

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 543.429.3

### ПАРАМЕТРЫ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЯДЕР $^{57}\text{Fe}$ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{FeBO}_3$ И $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$

© 2023 г. Н. И. Снегирёв<sup>а</sup>, \*, С. С. Старчиков<sup>а</sup>, И. С. Любутин<sup>а</sup>, М. А. Чувев<sup>б</sup>,  
С. В. Ягунов<sup>с</sup>, М. Б. Стругацкий<sup>с</sup>

<sup>а</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН,  
Ленинский просп., 59, Москва, 119333 Россия

<sup>б</sup>Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, 117218 Россия

<sup>с</sup>Физико-технический институт ФГАОУ ВО “КФУ им. В.И. Вернадского”,  
просп. Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Россия

\*e-mail: niksnegir@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.09.2022 г.

После доработки 16.02.2023 г.

Принята к публикации 26.02.2023 г.

Методом мёссбауэровской спектроскопии определены значения параметров сверхтонкого взаимодействия ядер  $^{57}\text{Fe}$  в монокристаллах бората железа  $\text{FeBO}_3$  и изоструктурного ему твердого раствора  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ . Разработана теоретическая модель для описания резонансных переходов ядер железа в приближении комбинированного магнитного дипольного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия, с учетом статистического распределения Ga и Fe по октаэдрическим позициям в кристалле  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ . Установлено, что даже небольшая концентрация Ga ведет к существенному изменению сверхтонкой структуры ядер  $^{57}\text{Fe}$  в  $\text{FeBO}_3$ , что выражается в появлении дополнительных компонент в мёссбауэровских спектрах монокристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ .

**Ключевые слова:** борат железа, монокристаллы, магнитные свойства, эффект Мёссбауэра, теоретический анализ

DOI: 10.31857/S001532302260143X, EDN: VIBNAW

#### ВВЕДЕНИЕ

Тригональные кристаллы бората железа  $\text{FeBO}_3$  принадлежат к классу легкоплоскостных слабых ферромагнетиков [1]. Несмотря на широкую известность этого материала, интерес к изучению свойств и совершенствованию методов выращивания кристаллов  $\text{FeBO}_3$  только возрастает [2, 3].

С точки зрения эффекта Мёссбауэра, особенно бората железа является наличие комбинированного магнитного дипольного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия [4]. Главная ось аксиально-симметричного тензора градиента электрического поля (ГЭП) направлена вдоль оси третьего порядка и ортогональна магнитным моментам ионов железа, лежащим в базисной плоскости [5]. Такая взаимная ориентация обуславливает ряд особенностей при формировании мёссбауэровских спектров, в частности — асимметрию интенсивностей линий [4]. Кроме того, при температурах вблизи точки магнитного упорядочения могут появляться две дополни-

тельные линии, и мёссбауэровский спектр  $\text{FeBO}_3$  становится восьмилинейчатым [4].

Уникальные ядерно-резонансные свойства кристаллов бората железа дают возможность использовать их в качестве фильтров синхротронного излучения [6].

Борат железа  $\text{FeBO}_3$  изоструктурен борату галлия  $\text{GaBO}_3$  и образует с ним непрерывный ряд твердых растворов замещения  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  [3]. Изменяя соотношение между концентрациями парамагнитных ионов Fe и диамагнитных ионов Ga в таких материалах (т.н. диамагнитное “разбавление”), оказывается возможным детально исследовать переход из магнитоупорядоченного в парамагнитное состояние и экспериментально исследовать отдельные механизмы, формирующие магнитные свойства данных материалов [7]. Кроме того, кристаллы  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  интересны в качестве магнитных материалов с заданными параметрами для применения в технических устройствах [8, 9].

Мёссбауэровские исследования кристаллов  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  ранее были проведены в работе [10]. Установлено уменьшение температуры магнитного перехода в кристаллах  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  по сравнению с  $\text{FeBO}_3$ . Однако особенности формирования резонансных линий, связанные с комбинированным магнитным дипольным и электрическим квадрупольным взаимодействием, и влияние на них диамагнитного “разбавления” не рассматривались.

