

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

Н. И. Снегирёв⁺¹⁾, М. А. Чувев*, 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 мессбауэровской 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 наноккомпозиты 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 перемангничивания в этих кристаллах. Точка Нееля составляет $T_N = 348.3 \text{ К}$ [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 γ -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 Ханни 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 $8 \times 4 \text{ мм}^2$ в базисной плоскости, и около 0.15 мм в толщину [9, 19].

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

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 $\pm 1^\circ$). 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).

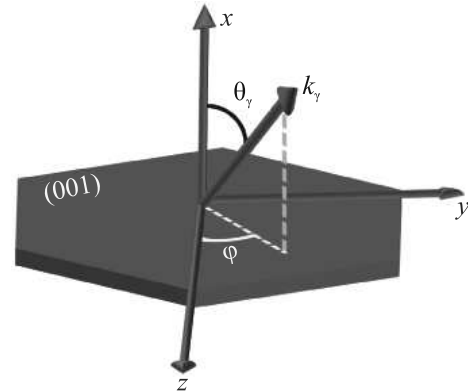


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическая ориентация базисной плоскости (001) монокристалла FeBO_3 и волнового вектора γ -кванта $\mathbf{k}_\gamma$. Здесь z – ось квантования (направление вектора магнитного момента), ϕ – угол между проекцией вектора $\mathbf{k}_\gamma$ на плоскость (y, z) и осью квантования, 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 $-3/2 \rightarrow 1/2$ и $+3/2 \rightarrow +1/2$) увеличиваются, а интенсивности второй и пятой линий (связанных с переходами $-1/2 \rightarrow -1/2$ и $+1/2 \rightarrow +1/2$) 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]:

$$\sigma(\omega) = -\frac{\sigma_a \Gamma_0}{2} \text{Im} \sum_{\zeta} \sum_{\substack{m_g m_e \\ j, m_j}} V_{m_g \tilde{m}_j}^{(\zeta)+} \times \frac{\langle m_e | \tilde{m}_j \rangle}{\tilde{\omega} - \tilde{\lambda}_j + \omega_g m_g + i\Gamma_0/2} V_{m_e m_g}^{(\zeta)}, \quad (1)$$

