Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 10, с. 770 – 776 © 2023 г. 25 мая

Влияние магнитной доменной структуры на поляризационные эффекты в мессбауэровских спектрах монокристаллов бората железа $FeBO_3$

Н. И. Снегирёв[+1)], *М. А. Чуев*[*], *И. С. Любутин*[+], *С. С. Старчиков*[+], *С. В. Ягупов*[×], *М. Б. Стругацкий*[×]

[+] *Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333 Москва, Россия*

[*] *Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, 117218 Москва, Россия*

[×] *Физико-технический институт ФГАОУ ВО "КФУ им. В. И. Вернадского", 295007 Симферополь, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2023 г.
После переработки 12 апреля 2023 г.
Принята к публикации 13 апреля 2023 г.

Исследованы мессбауэровские спектры монокристаллов бората железа $FeBO_3$ при температурах выше и ниже точки магнитного перехода при различной ориентации кристаллов относительно направления распространения γ-квантов. Для описания мессбауэровских спектров разработана теоретическая модель, которая учитывает различные ориентации магнитных моментов в плоскости кристалла. Установлено, что наличие в борате железа магнитной доменной структуры существенно влияет на форму мессбауэровских спектров и интенсивности резонансных переходов. Предложенная модель может быть полезна для определения конфигурации магнитной доменной структуры материалов по данным мессбауэровский спектроскопии.

DOI: 10.31857/S1234567823100099, EDN: cnlfgt

1. Введение. Кристаллы бората железа являются классическим модельным объектом для исследований в области магнетизма и на них изучен ряд уникальных явлений и эффектов [1–5]. Высококачественные образцы $FeBO_3$, а также нанокомпозиты на их основе, находят свое применение в современных отраслях науки и техники [6, 7].

Кристаллическая структура бората железа описывается пространственной группой симметрии $R\bar{3}c$ [8]. Образцы $FeBO_3$ могут быть синтезированы из растворов в высокотемпературных расплавах. В этом случае они кристаллизуются в виде тонких базисных пластин, перпендикулярных инверсионной оси третьего порядка [9]. Магнитные моменты атомов железа расположены в слоях, параллельных базису кристалла, и упорядочены антиферромагнитно. Однако, ввиду антисимметричного суперобменного взаимодействия (эффект Дзялошинского–Мории), магнитные подрешетки слегка скошены, что создает слабый результирующий магнитный момент [10]. Вектор антиферромагнетизма и слабый ферромагнитный момент лежат в базисной плоскости кристалла. Наличие слабого момента обуславливает процессы перемагничивания в этих кристаллах. Точка Нееля составляет $T_N = 348.3\,\mathrm{K}$ [7].

В ядерно-резонансных исследованиях при анализе сверхтонкой структуры спектров бората железа необходимо рассматривать комбинированное магнитное дипольное и электрическое квадрупольное сверхтонкое взаимодействие [7]. Тензор градиента электрического поля (ГЭП) в $FeBO_3$ является аксиально-симметричным, его главная ось ортогональна магнитным моментам атомов железа и результирующему слабому ферромагнитному моменту [11]. Это приводит к характерной асимметрии интенсивностей линий в мессбауэровских спектрах бората железа [7].

Относительные интенсивности линий в мессбауэровских спектрах поликристаллических образцов определяются лишь вероятностями соответствующих им резонансных переходов [12, 13].

В случае монокристаллов, интенсивности линий зависят также от направления эффективного магнитного поля на ядрах железа (которое совпадает с направлением магнитного момента атома железа) и главной оси ГЭП относительно направления волнового вектора $\boldsymbol{\gamma}$-кванта $\mathbf{k}_\gamma$, испущенного источником излучения. В этом заключаются поляризацион-

1)e-mail: niksnegir@yandex.ru

ные эффекты в мессбауэровских спектрах. Наблюдение и трактовка этих эффектов впервые выполнены в пионерских работах Ханны и соавторов [14, 15], и затем развиты Гонзером [16].

При чисто магнитном сверхтонком взаимодействии, основной уровень ядер ^{57}Fe в магнитное поле расщепляется на два подуровня, а возбужденный уровень на четыре подуровня. С учетом правил отбора, из восьми переходов возможными оказываются только шесть [14, 15]. Именно излучение, соответствующее энергии этих переходов, становится поляризованным [16].

Отметим, что зависимость интенсивностей резонансных линий от ориентации образца можно наблюдать также и на поликристаллах, если вероятность эффекта Мессбауэра анизотропна (эффект Гольданского–Карягина) [17].

