

УДК 541.67 : 539.89 : 539.143.43

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХТОНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ ИТРИЯ И ГАДОЛИНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. Д. Дорошев, С. Ф. Иванов, А. Н. Молчанов, М. М. Савоста

Методом ядерного спинового эхо ^{57}Fe при 4.2 К исследовано поведение частот ЯМР d - и a -ионов Fe^{3+} в ферритах-гранатах иттрия и гадолиния в условиях гидростатического сжатия кристаллов (давления до 15 кбар). Из зависимостей от давления частот ЯМР ν_d , ν'_a и ν''_a выведены значения барических коэффициентов изотропных сверхтонких магнитных полей на ядрах d - и a -ионов, а также анизотропных локальных полей для a -ионов. Полученные низкотемпературные результаты, отражающие особенности СТВ в ферритах-гранатах под давлением в чистом виде, сравниваются с известными высокотемпературными данными (300 К) для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в которых влияние давления на СТВ замаскировано изменением обменных взаимодействий при сжатии кристалла. На основании современных представлений о влиянии ковалентности на сверхтонкие поля в ионно-ковалентных кристаллах проведен качественный анализ причин различия значений барических коэффициентов для неэквивалентных ионов Fe^{3+} в d - и a -позициях решетки граната. При сопоставлении данных для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ не было обнаружено существенного влияния на барические коэффициенты изотропных и анизотропных составляющих сверхтонких полей переноса спиновой плотности от редкоземельных ионов к ионам железа.

1. Изучение влияния всестороннего сжатия на сверхтонкие взаимодействия (СТВ) при низких температурах ($T \ll T_N$) в магнитодиэлектриках различных классов является актуальной задачей с трех точек зрения. Во-первых, для накопления экспериментальных данных с целью проверки радиальных зависимостей СТ полей в современных теориях СТВ в ионно-ковалентных кристаллах [1, 2]. Во-вторых, для исключения объемных эффектов, например, при прецизионных исследованиях температурных зависимостей подрешеточных намагниченностей методом ЯМР $\nu_k(T) = (\gamma/2\pi) |H_{nk}(T, \nu)| = A_k(0, \nu) M_k(T)$ и при сравнении их с различными приближениями спин-волновой теории [3, 4]. В-третьих, для разделения вкладов в спиновую плотность на ядрах проводящих магнетиков от ионного состава и поляризованных электронов проводимости [5].

В случае антиферромагнитных оксидов с кристаллографически эквивалентными ионами Fe^{3+} (редкоземельные (РЗ) ортоферриты RFeO_3 и борат железа FeVO_3) низкотемпературные данные впервые были получены в работе [6]. Цель настоящего исследования — определить низкотемпературные барические коэффициенты частот ЯМР ^{57}Fe (сверхтонких полей) ионов Fe^{3+} в тетраэдрических (d) и октаэдрических (a) позициях таких модельных двух- и трехподрешеточных коллинеарных ферримангнетиков, какими являются ферриты-гранаты $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (ЖИГ) $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (ЖГГ).

Необходимо отметить, что для ЖИГ прямыми измерениями методом эффекта Мессбауэра при 300 К были получены следующие значения [7, 8] барических коэффициентов $|H_n|$:

$$\frac{1}{|H_{nd}|} \frac{\partial |H_{nd}|}{\partial P} = (8 \pm 1) \cdot 10^{-4}, \quad \frac{1}{|H_{na}|} \frac{\partial |H_{na}|}{\partial P} = (10 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ кбар}^{-1}. \quad (1)$$

Для этого же граната методом ЯМР ^{57}Fe были получены значения коэффициентов [3] в терминах констант СТВ $\partial \ln A_d / \partial \ln V = 0.06 \pm 0.02$ и $\partial \ln A_a / \partial \ln V = 0.035 \pm 0.025$, которым с учетом сжимаемости ЖИГ [9] $\chi_T \approx 6.3 \cdot 10^{-4}$ кбар $^{-1}$ отвечают приведенные к $T=0$ К барические коэффициенты резонансных частот

$$\frac{1}{\nu_d} \frac{\partial \nu_d}{\partial P} \Big|_{T=0} = -(0.37 \pm 0.12) \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{1}{\nu_a} \frac{\partial \nu_a}{\partial P} \Big|_{T=0} = -(0.21 \pm 0.15) \cdot 10^{-4} \text{ кбар}^{-1} \quad (2)$$

