

Спиновый электронный переход в парамагнитной фазе гейзенберговского магнетика $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, индуцированный давлением

И. С. Любутин^{1)*}, А. Г. Гаврилюк^{*+∇}, В. В. Стружкин[∇], С. Г. Овчинников[□], С. А. Харламова^{□△},
Л. Н. Безматерных[□], М. Ху^{2)△}, П. Чоу^{2)△}

*Институт кристаллографии РАН, 119333 Москва, Россия

+Институт физики высоких давлений РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

∇Geophysical Laboratory, Carnegie Institution of Washington, Washington DC 20015, USA

□Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отд. РАН, 660036 Красноярск, Россия

△Advanced Photon Source, ANL, Argonne, IL 60439, USA

Поступила в редакцию 2 октября 2006 г.

Обнаружен эффект спинового кроссовера HS→LS (переход high-spin → low-spin) для трехвалентных ионов Fe^{3+} , индуцированный высоким давлением в области 45–53 ГПа в парамагнитной фазе кристалла ферро-бората гадолиния $\text{Gd}^{57}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Этот эффект исследован в камерах высокого давления с алмазными наковальнями двумя экспериментальными методами, использующими синхротронное излучение: ядерное резонансное рассеяние вперед (NFS) и рентгеновскую эмиссионную Fe-K_β спектроскопию высокого разрешения (XES). Проявление кроссовера в парамагнитной фазе, где нет параметра порядка, различающего HS и LS состояния, коррелирует со скачком оптической щели и переходом кристалла из диэлектрика в полупроводник. На основе многоэлектронной теоретической модели предложено объяснение этого эффекта при высоких давлениях.

PACS: 61.50.Ks, 71.27.+a, 71.30.+h, 81.40.Tv

1. Введение. Кристалл $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ обладает тригональной симметрией с пространственной группой $R32 (D_{3h}^7)$ [1]. Структура состоит из слоев, состоящих из тригональных призм GdO_6 и меньших по размеру октаэдров FeO_6 , которые образуют винтовые одномерные слабо связанные между собой цепочки, вытянутые вдоль оси c [1]. $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ является антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N = 38$ К, а около 10 К в кристалле происходит спин-переориентационный переход (спин-флоп) [2, 3]. Предполагается, что ниже T_N магнитное упорядочение относится к ионам железа, тогда как ионы Gd^{3+} , оставаясь парамагнитными, подмагничиваются железной подрешеткой и заметно влияют на анизотропные свойства кристалла [2–5]. Недавно в этом кристалле обнаружен магнито-электрический эффект, что позволяет отнести этот материал к ряду мультиферроиков [6]. Электрическая поляризация и магнитоупругость в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ возникают при низких температурах в результате изменения магнитной симметрии в процессе спиновой переори-

ентации, индуцированной приложенным магнитным полем. При воздействии высоких давлений в кристалле $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ обнаружены структурные и электронные фазовые переходы в области $P = 26$ и 43 ГПа со скачкообразным уменьшением оптической щели и переходом диэлектрика в полупроводник [7, 8].

Таким образом, внешние воздействия приводят к новым эффектам и сильно влияют на свойства $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В настоящей работе при воздействии высоких давлений, создаваемых в камерах с алмазными наковальнями, обнаружен эффект спинового кроссовера, связанный с переходом ионов Fe^{3+} из высокоспинового (HS) в низкоспиновое (LS) состояние. Этот эффект исследован двумя независимыми экспериментальными методами, использующими синхротронное излучение: ядерное резонансное рассеяние вперед (NFS) и рентгеновскую эмиссионную Fe-K_β спектроскопию высокого разрешения (XES).

2. Методика и результаты эксперимента. Монокристаллы $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ были выращены методом из раствора в расплаве [9]. По отработанной методике специально для ядерно-резонансных исследований были выращены кристаллы с изотопом ^{57}Fe (обогащение до 96%). Рентгеновские дифракто-

¹⁾e-mail: lyubutin@ns.crys.ras.ru

²⁾M. Hu, P. Chow.