Соотношение интенсивностей линий в мессбауэровских спектрах ферромагнетиков, намагниченных внешним магнитным полем, а также полидоменных ферромагнетиков, не обладающих спонтанной намагниченностью, описывается известными из литературы выражениями [18]. Однако, в случае наличия сравнительно крупных магнитных доменов, когда их конфигурация не определяется статистическим разбросом ориентаций намагниченностей, такой подход оказывается неприменим.

Целью настоящей работы являются экспериментальные и теоретические исследования влияния магнитной доменной структуры на поляризационные эффекты в мессбауэровских спектрах монокристаллов бората железа $FeBO_3$.

2. Экспериментальная часть. Исследованный монокристалл $FeBO_3$ высокого структурного совершенства был синтезирован методом из раствора в высокотемпературном расплаве, и имел характерные размеры около 8×4 мм^2 в базисной плоскости, и около 0.15 мм в толщину [9, 19].

Мессбауэровские спектры получены с помощью спектрометра MS-1104Em с использованием радиоактивного источника Co^{57}(Rh). Измерения при высокой температуре проводились с использованием "мессбауэровской" резистивной печи MRF – 750 K. Точность поддержания температуры была не хуже ± 1 K. Источник γ-излучения находился при комнатной температуре. В качестве эталонного образца для калибровки изомерных сдвигов использовался стандартный поглотитель из тонкой фольги α-Fe.

Для обеспечения необходимой ориентации кристалла относительно направления волнового вектора γ-квантов $\mathbf{k}_\gamma$ изготовлена специализированная ячейка, которая имела отклоняемую подвижную панель с возможностью регулирования угла наклона (с точностью около $\pm 1°$). Образец крепился на отклоняемой подвижной панели, и держатель располагался на оптической оси спектрометра, либо вводился в шахту печи. Кристалл $FeBO_3$ был ориентирован таким образом, что нормаль (x) к базисной плоскости (001) составляла угол θ_γ с направлением волнового вектора γ-квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1).

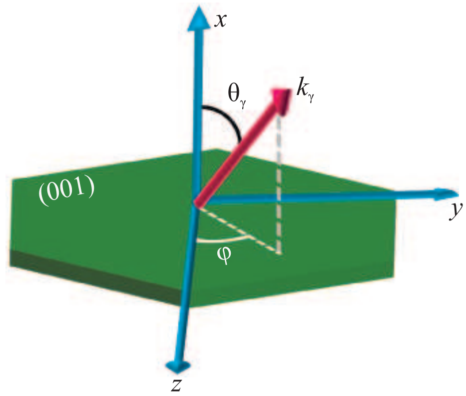

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическая ориентация базисной плоскости (001) монокристалла $FeBO_3$ и волнового вектора γ-кванта $\mathbf{k}_\gamma$. Здесь z – ось квантования (направление вектора магнитного момента), ϕ – угол между проекцией вектора $\mathbf{k}_\gamma$ на плоскость (y, z) и осью квантования, θ_γ – угол между вектором $\mathbf{k}_\gamma$ и осью x

Экспериментальные мессбауэровские спектры были скорректированы с учетом эффективной толщины поглотителя по методике, развитой в работе [7].

3. Результаты и их обсуждение. На рисунке 2 слева показаны мессбауэровские спектры монокристалла $FeBO_3$ для разных значений угла θ_γ, полученные при комнатной температуре, т.е. существенно ниже точки магнитного фазового перехода. Видно, что с увеличением угла θ_γ интенсивности I_i первой и шестой линий спектра (связанных с резонансными переходами между ядерными подуровнями ^{57}Fe с проекциями спина ядра $-3/2 \to 1/2$ и $+3/2 \to \to +1/2$) увеличиваются, а интенсивности второй и пятой линий (связанных с переходами $-1/2 \to -1/2$ и $+1/2 \to +1/2$) уменьшаются. Соотношение $I_{2,5}/I_{1,6}$ составляет 1.333(1), 1.102(2), 0.875(3) и 0.739(3) для углов $\theta_\gamma = 0$, 20, 35 и 45°, соответственно.