($\gamma/2\pi = 137.7$ Гц/Э). Косвенные результаты (2) выведены из приближенного термодинамического соотношения

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial P} \Big|_{T=0} = \frac{1}{\nu(T)} \frac{\partial \nu(T)}{\partial P} + \frac{T}{T_N} \left[\frac{1}{\nu(T)} \frac{\partial \nu(T)}{\partial T} \right] \frac{\partial T_N}{\partial P} \quad (3)$$

в результате обработки высокотемпературных ($196 \text{ К} \leq T \leq 346 \text{ К}$) ЯМР данных при нормальном и высоком (до 10 кбар) давлениях. Характерно, что данные (1) и (2) отличаются даже по знаку.

Оценки с учетом значения $\partial T_N / \partial P = +(1.25 \div 1.28) \text{ К} \cdot \text{кбар}^{-1}$ [10] показывают, что в соотношении (3) поправка, связанная с изменением T_N под давлением, при комнатных температурах более чем на порядок величины превышает искомый барический коэффициент, приведенный к $T=0$ К. Таким образом, прямые высокотемпературные данные (1), как это правильно отмечено в обзоре [5], отражают тривиальный факт изменения подрешеточной намагниченности под давлением вследствие изменения T_N , а косвенные данные (2) имеют низкую надежность, поскольку они являются разностью двух близких по модулю больших величин.

Известна попытка [11] измерения барических коэффициентов частот ЯМР ^{57}Fe в ЖИГ при весьма низкой температуре 77 К. Однако ввиду невысокой точности регистрации частот ЯМР ядер в доменных границах авторами [11] были получены нулевые значения коэффициентов.

Приведенные результаты показывают, что для получения прямых данных о влиянии всестороннего сжатия на СТВ в ферритах-гранатах, которые были бы свободны от изменения обменных взаимодействий, барические исследования должны быть выполнены при гелиевых температурах¹ с максимально достижимой точностью регистрации частот ЯМР ядер в объеме доменов.

2. Высокие давления (до 15 кбар при 4.2 К) создавались в камере с фиксированным давлением типа цилиндр—поршень; передающей давление средой являлся полиэтилсилоксан ПЭС-5. Камера и криостат снабжены высоковольтными маломощными тоководами, удовлетворяющими требованиям импульсного ЯМР эксперимента [12]. Все измерения выполнены при 4.2 К на монокристаллических образцах, выращенных из раствора в расплаве. Величина давления измерялась непосредственно при 4.2 К цифровым ЯМР манометром на основе FeVO_3 [13] с точностью 1—2%. Для записи спектров ЯМР по методу Хана применялся некогерентный импульсный спектрометр со стробоскопическим интегратором. Подбором условий возбуждения регистрировались эхо-сигналы от ядер в доменах.