граммы для контрольного и изотопически обогащенного образцов $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ указывали на идентичный фазовый и структурный состав этих кристаллов.

Для измерений при высоких давлениях мы использовали камеры с алмазными наковальнями (diamond anvil cells – DAC). Диаметр рабочей площадки алмазов около 300 мк, диаметр отверстия в гаскете, куда помещался образец, около 100 мк. В рентгеновских экспериментах XES использовалась гаскета из бериллия, а при измерении спектров NFS и в экспериментах по рентгеновской дифракции – рениевая фольга. В качестве среды, передающей давление, в XES экспериментах использовался гелий, как наиболее гидростатичная среда, а в экспериментах по рентгеновской дифракции и NFS – аргон. Величина давления и его возможные градиенты по диаметру образца измерялись по сдвигу линии флюоресценции рубина. Для этого, кроме образца, в камеру помещалось несколько кусочков рубина размером около 1 мк, которые располагались на различных расстояниях от центра, чтобы иметь возможность оценить градиент давления.

Из мессбауэровских исследований установлено, что спектр поглощения от ядер ^{57}Fe кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ состоит из одного дублета с квадрупольным расщеплением $QS = 0.287(2)$ мм/с и изомерным сдвигом $IS = 0.385(2)$ мм/с (относительно металлического железа). Эти параметры указывают на высокоспиновое состояние ионов Fe^{3+} в нормальных условиях.

2.1. Эксперименты по ядерному резонансному рассеянию вперед синхротронного излучения (СИ). Для синхротронных мессбауэровских экспериментов (NFS – Nuclear forward scattering) при высоких давлениях использовался кристалл $\text{Gd}^{57}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, обогащенный изотопом Fe-57. Для получения тонкого образца кристалл растирался в порошок и из него изготавливалась пластина толщиной ~ 3.8 мк путем предварительного сдавливания порошка между алмазными наковальнями. В оптическом микроскопе пластина была прозрачной и почти бесцветной. Пластина размером $\sim 80 \times 80$ мк² помещалась в рабочий объем камеры DAC, которая заполнялась аргоном (среда, передающая давление).

Эксперименты по NFS были выполнены на синхротронном пучке 16-ID-D в Аргоне (APS, Argonne, США). Использовался 24-банчевый режим работы, при котором импульсы пучка СИ разделены временным интервалом в 154 нс. Спектры резонансного рассеяния вперед от ядер ^{57}Fe (временные или синхротронные мессбауэровские спектры [10]) снимались

при комнатной температуре в режиме повышения давления до $P = 58.3$ ГПа.

На рис.1 показана эволюция NFS спектров с ростом давления. Затухающий распад ядерного возбуждения модулирован во времени квантовыми и