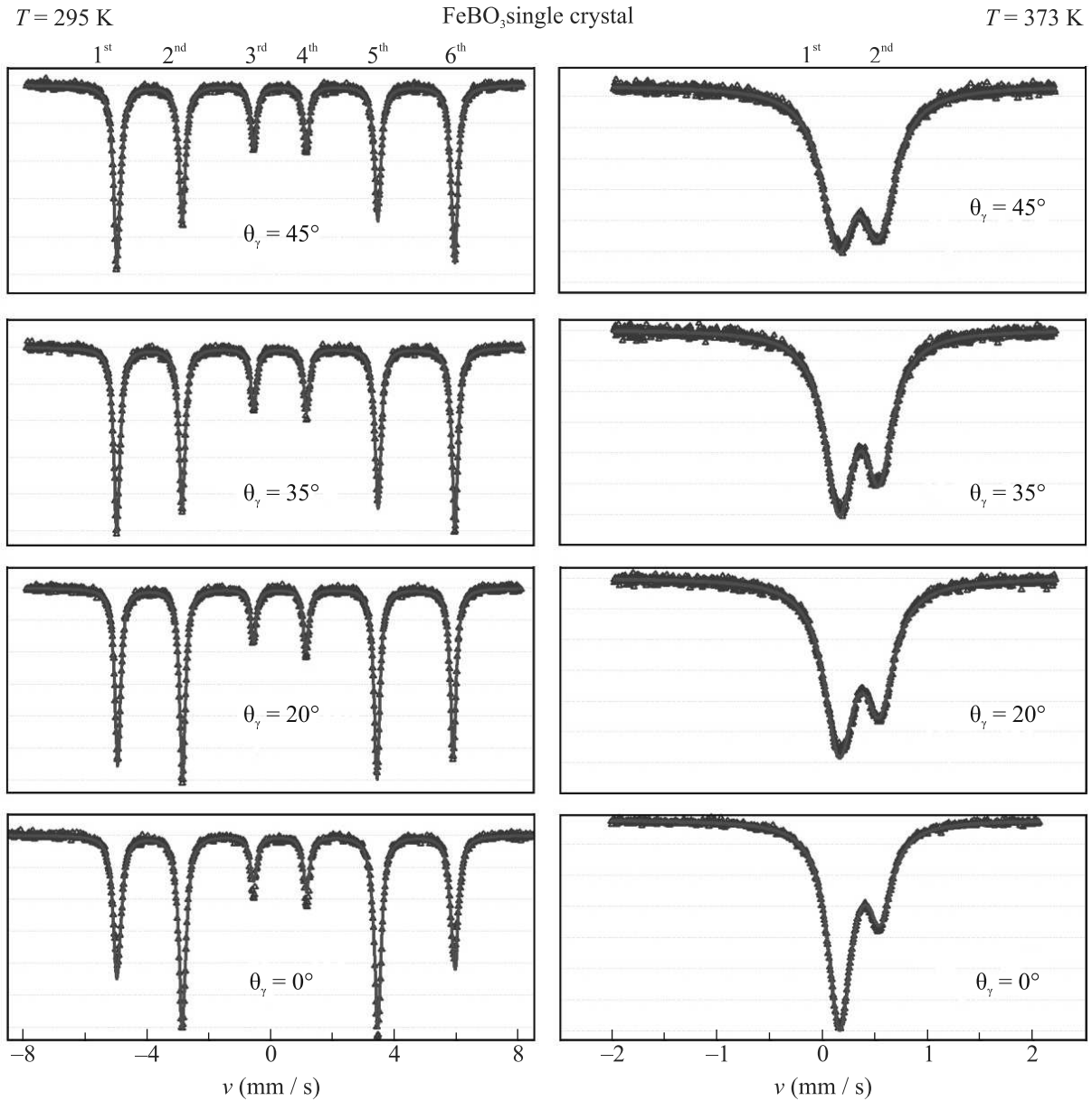


Рис. 2. (Цветной онлайн) Мессбауэровские спектры монокристалла FeBO_3 , ориентированного базисной плоскостью (001) под различными углами к волновому вектору γ -квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). Спектры получены при температуре 295 K ($T < T_N$, слева) и 373 K ($T < T_N$, справа). Синие точки – 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:

$$\hat{H}^{(e)} = -\omega_e I_z^{(e)} + q \left[\hat{I}_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) + \frac{\eta}{3} (\hat{I}_x^2 - \hat{I}_y^2) \right]. \quad (2)$$

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]

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

Здесь через $I^{(90)}$ обозначены интенсивности линий для случая, когда $\phi = 90^\circ$ (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 ζ 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

$$\mathbf{D}_{m'_e m'_g m_e m_g} = \sum_{\zeta} (\hat{\zeta}^{\dagger})_{m_e m_g} (\hat{\zeta})_{m'_e m'_g}. \quad (4)$$

В результате преобразований получаем

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

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

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

и соотношение интенсивностей пар крайних линий в спектре принимает вид

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

Здесь через $I^{(0)}$ обозначены интенсивности для случая, когда $\phi = 0^\circ$. Для $\phi = 90^\circ$ 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:

$$\langle \hat{\mathbf{D}} \rangle = \frac{1}{4} \times \quad (8)$$

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

что дает

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

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

В кристаллах FeVO_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 FeVO_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 $\phi_n = \phi_0 + n60^\circ$ ($n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$). Такая модель позволяет учесть

