Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 11, с. 788 – 793

Магнитный коллапс и изменение электронной структуры в антиферромагнетике $FeBO_3$ при воздействии высокого давления

В. А. Саркисян, И. А. Троян[+]*, И. С. Любутин*[1)]*, А. Г. Гаврилюк*[+]*, А. Ф. Кашуба*

Институт кристаллографии РАН, 119333 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 25 октября 2002 г.

Методом мессбауэровской спектроскопии поглощения (ядра ^{57}Fe) в камере с алмазными наковальнями изучено воздействие высоких давлений до 60 ГПа на моно- и поликристаллические образцы бората железа $^{57}FeBO_3$. Обнаружено, что с ростом давления магнитное поле $H_{\rm hf}$ на ядрах ^{57}Fe увеличивается, но при 46 ± 2 ГПа внезапно падает до нуля, указывая на переход кристалла из антиферромагнитного состояния в немагнитное. При этом изомерный сдвиг и квадрупольное расщепление спектров также меняются скачком и их значения в фазе высокого давления указывают на переход ионов Fe^{3+} из высокоспинового ($S = 5/2$, $^6A_{1g}$) в низкоспиновое ($S = 1/2$, $^2T_{2g}$) состояние (спиновый кроссовер). Это коррелирует со скачкообразным уменьшением объема элементарной ячейки на $\sim 9\%$ и резким уменьшением оптической щели. Изменение магнитной и электронной структур объясняется моттовским переходом с разрывом сильных $d{-}d$-электронных корреляций.

PACS: 61.50.Ks, 75.30.Et, 75.50.–y, 76.80.+y

1. Введение. Борат железа $FeBO_3$ – редкий материал, обладающий прозрачностью в видимой области и спонтанной намагниченностью при комнатной температуре. Поэтому в нем возможна модуляция света магнитооптическими эффектами. $FeBO_3$ имеет ромбоэдрическую структуру кальцита, пространственная группа $R\bar{3}c$ (D^6_{3d}) [1,2], и является антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом и точкой Нееля $T_N = 348$ К [2]. Элементарная ячейка содержит две формульные единицы. Ионы железа Fe^{3+} находятся в октаэдрическом окружении из ионов кислорода. Межионные расстояния составляют: $(\mathrm{Fe-O}) = 2.028$ Å и $(\mathrm{Fe-Fe}) = 3.601$ Å, и углы связи $(\mathrm{O-Fe-O})$ равны 91.82° и 88.18° [3]. Таким образом, окружение железа шестью ионами кислорода почти кубическое. При нормальном давлении магнитные моменты двух подрешеток ионов железа лежат в базисной плоскости (111) и почти антипараллельны. При нормальных условиях $FeBO_3$ является изолятором с характерной величиной оптической щели ~ 2.9 эВ [4].

Недавно методом ядерного резонансного рассеяния вперед синхротронного излучения (Nuclear Forward Scattering – NFS) в борате железа был обнаружен переход из магнитного состояния в немагнитное при давлении 46 ± 2 ГПа [5], а в работе [6] рентгеновским методом был обнаружен структурный фазовый переход при 52 ± 2 ГПа. Поскольку спектры NFS снимались на монокристалле $^{57}FeBO_3$, а рентгеновские спектры – на поликристалле, то остается неясным, является ли разница в величине давления для магнитного и структурного переходов физическим эффектом или это “эффект образца”.

Для выяснения природы этих переходов и их связи с электронной структурой ионов Fe в настоящей работе исследовались мессбауэровские спектры поглощения от монокристалла бората железа $^{57}FeBO_3$, а также от поликристаллических образцов. Образцы подвергались воздействию высокого давления до 60 ГПа в камере с алмазными наковальнями.