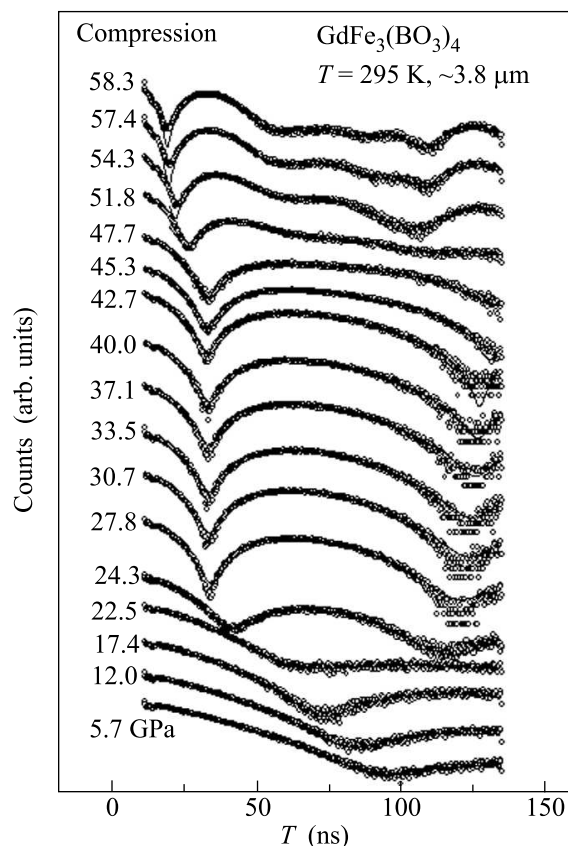


Рис.1. Эволюция спектров NFS (точки) с ростом давления в кристалле $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, обогащенном изотопом Fe-57 (при комнатной температуре). Среда, передающая давление в камере DAC – аргон. Линии – расчетные спектры при аппроксимации по программе MOTIF, о – экспериментальные точки

динамическими биениями. Квантовые биения возникают при расщеплении ядерных уровней сверхтонким взаимодействием на подуровни вследствие интерференции между рассеянными компонентами излучения различных частот. Поскольку при комнатной температуре кристалл $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ находится в парамагнитном состоянии, то квантовые биения магнитной природы отсутствуют, и наблюдаемые биения связаны с электрическим квадрупольным сверхтонким расщеплением возбужденного уровня ядра ^{57}Fe (ядерный спин $I = \pm 3/2$) на два подуровня. Период квантовых биений обратно пропорционален величине сверхтонкого расщепления. Динамические биения обусловлены многократными процессами рас-

сеяния в “толстом” кристалле и определяются толщиной образца [11]. В случае, когда период квантовых биений близок к временному интервалу между банчами СИ, учет динамических биений чрезвычайно важен для правильной оценки сверхтонких параметров из данных NFS, и для минимизации эффекта динамических биений следует использовать предельно тонкие образцы [12].

Экспериментальные спектры NFS обрабатывались по программе MOTIF [13], и на рис.1 расчетные спектры представлены сплошными линиями. Из эксперимента следует, что в исследованном диапазоне давлений существуют три области, в которых кристалл $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ находится в различных фазовых состояниях. Эти области разделены двумя фазовыми переходами, первый из которых происходит при давлении около 25 ГПа, а второй – в области $\sim 45\text{--}53$ ГПа.

На рис.2а показана зависимость величины квадрупольного расщепления QS от давления, полученная из спектров NFS. С ростом P в фазе низкого давления $0 < P < 25$ ГПа наблюдается небольшое увеличение QS , а затем при $P = 25$ ГПа происходит резкий скачок QS до величины ≈ 1.0 мм/с. Очевидно, это связано со структурным фазовым переходом, при котором был обнаружен коллапс объема элементарной ячейки на 8% [7]. Значительное увеличение QS за счет решеточного вклада указывает на возникающие при этом переходе искажения кислородных октаэдров в окружении ионов Fe^{3+} . В промежуточной фазе $25 < P < 45$ ГПа величина QS остается постоянной, а при $P > 45$ ГПа начинается второй переход и новый рост QS (см. рис.2а). Этот переход растягивается примерно на 8 ГПа, и в его конце в фазе высокого давления значение QS достигает очень большой величины, ≈ 2.2 мм/с, указывая на изменение электронной спиновой структуры ионов железа. Значительный рост градиента электрического поля на ядре железа происходит из-за появления большого электронного вклада в QS вследствие нарушения сферической симметрии электронной оболочки Fe^{3+} при переходе из высокоспинового в низкоспиновое состояние. Таким образом, второй переход связан со спиновым HS \rightarrow LS (high-spin \rightarrow low-spin) кроссовером.

Мы измерили также несколько спектров NFS в режиме снижения давления. Было установлено, что эффект спинового кроссовера является обратимым (см. темные треугольники на рис.2а), то есть ниже критического давления HS состояние восстанавливается.