Цель настоящей работы – экспериментальные исследования сверхтонкого взаимодействия и теоретический анализ особенностей формирования мёссбауэровских спектров монокристаллов  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  ( $x = 0.00, 0.09$ ).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследованные монокристаллы  $\text{FeBO}_3$  и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  были синтезированы методом из раствора в расплаве [3]. Высокая степень структурного совершенства таких образцов была подтверждена рентгеновскими и электронно-микроскопическими методами [8].

Фактическое содержание Fe и Ga в исследованном кристалле и гомогенность их распределения определены с помощью рентгенофлуоресцентного анализа на спектрометре EDAX Orbis PC Micro-XRF Analyzer.

Мёссбауэровские спектры получены в геометрии поглощения на спектрометре MS-1104Em с использованием радиоактивного источника  $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$ . Измерения при низкой температуре проводили с помощью криостата методом продувки жидкого азота через подогреваемую криогенную камеру с образцом, а при высокой температуре – с использованием резистивной печи MRF – 750K. Точность поддержания температуры была не хуже  $\pm 1$  К. Источник гамма-излучения находился при комнатной температуре. В качестве эталонного образца для калибровки изомерных сдвигов использовался стандартный поглотитель из тонкой фольги  $\alpha\text{-Fe}$ .

Экспериментальные мёссбауэровские спектры были скорректированы с учетом эффективной толщины поглотителя по методике, развитой в работе [4].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В случае комбинированного магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействия, мёссбауэровский спектр необходимо описывать в рамках полного гамильтониана рассматриваемой системы, включающего оба типа взаимодействия [4].

Мёссбауэровский спектр поглощения гамма-кванта с энергией  $E = \hbar\omega$  в кристалле  $\text{FeBO}_3$  определяется следующим выражением [4]:

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

где  $\sigma_a$  – эффективная толщина поглотителя,  $\Gamma_0$  – естественная ширина линии,  $\tilde{\omega} = \omega - E_0/\hbar$ ,  $E_0$  – энергия резонансного перехода,  $\tilde{\lambda}_j$  – собственные значения гамильтониана комбинированного сверхтонкого магнитного и квадрупольного взаимодействия ядра в основном (g) и возбужденном (e) состояниях ядер  $^{57}\text{Fe}$  [4]:

$$\hat{H}^{(g,e)} = \hat{H}_M^{(g,e)} + \hat{H}_Q^{(e)}, \quad (2)$$

$\tilde{m}_j$  – проекции ядерного спина на ось квантования, для которой гамильтониан (2) диагонален,  $\omega_g$  – ларморовская частота прецессии ядерного спина в сверхтонком магнитном поле  $H_{\text{hf}}$  (которое пропорционально магнитному моменту каждой из подрешеток),  $V_{m_g m_g}^{(\zeta)}$  – матричные элементы оператора взаимодействия гамма-кванта с поляризацией  $\zeta$  и ядра, которые определяются коэффициентами Клебша–Джордана и функцией углового распределения интенсивности излучения для заданного направления (угла  $\theta_k$ ) волнового вектора гамма-кванта  $\mathbf{k}$  относительно оси квантования.

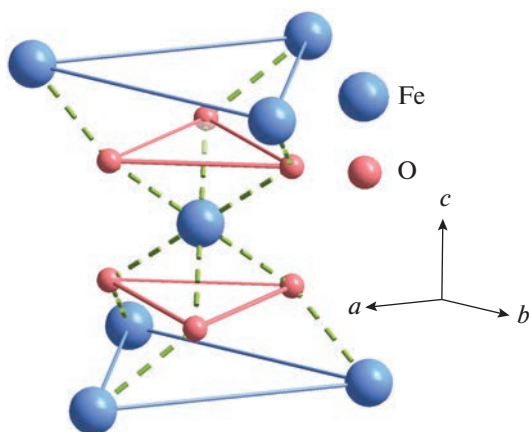
Решение гамильтониана (2) сводится к рассмотрению матрицы  $4 \times 4$  с двумя блоками  $2 \times 2$  [4].