2. Техника эксперимента. Прозрачные высококачественные кристаллы $FeBO_3$ светло-зеленого цвета были выращены методом из раствора в расплаве и содержали железо, обогащенное изотопом ^{57}Fe до 96%. Кристаллы имели форму пластин, плоскость которых совпадает с базисной плоскостью (111). Для исследований при высоких давлениях монокристалл $^{57}FeBO_3$ размером около $80 \times 40 \times 10$ мкм^3 помещался в камеру высокого давления с алмазными наковальнями. Базисная плоскость (111) монокристалла была ориентирована перпендикулярно направлению пучка гамма-квантов. Поликристаллические образцы были получены растиранием монокристалла в агатовой ступке. Диаметр рабочей площадки алмазных наковален – около 300 мкм, а диаметр отверстия в гаскете, куда помещались образцы, – около

[1)]e-mail: lyubutin@ns.crys.ras.ru

100 мкм. Рабочий объем камеры заполнялся полиэтилсилаксановой жидкостью (ПЭС-5) для создания квази-гидростатического давления. Значение давления измерялось по линии флюоресценции рубина. Для этого, кроме образца $FeBO_3$, в камеру помещалось несколько кусочков рубина размером около 10 мкм, которые располагались на различных расстояниях от центра, чтобы иметь возможность оценить градиент давления.

Мессбауэровские спектры резонансного поглощения от ядер ^{57}Fe снимались при комнатной температуре на стандартном спектрометре, работающем в режиме постоянных ускорений, с выводом спектров на персональный компьютер. Источник $^{57}Co(Rh)$ активностью около 100 mCi находился при комнатной температуре. Для получения надежной статистики время набора одного спектра доходило до двух недель, что потребовало повышенных требований к стабильности работы аппаратуры. Спектры обрабатывались по программам, разработанным в Институте кристаллографии РАН.

3. Результаты эксперимента. На рис.1 показаны мессбауэровские спектры поглощения для монокристалла $^{57}FeBO_3$ в диапазоне давлений P от нормального до 55 ГПа. При $P < 46$ ГПа шестилинейные зеемановские спектры характерны для магнитного сверхтонкого расщепления ядерных уровней ^{57}Fe в эффективном магнитном поле H_{hf} и указывают, что все ионы железа находятся в эквивалентных кристаллографических позициях. Соотношение интенсивностей шести резонансных линий близко к 3:4:1:1:4:3. Это означает, что магнитные моменты двух подрешеток ионов железа в этом диапазоне давлений лежат в базисной плоскости образца перпендикулярно к волновому вектору гамма-квантов.

С ростом давления расщепление резонансных линий увеличивается из-за роста магнитного поля H_{hf} на ядрах железа. В диапазоне $0 < P < 44$ ГПа поле H_{hf} растет по нелинейному закону от 34.1 Тл до 48.1 Тл (рис.2). Это, очевидно, связано с усилением обменного взаимодействия вследствие уменьшения межионных расстояний Fe–O–Fe и, соответственно, с увеличением точки Нееля. При $P = 46 \pm 2$ ГПа поле H_{hf} внезапно падает до нуля, указывая на коллапс магнитного момента и переход антиферромагнетика $FeBO_3$ в немагнитное состояние. На рис.1 видно, что при $P = 46.3$ ГПа в спектре наблюдается сосуществование магнитной и немагнитной фаз, связанное, скорее всего, с градиентом давления. В немагнитной фазе высокого давления (HP-фаза) в мессбауэровском спектре остается асимметричный дублет с квадрупольным расщеплением $QS \approx 2$ мм/с и изомерным сдвигом $IS \approx 0.06$ мм/с (относительно металлического железа). В режиме снижения давления при переходе критической точки магнитное сверхтонкое расщепление спектров восстанавливается, при этом заметного гистерезиса не наблюдается.