2.2. Рентгеновская дифракция. Чтобы исследовать возможные изменения кристаллической структуры при спиновом HS–LS кроссовере, одновременно со спектрами NFS в той же камере DAC были измере-

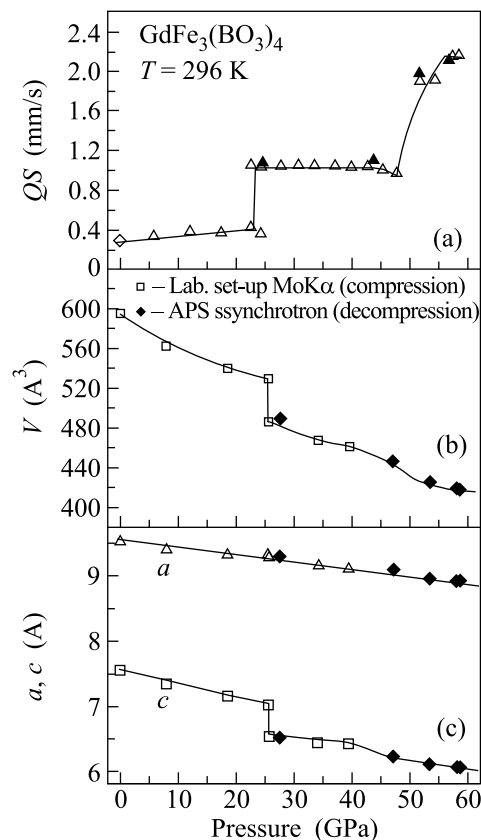


Рис.2. Зависимость величины квадрупольного расщепления (QS) от давления в кристалле $\text{Gd}^{57}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, полученная из спектров NFS (а) и изменение объема (V) и параметров элементарной ячейки (a и c) из двух серий измерений: с ростом давления (светлые точки, лабораторный источник $\text{MoK}\alpha$) и с уменьшением давления (темные точки, синхротронный источник APS) (b) и (c)

ны также рентгеновские дифрактограммы в режиме снижения давления. Установлено, что до и после HS–LS перехода картина рентгеновской дифракции соответствует той же самой симметрии кристалла. Ранее мы обнаружили, что скачок объема элементарной ячейки при ~ 26 ГПа также происходит без изменения симметрии кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [7]. Таким образом во всем диапазоне давлений $0 < P < 60$ ГПа симметрия кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ сохраняется, несмотря на ряд превращений, таких как переход диэлектрик – полупроводник [7] и спиновый кроссовер.

На рис.2b и 2c показано изменение объема и параметров элементарной ячейки кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ из двух серий наших измерений (в диапазоне давлений $0 < P < 60$ ГПа). Видно, что в области спинового кроссовера $45\text{--}53$ ГПа наблюдается лишь слабо выраженная аномалия. Это является дополнительным доказательством того, что резкое увеличение параметра квадрупольного расщепления QS в этой области не

связано с изменением кристаллической структуры, а обусловлено электронным переходом.

2.3. Рентгеновская эмиссионная Fe- K_{β} спектроскопия высокого разрешения. Эффект спинного кроссовера можно исследовать также с помощью методики XES (High-resolution X-ray emission spectroscopy), которая чувствительна к спиновому состоянию и электронной структуре ионов железа [14, 15]. В случае высокоспинового состояния железа эмиссионный рентгеновский спектр Fe представлен основным интенсивным пиком $K_{\beta_{1,3}}$ с энергией 7058 эВ и сателлитным слабоинтенсивным пиком $K_{\beta'}$ с более низкой энергией (см. рис.3). Этот сателлитный пик возникает в результате обменного вза-