На рис. 1 представлена кристаллическая структура  $\text{FeBO}_3$ . Как видно, каждый атом железа находится в окружении шести других атомов Fe, образующих октаэдр. Три из этих атомов Fe находятся на расстоянии  $1/6$  параметра решетки  $c$  выше центрального атома Fe (относительно плоскости  $ab$ ), а три других – ниже.

В решетке кристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  появляются неэквивалентные положения атомов железа с различным ближайшим атомным окружением. Если предположить, что атомы железа и галлия случайным образом распределены по позициям в кристаллической решетке, то вероятность нахождения атомов галлия в ближайшем окружении атомов железа будет подчиняться биномиальному закону распределения вероятности [12]:

$$P_m(x, n) = \frac{n!}{m!(n-m)!} x^m (1-x)^{n-m}, \quad (3)$$

где  $m$  – число атомов галлия в ближайшем окружении атомов железа,  $n$  – общее число атомов ме-



**Рис. 1.** Кристаллическая структура  $\text{FeBO}_3$ . В центре показан атом железа и его ближайшее окружение другими атомами железа и кислорода. Зеленые штриховыми линиями условно показаны обменные связи, обеспечивающие взаимодействия между атомами железа в разных слоях [11].

таллов в ближайшем окружении атомов железа, а  $x$  — концентрация атомов галлия. В нашем случае  $n = 6$ .

В соответствии с выражением (3), для кристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  значимыми оказываются три типа окружения атомов железа. Вероятность для центрального атома Fe иметь среди ближайших соседей все шесть атомов Fe составляет  $P \approx 0.57$  ( $m = 0$ ), пять соседних атомов Fe и один Ga —  $P \approx 0.34$  ( $m = 1$ ), четыре соседних атомов Fe и два Ga —  $P \approx 0.08$  ( $m = 2$ ).

В соответствии с этим распределением анализ мёссбауэровских спектров кристаллов  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  проводился в рамках суперпозиции парциальных спектров, заданных выражением (1) и соответствующих разным  $m$ . Площади этих парциальных спектров соответствовали распределению (3). При этом зависимость величин магнитного сверхтонкого поля  $H_{\text{hf}}$  и изомерного сдвига  $\delta$  от числа атомов галлия может быть представлена в виде:

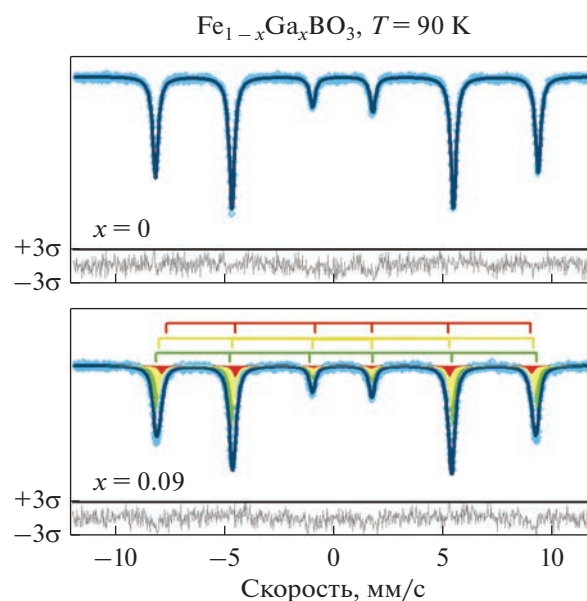
$$H_{\text{hf}}(m) = H_{\text{hf}}(0) + m\Delta H_{\text{hf}}, \quad \delta(m) = \delta(0) + m\Delta\delta \quad (4)$$

(здесь и далее  $\Delta\delta$  и  $\Delta H_{\text{hf}}$  изменения сверхтонких параметров спектра ядер  $^{57}\text{Fe}$ , вызванные замещением атома Fe на атом Ga в ближайшем окружении атома Fe).

