

Влияние высокого давления и химического замещения на кристаллическую структуру и магнитное состояние $R_2Fe_{17-x}Si_x$ ($R = Lu, Y; x = 0, 1.7$)

Д. П. Козленко, В. И. Воронин⁺, В. П. Глазков*, Б. Н. Савенко

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

⁺ Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

* Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 сентября 2007 г.

Методом нейтронной дифракции исследовано влияние высокого давления на кристаллическую структуру интерметаллических соединений $R_2Fe_{17-x}Si_x$ ($R = Lu, Y; x = 0, 1.7$). Проведен анализ взаимосвязи между изменениями структурных параметров и магнитных свойств при воздействии высокого давления, а также химического замещения атомов Fe на Si в рамках моделей локализованных моментов и спиновых флуктуаций. Установлено, что экспериментально наблюдаемое увеличение температуры Кюри при химическом замещении, а также ее уменьшение при воздействии высокого давления более адекватно описываются в модели спиновых флуктуаций. Обсуждаются возможные причины подавления коллинеарного ферромагнитного состояния и существования неколлинеарного антиферромагнитного состояния в $R_2Fe_{17-x}Si_x$ под давлением на основе оценок разницы минимумов полной энергии этих состояний.

PACS: 62.50.+p, 75.25.+z, 75.47.Lx

Введение. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов и железа представляют большой интерес для исследований в связи с возможностью их практического применения в качестве магнитных и магнитоотрицательных материалов. Составы с максимальным содержанием железа R_2Fe_{17} имеют высокую намагниченность насыщения и несколько меньшие значения температуры Кюри (T_C) по сравнению с чистым Fe [1, 2]. Интересной особенностью этих соединений является существенное изменение магнитных свойств при частичном замещении атомов Fe на атомы $M = Si, Al, Ga$, а также воздействии внешнего высокого давления. В первом случае наблюдается значительное увеличение температуры Кюри и некоторое уменьшение величины спонтанной магнитоотрицательности [3, 4]. В случае воздействия внешнего высокого давления в соединениях $R_2Fe_{17-x}M_x$ происходит заметное уменьшение температуры Кюри и подавление эффекта магнитоотрицательности [4, 5].

Для объяснения поведения магнитных свойств соединений $R_2Fe_{17-x}M_x$ были предложены две модели. В модели локализованных магнитных моментов Гейзенберга предполагается наличие конкурирующих ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) обменных взаимодействий между различными парами атомов Fe в структуре, знак и величина которых зависят от величины межатомного рас-

стояния d_{Fe-Fe} [6]. Предполагается, что возрастание T_C при химическом замещении связано с изменениями межатомных расстояний Fe-Fe, приводящими к усилению ФМ и ослаблению АФМ обменных взаимодействий. Согласно результатам исследования сверхтонких полей на ядрах железа в Y_2Fe_{17} [7] и Sm_2Fe_{17} [8] методом мессбауэровской спектроскопии, константа обменного взаимодействия положительна для пар атомов железа с межатомными расстояниями $d_{Fe-Fe} < d_c \approx 2.45 \text{ \AA}$ и отрицательна для $d_{Fe-Fe} > d_c$ (рис.1). Уменьшение T_C при воздействии внешнего высокого давления можно предположительно связать с усилением вклада АФМ обменных взаимодействий за счет уменьшения межатомных расстояний Fe-Fe [8].

Вторая модель основана на теории спиновых флуктуаций Мона-Вольфарта [9], согласно которой относительно небольшое значение температуры Кюри в соединениях R_2Fe_{17} обусловлено наличием сильных спиновых флуктуаций за счет высокой плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми. Замещение части атомов Fe на Si, Al, Ga приводит к резкому уменьшению плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми, что вызывает значительное увеличение T_C . Данная модель согласуется с экспериментальными исследованиями электронной структуры [10, 11] и ab-initio расчетами [12, 13].