Известно, что спектр поглощения γ-кванта с энергией $E = \hbar\omega$ определяется следующим выражением [20]:

$$\sigma(\omega) = -\frac{\sigma_a \Gamma_0}{2} \mathrm{Im} \sum_{\zeta} \sum_{\substack{m_g m_e \\ j, m_j}} V^{(\zeta)+}_{m_g \tilde{m}_j} \times$$

$$\times \frac{\langle m_e | \tilde{m}_j \rangle}{\tilde{\omega} - \tilde{\lambda}_j + \omega_g m_g + i\Gamma_0/2} V^{(\zeta)}_{m_e m_g}, \qquad (1)$$

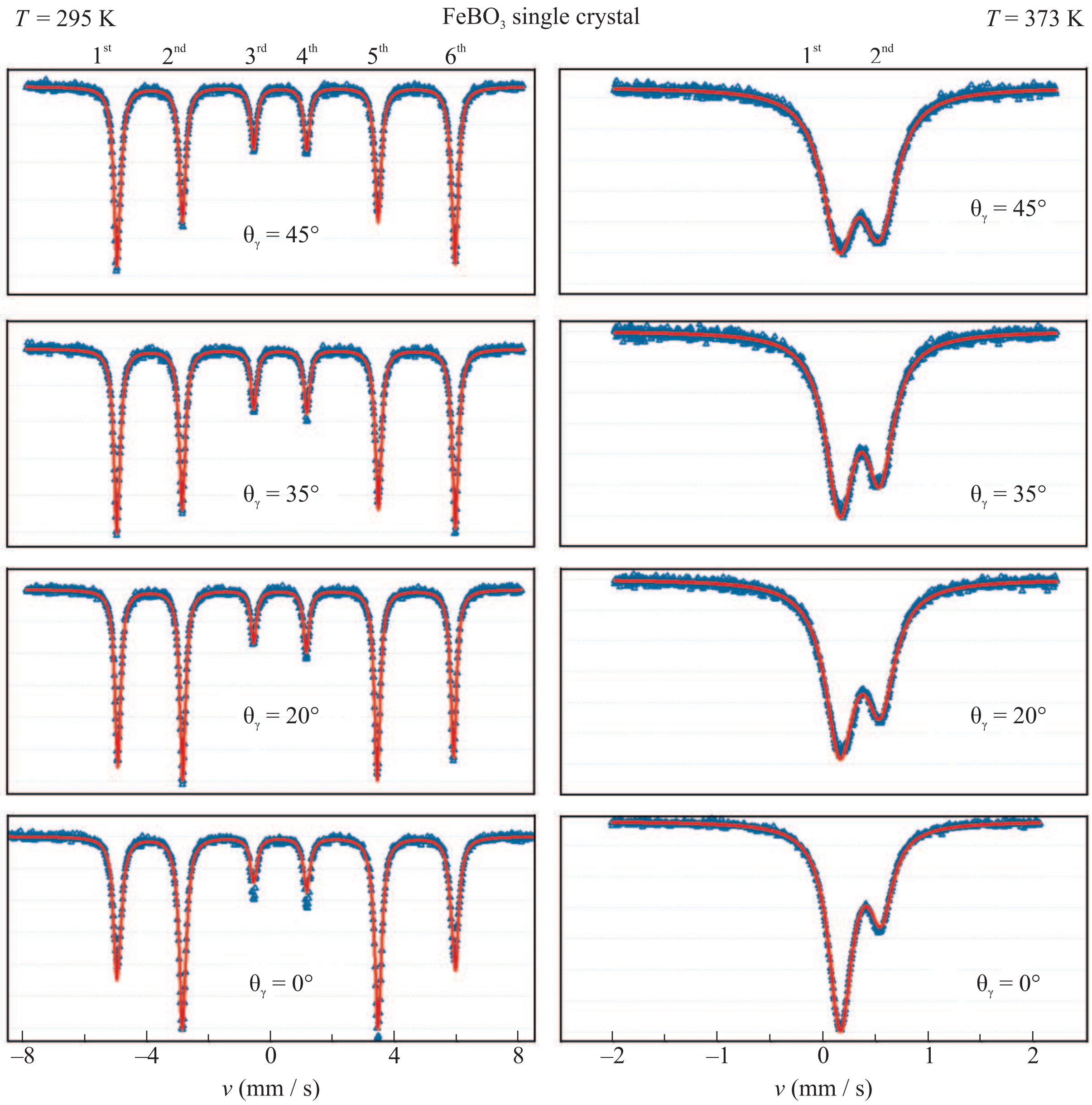

Рис. 2. (Цветной онлайн) Мессбауэровские спектры монокристалла $FeBO_3$, ориентированного базисной плоскостью (001) под различными углами к волновому вектору γ-квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). Спектры получены при температуре 295 K ($T < T_N$, слева) и 373 K ($T < T_N$, справа). Синие точки – экспериментальные данные, красная огибающая линия – результат модельной обработки спектра. Сверху указаны порядковые номера резонансных линий

