

da A., Takagi Y., Ishibashi Y. Phys. Soc. Japan, 1973, 34, p. 748. [6] Dvo-
rak V., Ishibashi Y. Ibid., 1976, 41, p. 548. [7] Srinivasan V.,
Subramanian C., Narayanan P. Pramana, 1983, 21, N 1, p. 41. [8] Мон-
теро S., Schmölz R., Haussühl S. J. Raman Spectr., 1974, N 2, p. 101.

Поступила в редакцию
04.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.611.46

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ НА ОБМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ В СОЕДИНЕНИЯХ $Gd_xY_{1-x}Fe_2$

А. К. Куприянов, В. А. Васильковский

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Предположение о наличии d -образных электронов в полосе проводимости интерметаллических соединений редкоземельных элементов (РЗЭ) с металлами группы железа позволяет объяснить целый ряд экспериментальных результатов [1—3], однако доказательство справедливости этого предположения связано с известными трудностями выделения вклада от этих электронов в значение спиновой плотности и ее распределение по кристаллу.

Поэтому представляет интерес изучение влияния всестороннего давления на магнитные свойства интерметаллидов, поскольку поляризация s - и d -образных электронов проводимости по-разному зависит от расстояния.

Нами изучено влияние высокого гидростатического давления на частоту ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{89}Y и ^{57}Fe в соединениях YFe_2 и $Y_{0,8}Gd_{0,2}Fe_2$. Методика приготовления образцов для исследования и техника измерений давления описаны ранее [4, 5]. Спектры ЯМР записывались на спектрометре спинового эха при температуре 4,2 К в режиме максимального эха.

Тип ядра	Соединение	$f_{рез}$, МГц ($\Delta p=0$)	$\frac{\partial \ln f}{\partial p} \cdot 10^2$ кбар $^{-1}$	$\frac{\partial \ln f}{\partial \ln V}$
^{89}Y	YFe_2	46,1	$0,11 \pm 0,006$	-1,1
	$Y_{0,8}Gd_{0,2}Fe_2$	48,6	$0,15 \pm 0,006$	-1,5
^{57}Fe	YFe_2	28,8	$-0,085 \pm 0,006$	+0,85

Обнаружено, что резонансная частота обоих типов ядер линейно зависит от внешнего давления, так что результаты эксперимента можно свести в таблицу, где учтено, что

$$\frac{\partial \ln f_{рез}}{\partial \ln V} = \frac{\partial \ln f_{рез}}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial \ln V}$$

а сжимаемость $\partial \ln V / \partial p \cong 10^{-3}$ [6].

Для анализа полученных результатов запишем выражение индуцированных сверхтонких полей на ядрах иттрия каждой из двух маг-

нитных подрешеток согласно теории косвенного обмена в приближении s -электронов проводимости:

$$H_{(\text{Fe,Gd})}^Y = \frac{9\pi Z^2 A \Gamma_{s-d(f)}}{4E_f V^2 g_2 \mu_2} \sum F(2k_f r_{mn}) S_{\text{Fe(Gd)}},$$

где V — объем образца, Z — число электронов проводимости, $A g_2^{-1} \times \mu_2^{-1}$ — параметр сверхтонкой связи ядра с электронами проводимости, E_f — энергия Ферми, $F(2k_f r_{mn})$ — функция Рудермана—Киттеля, S — значение поляризующего спина, а $\Gamma_{s-d(f)}$ — интегралы $s-d(f)$ -обмена, являющиеся постоянными в рассматриваемом приближении.

Из выражения для индуцированных сверхтонких полей легко найти их изменение при сжатии:

$$\frac{\partial \ln H_{\text{Fe}}^Y}{\partial \ln V} = -2 - \frac{\partial \ln E_f}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln A}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln \Gamma_{sd}}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln S^{\text{Fe}}}{\partial \ln V}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \ln H_{\text{Gd}}^Y}{\partial \ln V} = -2 - \frac{\partial \ln E_f}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln A}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln \Gamma_{sf}}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln S^{\text{Gd}}}{\partial \ln V}, \quad (2)$$

так как решеточная сумма для изотропной электронной системы при сжатии решетки не изменяется. Некоторые члены, входящие в правую часть выражений (1) и (2), можно оценить из общих соображений. Так известно, что для s -электронов

$$A g_2^{-1} \mu_2^{-1} = (8/3) \mu_B \psi^2(0),$$

где $\psi^2(0)$ — электронная плотность на ядре, и

$$\partial \ln A / \partial \ln V = -1.$$

Величина $\partial \ln E_f / \partial \ln V$ в приближении квадратичного закона дисперсии электронов проводимости равна $-0,67$.