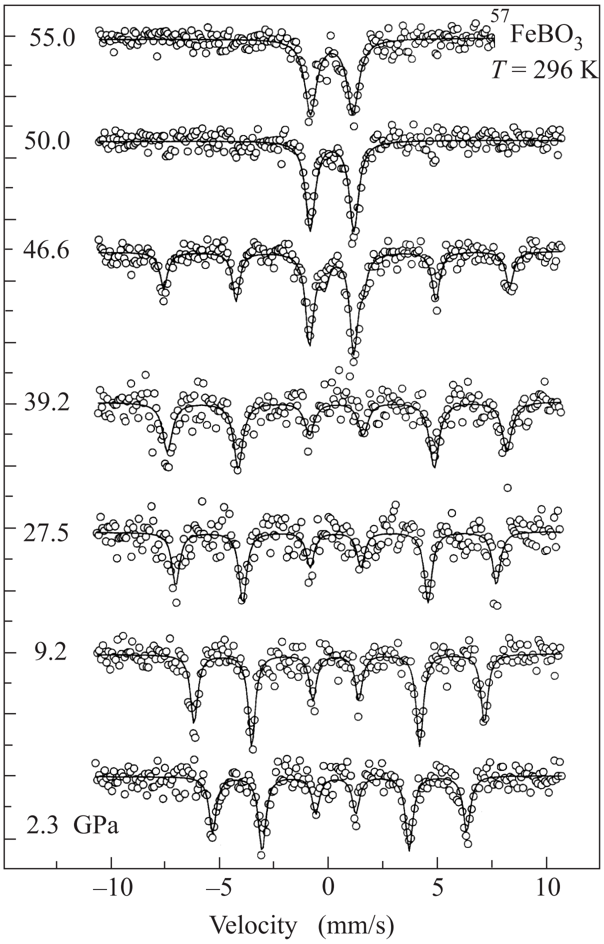

Рис.1. Типичные мессбауэровские спектры в монокристалле $^{57}FeBO_3$ при комнатной температуре для некоторых давлений ниже и выше фазового перехода. Сплошные линии – расчетные данные

На рис.3 и 4 показаны зависимости параметров QS и IS от давления. В фазе низкого давления (LP-фаза), то есть при давлениях ниже магнитного перехода, значения параметров H_{hf}, QS и IS характерны для ионов Fe^{3+} в высокоспиновом (HS) состоянии $3d^5$ ($S = 5/2$, $^6A_{1g}$). Однако при $P > 46$ ГПа наряду с падением до нуля магнитного поля H_{hf} (рис.2), величины QS и IS также меняются скачком (рис.3, 4), указывая на изменение электронной структуры ионов железа при этом фазовом переходе. Согласно калибровкам сверхтонких параметров IS и QS [7, 8], их значение в HP-фазе соответствует низкоспиновому (LS) состоянию ионов Fe^{3+} ($S = 1/2$, $^2T_{2g}$). Это

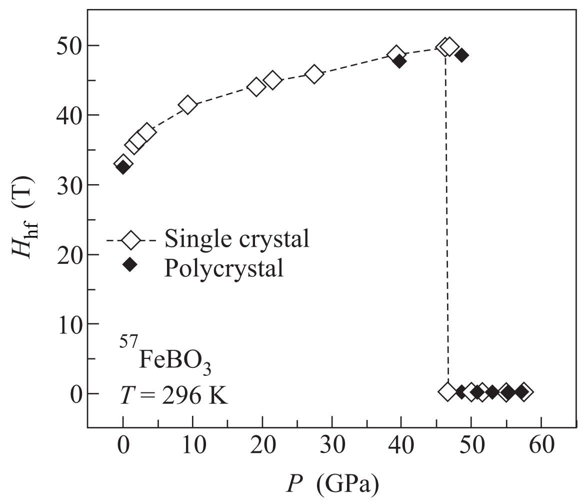

Рис.2. Барическая зависимость сверхтонкого магнитного поля на ядре ^{57}Fe в борате железа при комнатной температуре. Светлые символы – монокристаллический образец, темные – поликристалл

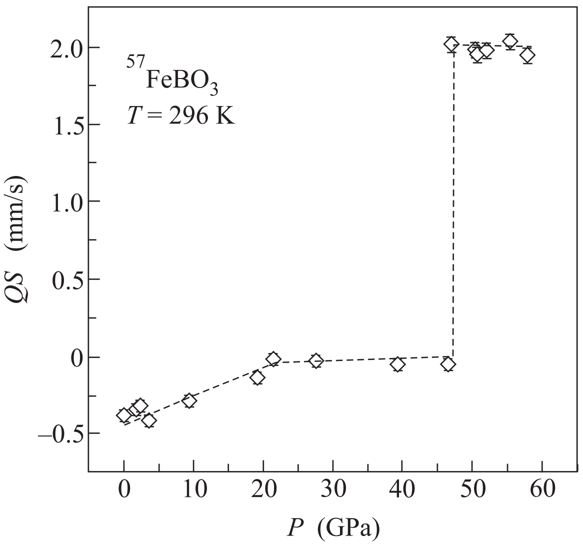

Рис.3. Барическая зависимость квадрупольного расщепления QS спектров $^{57}FeBO_3$. Пунктирная линия – для восприятия глаз