где σ_a – эффективное сечение поглощения, Γ_0 – естественная ширина линии, $\tilde{\omega} = \omega - E_0/\hbar$, E_0 – энергия резонансного перехода, $\tilde{\lambda}_j$ – собственные значения гамильтониана, $\tilde{m}_j$ – проекции ядерного спина на ось квантования, для которой гамильтониан системы в возбужденном состоянии ядра диагонален и представлен в виде:

$$\hat{H}^{(e)} = -\omega_e I_z^{(e)} + q\left[\hat{I}_{z'}^2 - \frac{1}{3}I(I+1) + \frac{\eta}{3}(\hat{I}_{x'}^2 - \hat{I}_y^2)\right]. \tag{2}$$

Здесь q – константа квадрупольного взаимодействия, η – параметр асимметрии, $\omega_{g,e}$ – ларморовские частоты прецессии ядерных спинов, m_g и m_e – проекции ядерного спина для основного и возбужденного состояний, соответственно, I – ядерный спин, $\hat{I}_{z'}$, $\hat{I}_{x'}$, $\hat{I}_y$ – операторы проекций ядерного спина в возбужденном состоянии на направление главных осей тензора ГЭП. $V_{m_e m_g}^{(\zeta)}$ – матричные элементы оператора взаимодействия гамма-кванта с поляризацией ζ и ядра, которые определяются коэффициентами

Клебша–Джордана и функцией углового распределения интенсивности излучения для заданного направления (угла θ_k) волнового вектора гамма-кванта $\mathbf{k}_\gamma$ относительно оси квантования z [21].

В нашей предыдущей работе [7] был рассмотрен случай, когда вектор $\mathbf{k}_\gamma$ направлен вдоль нормали к поверхности кристалла, так что усреднение в спектрах, измеренных при низких температурах, по хаотической поляризации γ-квантов сводилось к сумме по двум проекциям оператора ядерного тока $\hat{J}_z$ и $\hat{J}_y$ с равными весами (см. [21]). При этом в мессбауэровском спектре соотношение интенсивностей пар крайних линий $I_{2.5}/I_{1.6}$ магнитной сверхтонкой структуры (без учета эффектов слабой асимметрии пар линий за счет перемешивания квантовых состояний) выражалось простой формулой [7]

$$\frac{I_{2.5}^{(90)}}{I_{1.6}^{(90)}} \approx \frac{4}{3}. \tag{3}$$

Здесь через $I^{(90)}$ обозначены интенсивности линий для случая, когда $\phi = 90°$ (см. рис. 1).

Однако, когда вектор $\mathbf{k}_\gamma$ отклоняется от нормали, описанный выше случай усложняется, поскольку необходимо учитывать ориентацию плоскости поворота вектора $\mathbf{k}_\gamma$ относительно оси квантования z или относительно направления магнитного момента атома железа (см. рис. 1).

В синхротронных источниках излучение обычно является поляризованным. В лабораторных мессбауэровских установках излучение от радиоактивного источника не поляризовано, поэтому необходимо выполнить усреднение оператора взаимодействия γ-кванта с ядром по хаотически распределенным векторам поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ в плоскости, перпендикулярной вектору $\mathbf{k}_\gamma$. Такое усреднение наиболее удобно проводить по процедуре, предложенной в работе [21] для супероператора $\hat{\mathbf{D}}$ с матричными элементами

$$\mathbf{D}_{m_e' m_g' m_e m_g} = \sum_{\boldsymbol{\zeta}} (\boldsymbol{\zeta}\hat{\mathbf{j}}^{+}) m_e m_g (\boldsymbol{\zeta}^{*}\hat{\mathbf{j}}) m_g' m_e'. \tag{4}$$

В результате преобразований получаем

$$\langle\hat{\mathbf{D}}\rangle = \frac{1}{2}\Big(\hat{J}_z^{+}\hat{J}_z\left(\cos^2\theta_\gamma\cos^2\phi + \sin^2\phi\right) + \\ + \hat{J}_x^{+}\hat{J}_x\sin^2\theta_\gamma + \hat{J}_y^{+}\hat{J}_y\left(\cos^2\theta_\gamma\sin^2\phi + \cos^2\phi\right)\Big). \tag{5}$$

Этот супероператор и будет определять соотношение интенсивностей линий мессбауэровского спектра в нашей экспериментальной схеме.