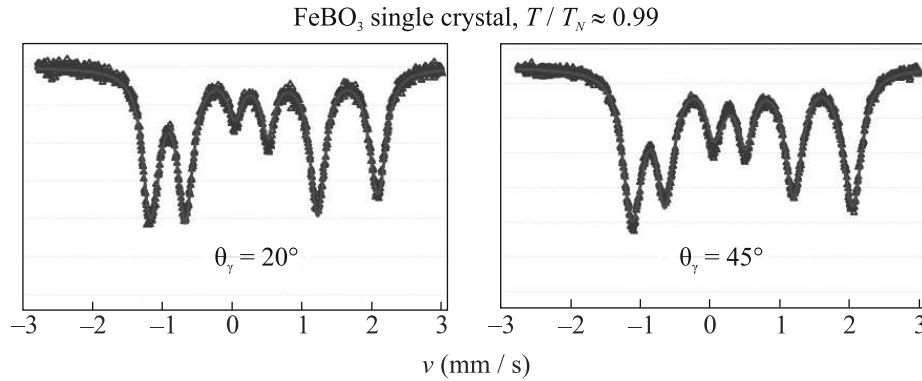


Рис. 3. (Цветной онлайн) Мессбауэровские спектры монокристалла FeBO₃, ориентированного базисной плоскостью (001) под различными углами к волновому вектору γ -квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). Спектры получены при температуре вблизи магнитного фазового перехода ($T \sim T_N$). Синие точки – экспериментальные 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

$$\langle \hat{\mathbf{D}} \rangle = \frac{1}{4} \times \quad (10)$$

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

для произвольных ϕ_0 и

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

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

Эти выражения были использованы нами для описания мессбауэровских спектров монокристаллов FeBO₃. Как можно видеть из рис. 2, 3, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами модельной обработки.

Мессбауэровские спектры FeBO₃, 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]:

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

В соответствии с этим выражение, интенсивность резонансных переходов $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ убывает с увеличением угла θ_γ , а интенсивность переходов $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$ растёт. 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 FeBO₃, полученные вблизи температуры магнитного фазового перехода. В этой области наличие комбинационного 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 FeBO₃ 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 $\theta = 90^\circ$ [17]. Это является следствием существования в FeBO₃ 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.

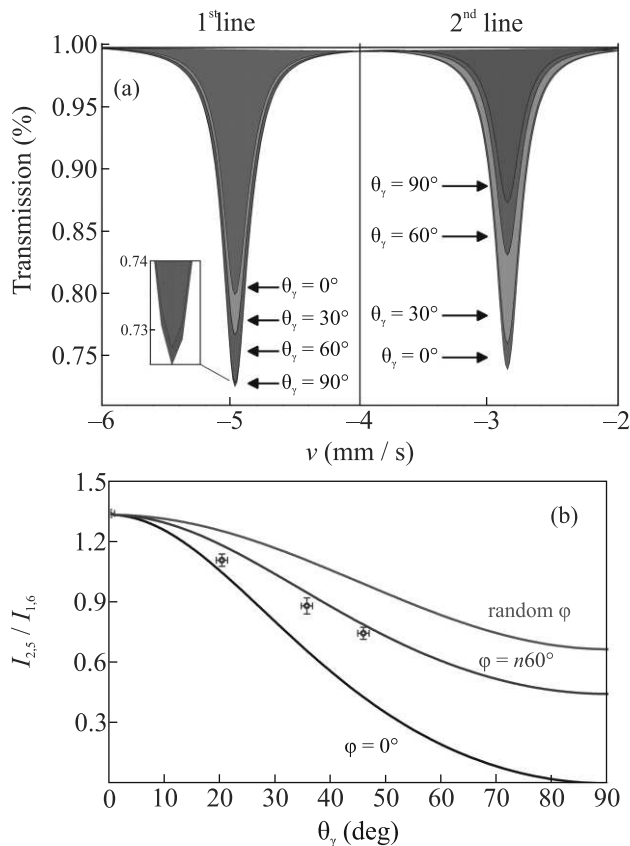


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Симулированные мессбауэровские спектры монокристалла FeBO_3 при $T = 295$ К для случая ориентации базисной плоскости кристалла (001) под различными углами к волновому вектору γ -квантов $\mathbf{k}_\gamma$ (см. рис. 1). (б) – Угловая зависимость отношения интенсивностей 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 $\phi_n = \phi_0 + n60^\circ$. 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. 4б) хорошо согласуется с рассчитанной для случая, когда взаимные ориентации намагниченностей в доменах образуют углы 60° , 120° и 180° (т.е. конфигурации $\phi_n = \phi_0 + n60^\circ$) (синяя линия, рис. 4б). Небольшое отличие экспериментальных и теоретически рассчитанных значений может быть связано с тем, что для простоты модели мы пренебрегли существованием слоистой (вдоль оси тре-

тьего 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 мессбауэровской 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 “Кристалло-

графия 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. Kiimov, 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. Gütllich, 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).