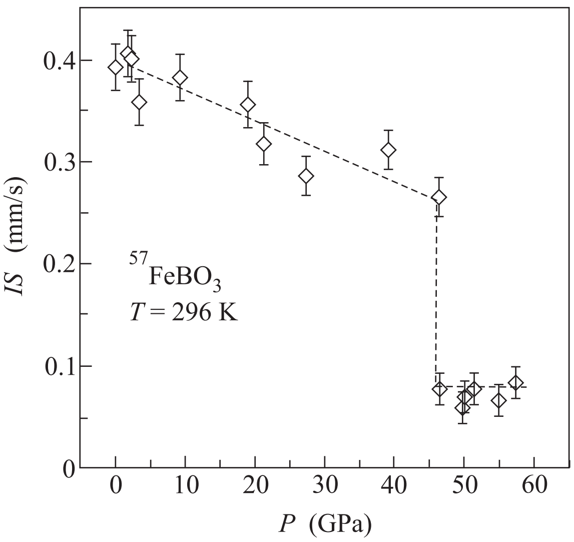

Рис.4. Барическая зависимость изомерного сдвига IS мессбауэровских спектров в $^{57}FeBO_3$ относительно металлического железа

означает, что природа магнитного коллапса связана с нарушением d–d-электронных корреляций (моттовский переход), а не с температурным эффектом типа точки Нееля. Скачкообразные изменения параметров H_{hf}, QS и IS указывают, что этот фазовый переход является переходом первого рода.

Измерения на поликристалле показали, что в LP-фазе поле H_{hf} ведет себя так же, как и в монокристалле, и магнитный коллапс наблюдается при $P = 48 \pm 2$ ГПа, что в пределах погрешности совпадает со значением критического давления для монокристалла. Однако при переходе в немагнитную HP-фазу мессбауэровский спектр поликристалла трансформируется в два квадрупольных дублета (рис.5) с соотношением интенсивностей $\sim 2:1$. Значения параметров QS и IS для более интенсивного дублета полностью совпадают с их величинами для монокристалла в HP-фазе. Это указывает, что основная часть ионов железа при магнитном коллапсе перешла в низкоспиновое состояние. Для менее интенсивного дублета параметры $QS \sim 1.5$ мм/с и $IS \sim 0.4$ мм/с характерны для HS-состояния ионов Fe^{3+}. Это означает, что в поликристалле часть ионов железа при давлениях выше магнитного перехода остается в высокоспиновом (хотя и немагнитном при комнатной температуре) состоянии. Причина такого явления может быть связана с наноразмерными эффектами в мелких частицах поликристалла и требует специальных дополнительных исследований. Отметим, что как в монокристалле, так и в поликристалле не наблюдаются какие-либо дополнительные аномалии в мессбауэровских спектрах в области давлений 51–54 ГПа, где обнаружен структурный фазовый переход [6].

4. Обсуждение результатов. *4.1. Барическая зависимость температуры Нееля.* В LP-фазе рост магнитного поля H_{hf} с увеличением давления (рис.2), естественно, связан с усилением обменного взаимодействия и должен коррелировать с ростом температуры Нееля T_N. В общем случае на барическую зависимость поля H_{hf} при $T = 296$ К влияет как изменение с давлением значения T_N, так и возможное изменение с давлением величины поля H_{hf} при $T = 0$ К. Наши измерения спектров NFS при низких температурах [9] показали, что в LP-фазе поле