Рассмотрим несколько предельных ориентаций магнитных моментов атомов железа в плоскости исследуемого кристалла. Если кристалл имеет единственное направление магнитных моментов, то для $\phi = 0$ поворот вектора $\mathbf{k}_\gamma$ происходит в плоскости (xz), тогда

$$\langle\hat{\mathbf{D}}\rangle = \frac{1}{2}\left(\hat{J}_z^{+}\hat{J}_z\cos^2\theta_\gamma + \hat{J}_x^{+}\hat{J}_x\sin^2\theta_\gamma + \hat{J}_y^{+}\hat{J}_y\right), \tag{6}$$

и соотношение интенсивностей пар крайних линий в спектре принимает вид

$$\frac{I_{2.5}^{(0)}}{I_{1.6}^{(0)}} = \frac{4\cos^2\theta_\gamma}{3\left(1+\sin^2\theta_\gamma\right)}. \tag{7}$$

Здесь через $I^{(0)}$ обозначены интенсивности для случая, когда $\phi = 0°$. Для $\phi = 90°$ соотношение интенсивностей пар крайних линий будет определяться выражением (3).

При произвольных значениях ϕ соотношение интенсивностей пар крайних линий спектра будет находиться в интервале между его значениями в (3) и (7). Для случая хаотически ориентированных магнитных доменов в плоскости кристалла, т.е. хаотического распределения векторов магнитных моментов атомов железа в этой плоскости получаем:

$$\langle\hat{\mathbf{D}}\rangle = \frac{1}{4}\times \\ \times\left(\left(\hat{J}_z^{+}\hat{J}_z + \hat{J}_y^{+}\hat{J}_y\right)\left(1+\cos^2\theta_\gamma\right) + \hat{J}_x^{+}\hat{J}_x\sin^2\theta_\gamma\right), \tag{8}$$

что дает

$$\frac{\bar{I}_{2.5}}{\bar{I}_{1.6}} = \frac{2\left(1+\cos^2\theta_\gamma\right)}{3}. \tag{9}$$

Здесь через $\bar{I}$ обозначены усредненные значения интенсивности для случая хаотической ориентации магнитных доменов.

В кристаллах $FeBO_3$ существует слоистая магнитная доменная структура. Доменные слои параллельны базисной плоскости кристалла и разделены блоховскими доменными границами. Внутри каждого слоя домены разделяются неелевскими границами, ортогональными базисной плоскости [22, 23].

Группа симметрии кристалла $FeBO_3$ содержит инверсионную ось третьего порядка, которая ортогональна базисной плоскости (т.е. направлена вдоль оси x на рис. 1). Это означает существование шести ориентаций для направлений намагниченности в доменах. Направление намагниченности определяется слабым ферромагнитным моментом, который образован за счет скоса двух антиферромагнитных подрешеток железа. В пренебрежении скосом магнитных подрешеток (55 угл. мин) выражение (5) нужно усреднить по шести ориентациям вектора $\mathbf{k}_\gamma$ относительно оси квантования z с углами $\phi_n = \phi_0 + n60°$ $(n = 0, 1, 2, 3, 4, 5)$. Такая модель позволяет учесть

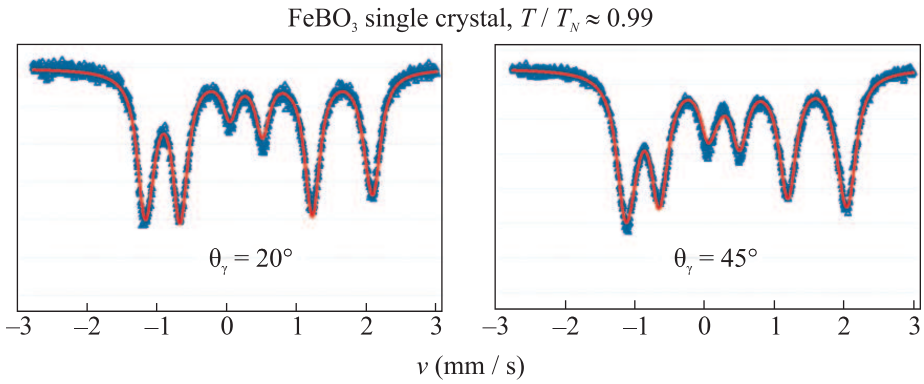

Рис. 3. (Цветной онлайн) Мессбауэровские спектры монокристалла $FeBO_3$, ориентированного базисной плоскостью (001) под различными углами к волновому вектору γ-квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). Спектры получены при температуре вблизи магнитного фазового перехода ($T \sim T_N$). Синие точки – экспериментальные данные, красная огибающая линия – результат модельной обработки спектра