Нормированная константа электрического квадрупольного взаимодействия была определена как

$$q = \frac{eQ_e V_{zz}}{4}. \quad (5)$$

Распределения вероятностей магнитного сверхтонкого поля  $P(H_{\text{hf}})$  были восстановлены по



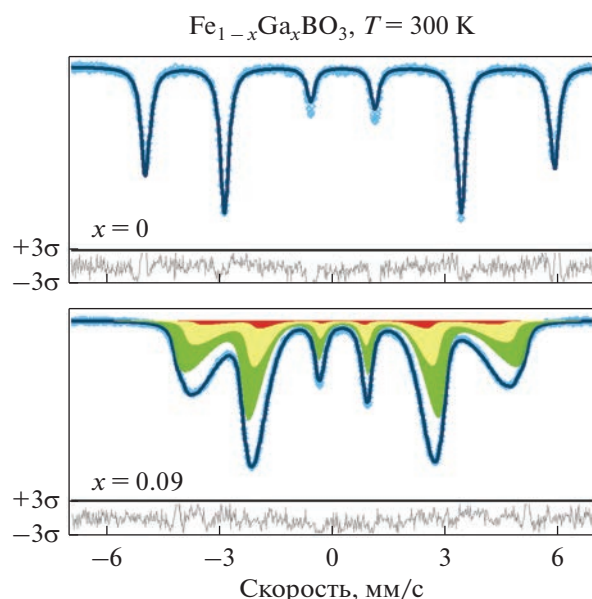
**Рис. 2.** Мёссбауэровские спектры кристаллов  $\text{FeBO}_3$  (сверху) и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  (снизу), измеренные при  $T = 90$  К. Точки — экспериментальные данные, закрашенные области — парциальные компоненты спектра, огибающая линия — результат модельной обработки спектра.

методике, подробно описанной в работе [13]. В рамках использованной модели мы внесли необязательное предположение, что распределения вероятностей сверхтонкого магнитного поля будут одинаковы для атомов Fe с различным типом окружения.

На рис. 2 показаны мёссбауэровские спектры исследованных кристаллов, измеренные при  $T = 90$  К. Спектр  $\text{FeBO}_3$  представляет собой шестерку резонансных линий (при температурах вдали от точки магнитного перехода интенсивности двух (7-й и 8-й) дополнительных линий пренебрежимо малы [4]). Величина изомерного сдвига типична для высокоспинового состояния железа  $\text{Fe}^{3+}$  и составляет  $\delta = 0.5080(3)$  мм/с. Значение нормированной константы квадрупольного взаимодействия  $q = -0.1855(3)$  мм/с. Величина сверхтонкого магнитного поля  $H_{\text{hf}}$  составляет  $54.392(1)$  Тл.

Спектр кристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  при 90 К также близок по форме к секстету с параметрами:  $\delta = 0.499(1)$  мм/с,  $\Delta\delta = -0.006(1)$  мм/с,  $q = -0.120(2)$  мм/с,  $H_{\text{hf}} = 54.01(1)$  Тл ( $\Delta H_{\text{hf}} = -0.81(2)$  Тл).

Спектр монокристалла  $\text{FeBO}_3$  при комнатной температуре имеет шестерку хорошо разрешенных узких резонансных линий (см. рис. 3, сверху). Спектр характеризуется сверхтонкими парамет-



**Рис. 3.** Мёссбауэровские спектры кристаллов  $\text{FeBO}_3$  (сверху) и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  (снизу), измеренные при  $T = 300$  К. Точки — экспериментальные данные, закрашенные области — парциальные компоненты спектра, огибающая линия — результат модельной обработки спектра.

рами:  $\delta = 0.3912(2)$  мм/с,  $q = -0.1875(4)$  мм/с и  $H_{\text{hf}} = 34.178(2)$  Тл.