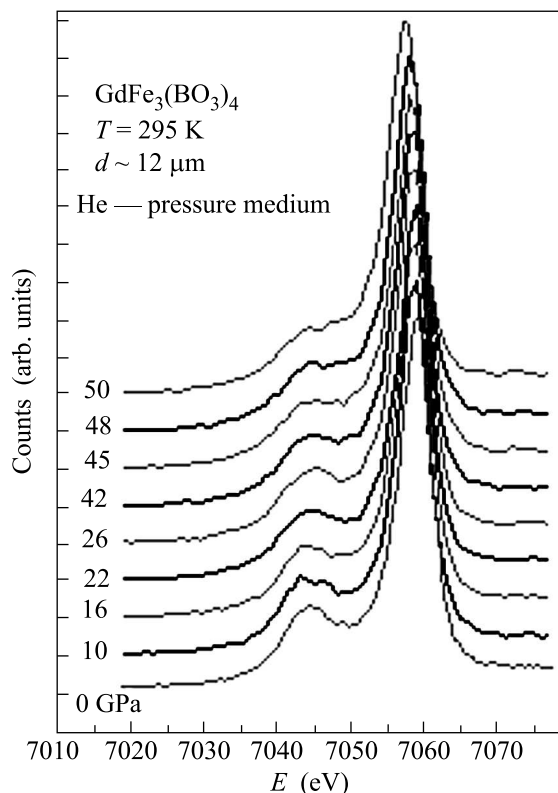


Рис.3. Эволюция рентгеновских эмиссионных Fe- K_{β} спектров в кристалле $GdFe_3(BO_3)_4$ с увеличением давления при комнатной температуре. Среда, передающая давление в камере DAC – гелий

имдействия внутренней $3p$ дырки с $3d$ электронами на финальной стадии процесса эмиссии. Поскольку низкоспиновое LS состояние иона Fe^{3+} (конфигурация d^5 , спин $S = 1/2$) имеет магнитный момент в пять раз меньший, чем высокоспиновое HS состояние (спин $S = 5/2$), то коллапс магнитного момента в результате такого перехода проявляется в резком уменьшении интенсивности сателлитного пика [15]. Однако ввиду низкой интенсивности эмиссионных рентгеновских спектров, надежные данные мож-

но получить лишь с использованием источников синхротронного излучения.

Наши исследования XES спектров на монокристалле $GdFe_3(BO_3)_4$ при высоких давлениях были проведены на синхротронной станции 16-ID-D в Аргоне (APS, Argonne, США). Размеры монокристаллической пластины составляли $60 \times 30 \times 12$ мкм, что хорошо согласуется с формой поперечного сечения пучка СИ. Спектры XES были сняты при комнатной температуре в камере DAC с гелиевой средой при высоких давлениях до 52 ГПа. Эволюция рентгеновских эмиссионных Fe- K_{β} -спектров с увеличением давления показана на рис.3. Визуально, в интервале давлений $0 < P < 40$ ГПа интенсивность сателлитного пика слабо меняется, но выше 40 ГПа она быстро уменьшается. На рис.4а в режиме увеличения дав-

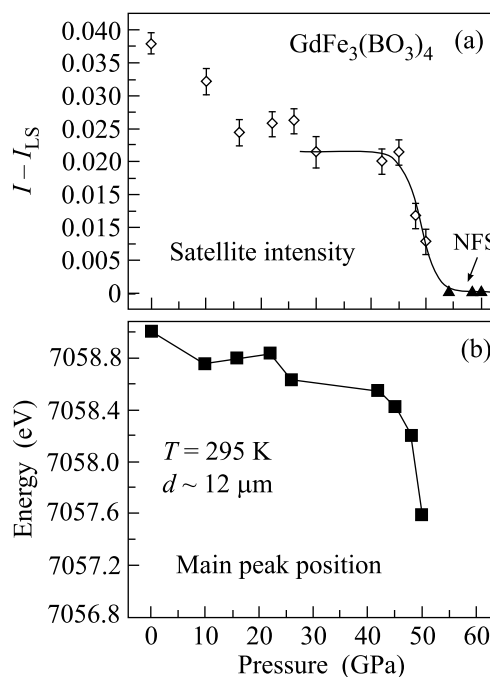


Рис.4. Зависимость от давления: (а) параметра $R = [I(P) - I_{LS}]$, пропорционального относительной заселенности высокоспинового состояния в кристалле $GdFe_3(BO_3)_4$. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных XES в области спинного кроссовера расчетной кривой на основе модели термических флуктуаций (форм. (1)); (б) положения главного пика в рентгеновских эмиссионных Fe- K_{β} спектрах

ления показана зависимость от давления параметра $R = [I(P) - I_{LS}]$, представляющего разность интегральных интенсивностей спектров при давлении P , $[I(P)]$, и при давлении выше критического $P > P_C$ $[I_{LS}]$, то есть в низкоспиновом состоянии. Этот па-