все комбинации, когда взаимные ориентации намагниченностей в доменах образуют углы 60, 120 и 180°. В результате получаем

$$\langle \hat{\mathbf{D}} \rangle = \frac{1}{4} \times \tag{10}$$

$$\times \left(\left(\hat{J}_z^+ \hat{J}_z + \hat{J}_y^+ \hat{J}_y \right) \left(1 + \cos^2 \theta_\gamma\right) + 2\hat{J}_x^+ \hat{J}_x \sin^2 \theta_\gamma \right),$$

для произвольных ϕ_0 и

$$\frac{I_{2.5}^{(n60)}}{I_{1.6}^{(n60)}} = 4\frac{1 + \cos^2 \theta_\gamma}{3\left(3 - \cos^2 \theta_\gamma\right)}. \tag{11}$$

Здесь через $I^{(n60)}$ обозначены интенсивности резонансных линий для случая, когда конфигурация направлений магнитных моментов в базисной плоскости кристалла определяется как $\phi_n = \phi_0 + n60°$.

Эти выражения были использованы нами для описания мессбауэровских спектров монокристаллов $FeBO_3$. Как можно видеть из рис. 2, 3, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами модельной обработки.

Мессбауэровские спектры $FeBO_3$, полученные выше температуры магнитного упорядочения ($T > T_N$) показаны на рис. 2, справа. Интенсивность линий зависят от ориентации оси ГЭП относительно вектора $\mathbf{k}_\gamma$ и от величины параметра асимметрии η. При аксиально симметричном ГЭП ($\eta = 0$) относительная интенсивность линий I в дублете как функция угла θ_γ между главной осью ГЭП (которая, направлена вдоль оси третьего порядка, т.е. x на рис. 1) и вектором $\mathbf{k}_\gamma$ дается выражением [13]:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1 + \cos^2 \theta_\gamma}{\frac{2}{3} + \sin^2 \theta_\gamma}. \tag{12}$$

В соответствии с этим выражение, интенсивность резонансных переходов $\pm 3/2 \to \pm 1/2$ убывает с увеличением угла θ_γ, а интенсивность переходов $\pm 1/2 \to \to \pm 1/2$ растет. В мессбауэровских спектрах это выражается в постепенном "выравнивании" интенсивностей линий дублета при повороте кристаллической пластины относительно вектора $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 2, справа).

На рисунке 3 показаны спектры монокристалла $FeBo_3$, полученные вблизи температуры магнитного фазового перехода. В этой области наличие комбинированного магнитного дипольного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия, а также температурных флуктуаций, существенно модифицирует форму спектра и асимметрию интенсивностей пар линий [7]. Как и в случае магнитного секстета, с увеличением угла θ_γ возрастают интенсивности крайних линий и уменьшается асимметрия центральных линий спектра.

Смоделированные в соответствии с выражениями (1) и (10) мессбауэровские спектры монокристалла $FeBO_3$ представлены на рис. 4а. Для детальной визуализации показан диапазон скоростей, ограниченный $[-6; -2]$ мм/с, где расположены 1-я и 2-я линии спектра. Видно, что в отличие от стандартного случая ферромагнетика (когда имеется единственное направление магнитных моментов), в борате железа интенсивности 2-й (и, аналогично, 5-й) линии спектра не обращаются в ноль при $\theta = 90°$ [17]. Это является следствием существования в $FeBO_3$ магнитной доменной структуры и, соответственно, наличия нескольких направлений магнитных моментов. Данный факт необходимо принимать во внимание при исследованиях, например, процессов спиновых переориентаций в слабоферромагнитных кристаллах.