Резонансные линии в спектре кристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  при 300 К характеризуются сильным ассиметричным уширением к центру тяжести мёссбауэровского спектра (см. рис. 3, снизу). Распределение вероятностей  $P(H_{\text{hf}})$  существенно уширено по сравнению с распределением для кристалла  $\text{FeBO}_3$  (см. рис. 4). Определенные в

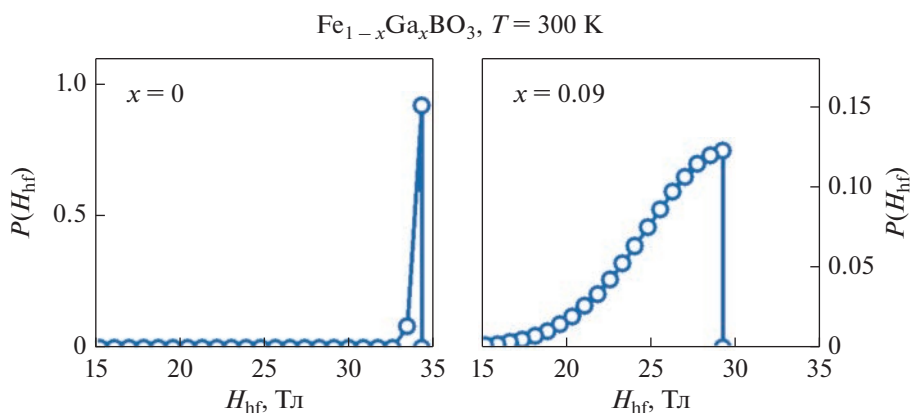
рамках модели величины изомерного сдвига и константы квадрупольного взаимодействия составили:  $\delta = 0.394(5)$  мм/с,  $\Delta\delta = -0.004(1)$  мм/с,  $q = -0.120(2)$  мм/с.

Величина магнитного сверхтонкого поля (как максимального, так и с учетом добавки  $\Delta H_{\text{hf}}$ ) в  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  существенно меньше, чем в  $\text{FeBO}_3$ , и составляет  $H_{\text{hf}} = 29.358(6)$  Тл и  $\Delta H_{\text{hf}} = 1.652(2)$  Тл. Такое различие связано, очевидно, с ослаблением взаимодействия между ионами Fe в структуре  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  за счет появления в их окружении диамагнитных “соседей” Ga. Энергия магнитной анизотропии, вычисленная в рамках модели, составила  $1.06 \times 10^{-17}$  Дж для  $\text{FeBO}_3$  и  $8.09 \times 10^{-20}$  Дж для  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ .

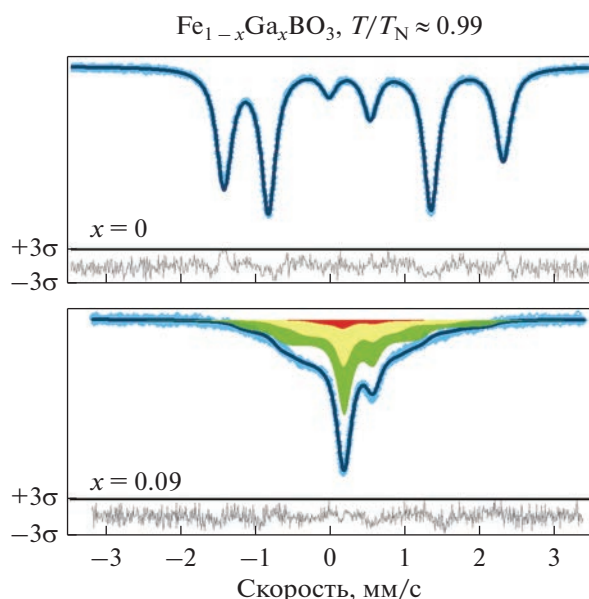
На рис. 5 приведены спектры кристаллов  $\text{FeBO}_3$  и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ , полученные при температурах 346 и 318 К соответственно. Такой выбор температур обусловлен близостью к точкам магнитного перехода  $T_N$  (по данным мёссбауэровской спектроскопии,  $T_N \sim 348$  К для  $\text{FeBO}_3$  и  $T_N \sim 320$  К для  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ ). Это дает возможность корректно сравнивать сверхтонкие параметры спектров кристаллов, так как для каждого из составов в этом случае выполняется соотношение  $T/T_N \approx 0.99$ .