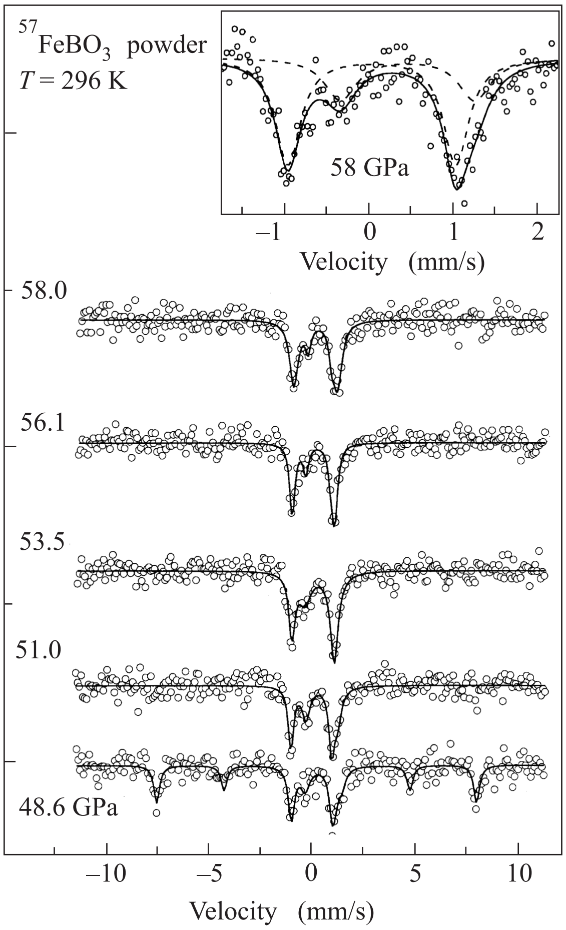

Рис.5. Мессбауэровские спектры в поликристалле $^{57}FeBO_3$ при комнатной температуре для некоторых давлений ниже и выше фазового перехода. Сплошные линии – расчетные данные. Вверху показан спектр при $P = 58.0$ ГПа в широкой развертке по скоростям

$H_{\mathrm{hf}}(0)$ слабо зависит от давления и близко к значению 55.5 Тл. Основываясь на барической зависимости поля $H_{\mathrm{hf}} = f(P)$ при комнатной температуре и используя данные по температурной зависимости поля $H_{\mathrm{hf}} = f(T)$ при нормальном давлении [10], мы можем рассчитать барическую зависимость температуры Нееля $T_N = f(P)$. Для этого используем процедуру экстраполяции, предложенную ранее [11, 12] и хорошо зарекомендовавшую себя при анализе экспериментальных данных. Представим зависимость поля H_{hf} от давления и температуры в виде эмпирической функции

$$H_{\mathrm{hf}}(P,T) = H_{\mathrm{hf}}(P,0)\exp\left(-\alpha\frac{T}{T_N(P)}\right)\left[1-\frac{T}{T_N(P)}\right]^{\beta}. \quad (1)$$

Параметры α и β мы рассчитали по результатам подгонки функции (1) к экспериментальной зависимости $H_{\mathrm{hf}}(T)$ при нормальном давлении и получили значения $\alpha = -0.371$ и $\beta = 0.4308$. Иллюстрация к такому расчету приведена на вставке к рис.6. Далее, полагая α и β постоянными и предположив, что

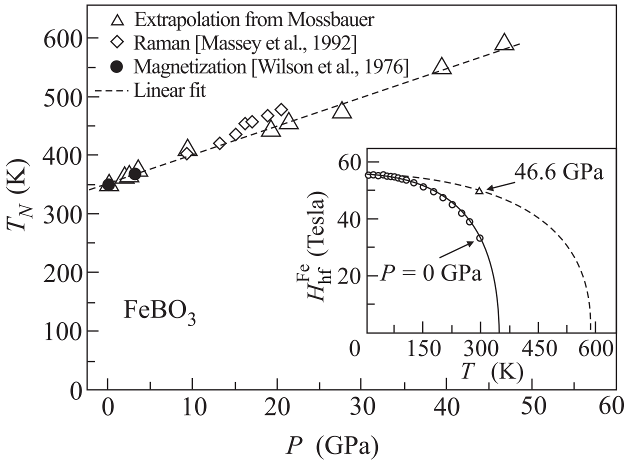

Рис.6. Зависимость температуры Нееля T_N от давления для $FeBO_3$, рассчитанная из данных эксперимента с использованием эмпирической модели (см. текст) (треугольники). Для сравнения приведены данные по намагниченности [13] (кружки) и по измерению рамановских спектров двухмагнонного рассеяния [14] (ромбы). Штриховая линия – линейная подгонка к расчетным точкам. На вставке: сплошная линия – подгонка эмпирической модели к экспериментальной зависимости $H_{\mathrm{hf}}(T)$ при $P = 0$ (точки из работы [10]); штриховая линия – расчет для $P = 46.6$ ГПа (треугольник – данные настоящего эксперимента)