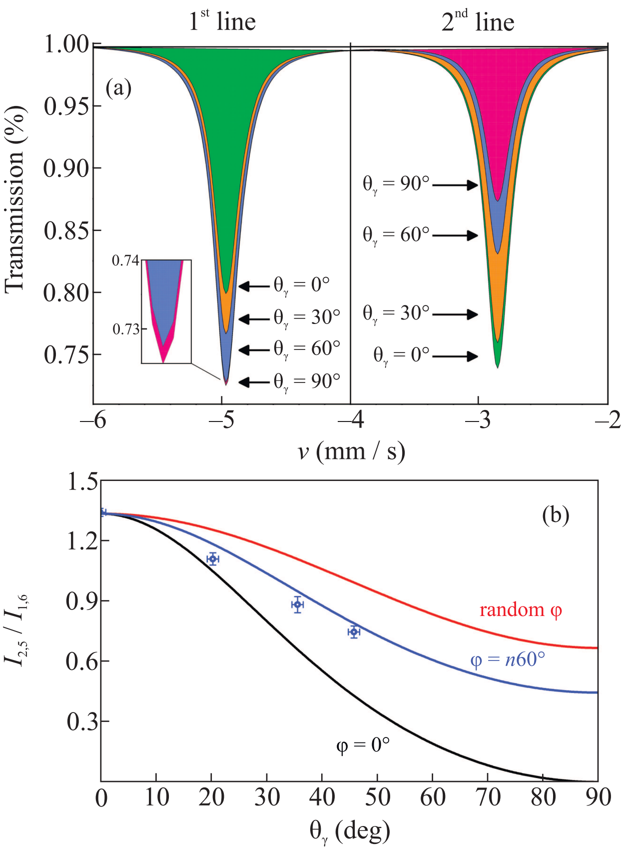

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Смоделированные мессбауэровские спектры монокристалла $FeBO_3$ при $T = 295$ K для случая ориентации базисной плоскости кристалла (001) под различными углами к волновому вектору γ-квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). (b) – Угловая зависимость отношения интенсивностей линий $I_{2.5}/I_{1.6}$ мессбауэровского спектра, рассчитанная для случаев единственного направления магнитных моментов в плоскости кристалла (черная линия) и хаотически ориентированных магнитных доменов (красная линия). Синяя линия представлена для случая, когда магнитные моменты в доменах ориентированы вдоль кристаллографических осей тригональной решетки в соответствии с выражением $\phi_n = \phi_0 + n60°$. Синими точками показаны экспериментальные значения $I_{2.5}/I_{1.6}$, полученные в результате модельной обработки мессбауэровских спектров, представленных на рис. 2

Экспериментально определенная угловая зависимость отношения интенсивностей резонансных линий (синие точки, рис. 4b) хорошо согласуется с рассчитанной для случая, когда взаимные ориентации намагниченностей в доменах образуют углы 60, 120 и 180° (т.е. конфигурации $\phi_n = \phi_0 + n60°$) (синяя линия, рис. 4b). Небольшое отличие экспериментальных и теоретически рассчитанных значений может быть связано с тем, что для простоты модели мы пренебрегли существованием слоистой (вдоль оси третьего порядка) доменной структуры [23]. Кроме того, такое различие может быть обусловлено механизмами, связанными с магнитоупругим взаимодействием, которое в борате железа проявляется чрезвычайно сильно, из-за особенностей его кристаллической и магнитной структуры [24].

Таким образом, сравнение экспериментальной и теоретической угловых зависимостей соотношения интенсивностей линий в мессбауэровских спектрах позволяет оценить конфигурацию магнитных доменов в исследуемом кристалле.

Выводы. В данном исследовании, на примере монокристаллов бората железа, показано, как магнитная доменная структура может влиять на поляризационные эффекты в мессбауэровских спектрах. Это происходит за счет различной ориентации вектора излучения $\mathbf{k}_\gamma$ относительно направления намагниченности в доменах.

Разработана теоретическая модель для описания мессбауэровских спектров монокристаллов бората железа с учетом наличия в них магнитной доменной структуры. Рассмотрены предельные случаи конфигурации магнитных доменов. Получены экспериментальная и теоретическая угловые зависимости отношения интенсивностей линий мессбауэровского спектра. Установлено, что наилучшее описание экспериментальных данных достигается в рамках модели, когда взаимные ориентации намагниченностей в доменах образуют углы 60, 120 и 180°.

Описанный в работе подход позволяет оценить конфигурацию магнитных доменов в исследуемом кристалле по данным мессбауэровский спектроскопии. Полученные результаты могут быть полезны для применения кристаллов $FeBO_3$ в новых высокотехнологичных отраслях.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 19-29-12016\21-мк, в части подготовки кристаллических образцов, мессбауэровских исследований и теоретического анализа.

Разработка, изготовление и апробация специализированной экспериментальной ячейки, а также оптическая обработка экспериментальных образцов проведены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН.

Математические расчеты проведены в рамках Государственного задания ФТИАН им. К. А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме FFNN-2022-0019.

Авторы благодарят сотрудников опытно-экспериментального отдела ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН и лично Ю. М. Дымшица, за значительную помощь в проведении работы.