раметр отражает относительную заселенность высокоспиновой фазы в области перехода. Из рис.4а видно, что с увеличением давления параметр R заметно уменьшается в области $0 < P < 25$ ГПа. Причина такого поведения пока не ясна и требует дополнительного, более подробного экспериментального и теоретического исследований. Выше 25 ГПа величина R практически постоянна, а при ~ 45 ГПа начинается ее резкое падение, которое приводит к нулевому значению параметра R при 51 ГПа, указывая на полный переход в низкоспиновое состояние.

При $P > 40$ ГПа положение главного пика резко сдвигается на ~ 1 эВ в сторону низких энергий (см. рис.4б), что также характерно для HS–LS перехода [15]. Измерения показывают, что после перехода интенсивность спутанного пика не падает до нуля. Это согласуется с тем, что LS состояние иона Fe^{3+} не является диамагнитным (как это может быть в случае двухвалентного железа), а имеет спин $S = 1/2$. Мы установили, что спиновый переход не является скачкообразным, а имеет ширину около 6 ГПа в XES эксперименте. Такое значительное уширение интервала перехода не может быть объяснено градиентом давления, поскольку гелий, как среда, передающая давление в XES эксперименте, является очень мягким, и неоднородность давления в камере DAC не превышает 0.5 ГПа. Причины этого эффекта обсуждаются ниже.

3. Обсуждение результатов. Явление спинового кроссовера при воздействии высоких давлений наблюдалось недавно в ряде магнитных диэлектриков, таких как FeBO_3 [16, 17], BiFeO_3 [18], $(\text{La, Pr})\text{FeO}_3$ [19, 20], Fe_2O_3 [21] и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [22]. Во всех этих случаях ионы железа находятся в трехвалентном состоянии Fe^{3+} и спиновый кроссовер HS–LS проявляется в коллапсе локального магнитного момента железа и в переходе антиферромагнетика в парамагнитное состояние. Особенность настоящих исследований заключается в том, что в кристалле $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ спиновый кроссовер происходит в парамагнитной фазе, где нет параметра порядка, различающего HS и LS состояния. В этом кристалле при нормальном давлении температура Нееля достаточно низка (38 К) и с ростом давления не сможет превысить комнатную температуру (см., например, [17]), поэтому наши измерения проведены заведомо в парамагнитной фазе.

3.1. Расчет среднего спина в окрестности кроссовера и сравнение с экспериментом. Из всей совокупности термов Fe^{3+} в окрестности кроссовера достаточно рассмотреть два: HS 6A_1 -терм со спином $S = 5/2$ и энергией $E_{5/2}$ и LS 2T_2 -терм со спином $S = 1/2$ и энергией $E_{1/2}$. При нулевом давлении $E_{5/2} < E_{1/2}$, однако с ростом давления из-за уве-

личения параметра кристаллического поля Δ энергия $E_{1/2}$ падает быстрее, чем $E_{5/2}$, что приводит к кроссоверу этих уровней при $\Delta = \Delta_c$ [23]. Числа заполнения термов со спином S могут быть записаны в виде

$$n_S = \exp(-E_S/kT)/Z, \quad (1)$$

где статистическая сумма Z в случае двух термов равна

$$Z = \exp(-E_{5/2}/kT) + \exp(-E_{1/2}/kT). \quad (2)$$

В результате для средней проекции спина находим

$$\begin{aligned} \langle S^Z \rangle &= \frac{5}{2}n_{5/2}(P, T) + \frac{1}{2}n_{1/2}(P, T) = \\ &= \left[\frac{5}{2} + \frac{1}{2} \exp(-\Delta E/kT) \right] / [1 + \exp(-\Delta E/kT)], \quad (3) \end{aligned}$$

где $n_{5/2}$ и $n_{1/2}$ – вероятности нахождения иона Fe^{3+} в состоянии $S = 5/2$ и $S = 1/2$. При $T = 0$ К вероятность $n_{5/2}$ равна единице вплоть до точки кроссовера, а выше $P_{кр}$ она равна нулю.