Для кристалла  $\text{FeBO}_3$ , несмотря на близость к  $T_N$ , спектр состоит из хорошо разрешенного секстета с параметрами  $\delta = 0.3617(2)$  мм/с и  $q = -0.1900(3)$  мм/с (см. рис. 5, сверху). Распределения вероятностей  $P(H_{\text{hf}})$  характеризуется единственным максимумом с  $H_{\text{hf}} = 11.728(6)$  Тл (см. рис. 6).

Несмотря на то, что при  $T/T_N \approx 0.99$  для  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  максимальная величина  $H_{\text{hf}} =$



**Рис. 4.** Восстановленные распределения вероятности магнитного сверхтонкого поля в мёссбауэровских спектрах кристаллов  $\text{FeBO}_3$  (слева) и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  (справа) при 300 К.



**Рис. 5.** Мёссбауэровские спектры кристаллов  $\text{FeBO}_3$  (сверху) и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  (снизу), измеренные вблизи температуры магнитного перехода ( $T/T_N \approx 0.99$ ). Точки — экспериментальные данные, закрашенные области — парциальные компоненты спектра, огибающая линия — результат модельной обработки спектра.

$= 11.31(6)$  Тл сопоставима с таковой для  $\text{FeBO}_3$ , формы мёссбауэровских спектров кристаллов существенно отличаются (рис. 5). Спектр монокристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  является, по сути, суперпозицией дублета и плохо разрешенной магнитной компоненты. Такой вид спектра находит свое отражение в распределении вероятностей  $P(H_{\text{hf}})$ , которое имеет наиболее интенсивный максимум в нуле и широкое плечо в сторону увеличения магнитного сверхтонкого поля. Это означает, что при дан-

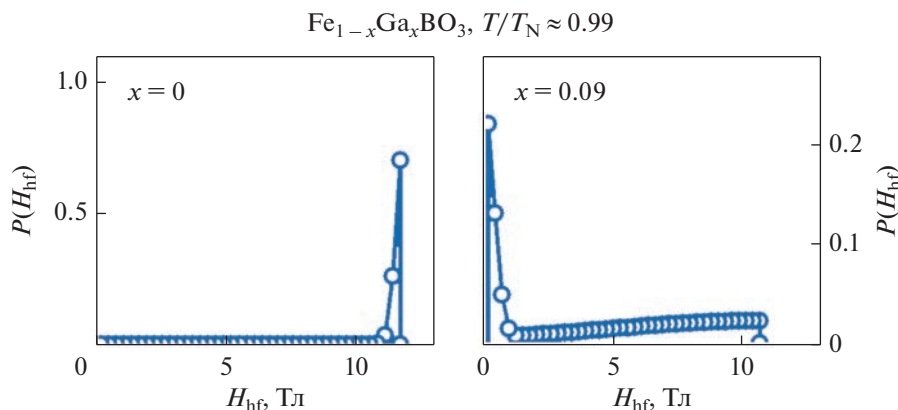
ной температуре в монокристалле  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  сосуществуют парамагнитные и магнитоупорядоченные состояния.

Энергия магнитной анизотропии при  $T/T_N \approx 0.99$  составляет  $(3.82 \pm 0.31) \times 10^{-18}$  Дж для  $\text{FeBO}_3$  и  $(5.05 \pm 0.45) \times 10^{-21}$  Дж для  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ . Такое различие в величинах энергии магнитной анизотропии связано с понижением степени упорядочения магнитной подсистемы в кристалле  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  за счет частичного изоморфного замещения атомов Fe на атомы Ga.

Для удобства, в табл. 1 приведены значения сверхтонких параметров мёссбауэровских спектров для кристаллов  $\text{FeBO}_3$  и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ .

Полученный результат коррелирует с более плавным характером температурной зависимости намагниченности кристалла  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  по сравнению с  $\text{FeBO}_3$  [14].

В заключение отметим, что в кристалле  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ , в силу отличия электронной структуры и ионного радиуса замещающего атома Ga от замещаемого Fe, происходит изменение внутрикристаллических электрических полей и перераспределение электронной плотности в кристаллической решетке [9]. Это может приводить к локальному отклонению главной оси тензора ГЭП от ориентации вдоль оси третьего порядка. Кроме того, из-за спин-орбитальной связи, изменение внутрикристаллических полей может проявиться и в виде локального изменения направления магнитного сверхтонкого поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  [15]. В дальнейшем мы планируем применить *ab initio* расчеты параметров сверхтонкой структуры для детального изучения этого вопроса.



**Рис. 6.** Восстановленные распределения вероятности магнитного сверхтонкого поля в мёссбауэровских спектрах кристаллов  $\text{FeBO}_3$  (слева) и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  (справа) при  $T/T_N \approx 0.99$ .

**Таблица 1.** Параметры сверхтонкого взаимодействия в кристаллах  $\text{FeBO}_3$  и  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ , полученные из экспериментальных мёссбауэровских спектров. В скобках приведены среднеквадратичные ошибки определенных величин

| Состав                                        | $T$ , К | $\delta$ , мм/с | $\Delta\delta$ , мм/с | $q$ , мм/с   | $H_{\text{hf}}$ , Тл | $\Delta H_{\text{hf}}$ , Тл |
|-----------------------------------------------|---------|-----------------|-----------------------|--------------|----------------------|-----------------------------|
| $\text{FeBO}_3$                               | 90      | 0.5080(3)       | 0                     | – 0.1855 (3) | 54.392(1)            | 0                           |
|                                               | 300     | 0.3912(2)       | 0                     | –0.1875(4)   | 34.178(2)            | 0                           |
|                                               | 346     | 0.3617(2)       | 0                     | –0.1900(3)   | 11.728(6)            | 0                           |
| $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$ | 90      | 0.499(1)        | –0.006(1)             | –0.120(2)    | 54.01 (1)            | –0.81(2)                    |
|                                               | 300     | 0.394(5)        | –0.004(1)             | –0.120(2)    | 29.358(6)            | –1.652(2)                   |
|                                               | 318     | 0.385 (1)       | –0.03(1)              | –0.191(1)    | 11.31(6)             | –3.0(1)                     |

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе установлено, что, в отличие от мессбауэровских спектров кристалла  $\text{FeBO}_3$ , которые описываются единственной компонентой, спектры  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  представляют собой суперпозицию сверхтонких компонент с различными площадями, которые соответствуют неэквивалентным окружениям атомов железа атомами Fe и/или Ga. Относительная ширина распределения вероятностей сверхтонкого магнитного поля в кристаллах возрастает с увеличением температуры. При низких температурах спектры  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  близки к форме секстета с узкими резонансными линиями. При высоких температурах в спектрах  $\text{Fe}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{BO}_3$  наблюдается хорошо разрешенная дополнительная компонента. Это связано с большей чувствительностью к тепловым возмущениям магнитных моментов тех атомов железа, в ближайшем окружении которых имеются диамагнитные атомы галлия.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-29-12016\21-мк, в части подготовки кристаллических образцов, мёссбауэровских исследований и теоретического анализа.

Рентгенофлуоресцентные измерения проведены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” с использованием оборудования ЦКП.