$H_{\mathrm{hf}}(P,0) = 55.5$ Тл $=$ const, для каждого экспериментального значения давления и, соответственно, для $H_{\mathrm{hf}}(P, T = 295\,\mathrm{K})$ было графически решено уравнение относительно переменной T_N:

$$F(T_N) = \Phi(T_N),$$

где

$$F(T_N) = H_{\mathrm{hf}}(P,T)\exp\left(\alpha\frac{T}{T_N}\right),$$
$$\Phi(T_N) = H_{\mathrm{hf}}(P,0)\left[1-\frac{T}{T_N}\right]^{\beta}. \quad (2)$$

Полученные таким образом значения T_N приведены на рис.6 вместе с данными, найденными из измерения намагниченности [13] и рамановских спектров двухмагнонного рассеяния [14]. Очевидно, что наши данные находятся в хорошем согласии с этими экспериментами. Полученная барическая зависимость T_N с хорошей точностью оказалась линейной с параметрами $T_N(0) = 351.2 \pm 3.5$ K и $dT_N/dP = +4.91 \pm \pm 0.15$ К/ГПа; логарифмическая производная температуры Нееля равна $\partial \ln (T_N)/\partial P = 0.0141$ ГПа$^{-1}$.

Андерсон [15] показал, что в антиферромагнитных окислах со сверхобменом T_N пропорциональна обменному интегралу J. Используя найденные нами зависимости $V(P)$ [6] и $T_N(P)$, можно теперь проверить для $FeBO_3$ эмпирическое соотношение Блоха $J \propto V^{\varepsilon}$, где $\varepsilon = -10/3$, предложенное для оксидов переходных металлов [16]. Для этого мы построили зависимость логарифма T_N, приведенной к нулевому давлению, от логарифма приведенного объема V. Линейная подгонка этой зависимости с учетом $J \propto \propto T_N \propto V^{\varepsilon}$ позволила получить величину параметра $\varepsilon = (\partial \ln J/\partial \ln V) = (\partial \ln (T_N)/\partial \ln V) = -3.70 \pm 0.14$. Найденное значение ε немного больше блоховского $(-10/3)$, но, тем не менее, достаточно хорошо согласуется с блоховской моделью.

4.2. Квадрупольное расщепление $QS = f(P)$. В общем случае градиент электрического поля Δ в месте расположения ядра ^{57}Fe состоит из суммы двух основных вкладов – решеточного Δ_{lat} (от кристаллического поля окружающих ионов) и электронного Δ_{el} (от несферического распределения заряда собственной электронной оболочки). Ионы Fe^{3+} в высокоспиновом состоянии $3d^5$ $(S = 5/2)$ имеют сферически симметричную электронную оболочку (их основное состояние – орбитальный синглет $^6A_{1g}$) и измеряемое QS обусловлено только решеточным вкладом Δ_{lat}. Из рис.2 видно, что в LP-фазе значение QS невелико и слабо растет с увеличением давления. Это согласуется с почти кубическим кислородным окружением иона железа. Недавно нами установлено [6], что переход в HP-фазу в борате железа сопровождается скачком (уменьшением) объема элементарной ячейки почти на 9%, однако тип кристаллической структуры сохраняется и пространственная группа остается прежней ($R\bar{3}c$). Поэтому в HP-фазе не следует ожидать большого увеличения вклада Δ_{lat}. Следовательно, наблюдаемое в эксперименте резкое увеличение QS в фазе высокого давления связано с появлением электронного вклада, который возникает из-за перехода иона Fe^{3+} в низкоспиновое состояние.