Для определения зависимости спинового момента железа удобно использовать то обстоятельство, что в интерметаллических соединениях РЗЭ с железом для последнего отношение собственного сверхтонкого поля к величине магнитного момента есть величина постоянная, т. е.

$$\frac{\partial \ln S^{\text{Fe}}}{\partial \ln V} = \frac{\partial \ln H_{\text{ст}}^{\text{Fe}}}{\partial \ln V},$$

и ее можно определить из наших измерений. Что касается изменения спинового момента гадолиния, то им можно пренебречь, так как $4f$ -момент локализован и экранирован $5s$ - и $5p$ -электронами. С учетом изложенного можно записать

$$\frac{\partial \ln H_{\text{Fe}}^Y}{\partial \ln V} = -2,33 + \frac{\partial \ln \Gamma_{sd}}{\partial \ln V} + \frac{\partial \ln H_{\text{ст}}^{\text{Fe}}}{\partial \ln V}, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \ln H_{\text{Gd}}^Y}{\partial \ln V} = -2,33 + \frac{\partial \ln \Gamma_{sf}}{\partial \ln V}. \quad (2a)$$

Ранее было показано [4], что сверхтонкое поле на ядрах иттрия можно представить в виде

$$H_Y = H_Y^{\text{Fe}} + H_Y^{\text{Gd}},$$

тогда

$$\frac{\partial \ln H_Y}{\partial \ln V} = \frac{H_{Gd}^Y}{H_Y} \frac{\partial \ln H_{Gd}^Y}{\partial \ln V} + \frac{H_Y^{Fe}}{H_Y} \frac{\partial \ln H_{Fe}^Y}{\partial \ln V}.$$

Определенные нами величины H_Y , H_Y^{Fe} и H_Y^{Gd} составляют при 4,2 К 260, 220 и 40 кЭ соответственно.

Используя эти значения, нетрудно вычислить величину

$$\frac{\partial \ln H_{Gd}^Y}{\partial \ln V} = -3,72.$$

Подставляя это значение, а также экспериментальные величины

$$\frac{\partial \ln H_{Fe}^{Fe}}{\partial \ln V} = +0,85 \text{ и } \frac{\partial \ln H_{Fe}^Y}{\partial \ln V} = -1,1$$

в выражения (2а) и (1а), можно найти изменение обменных интегралов при сжатии:

$$\frac{\partial \ln \Gamma_{sf}}{\partial \ln V} = -1,4, \quad \frac{\partial \ln \Gamma_{sd}}{\partial \ln V} = 0,4.$$

Очевидно, что полученные численные величины характеризуют лишь эффективные значения параметров Γ_{sf} и Γ_{sd} . Увеличение интеграла $\Gamma_{sf}^{3\phi}$ при сжатии является тривиальным следствием основных представлений теории косвенного обмена. Напротив, поведение величины $\Gamma_{sd}^{3\phi}$ при уменьшении межатомных расстояний представляется несколько неожиданным.

Падение $\Gamma_{sd}^{3\phi}$ с ростом давления можно связать с уменьшением магнитного момента железа, что согласуется с нашими предположениями о пропорциональности между сверхтонким полем на ядре и поляризующим моментом атома.

Уменьшение магнитного момента железа с давлением обычно связывается со смещением уровня Ферми «верхней» $3d$ -подзоны [7], что в свою очередь обусловлено движением границы зоны Бриллюэна. Так как у железа обе обменнорасщепленные подзоны не заполнены, происходит как бы «выжимание» уровнем Ферми $3d$ -электронов из «верхней» зоны в «нижнюю», что приводит к уменьшению разности заселенностей подзон и, следовательно, магнитного момента атома.

Однако уменьшению расщепления $3d$ -зоны соответствует понижение температуры Кюри, что противоречит экспериментальным данным [8]. Зависимость $\Gamma_{sd}^{3\phi}$ от давления можно истолковать, лишь рассматривая два различных вклада в сверхтонкое поле на ядрах иттрия, по-разному зависящих от расстояния, т. е. кроме вклада от s -электронов необходимо учитывать d -образные электроны в полосе проводимости [9].

В первом приближении можно считать, что эти вклады аддитивны и

$$\Gamma_{sd}^{3\phi} = \Gamma_{sd} \pm \Gamma_{dd}.$$

Как найдено в работах [10, 11] для соединений железа, сохраняющего устойчивость своей электронной структуры для широкого класса сплавов, характерно увеличение значений Γ_{sd} и Γ_{dd} с уменьшением объема, так что для объяснения наблюдаемого нами уменьшения $\Gamma_{sd}^{3\phi}$ под давлением необходимо положить $\Gamma_{sd}^{3\phi} = |\Gamma_{sd} - \Gamma_{dd}|$. Отсюда

можно сделать вывод об антипараллельной поляризации s - и d -электронов в полосе проводимости, а так как s -электроны создают положительные поля, то d -поляризация вблизи ядер иттрия должна быть отрицательной, что согласуется с выводами Кэмпбелла [12].

Очевидно, что величина этой поляризации зависит от числа соседей иттрия или железа, однако произвести количественную оценку вклада в общее сверхтонкое поле за счет раскомпенсации замкнутых s -оболочек под действием d -поляризованных электронов довольно трудно, так как неизвестны номер соответствующей d -орбитали и топология электронной структуры интерметаллических соединений.

В заключение представляется интересным оценить влияние выбора модели на полученные результаты. Известно, что приближенный характер РККИ-модели определяется выбором аналитического представления интеграла $s-f(d)$ -обмена и формы поверхности Ферми. В нашем случае используется не само представление $s-f(d)$ -взаимодействия, а лишь его относительное изменение. В равной мере это относится и к конкретной форме поверхности Ферми — относительное изменение ограниченного ею объема остается постоянным для любых поверхностей второго порядка. Поэтому сделанные в работе выводы в значительной мере свободны от степени приближения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Никитин С. А. и др. ЖЭТФ, 1975, 68, с. 577. [2] Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К. ЖЭТФ, 1975, 69, с. 2212. [3] Куприянов А. К., Никитин С. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 1, с. 57. [4] Васильковский В. А. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 693. [5] Васильковский В. А. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 364. [6] Jakkola S. Phys. Lett., 1974, 50A, p. 35. [7] Janak J. F. Phys. Rev., 1979, 20B, p. 2206. [8] Bushow K. H. J., Brouda M., Biesterbos J. W. M., Dirks A. G. Physica, 1977, 91B, p. 261. [9] Oppelt A., Merkel A., Bushow K. Phys. Stat. Sol(a), 1976, 37, p. K205. [10] Schilling J. S. Adv. Phys., 1979, 28, p. 657. [11] Монро Н. Phys. Rev. B, 1978, 17, p. 4660. [12] Campbell I. A. J. Phys. F, 1972, 2, p. 47.

Поступила в редакцию
04.03.85

ВЕСТИ. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

УДК 538.638:669.85/86

МАГНИТОУПРУГИЙ ВКЛАД В МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ПЕРЕХОДЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ — ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В СПЛАВАХ ТЕРБИИ — ДИСПРОЗИИ

С. А. Никитин, Т. И. Иванова, П. И. Леонтьев, Е. В. Талалаева

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Для выяснения природы магнетизма в тяжелых редкоземельных металлах и их сплавах необходимо комплексное исследование различных физических свойств, испытывающих особенности в области магнитных фазовых переходов [1]. Особый интерес представляет определение энергетических вкладов в термодинамический потенциал и энтропию, что позволяет установить роль различных взаимодействий в возникновении магнитных фазовых переходов антиферромагнетизм — ферромагнетизм.

В настоящей работе исследованы магнитострикционные свойства и магнитокалорический эффект (МКЭ) в поликристаллических образцах