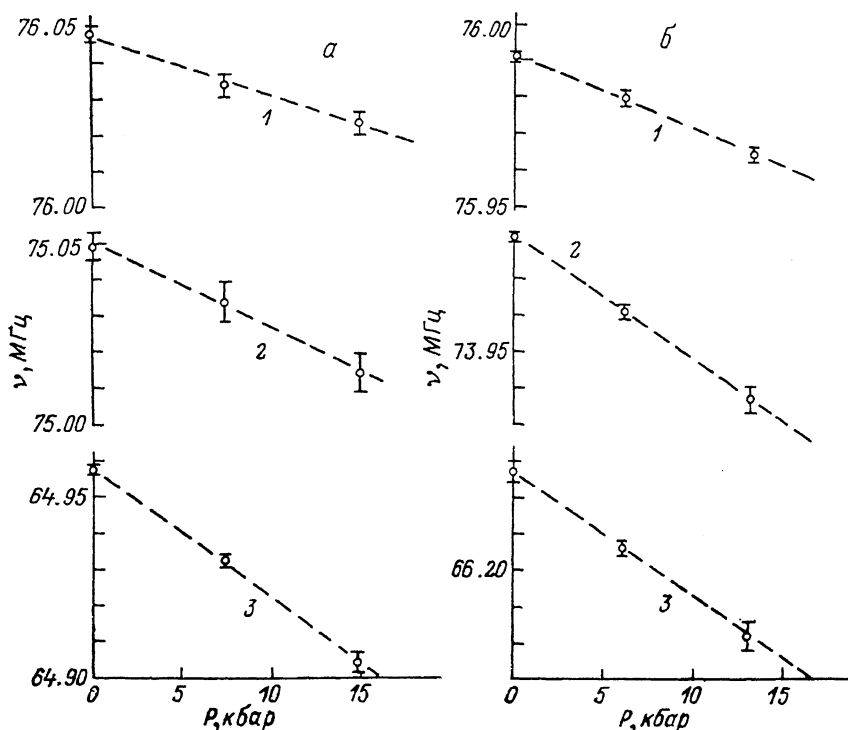
3. Спектры ЯМР ^{57}Fe РЗ ферритов-гранатов при 4.2 К и $P=0$ подробно исследованы в работе [14]. В формировании спектров d - и a -ионов Fe^{3+} важную роль играют не только изотропные составляющие локального магнитного поля на ядре, но и исчезающие анизотропные составляющие, обусловленные низкой локальной симметрией d - и a -позиций

¹ При 4.2 К поправочный член в (3) не превышает 1.5% от измеренного значения барического коэффициента частоты ЯМР.

в кубической структуре $Ia\bar{3}d$. Для частот ЯМР можно записать следующее выражение [14]

$$\nu_i(d, a) = \nu_0(d, a) - (3 \cos^2 \theta_{i(d, a)} - 1) N_{(d, a)}, \quad (4)$$

где ν_0 , N — изотропная и анизотропная составляющие частот ЯМР; θ_i — угол между направлением намагниченности и i -й локальной осью симметрии d - или a -позиции. Как в ЖИГ, так и в ЖГГ легкими являются направления типа $\langle 111 \rangle$. Тогда для d -позиций, характеризующихся инверсионными осями четвертого порядка ($i=1, \dots, 3$) типа $\langle 100 \rangle$, $3 \cos^2 \theta_{i,d} - 1 = 0$. Поэтому все d -ионы Fe^{3+} эквивалентны, а спектр состоит



Барические зависимости частот ЯМР ^{57}Fe в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (а) и $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (б) при 4.2 К.

Нанесенные доверительные интервалы отвечают вероятности 0.95. 1 — ν_a'' , 2 — ν_a' , 3 — ν_d .

из одиночной линии на частоте $\nu_d = \nu_{0d}$. Для a -позиций, характеризующихся осями симметрии третьего порядка ($i=1, \dots, 4$) типа $\langle 111 \rangle$, пространственное распределение осей симметрии обуславливает спектр из двух линий с соотношением интенсивностей 1:3 на частотах $\nu_a' = \nu_{0a} - 2N_a$ и $\nu_a'' = \nu_{0a} + 2N_a/3$.

Таким образом, исследования спектров ЯМР ^{57}Fe в гранатах под давлением и в нулевом внешнем поле дают информацию о барических зависимостях изотропной составляющей локального поля на ядре для d - и a -ионов ($\nu_{0d} = \nu_d$; $\nu_{0a} = (1/4)(\nu_a' + 3\nu_a'')$) и об анизотропной составляющей ($N_a = (3/8)(\nu_a'' - \nu_a')$), но только для a -ионов Fe^{3+} .