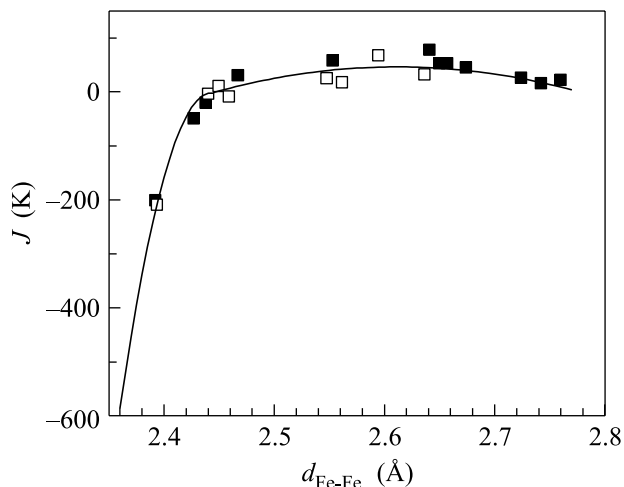


Рис.1. Зависимость константы обменного взаимодействия J от межатомного расстояния Fe-Fe в соединениях R_2Fe_{17} . Белые символы – Y_2Fe_{17} [7], черные символы – Sm_2Fe_{17} [8]

Взаимосвязь между изменением структурных и магнитных свойств соединений $R_2Fe_{17-x}M_x$ может быть выявлена с помощью структурных исследований при высоких давлениях, удобными объектами для которых являются соединения с немагнитными редкоземельными элементами $R = Lu, Y$, магнитные свойства которых полностью определяются Fe подрешеткой. При нормальном давлении в Lu_2Fe_{17} наблюдается основное ФМ состояние с $T_C = 165$ К и промежуточная спиральная АФМ фаза с $T_N = 270$ К [5, 14]. Y_2Fe_{17} является ферромагнетиком с величиной $T_C = 309$ К. Химическое замещение атомов Fe на Si приводит к существенному увеличению T_C в $Y_2Fe_{17-x}Si_x$ и $Lu_2Fe_{17-x}Si_x$ до 438 и 428 К при $x \approx 1.7$, соответственно [4, 15]. При воздействии высоких давлений $P \approx 0.5$ ГПа в Lu_2Fe_{17} наблюдалось полное подавление основного ФМ состояния [5, 14]. В $Y_2Fe_{17-x}M_x$ под давлением наблюдалось значительное уменьшение температуры Кюри, в Y_2Fe_{17} также обнаружено появление промежуточной АФМ фазы с предположительно спиральной структурой [4].

В настоящей работе представлены результаты исследования взаимосвязи между изменением структурных параметров и магнитного состояния Lu_2Fe_{17} и $Y_2Fe_{15.3}Si_{1.7}$ при высоких давлениях до 3.6 ГПа и ее анализ в рамках существующих теоретических представлений.

Описание эксперимента. Методика приготовления образцов изложена в работах [4, 15]. Эксперименты проводились на спектрометре ДН-12 [16] на импульсном высокопоточном реакторе ИБР-2 (ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, Дубна) с использованием ка-

мер высокого давления с сапфировыми наковальнями [17] при комнатной температуре. Объем исследуемых образцов составлял $V \approx 2$ мм³. Дифракционные спектры измерялись при угле рассеяния $2\theta = 90^\circ$. Разрешение спектрометра на длине волны $\lambda = 2$ Å составляло $\Delta d/d = 0.02$. Характерное время измерения одного спектра – 20 ч. Давление в камере измерялось по сдвигу линии люминесценции рубина с точностью 0.05 ГПа. Анализ дифракционных данных производился методом Ритвельда с помощью программы MRIA [18].

Полученные результаты и обсуждение. Участки нейтронных дифракционных спектров $Y_2Fe_{15.3}Si_{1.7}$, измеренных при различных давлениях и комнатной температуре, показаны на рис.2. Спектры Lu_2Fe_{17} имеют примерно такой

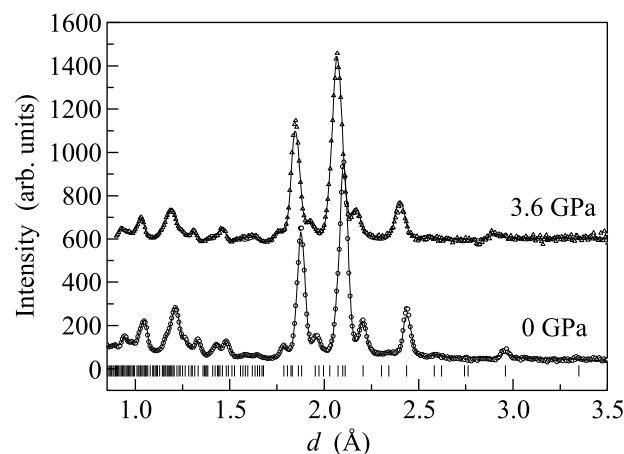


Рис.2. Участки дифракционных спектров $Y_2Fe_{15.3}Si_{1.7}$, измеренных при $P = 0$ и 3.6 ГПа и комнатной температуре, обработанных по методу Ритвельда. Показаны экспериментальные точки, вычисленные профили и рассчитанные положения дифракционных пиков

же вид. Во всем исследуемом диапазоне давлений Lu_2Fe_{17} и $Y_2Fe_{15.3}Si_{1.7}$ имеют разупорядоченную гексагональную структуру типа Th_2Ni_{17} (пр. гр. $P6_3/mmc$) [15, 19]. Атомы Lu/Y занимают позиции $2b$ (0, 0, 1/4), $2d$ (1/3, 2/3, 3/4) и $2c$ (1/3, 2/3, 1/4), атомы Fe – $4f$ (1/3, 2/3, z), $6g$ (1/2, 0, 0), $12j_{1,2}$ ($x, y, 1/4$), $12k$ ($x, 2x, z$) и $4e$ (0, 0, z). Ближайшие атомы Fe в позициях $4f$ образуют так называемые “гантельные” пары, расположенные вдоль оси c . Атомы Fe в позициях $12j_{1,2}$ и $6g, 12k$ формируют чередующиеся плоскости, перпендикулярные оси c . Позиция $2b$ и $2c$ заполняется атомами Lu/Y лишь частично, и вместо недостающих атомов Lu/Y происходит частичное заполнение позиции $4e$ атомами Fe, образующими дополнительные “гантельные”

позиции (центр “гантели” совпадает с положением отсутствующих атомов Lu).

Для анализа по методу Ритвельда использовались участки дифракционных спектров, измеренные в диапазоне межплоскостных расстояний $0.6 < d_{hkl} < 3.1 \text{ \AA}$, в котором для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ ($T_C = 438 \text{ K}$) вклад в интенсивность дифракционных пиков, связанный с ферромагнитным упорядочением магнитных моментов Fe, незначителен и не учитывался при обработке.

С увеличением давления в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ наблюдалось почти линейное уменьшение параметров элементарной ячейки (a , c). Значения их линейных сжимаемостей $k_i = -(1/a_{i0})(da_i/dP)_T$ ($a_i = a, c$) в $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ почти одинаковы, $k_a \approx k_c = 0.0044(2) \text{ ГПа}^{-1}$. Для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ анизотропия сжатия более выражена, $k_a = 0.0027$ и $k_c = 0.0045 \text{ ГПа}^{-1}$. Зависимости ближайших межатомных расстояний между атомами Fe в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ показаны на рис.3. В $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ наиболее сжимаемыми являют-

ся кратчайшие расстояния $4f-4f$ и $12k-12k$, расстояния $6g-12k$ и $12j_1-12j_1$ почти не зависят от давления и расстояние $4f-12k$ несколько увеличивается под давлением. В $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ кратчайшие расстояния $4f-4f$, $6g-12j_1$, $6g-12k$, $12j_1-12j_1$ имеют близкие значения и показывают примерно одинаковую сжимаемость, расстояние $12k-12k$ мало изменяется под давлением. Различное поведение межатомных расстояний Fe-Fe по видимому связано с наличием анизотропии сжатия кристаллической решетки в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$, которая менее выражена в $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$.

В приближении среднего поля [8] температура перехода в ФМ (АФМ) состояние

$$T_C(T_N) = \frac{2S_{\text{Fe}}(S_{\text{Fe}} + 1)}{3} ZJ, \quad (1)$$

где спин атомов Fe $S_{\text{Fe}} = 1$, $ZJ = \sum_{i,j} n_i z_{ij} J_{ij} / \sum_i n_i$, n_i – числа заполнения кристаллографических позиций атомами типа i ($i = 4f, 6g, 12j_1, 12k$), z_{ij} – число ближайших соседей типа j вокруг каждого атома типа i , J_{ij} – константа обменного взаимодействия между атомами типа i и j . Для упрощения вычислений пренебрежем вкладом от атомов Fe в позициях $12j_2$ и $4e$ с незначительным заполнением [15, 19]. Полученные зависимости ближайших межатомных расстояний Fe-Fe от давления (рис.3) и известная зависимость константы обменного взаимодействия от межатомного расстояния $J(d_{\text{Fe-Fe}})$ [7, 8] (рис.1) позволяют рассчитать температуру перехода в основное магнитное состояние, используя выражение (1). Основное магнитное состояние будет ферромагнитным в случае $ZJ > 0$ и антиферромагнитным для $ZJ < 0$. Значения z_{ij} для различных позиций атомов Fe представлены в таблице.

Число ближайших соседей для различных типов атомов Fe z_{ij} в $\text{R}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}$)

z_{ij}	4f	6g	12j ₁	12k
4f	1	3	6	3
6g	2	0	4	4
12j ₁	2	2	2	4
12k	1	2	4	2

Для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ при нормальном давлении рассчитанные значения составляют $ZJ = 145 \text{ K}$ и $T_C = 195 \text{ K}$. Полученное значение T_C сравнимо с экспериментальной величиной $T_C = 165 \text{ K}$ [5, 14]. При высоком давлении $P = 0.85 \text{ ГПа}$ величина ZJ становится отрицательной, $ZJ = -107 \text{ K}$, что соответствует основному АФМ состоянию с температурой перехода $T_N = 142 \text{ K}$ и свидетельствует о преобладающем вкладе АФМ обменных взаимодействий ($4f-4f$ и $12k-12k$) при вы-

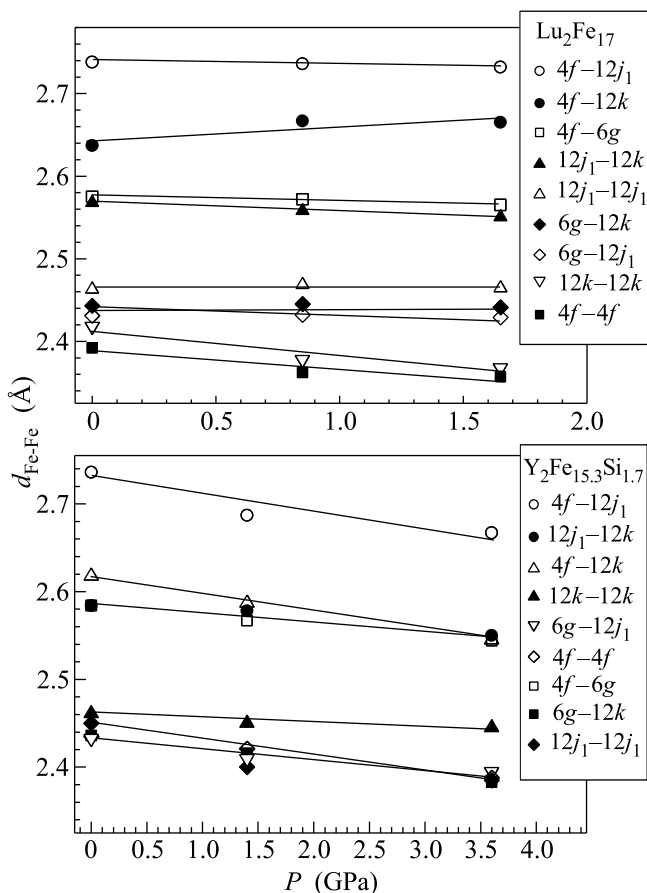


Рис.3. Зависимости ближайших межатомных расстояний Fe-Fe от давления в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$, интерполированные линейными функциями. Экспериментальная погрешность не превышает размеров точек

соких давлениях. Качественно результаты расчета для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ согласуются с экспериментально обнаруженным изменением типа основного состояния с ФМ на АФМ при $P > 0.5$ ГПа [5, 14]. Однако экспериментальное значение $T_N \approx 270$ К существенно больше, чем расчетное, $T_N = 142$ К. Это может быть связано с неточностями в экстраполяции зависимости $J(d_{\text{Fe-Fe}})$ в области малых $d_{\text{Fe-Fe}}$, где она сильно меняется при небольшой вариации $d_{\text{Fe-Fe}}$ (рис.1). В области более высоких давлений расчеты не производились, поскольку в этом случае вклад от экстраполяционных погрешностей будет существенно возрастать. Для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ при нормальном давлении результаты вычислений дают $ZJ = 226$ К и $T_C = 302$ К. Рассчитанное значение T_C существенно меньше экспериментальной величины 438 К [4]. Для сравнения также были проведены расчеты для Y_2Fe_{17} на основе экспериментальных данных [19]. Полученное значение $T_C = 378$ К для Y_2Fe_{17} при нормальном давлении сравнимо с экспериментальным значением 309 К и больше соответствующей величины для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$. Следовательно, величина T_C в соединениях $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$ и ее возрастание при химическом замещении не могут быть объяснены с учетом вариации только структурных параметров в модели конкурирующих взаимодействий. Данный эффект может быть обусловлен изменениями электронной структуры.

В модели спиновых флуктуаций, основанной на теории Мона-Вольфарта [9], температура Кюри

$$T_C \propto M_0^2/\chi_0, \quad (2)$$

где M_0 – магнитный момент атомов Fe при $T = 0$ и восприимчивость определяется выражением

$$\chi_0^{-1} = [1/N_{\uparrow}(E_F) + 1/N_{\downarrow}(E_F) - 2I]/4\mu_B^2. \quad (3)$$

Здесь $N_{\uparrow}(E_F)$ и $N_{\downarrow}(E_F)$ – плотности электронных состояний (ПЭС) вблизи уровня Ферми с проекциями спина $+1/2$ и $-1/2$, I – параметр Стонера. Экспериментальные и теоретические исследования соединений $\text{R}_2\text{Fe}_{17-x}\text{M}_x$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Sm}, \text{Nd}$; $\text{M} = \text{Si}, \text{Al}, \text{Ga}$) показали, что химическое замещение вызывает уменьшение значений ПЭС вблизи уровня Ферми [10–13], что объясняет наблюдаемое увеличение температуры Кюри в рамках данной модели.

Параметр Стонера I почти не зависит от давления [20], поэтому наблюдаемое уменьшение температуры Кюри под давлением в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ может быть обусловлено изменением величины магнитного момента M_0 и ПЭС $N_{\uparrow}(E_F)$, $N_{\downarrow}(E_F)$. Согласно исследованию магнитных свойств $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ [5], величина

намагниченности насыщения на атом Fe составляет $M_0 = 2.06 \mu_B$ при $P = 0$ и $1.91 \mu_B$ при $P = 0.63$ ГПа. Соответствующий вклад в изменение температуры Кюри под давлением, рассчитанный по выражениям (2), (3), составляет $(dT_C/dP)_M = -36$ К/ГПа, что значительно меньше экспериментальной величины $dT_C/dP = -425$ К/ГПа при $P > 0.1$ ГПа. Данные по исследованию влияния давления на величину магнитного момента в $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ отсутствуют. Для оценок можно использовать результаты исследования незамещенного соединения Y_2Fe_{17} [21], согласно которым $M_0 = 2.17 \mu_B$ при $P = 0$ и $2.06 \mu_B$ при $P = 0.63$ ГПа. Рассчитанный вклад в изменение температуры Кюри под давлением для $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$ составляет $(dT_C/dP)_M = -48$ К/ГПа, что согласуется с экспериментальной величиной $dT_C/dP = -47$ К/ГПа для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ и несколько меньше соответствующего значения -67 К/ГПа для Y_2Fe_{17} [4]. Дополнительный вклад в dT_C/dP может быть связан с изменением величин ПЭС $N_{\uparrow}(E_F)$ и $N_{\downarrow}(E_F)$ под давлением. Согласно ab-initio расчетам [22] электронной структуры соединения Y_2Fe_{17} , уровень Ферми расположен на подъеме большого пика в ПЭС. В результате индуцированного давлением уширения зоны носителей заряда $W \sim V^{-5/3}$ [20] можно ожидать увеличения значения $N_{\uparrow}(E_F)$ из-за смещения положения уровня Ферми относительно пика в ПЭС. Согласно (2), (3), данный эффект вызовет дальнейшее уменьшение T_C . Для количественной оценки величины его вклада в dT_C/dP требуется проведение исследования структуры ПЭС $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$.

Среднее координационное число атомов Fe ($Z = 10$) и вид ПЭС соединений R_2Fe_{17} близки к γ -Fe ($Z = 12$), которое также проявляет спиральные АФМ состояния [22]. Ab-initio расчеты [23] показали, что минимумы полной энергии для коллинеарного ФМ и неколлинеарного спирального АФМ состояний в γ -Fe имеют близкие значения. Для больших значений объема элементарной ячейки V ФМ состояние энергетически выгодно, а при его уменьшении, начиная с некоторого критического значения V_C , энергетически выгодным становится спиральное АФМ состояние. Похожая ситуация реализуется в R_2Fe_{17} ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}$), в которых существует промежуточная спиральная АФМ фаза при нормальном и высоких давлениях. Разницу между минимумами полной энергии ФМ и спирального АФМ состояний в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$, Y_2Fe_{17} и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ при нормальном давлении можно оценить на основе данных спонтанной магнитострикции $\omega_s(T)$ [4, 24], используя двухуровневую модель [25, 26]. В этой модели нижнему уровню соответствует ФМ состояние с большим объемом элементарной

ячейки и верхнему уровню – термически возбуждаемое АФМ состояние с меньшим объемом элементарной ячейки. Тогда спонтанная магнитострикция

$$\omega_s = \omega_{s0} - A/(1 + G \exp(\Delta E/k_B T)), \quad (4)$$

где ω_{s0} и A – постоянные, G – отношение факторов вырождения уровней, ΔE – разница энергии уровней. Предполагая $G = 1$ (что соответствует одинаковым факторам вырождения обоих уровней и значениям магнитных моментов Fe в ФМ и АФМ фазах), из подгонки экспериментальных данных (рис.4) выражением (4) получаем значения $\omega_{s0} = 0.016$,

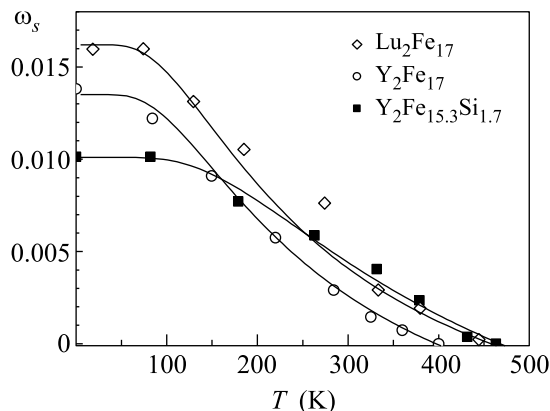


Рис.4. Температурные зависимости спонтанной объемной магнитострикции в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ (экспериментальные данные взяты из [4, 24]) и их интерполяция функцией (4)

$A = 0.051$, $\Delta E = 2.22 \cdot 10^{-3}$ Ry для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$; $\omega_{s0} = 0.014$, $A = 0.047$, $\Delta E = 2.25 \cdot 10^{-3}$ Ry для Y_2Fe_{17} и $\omega_{s0} = 0.010$, $A = 0.045$, $\Delta E = 3.68 \cdot 10^{-3}$ Ry для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$. Рассчитанные значения разницы между минимумами полной энергии ФМ и АФМ состояний ΔE сравнимы с величиной для γ -Fe $\Delta E \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$ Ry [23]. Аналогично случаю γ -Fe [23], можно предположить, что под давлением величина ΔE в $\text{R}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}$) уменьшается и, начиная с некоторого критического значения объема элементарной ячейки V_C , энергетически более выгодным становится АФМ состояние. На основе полученных значений ΔE и известных величин давления, соответствующих появлению спиральной АФМ фазы в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$, $P = 0$, и Y_2Fe_{17} , $P = 0.4$ ГПа, в предположении линейной зависимости $\Delta E(P)$ можно оценить соответствующее давление для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$. Рассчитанное значение $P = 14$ ГПа существенно больше максимальной величины давления 3.6 ГПа, достигнутой в экспериментах.

Заключение. Полученные результаты показывают, что увеличение температуры Кюри в соедине-

ниях $\text{R}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}$) при химическом замещении не согласуется с моделью локализованных моментов, хотя эта модель позволяет качественно объяснить наблюдаемое уменьшение температуры Кюри и подавление ФМ состояния.

Модель спиновых флуктуаций позволяет согласованно интерпретировать эффекты изменения T_C при химическом замещении и воздействии высокого давления за счет изменения электронной структуры. По аналогии с γ -Fe, при уменьшении объема элементарной ячейки в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17} энергетически более выгодным становится неколлинеарное АФМ состояние, наблюдаемое в этих соединениях при высоких давлениях. Сделанные оценки показывают, что для $\text{Y}_2\text{Fe}_{15.3}\text{Si}_{1.7}$ появление АФМ состояния может произойти при давлении $P \sim 14$ ГПа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 07-02-00259).

1. K. H. J. Buschow, Rep. Prog. Phys. **40**, 1179 (1977).
2. J. J. M. Franse, R. J. Radwanski, in *Handbook of Magnetic Materials*, Ed. K. H. J. Buschow, Amsterdam, North Holland, 1993, v. 7, p. 307.
3. Yu. V. Knyazev, A. G. Kuchin, and Yu. I. Kuz'min, J. Alloys Comp. **327**, 34 (2001).
4. A. G. Kuchin, I. V. Medvedeva, V. S. Gaviko, and V. A. Kazantsev, J. Alloys Comp. **289**, 18 (1999).
5. J. Kamarád, Z. Arnold, I. V. Medvedeva, and A. G. Kuchin, J. Magn. Magn. Mater. **242–245**, 876 (2002).
6. D. Givord and R. Lemaire, IEEE Trans. Magn. **10**, 109 (1974).
7. M. S. Anagnostou, I. Panagiotopoulos, A. Kostikas et al., J. Magn. Magn. Mater. **130**, 57 (1994).
8. Z. W. Li and A. H. Morrish, Phys. Rev. B **55**, 3670 (1997).
9. P. Mohn and E. P. Wohlfarth, J. Phys. F: Metal Phys. **17**, 2421 (1987).
10. J. P. Woods, B. M. Patterson, A. S. Fernando et al., Phys. Rev. B **51**, 1064 (1995).
11. A. G. Kuchin, N. I. Kourov, Yu. V. Knyazev et al., Phys. Stat. Sol. A **155**, 479 (1996).
12. S. S. Jaswal, W. B. Yelon, G. C. Hadjipanayis et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 644 (1991).
13. R. F. Sabirianov and S. S. Jaswal, J. Appl. Phys. **79**, 5942 (1996).
14. O. Prokhnenko, C. Ritter, I. Medvedeva et al., J. Magn. Magn. Mater. **258–259**, 564 (2003).
15. В. И. Воронин, И. Ф. Бергер, А. Г. Кучин, ФММ **93**, 39 (2002).
16. V. L. Aksenov, A. M. Balagurov, V. P. Glazkov et al., Physica B **265**, 258 (1999).

17. В. П. Глазков, И. Н. Гончаренко, ФТВД **1**, 56 (1991).
18. V. B. Zlokazov and V. V. Chernyshev, J. Appl. Cryst. **25**, 447 (1992).
19. V. I. Voronin, I. F. Berger, A. G. Kuchin et al., J. Alloys Comp. **315**, 82 (2001).
20. R. Coehoorn. Phys. Rev. B **39**, 13072 (1989).
21. O. Mikulina, J. Kamarád, Z. Arnold et al., J. Magn. Mater. **196–197**, 649 (1999).
22. R. F. Sabiryanov and S. S. Jaswal, Phys. Rev. B **57**, 7767 (1998).
23. K. Knopfle, L. M. Sandratskii, and J. Kubler, Phys. Rev. B **62**, 5564 (2000).
24. D. Gignoux, D. Givord, F. Givord, and R. Lemaire, J. Magn. Mater. **10**, 288 (1979).
25. R. J. Weiss, Proc. Phys. Soc. **82**, 281 (1963).
26. M. Matsui and S. Chikazumi, J. Phys. Soc. Japan **45**, 458 (1978).