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pernet M., Elmale D., Joubert J.C., Structure Magnétique Du Metaborate de Fer  $\text{FeBO}_3$  // Solid State Commun. 1970. V. 8. P. 1583–1587.
2. Yagupov S., Strugatsky M., Seleznyova K., Mogilenec K.Y., Snegirev N., Marchenkov N.V., Kulikov A.G., Eliovich Y.A., Frolov K.V., Ogarkova Y.L., Lyubutin I.S. Development of a Synthesis Technique and Characterization of High-Quality Iron Borate  $\text{FeBO}_3$  Single Crystals for Applications in Synchrotron Technologies of a New Generation // Cryst. Growth Des. 2018. V. 18. P. 7435–7435.
3. Smirnova E.S., Snegirev N.I., Lyubutin I.S., Starchikov S.S., Artemov V.V., Lyubutina M.V., Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Mogilenec Y.A., Seleznyova K.A., Alekseeva O.A. Flux growth, structure refinement and Mössbauer studies of  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  single crystals. // Acta Crystallogr. B: Structural Science, Crystal Engineering and Materials. 2020. V. 76. № 6. P. 1100–1108.
4. Lyubutin I.S., Snegirev N.I., Chuev M.A., Starchikov S.S., Smirnova E.S., Lyubutina M.V., Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Alekseeva O.A. Magnetic and electric hyperfine parameters of antiferromagnet  $\text{FeBO}_3$  intended for monochromatization of synchrotron radiation // J. Alloys and Compd. 2022. V. 906. P. 164348.
5. Snegirev N., Smirnova E., Lyubutin I., Kiiamov A., Starchikov S., Yagupov S., Strugatsky M., Alekseeva O. Mutual orientation of electric intracrystalline and magnetic fields in iron borate single crystals // IEEE Magn. Lett. 2022. V. 13. P. 2501004.
6. Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., Rüffer R., McCammon C., Dubrovinsky L. Angular, spectral, and temporal properties of nuclear radiation from a  $^{57}\text{Fe}$  synchrotron Mössbauer source // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. № 5. P. 053808.
7. Seleznyova K., Strugatsky M., Yagupov S., Mogilenec Y., Drovosekov A., Kreines N., Rosa P., Kliava J. Electron magnetic resonance of iron-gallium borate single crystals // J. Appl. Physics. 2019. V. 125. P. 223905.
8. Snegirev N., Lyubutin I., Kulikov A., Zolotov D., Vasiliev A., Lyubutina M., Yagupov S., Mogilenec Y., Seleznyova K., Strugatsky M. Structural perfection of  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$

- single crystals designed for nuclear resonant synchrotron experiments // *J. Alloys and Compd.* 2021. V. 889. P. 161 702.
9. Лабушкин В.Г. Дифракция рентгеновского и мёсбауэровского излучения на магнитоупорядоченных кристаллах / Дис. на соискание степени доктора физ.-мат. наук, ВНИИФТРИ, Москва, 1986.
  10. Kamzin A.S., Ol'khovik L.P., Snetkova E.V. Preparation and investigation of weakly ferromagnetic  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$  single crystals // *Phys. Solid State.* 2003. V. 45. № 11. P. 2128–2130.
  11. Dmitrienko V.E., Ovchinnikova E.N., Collins S., Nisbet G., Beutier G., Kvashnin Y.O., Mazurenko V.V., Lichtenstein A.I., Katsnelson M.I. Measuring the Dzyaloshinskii–Moriya interaction in a weak ferromagnet // *Nat. Phys.* 2014. V. 10. № 3. P. 202–206.
  12. Coey J.M.D., Sawatzky G.A. The mössbauer spectra of substituted systems local molecular field theory // *Phys. Status Solidi B.* 1971. V. 44. № 2. P. 673–680.
  13. Lyubutin I.S., Chuev M.A., Starchikov S.S., Funtov K.O., Lyubutina M.V. Spiral magnetic structures with various helix parameters in langasite family compounds tested by Mössbauer spectroscopy // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 504. P. 166665.
  14. Снегирёв Н.И., Богач А.В., Любутин И.С., Чуев М.А., Ягунов С.В., Могиленец Ю.А., Селезнева К.А., Стругацкий М.Б. Эволюция магнитных свойств монокристаллов бората железа при допировании галлием // *ФММ.* 2023. Т. 124. № 2. С. 141–145.
  15. Вайнштейн Б.К. Современная кристаллография. М.: Наука, 1979.