На рисунке представлены барические зависимости частот ЯМР ν_d , ν_a' и ν_a'' при 4.2 К для ЖИГ и ЖГГ. Ввиду их линейности в диапазоне давлений 0—15 кбар мы ограничивались измерениями частот ЯМР при трех значениях давления. Каждая точка представляет среднее значение 3—5 измерений резонансных частот, доверительные интервалы соответствуют вероятности 0.95. Ширины резонансных линий на уровне 0.5 составляли 30—50 кГц; негидростатичность давления проявлялась лишь в незначительном уширении (не более чем в 1.5 раза) линии ν_a'' . Статистическая обработка по методу наименьших квадратов отдельных спектров

Таблица 1

Результаты статистической обработки барических зависимостей резонансных частот ν_d , ν'_d и ν''_d при 4.2 К (доверительные интервалы соответствуют вероятности 0.95)

Феррит-гранат	ν_{od} , кГц ($P=0$)	$\frac{\partial \nu_{od}}{\partial P}$, кГц · кбар ⁻¹	ν'_d , кГц ($P=0$)	$\frac{\partial \nu'_d}{\partial P}$, кГц · кбар ⁻¹	ν''_d , кГц ($P=0$)	$\frac{\partial \nu''_d}{\partial P}$, кГц · кбар ⁻¹	ν_{oa} , кГц ($P=0$)	$\frac{\partial \nu_{oa}}{\partial P}$	$\frac{\partial (\nu''_a - \nu'_a)}{\partial P}$
								кГц · кбар ⁻¹	
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	64958	-3.52 (±0.09)	75050	-2.35 (±0.20)	76047	-1.69 (±0.16)	75798	-1.85 (±0.12)	+0.66 (±0.24)
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	66227	-3.40 (±0.15)	73982	-3.45 (±0.09)	75991	-1.93 (±0.05)	75489	-2.31 (±0.04)	+1.52 (±0.09)

и барических зависимостей (см. рисунок) в линейном по давлению приближении приводит к значениям барических коэффициентов частот ЯМР ⁵⁷Fe (табл. 1). Для того чтобы из данных табл. 1 получить значения изотропных СТ полей и их барических коэффициентов, должна быть произведена коррекция на значение поля Лоренца и его изменение под давлением [14]. Скорректированные данные приведены в табл. 2.

Таблица 2

Изотропные сверхтонкие поля на ядрах *d*- и *a*-ионов Fe³⁺ и их барические коэффициенты при 4.2 К (учтено значение поля Лоренца и его изменение под давлением)

Феррит-гранат	$ H_{nd} $, кЭ ($P=0$)	$\frac{\partial H_{nd} }{\partial P}$, 10 ⁻² кЭ · кбар ⁻¹	H_{na} , кЭ ($P=0$)	$\frac{\partial H_{na} }{\partial P}$, 10 ⁻² кЭ · кбар ⁻¹	10^{-4} кбар ⁻¹	
					$\frac{1}{ H_{nd} } \frac{\partial H_{nd} }{\partial P}$	$\frac{1}{ H_{na} } \frac{\partial H_{na} }{\partial P}$
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	472.6	-2.51 (±0.07)	549.6	-1.39 (±0.09)	-0.530 (±0.014)	-0.254 (±0.016)
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	478.4	-2.63 (±0.11)	550.8	-1.52 (±0.03)	-0.549 (±0.023)	-0.276 (±0.005)

4. Согласно [1, 2, 15], изотропное СТ поле на ядрах *d*- и *a*-ионов Fe³⁺ можно представить как

$$H_{\pi} = H_{\text{своб}} \frac{S}{S_0} + H_{\text{ков}} + H_{\text{кств}}. \quad (5)$$