Энергетическая щель между термами равна $\Delta E(P) = E_{1/2} - E_{5/2} = 15B + 10C - 2\Delta$, где B и C – параметры Рака. Предполагается, что величины B и C слабо зависят от давления, а величина Δ линейно растет с давлением, $\Delta(P) = \Delta(0) + \alpha_\Delta P$ [24]. Недавно для кристалла бората FeBO_3 из поведения оптических спектров под давлением величина α_Δ оценена равной 0.018 эВ/ГПа [25], а при нулевом давлении $B = 0.084$ эВ и $C = 0.39$ эВ [24].

При аппроксимации экспериментальных данных теоретической кривой мы исходим из того, что в области кроссовера вышеприведенный параметр $R = [I(P) - I_{LS}]$ отражает относительную заселенность высокоспинового состояния n_S (см. (1)) и аналогичным образом зависит от давления и температуры. При подгонке учитывалось, что $R_{LS} = 0$ и $kT = 0.025$ эВ (комнатная температура), и ее результат показан сплошной линией на рис.4а. Параметры подгонки оказались равны $P_c = 48.78$ ГПа и $\alpha_\Delta = 0.0077$ эВ/ГПа.

Примечательно, что параметр α_Δ для кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ оказался примерно в два раза меньше найденного для бората FeBO_3 , что, по-видимому, связано с различиями в кристаллической структуре и сжимаемости этих соединений [7, 26].

3.2. Фазовый переход или кроссовер? Выше в тексте мы употребляли термины: два фазовых перехода, электронные переходы при $P_1 = 25$ ГПа и $P_2 = 45$ ГПа. Эти термины нуждаются в уточнении. Переход при P_1 из фазы низкого давления в промежуточную фазу сопровождается структурным фазовым переходом первого рода, и в этом смысле является термодинамическим фазовым переходом. Скачок па-

раметра решетки c и объема элементарной ячейки в точке P_1 (см. рис.2) приводит к скачку кристаллического поля, и тем самым – к скачку диэлектрической щели и края оптического поглощения, обнаруженному в [7]. В этом случае электронный переход сопутствует структурному.

Что касается спинового кроссовера, то его размытость при конечных температурах уже указывает на то, что это не истинный фазовый переход в термодинамическом смысле. Как видно из формулы (3), ширина размытия уменьшается, с понижением температуры. При $T = 0$ изменение спина будет скачкообразным, и можно было бы обсуждать квантовый фазовый переход по параметру (в данном случае по давлению). Однако при понижении температуры в кристалле $GdFe_3(BO_3)_4$ происходит магнитное упорядочение и появляется магнитный параметр порядка. Переходы под давлением в $GdFe_3(BO_3)_4$ при низких температурах, по-видимому, принципиально не будут отличаться от исследованного ранее магнитного коллапса в $FeBO_3$ [16,17]. Особенность настоящих исследований в том, что мы наблюдали кроссовер HS–LS для ионов Fe^{3+} в парамагнитной области (при $T = 300$ К). Для $FeBO_3$ аналогичный кроссовер мог бы наблюдаться при $T > 600$ К.

Отметим, что недавно подобный эффект был обнаружен в магнезио-вюстите $(Mg,Fe)O$, содержащем ионы двухвалентного железа Fe^{2+} [12], с той лишь разницей, что спиновый HS–LS кроссовер приводит к состоянию с нулевым спином $S = 0$ и кристалл становится диамагнетиком. В этом плане чрезвычайно интересно и важно для фундаментальной физики и геофизики экспериментально исследовать температурную зависимость ширины HS–LS перехода в подобных материалах и построить фазовую P – T -диаграмму спиновых состояний.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 05-02-16142-а) и Программой ОФН РАН “Сильно коррелированные электронные системы”, а также грантом DOE # DE-FG02-02ER45955. HPCAT является формой сотрудничества между the Carnegie Institution, Lawrence Livermore National Laboratory, the University of Hawaii, the University of Nevada Las Vegas, the Carnegie/DOE Alliance Center (CDAC) и поддерживается DOE-BES, DOE-NNSA, NSF, DOD-TACOM, the W.M. Keck Foundation. Использование Advanced Photon Source поддерживается the U.S. Department of Energy, Basic Energy Sciences, Office of Science в рамках контракта # W-31-109-EN.