4.3. Изомерный сдвиг $IS = f(P)$. Из рис.3 видно, что в LP-фазе значение изомерного сдвига типично для HS-состояния Fe^{3+} в кислородных соединениях. С ростом давления IS плавно уменьшается, что указывает на увеличение плотности заряда s-электронов в области ядра, связанное с уменьшением атомного объема. При переходе в HP-фазу значение IS резко падает, указывая на процесс металлизации. Это согласуется с возникновением LS-состояния, так как ионы железа в LS-состоянии имеют меньший атомный объем, чем в HS-состоянии. Это же коррелирует с заполнением зоны проводимости из-за делокализации электронов и согласуется с эффективным уменьшением катионных радиусов.

Таким образом, поведение трех параметров H_{hf}, QS и IS указывает на спиновый кроссовер HS $\to$ LS при фазовом переходе.

Окислы $3d$-переходных металлов в большинстве случаев являются моттовскими изоляторами с широкой щелью и сильными электронными корреляциями, обеспечивающими высокоспиновое состояние $3d$-ионов. Энергия корреляции локализованных d-электронов характеризуется параметром Хаббарда U (кулоновское отталкивание) [17, 18] и степень локализации определяется соотношением U/W, где W – ширина зоны. При воздействии высокого давления режим сильных корреляций $(U/W \gg 1)$ может нарушиться, так как W увеличивается с давлением, а U уменьшается из-за увеличения экранирования, и моттовский изолятор становится металлом, при этом локализованный магнитный момент коллапсирует [19]. Расчеты Монте-Карло [20] предсказывают металлическое поведение при $U/W < \sqrt{N}$, где N – орбитальное вырождение ($N = 5$ для иона железа), и критическое значение $U/W = 2.24$ определяет металлизацию и магнитный коллапс [19].

Магнитный переход HS $\to$ LS с изменением спинового состояния может возникнуть либо из-за расширения d-зоны, либо из-за изменения кристаллического поля [21]. Если расщепление t_{2g}- и e_g-состояний кристаллическим полем становится больше, чем обменное расщепление, магнитный коллапс наступает из-за изменения в заселенности этих состояний. Для описания поведения магнитных окислов с давлением Коен с сотрудниками [19] развили теорию обобщенного градиента (GGA – generalized gradient approximation) при анализе модели Стонера [22], описывающей критерий стабильности магнитного состояния. Они показали, что при увеличении давления (при уменьшении расстояния между ближайшими соседями) магнитный коллапс происходит из-за уширения d-зоны, а небольшие изменения кристаллического поля играют второстепенную роль и проявляются лишь в характере самого перехода. Уширение зоны возникает из-за увеличения гибридизации как следствие уменьшения расстояния между ионами при росте давления. При этом характер химической связи меняется от ионного к металлическому.

Наши экспериментальные данные качественно подтверждают эти выводы. Это позволяет заключить, что в кристалле $FeBO_3$ при давлении $46 \pm$

± 2 ГПа происходит моттовский переход с разрывом $d-d$-электронных корреляций и коллапсом магнитного момента.

Аналогичный эффект был недавно обнаружен в редкоземельных ортоферритах $LaFeO_3$ и $PrFeO_3$ [23, 24] и в гематите Fe_2O_3 [25], где разрыв электронных корреляций при высоком давлении проявляется в магнитном коллапсе и сопровождается переходом изолятор–металл, который, однако, растягивается на большой диапазон давлений.

Основное состояние низкоспиновой конфигурации $3d^5$-электронов в Fe^{3+} можно представить, как $(t_{2g}\uparrow)^3(t_{2g}\downarrow)^2$ с магнитным моментом, примерно в пять раз меньшим, чем у HS-состояния. Здесь возможно наличие парамагнетизма, который может быть зафиксирован при низких температурах. Для выяснения этого эффекта сейчас мы продолжаем эксперименты по NFS при низких температурах.

Теоретические расчеты по методу функционала плотности непосредственно для бората железа, недавно проведенные Парлинским [26], предсказывают магнитный и структурный фазовые переходы и металлизацию с исчезновением щели в спектре электронных состояний в области давлений 20–60 ГПа с большим гистерезисом. Причем, согласно [26], в HP-фазе ионы железа должны обладать небольшим магнитным моментом (примерно в 4 раза меньшим, чем в LP-фазе). Наши экспериментальные результаты во многом подтверждают выводы этой работы.