1. R. Diehl, W. Jantz, B. I. Nolaeng, and W. Wettling, Curr. Top. Mater. Sci. **11**, 242 (1984).
2. N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, S. V. Yagupov, M. A. Chuev, N. K. Chumakov, O. M. Zhigalina, D. N. Khmelenin, and M. B. Strugatsky, Russ. J. Inorg. Chem. **66**, 1217 (2021).
3. V. E. Zubov, A. D. Kudakov, D. A. Bulatov, M. B. Strugatskii, and S. V. Yagupov, JETP Lett. **116**, 394 (2022).
4. V. E. Zubov, A. D. Kudakov, N. L. Levshin, I. A. Belov, and M. B. Strugatskii, JETP Lett. **105**, 706 (2017).
5. N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, S. V. Yagupov, A. G. Kulikov, V. V. Artemov, Y. A. Mogilenec, and M. B. Strugatsky, JETP Lett. **112**, 352 (2020).
6. N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, A. G. Kulikov, S. V. Yagupov, K. A. Seleznyova, Y. A. Mogilenec, and M. B. Strugatsky, Crystallogr. Reports **65**, 596 (2020).
7. I. S. Lyubutin, N. I. Snegirev, M. A. Chuev, S. S. Starchikov, E. S. Smirnova, M. V. Lyubutina, S. V. Yagupov, M. B. Strugatsky, and O. A. Alekseeva, J. Alloys Compd. **906**, 164348 (2022).
8. E. S. Smirnova, N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, S. S. Starchikov, V. V. Artemov, M. V. Lyubutina, S. V. Yagupov, M. B. Strugatsky, Y. A. Mogilenec, K. A. Seleznyova, and O. A. Alekseeva, Acta Crystallogr. Sect. B Struct. Sci. Cryst. Eng. Mater. **76**, 1100 (2020).
9. S. Yagupov, M. Strugatsky, K. Seleznyova, Y. Mogilenec, N. Snegirev, N. V. Marchenkov, A. G. Kulikov, Y. A. Eliovich, K. V. Frolov, Y. L. Ogarkova, and I. S. Lyubutin, Cryst. Growth Des. **18**, 7435 (2018).
10. V. E. Dmitrienko, E. N. Ovchinnikova, S. P. Collins, G. Nisbet, G. Beutier, Y. O. Kvashnin, V. V. Mazurenko, A. I. Lichtenstein, and M. I. Katsnelson, Nat. Phys. **10**, 202 (2014).
11. N. Snegirev, E. Smirnova, I. Lyubutin, A. Kiiamov, S. Starchikov, S. Yagupov, M. Strugatsky, and O. Alekseeva, IEEE Magn. Lett. **13**, 1 (2022).
12. *Modern Mössbauer Spectroscopy*, ed. by Y. Yoshida and G. Langouche, Springer, Singapore (2021).
13. N. N. Greenwood and T. C. Gibb, *Mössbauer Spectroscopy*, Springer Netherlands, Dordrecht (1971); doi:10.1007/978-94-009-5697-1.
14. S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston, and D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. **4**, 28 (1960).
15. R. S. Preston, S. S. Hanna, and J. Heberle, Phys. Rev. **128**, 2207 (1962).
16. U. Gonser, *Mössbauer Spectroscopy II: the Exotic Side of the Method*, Springer (Berlin), Heidelberg, N.Y. (1981).
17. V. S. Shpinel, *Resonance of gamma-rays in crystals* [in Russian], Nauka, Moscow (1969).
18. P. Gütlich, E. Bill, and A. X. Trautwein, *Mössbauer spectroscopy and transition metal chemistry: Fundamentals and applications*, Springer, Berlin, N.Y. (2011); doi:10.1007/978-3-540-88428-6.
19. N. Snegirev, Y. Mogilenec, K. Seleznyova, I. Nauhatsky, M. Strugatsky, S. Yagupov, A. Kulikov, D. Zolotov, N. Marchenkov, K. Frolov, and I. Lyubutin, IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. **525**, 012048 (2019).
20. M. A. Chuev, J. Phys. Condens. Matter **23**, 426003 (2011).
21. M. A. Chuev, JETP **103**, 243 (2006).
22. V. A. Labushkin, V. G. Lomov, A. A. Faleev, and V. A. Figin, Fiz. Tverd. Tela **22**, 1725 (1980).
23. M. Strugatsky, *Isometric Iron Borate Single Crystals: Magnetic and Magnetoacoustic Effects*, V. I. Vernadsky Taurida National University, Simferopol (2008).
24. K. Seleznyova, E. Smirnova, M. Strugatsky, N. Snegirev, S. Yagupov, Y. Mogilenec, E. Maksimova, O. Alekseeva, and I. Lyubutin, J. Magn. Magn. Mater. **560**, 169658 (2022).