1. N. I. Leonyuk and L. I. Leonyuk, *Progr. Crystal Growth and Charact.* **31**, 179 (1995); N. I. Leonyuk, *Progr.*

- Cryst. Growth Charact.* **31**, 279 (1995).
2. A. D. Balaev, L. N. Bezmaternykh, I. A. Gudim et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **C 258-259**, 532 (2003).
3. S. A. Kharlamova, S. G. Ovchinnikov, A. D. Balaev et al., *ЖЭТФ* **128**, 1252 (2005); *JETP* **101**, 1098 (2005).
4. A. I. Pankrats, G. A. Petrakovski, L. N. Bezmaternykh et al., *JETP* **99**, 766 (2004).
5. A. K. Zvezdin, V. M. Matveev, A. A. Mukhin, and A. I. Popkov, *Rare-earth ions in the magnetic ordered crystals*, Moscow, Nauka, 1985.
6. A. K. Zvezdin, S. S. Krotov, A. M. Kadomtseva et al., *JETP Lett.* **81**, 335 (2005).
7. А. Г. Гаврилюк, С. А. Харламова, И. С. Любутин и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 482 (2004); *JETP Lett.* **80**, 426 (2004).
8. A. G. Gavriiliuk, S. A. Kharlamova, I. S. Lyubutin et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **17**, 7599 (2005).
9. Л. Н. Безматерных, С. А. Харламова, В. Л. Темеров, *Кристаллография* **49**, 1 (2004).
10. R. Ruffer and A. I. Chumakov, *Hyperfine Interact.* **97/98**, 589 (1996).
11. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 31 (1999).
12. A. G. Gavriiliuk, J.-F. Lin, I. S. Lyubutin et al., *JETP Letters* **84**, 190 (2006).
13. Yu. V. Shvyd'ko, *Hyperfine Interact.* **125**, 173 (2000).
14. J. Badro, G. Fiquet, V. V. Struzhkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 205504 (2002).
15. J. Badro, V. Struzhkin, J.-F. Shu et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4101 (1999).
16. И. А. Троян, А. Г. Гаврилюк, И. С. Любутин и др., *ЖЭТФ* **74**, 26 (2001); *JETP Lett.* **74**, 24 (2001).
17. A. G. Gavriiliuk, I. A. Trojan, I. S. Lyubutin et al., *ЖЭТФ* **127**, 780 (2005); *JETP* **100**, 688 (2005).
18. A. G. Gavriiliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin et al., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 243 (2005); *JETP Lett.* **82**, 224 (2005).
19. G. R. Hearne, M. P. Pasternak, R. D. Taylor et al., *Phys. Rev. B* **51**, 11495 (1995).
20. W. M. Xu, O. Naaman, G. Kh. Rozenberg et al., *Phys. Rev. B* **64**, 094411 (2001).
21. M. P. Pasternak, G. Kh. Rozenberg, G. Yu. Machavariani et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4663 (1999).
22. И. С. Любутин, А. Г. Гаврилюк, И. А. Троян др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 797 (2005); *JETP Lett.* **82**, 702 (2005).
23. В. Н. Заблуда, С. Г. Овчинников, А. М. Поцелуйко и др., *ФТТ* **47**, 474 (2005).
24. Y. Tanabe and S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan* **9**, 753 (1951).
25. А. Г. Гаврилюк, И. А. Троян, С. Г. Овчинников и др., *ЖЭТФ* **126**, 650 (2004); *JETP* **99**, 566 (2004).
26. A. G. Gavriiliuk, I. A. Trojan, R. Boehler et al., *Письма в ЖЭТФ* **75**, 25 (2002); *JETP Lett.* **75**, 23 (2002).