Первое слагаемое, наибольшее по модулю, — отрицательное контактное поле, модифицированное в результате уменьшения спина *S* иона Fe³⁺ в ионно-ковалентных кристаллах. Для свободного иона с $S_0 = 5/2$, $H_{\text{своб}} = -630$ кЭ; уменьшение спина вызвано в основном ковалентным переносом 2*p*-электронов ионов O²⁻ в номинально пустые 3*d*-орбитали наполовину заполненной 3*d*-оболочки иона Fe³⁺. Второе слагаемое — положительный ковалентный вклад, обусловленный в основном переносом заряда в номинальную пустую 4*s*-оболочку иона Fe³⁺. Согласно [2, 15], заполненная 4*s*-оболочка дает вклад +420 кЭ. Третье слагаемое в (5) — отрицательное косвенное СТ поле, обусловленное переносом спиновой плотности к центральному иону Fe³⁺ в *d*- или *a*-позиции от окружающих ионов Fe³⁺ (либо R³⁺) посредством поляризации 2*p*-орбиталей ионов O²⁻. Если первое и второе слагаемые зависят только от расстояния катион—анион $r_{\text{Fe}^{3+}\text{—O}}$ либо $r_{\text{Fe}^{3+}\text{—O}}$, то $H_{\text{кств}}$ зависит от каждого из этих расстояний и угла связи θ . Для фиксированных значений

$$H_{\text{кств}}(\theta) = [H_{\text{кств}}(180^\circ) - H_{\text{кств}}(90^\circ)] \cos^2 \theta + H_{\text{кств}}(90^\circ). \quad (6)$$

При сжатии кристалла (уменьшении $r_{\text{Fe-O}}$) первое и второе слагаемые действуют обычно согласованно, приводя к уменьшению $|H_n|$ (частоты ЯМР), в то время как третье слагаемое увеличивает $|H_n|$ [2, 15]. Таким образом, многообразие особенностей СТВ под давлением в магнитоупорядоченных оксидах основано на конкуренции радиальных зависимостей перечисленных вкладов с учетом реализующихся углов связи θ и их возможных изменений при сжатии.

Радиальные расчеты СТ полей, выполненные в [2, 15], нашли удовлетворительное качественное и количественное подтверждение в результате экспериментальных исследований СТВ в РЗ ортоферритах RFeO_3 [6]. Так, сильная зависимость барического коэффициента частоты ЯМР ^{57}Fe (вплоть до изменения знака) в ряду ортоферритов была объяснена постоянством вклада, обусловленного первыми двумя членами в формуле (5), и явной зависимостью вклада, обусловленного косвенными СТВ (6), от угла связи θ , существенно изменяющегося в ряду ортоферритов. Компенсация двух вкладов происходит при $\theta_k \approx 140^\circ$, так что антиферромагнетика, адекватно описываемые этой теорией (неискаженные октаэдрические позиции ионов Fe^{3+} , пренебрежение переносом спиновой плотности от РЗ ионов) и имеющие $\theta < \theta_k$, должны обнаруживать отрицательный барический коэффициент $|H_n|$. Это положение убедительно подтверждено измерениями в случае FeVO_3 , характеризующегося $\theta \approx 126^\circ$ [6, 13].

Октаэдрические ионы Fe^{3+} в ЖИГ и ЖГГ характеризуются близкими расстояниями $r_{\text{Fe-O}}$ 2.023 и 2.029 Å и углами θ связи $\text{Fe}_a^{3+} \uparrow - \text{O}^{2-} - \text{Fe}_a^{3+} \downarrow$ 125.6 и 126.7° соответственно. И хотя мы не вправе распространять модель [2, 6, 15] безоговорочно на эти ферримангнетики, характеризующиеся как октаэдрическими, так и тетраэдрическими позициями ионов Fe^{3+} с существенными искажениями, все же можно ожидать, что вследствие малости угла связи ($\theta < \theta_k$) $|H_n|$ на ядрах a -ионов Fe^{3+} должен падать с ростом давления. Данные табл. 2 полностью подтверждают это предположение; более того, измеренные значения барических коэффициентов $-0.254 \cdot 10^{-4}$ и $-0.276 \cdot 10^{-4}$ кбар $^{-1}$ весьма близки к значению -0.314×10^{-4} кбар $^{-1}$ для FeVO_3 , имеющего близкий угол связи θ . Характерно, что и для d -ионов Fe^{3+} также наблюдаются отрицательные барические коэффициенты $|H_n|$ (табл. 2).

Качественно не трудно объяснить различие модулей барических коэффициентов для ионов в неэквивалентных позициях (для d -ионов модули приблизительно в два раза больше, чем для a -ионов). Во-первых, отличие модулей определяется различной степенью ковалентности d - и a -ионов Fe^{3+} . Хорошо установлено, что в структуре граната (и шпинели) d -ионы значительно более ковалентны, чем a -ионы вследствие значительного различия расстояний Fe-O (в ряду РЗ гранатов $r_{\text{Fe-O}} \approx 1.86 \div 1.88$. $r_{\text{Fe-O}} \approx 2.01 - 2.03$ Å) [2, 16]. Это находит, например, свое отражение в больших различиях $|H_n|$ при нормальном давлении (табл. 2). Во-вторых, косвенные СТ поля на ядрах d - и a -ионов также существенно отличаются. По данным работы [17], в которой косвенные СТВ в ЖИГ исследованы экспериментально методом диамагнитного разбавления,² $|H_{\text{кств}, d}| = 7.5$, $|H_{\text{кств}, a}| = 30 - 37$ кЭ.

Согласно (5), при наложении давления различия степени ковалентности и различия $H_{\text{кств}}$ должны действовать согласованно при «нормальном» монотонном росте ковалентных параметров с уменьшением $r_{\text{Fe-O}}$ [2, 15].

5. Рассмотрим вопрос о роли переноса спиновой плотности от РЗ ионов Gd^{3+} к ионам Fe^{3+} , сравнивая барические коэффициенты для ЖИГ и ЖГГ. В РЗ ортоферритах такой перенос практически не наблюдается [6], но им нельзя пренебречь априори в редкоземельных феррит-гранатах, поскольку R-Fe обменные взаимодействия в гранатах более чем на порядок превосходят таковые в ортоферритах, а механизмы формирования косвенных обменных и косвенных СТВ во многом подобны.

² Подобное же различие $H_{\text{кств}}$ обнаружено в работе [16] для ферритов-шпинелей.

Сравнение данных для модулей барических коэффициентов изотропной составляющей СТ поля ионов Fe^{3+} в a - и d -позициях (табл. 2) не позволяет надежно обнаружить влияние РЗ подрешетки, поскольку полосы ошибок соответствующих коэффициентов частично перекрываются.

Однако можно сопоставить значения барических коэффициентов анизотропной части локального поля на ядрах a -ионов в терминах $\partial(v_a'' - v_a')/\partial P$ с целью выявления анизотропных косвенных СТВ с участием РЗ ионов. Из табл. 1 видно, что для ЖГГ этот коэффициент в 2.3 раза больше, чем для ЖИГ. Согласно [14], для $v_a'' - v_a'$ можно записать

$$v_a'' - v_a' = (\gamma/2\pi) (8/3) A [\sigma_d + (M_{0c}/M_{0d}) \sigma_c] + \Delta_a, \quad (7)$$

где σ_d , σ_c — относительные намагниченности подрешеток (при 4.2 К $\sigma_d \approx \sigma_c \approx 1$); M_{0c} , M_{0d} — намагниченности c - и d -подрешеток при абсолютном нуле; A — дипольная решеточная сумма, $A = 2.044$ кЭ для ЖИГ при 0 К. Первое слагаемое в (7) представляет собой достаточно точно рассчитываемый дипольный вклад в расщепление $v_a'' - v_a'$, а второе слагаемое Δ_a , не поддающееся простому расчету, авторы [14] связывают с анизотропией СТВ a -иона Fe^{3+} , вызванной кристаллическим полем тригональной симметрии. В принципе в этот же член могут давать вклады анизотропные косвенные СТВ вида $a-d$ и $a-c$. Привлекая расчетные значения первого слагаемого $(v_a'' - v_a')_{\text{дип}}$ из [14] и экспериментальные значения $v_a'' - v_a'$ из табл. 1, мы получаем для ЖИГ и ЖГГ очень близкие значения Δ_a : 250 и 260 кГц соответственно. Уже из этих данных при $P=0$ видно, что $a-c$ анизотропные косвенные СТВ практически не проявляются. Влияние давления на дипольный член в (7) легко оценить, поскольку $\partial(v_a'' - v_a')_{\text{дип}}/\partial P = (v_a'' - v_a')_{\text{дип}} \chi_T$. Считая магнитные моменты подрешеток не зависящими от давления и используя расчетные значения $(v_a'' - v_a')$ из [14], можно найти, что $\partial\Delta_a/\partial P = 0.18 \pm 0.24$ и 0.42 ± 0.09 кГц/кбар для ЖИГ и ЖГГ. Из этих данных также нельзя сделать надежный вывод о различии значений $\partial\Delta_a/\partial P$ в двух гранатах, поскольку полосы ошибок перекрываются. В то же время установлено, что большое различие $\partial(v_a'' - v_a')/\partial P$ в ЖИГ и ЖГГ определяется изменением дипольных полей при сжатии кристалла.

Следовательно, сопоставление результатов для ЖИГ и ЖГГ не позволяет заключить о существенном переносе спиновой плотности от РЗ ионов к ионам Fe^{3+} , во всяком случае для РЗ ионов в S -состоянии (Gd^{3+}).

6. Таким образом, проведенный качественный анализ позволил выявить основные механизмы СТВ, объясняющие поведение частот ЯМР ^{57}Fe под высоким давлением в двух модельных ферромагнитных гранатах. Желательно изучить под давлением весь ряд РЗ гранатов от $Sm_3Fe_5O_{12}$ до $Lu_3Fe_5O_{12}$ и развить теорию [2, 15, 16] с учетом особенностей их кристаллической структуры. Такой комплексный подход позволит оценить ряд важных ковалентных параметров теории и углубить представления о СТВ в этом важном классе магнетиков.

Л и т е р а т у р а

- [1] Николаев В. И., Русаков В. С. Мессбауэровские исследования ферритов. М., 1985. 224 с.
- [2] Sawatzky G. A., van der Woude F. // J. de Physique. 1974. Coll. C6. Suppl. N 12. V. 35. P. C6-47—C6-60.
- [3] Litster J. D., Benedek G. B. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 3. P. 1320—1322.
- [4] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М., 1969. 260 с.
- [5] Николаев И. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1788—1792.
- [6] Дорошев В. Д., Иванов С. Ф., Молчанов А. Н., Москвин А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 12. С. 583—585.
- [7] Николаев И. Н., Павлюков Л. С., Марьин В. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 5 (11). С. 1844—1852.
- [8] Николаев И. Н., Павлюков Л. С., Марьин В. П. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 5. С. 1548—1550.
- [9] Pascard H. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 5. P. 2925—2928.
- [10] Bocquillon G., Loriais-Susse C., Loriais J. // High Temp.—High Pressur. 1973. V. 5. N 2. P. 161—168.

- [11] Riedi P. C., Webber G. D. // *J. Phys. F: Met. Phys.* 1983. V. 13. N 5. P. 1057—1069.
- [12] Дорошев В. Д., Иванов С. Ф., Молчанов А. Н., Сиренко Г. И. // *Деп. в ВИНТИ*, № 4689-B87. Донецк, 1987. 15 с.
- [13] Дорошев В. Д., Ковтун Н. М., Молчанов А. Н., Прокопов А. Р. // *Деп. в ВИНТИ*, № 2915-B86. Донецк, 1986. 50 с.
- [14] Streever R. L., Caplan P. J. // *Phys. Rev. B.* 1971, V. 4. N 9. P. 2881—2887.
- [15] Sawatzky G. A., Boekema C., van der Woude F. // *Proc. Conf. Mössb. Spectr. Dresden*, 1971, Pt 1. P. 238—252.
- [16] Van der Woude F., Sawatzky G. A. // *Phys. Rev. B.* 1971. V. 4. N 9. P. 3159—3165.
- [17] English J., Brabenec M., Novak P., Lütgemeier H. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1985. V. 50. P. 74—82.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
29 июня 1988 г.
В окончательной редакции
2 ноября 1988 г.