5. Заключение. При комнатной температуре в борате железа при давлении 46–48 ГПа наблюдается коллапс магнитного момента, сопровождающийся спиновым кроссовером HS $\rightarrow$ LS. Это коррелирует со скачкообразным уменьшением объема элементарной ячейки и резким уменьшением оптической щели. Изменение магнитной и электронной структур объясняется моттовским переходом с разрывом сильных $d-d$-электронных корреляций и предполагает резкое изменение транспортных свойств. Для фазы низкого давления ($P < 46$ ГПа) получена барическая зависимость точки Нееля и оценен параметр ε блоховской модели.

Авторы благодарны Dr. R. Rüffer, O. Leupold, А. Чумакову и Н. С. Ованесяну за полезное обсуждение результатов. Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований, гранты # 02-02-17364-а, # 00-02-17710-а и # 01-02-17543-а, а также грантом NATO # PST.CLG.976560.

1. I. Bernal, C. W. Struck, and J. G. White, Acta Cryst. **16**, 849 (1963).
2. R. Wolff, A. J. Kurtzig, and R. C. LeCraw, J. Appl. Phys. **41**, 1218 (1970).
3. R. Diehl, Solid State Comm. **17**, 743 (1975).
4. I. S. Edelman, A. V. Malakhovskii, T. I. Vasileva, and V. N. Seleznev, Fiz. Tverd. Tela **14**, 2810 (1972) [Sov. Phys. Solid State **14**, 2442 (1973)].
5. И. А. Троян, А. Г. Гаврилюк, В. А. Саркисян и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 26 (2001) [JETP Lett. **74**, 24 (2001)].
6. A. G. Gavriliuk, I. A. Trojan, R. Boehler et al., Письма в ЖЭТФ **75**, 25 (2002) [JETP Lett. **75**, 23 (2002)].
7. F. Menil, J. Phys. Chem. Solids **46**, 763 (1985).
8. M. E. Lines and M. Eibschutz, Physica **C166**, 235 (1990).
9. V. A. Sarkisyan, I. S. Lyubutin, A. G. Gavriliuk, and R. Rüffer, *Fifth Seeheim Workshop on Mossbauer Spectroscopy*, Seeheim, Germany, May 21–25, 2002, Abstracts of Oral Presentations, p. C-05.
10. M. Eibschutz and M. E. Lines, Phys. Rev. **B7**, 4907 (1973).
11. A. G. Gavriliuk, G. N. Stepanov, V. A. Sidorov, and S. M. Irkaev, Jour. Appl. Phys. **79**, 2609 (1996).
12. A. G. Gavriliuk, G. N. Stepanov, I. S. Lyubutin et al., JETP **90**, 330 (2000).
13. D. M. Wilson and S. Broersma, Phys. Rev. **B14**, 1977 (1976).
14. M. J. Massey, R. Merlin, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **69**, 2299 (1992).
15. P. W. Anderson, Phys. Rev. **115**, 2 (1959); Solid State Phys. **14**, 99 (1963).
16. D. Bloch, J. Phys. Chem. Solids **27**, 881 (1966).
17. J. Habbard, Proc. R. Soc. London **A277**, 237 (1964).
18. J. G. Zaanen, G. A. Sawatzky, and J. W. Allen, Phys. Rev. Lett. **55**, 418 (1985).
19. R. E. Cohen, I. I. Mazin, and D. G. Isaak, Science **275**, 654 (1997).
20. O. Gunnarsson, E. Koch, and R. M. Martin, Phys. Rev. **B54**, R11026 (1996).
21. S. Ohnishi, Phys. Earth Planet. Inter. **17**, 130 (1978).
22. E. C. Stoner, Proc. R. Soc. London **A169**, 339 (1939); G. L. Krasko, Phys. Rev. **B36**, 8565 (1987).
23. G. R. Hearne, M. P. Pasternak, R. D. Taylor, and P. Lacorre, Phys. Rev. **B51**, 11495 (1995).
24. W. M. Xu, O. Naaman, G. Kh. Rozenberg et al., Phys. Rev. **B64**, 094411 (2001).
25. M. P. Pasternak, G. Kh. Rozenberg, G. Yu. Machavariani et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4663 (1999).
26. K. Parlinski, Eur. Phys. J. **B27**, 283 (2002).