кафедра
физики твердого тела: