

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
И СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ФАЗАХ ЛАВЕСА $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$

С. А. Никитин, А.-Х. М. Бислиев, А. К. Курпьянов, З. С. Умхаева

В последние годы уделяется большое внимание исследованию плотности состояний d -электронов в интерметаллических соединениях железа AFe_2 с кубической структурой фазы Лавеса. Расчеты этой плотности по методу жесткой зоны [1, 2] показали, что в этих соединениях существует гибридная d -зона, образованная из $3d$ -зоны железа и $4d(5d)$ -зоны А-металла, к которым относятся редкоземельные металлы, а также Y, Zr и Hf. При наличии магнитного упорядочения эта гибридизация приводит к тому, что значение плотности состояний на А-атомах для различных направлений спинов d -электронов заметно отличаются друг от друга.

Целью данной работы являлось выяснение особенностей концентрационной и температурной зависимости сверхтонкого поля на ядрах циркония в квазибинарных соединениях $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$. В данных соединениях атомы циркония не имеют нескомпенсированного локализованного магнитного момента электронной оболочки, что позволяет определить по значению сверхтонкого поля наведенную атомами железа спиновую плотность. При замещении следует ожидать заметного изменения гибридной $3d$ - и $4d(5d)$ -зон.

Рентгеноструктурные исследования показали, что структура C15 в системе $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$ является нестабильной к изоморфному замещению атомов эрбия атомами циркония (как и в случае $\text{Tb}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$ [3] и $\text{Gd}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$). Согласно нашим данным, структура C15 в системе $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$ реализуется только в области больших концентраций циркония ($x=0.8, 0.9, 1$).

Намагниченность соединений $\text{ZrFe}_2, \text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ и $\text{Er}_{0.2}\text{Zr}_{0.8}\text{Fe}_2$ исследована с помощью маятникового магнитометра в полях до 11 кЭ в температурном интервале от 77 до 740 К. Температурная зависимость намагниченности этих соединений представлена на рис. 1 (кривые 1—3). Кривые $\sigma(T)$ для ZrFe_2 имеют обычный для ферромагнитных соединений температурный ход. При замещении циркония эрбием происходит некоторое видоизменение кривых $\sigma(T)$. Такое поведение намагниченности указанных сплавов связано, по-видимому, с тем фактом, что в указанном температурном интервале уменьшение магнитного момента редкоземельной подрешетки M_R происходит гораздо быстрее с ростом температуры, чем у железной подрешетки. Нами выявлены вклады в суммарную намагниченность от эрбиевой и железной подрешеток на основе ферримагнитной модели (рис. 1, кривые 4, 6, 7), а из экспериментальных данных определена намагниченность насыщения σ_s в зависимости от концентрации эрбия. Значения σ_s получены экстраполяцией кривых намагниченности, построенных в функции $1/H$, к $H \rightarrow \infty$. С увеличением содержания эрбия намагниченность насыщения падает. Магнитный момент, приходящийся на атом Fe, вычисленный из данных σ_s , представлен на рис. 1 (вставка).

Здесь же представлены точки Кюри указанных соединений, определенные с помощью термодинамического метода [4]. Так как ядра двух присутствующих элементов ^{91}Zr и ^{57}Fe являются подходящими для ЯМР и эффекта Мессбауэра изотопами, то система $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$ дает возможность изучить магнитное упорядочение подрешеток по сверхтонким взаимодействиям. В связи с тем что атомы Fe в структуре C15 занимают места тетраэдрической симметрии, мессбауэровские спектры представляют собой суперпозицию двух зеемановских секстетов с отношением интенсивностей 1 : 3. Полученные из спектров значения сверхтонких полей на ядрах ^{57}Fe для двух неэквивалентных позиций линейно уменьшаются при замещении эрбия (рис. 1, вставка).

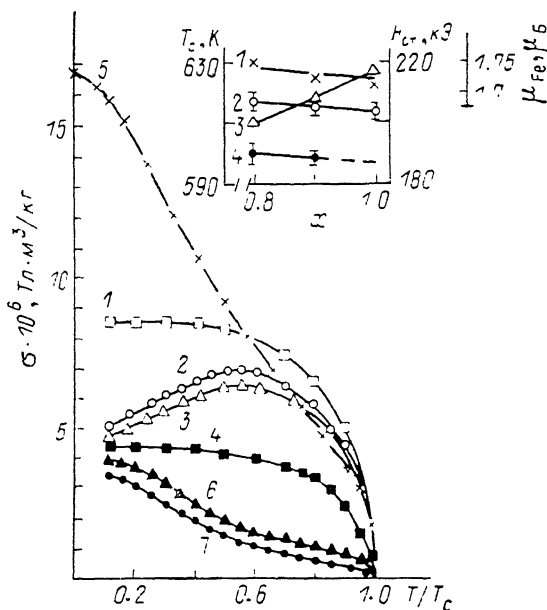


Рис. 1. Зависимость от приведенной температуры намагниченности соединений ZrFe_2 (1), $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ (2), $\text{Er}_{0.2}\text{Zr}_{0.8}\text{Fe}_2$ (3), железной (4) и эрбиевой подрешеток в ErFe_2 (5), $\text{Er}_{0.2}\text{Zr}_{0.8}\text{Fe}_2$ (6), $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ (7).

На вставке — зависимость от концентрации циркония магнитного момента железа μ_{Fe}^- (1), температур Кюри T_c (3) и сверхтонких магнитных полей на ядрах железа $H_{\text{ст}}^{\text{I, II}}$ (2, 4) в соединениях $\text{Er}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Fe}_2$.

Сверхтонкие поля на ядрах ^{91}Zr изучались методом спин-эхо. Резонансная частота для соединения ZrFe_2 при 77 К $\nu_p = 49.65$ МГц, что соответствует сверхтонкому полю $H_{\text{ст}} = 125$ кЭ. При 10%-ном замещении атомов циркония эрбием резонансная частота смещается незначительно и равна $\nu_p = 49.98$ МГц. Форма линии указанных соединений одинакова. Однако по сравнению с ZrFe_2 интенсивность ЯМР в $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ резко уменьшается. Кроме того, в них отсутствуют полностью сателлиты, что объясняется малым вкладом в $H_{\text{ст}}$ на ядре ^{91}Zr со стороны атомов эрбия. На малый вклад в $H_{\text{ст}}$ на ядрах ^{91}Zr со стороны подрешетки эрбия указывают также результаты исследования резонансной частоты ЯМР на ядрах ^{91}Zr . На рис. 2, 1 показана зависимость приведенных сверхтонких полей на ядре ^{91}Zr в соединении $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ (точки 3) от приведенной температуры. Видно, что эта зависимость достаточно хорошо совпадает с аналогичной зависимостью для ZrFe_2 (точки 2), причем сверхтонкое поле на Zr в $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ оказалось пропорциональным намагниченности железной подрешетки соединения ZrFe_2 (кривая 1). Температурные зависимости результирующей намагниченности σ (рис. 2, 4) и намагниченности подрешетки эрбия σ_{Er} (рис. 1, 7) имеют существенно другой характер: макси-

мум на кривой $\sigma(T)$ и резкое снижение $\sigma_{\text{сг}}$ при температурах значительно ниже точки Кюри. Время ядерной релаксации $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ характеризуется немонотонным уменьшением T_1 от 40 до 20 мкс при нагревании выше 77 К. По своей величине T_1 соединения $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ на порядок меньше, чем в ZrFe_2 [3]. Отсюда следует, что выше азотной температуры магнитная подрешетка эрбия в значительной степени разупорядочена, что согласуется с данными нейтронографии [5].

Можно было предполагать, что замещение редкоземельного иона цирконием увеличивает концентрацию электронов проводимости и приводит к существенному изменению параметров обменного взаимодействия. Однако этого не происходит, что может быть обусловлено двумя причинами. Во-первых, $f-d$ -обменное взаимодействие носит локализованный характер, поэтому изменение структуры и степени заполнения полосы проводимости не оказывает заметного влияния на величину $f-d$ -обмена. Во-вторых, примесные $4d$ -электроны образуют отдельную зону, не перекрывающуюся с полосой проводимости и с $3d$ -зоной переходного элемента. Альтернативный подход к описанию $f-d$ -взаимодействия не снимается при изучении сверхтонких взаимодействий в $3d$ -подрешетке: устойчивость электронной структуры атомов железа находит объяснение как в модели локализованных состояний, так и в модели «жесткой» зоны.

Расчеты плотности электронных состояний [6] показали, что для d -элек-

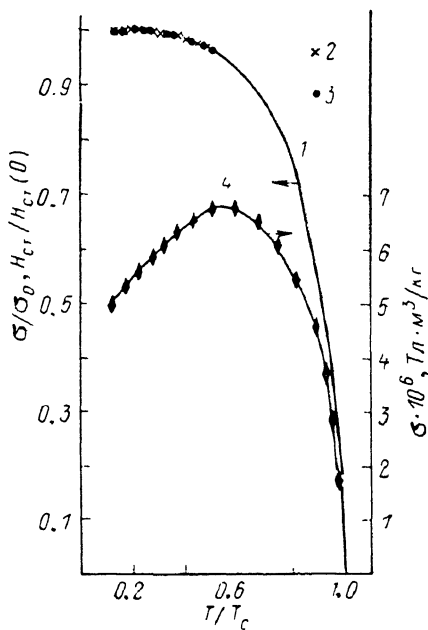


Рис. 2. Приведенная намагниченность σ/σ_0 ZrFe_2 (1) и приведенные сверхтонкие поля $H_{\text{сг}}/H_{\text{сг}}(0)$ ZrFe_2 (2) и $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ (3). Намагниченность $\text{Er}_{0.1}\text{Zr}_{0.9}\text{Fe}_2$ (4) в зависимости от приведенной температуры.

тронов железа плотность состояний для спинов одного направления значительно отличается от плотности состояний для спинов противоположного направления. Это справедливо и для Zr: основная компонента спиновой плотности циркония ниже E_F приходится на спины, направленные противоположно μ_{Fe} . Эти результаты дают следующий обменный механизм: вышележащий $4d$ -уровень Zr со спином, совпадающий с μ_{Fe} , соответствует взаимодействию Zr—Zr, а нижележащий со спином противоположного направления располагается между расщепленными за счет обменного взаимодействия состояниями железа. Этот электрон, согласно нашим данным, образует отдельную $4d$ -полосу, которая не пересекается ни с $3d$ -состояниями Fe, ни с $5d$ -состояниями РЗМ.

Список литературы

- [1] Yamada H., Inoue J., Terao K., Kanda S., Shimizu M. // J. Phys F: Met. Phys. 1984. V. 14. N 8. P. 1943—1960.
- [2] Yamada H., Inoue J., Shimizu M. // J. Phys. F: Met. Phys. 1985. V. 25. N 1. P. 169—173.
- [3] Никитин С. А., Бислиев А.-Х. М., Куприянов А. К., Умхаева З. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52, № 9. С. 1741—1744.
- [4] Белов К. П. Магнитные превращения. М.: Физматгиз, 1959. 259 с.
- [5] Will G., Barqouth M. O. // Phys. kondens Materie. 1971. V. 13. N 1. P. 137—148.
- [6] Mohn P., Schwarz K. // Physika B. 1985. V. 130. N 1. P. 26—28.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
10 ноября 1988 г.