

**В. С. Шпинель.** Ядерно-спектроскопические исследования сверхтонких взаимодействий для примесей в металлах. Исследования сверхтонких взаимодействий (СТВ) различными ядерными методами, в которых используются радиоактивные ядра и ускорители, позволили получить ряд фундаментальных результатов, существенных как для физики ядра, так и для физики конденсированных сред. В докладе изложены некоторые результаты исследований магнитных СТВ для магнитных примесей в разбавленных сплавах Pd(Fe, Co) при сверхнизких температурах и для немагнитных (HN) примесей Sn в редкоземельных металлах (РЗМ), выполненные в НИИЯФ МГУ методами мёссбауэровской спектроскопии, ориентированных ядер и методом эффекта Мёссбауэра на ориентированных ядрах. Рассмотренные примеры показывают, какие вопросы магнетизма металлов могут быть выяснены такими методами.

1. Исследования СТВ в сплавах 3d-элементов с Pd представляют особый интерес в связи с уникальными свойствами Pd. В работе изучались эмиссионные мёссбауэровские спектры с источником  $^{57}\text{Co}$ , введенным в

---

\*) В проведении экспериментов участвовали Е. В. Шулаков, И. Н. Ивойлов, А. И. Ерко.

сплавы Pd(Fe) с различной концентрацией примесного Fe. Охлаждение образцов осуществлялось с помощью рефрижератора растворения  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ .

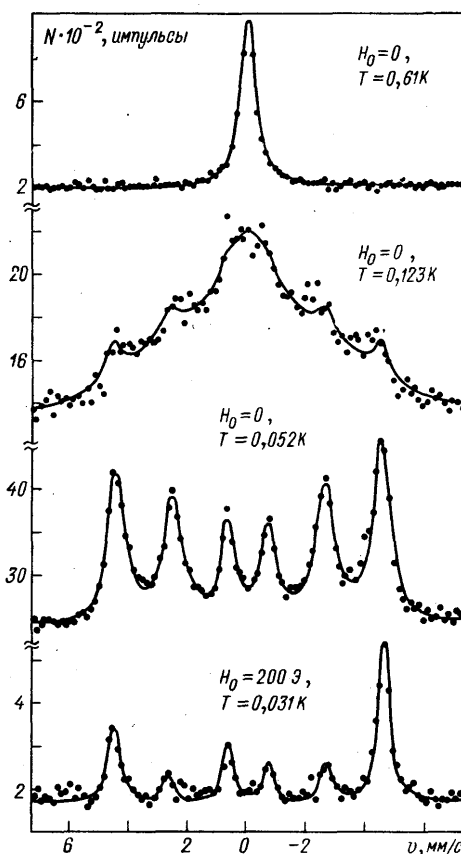
Зависимость сверхтонкого (СТ) поля на Fe от внешнего поля  $H_0$  для сплава с концентрацией 0,01 ат.%Fe, измеренная при  $T = 4,2$  К, следует кривой Бриллюэна, описывающей намагниченность свободного спина с «гигантским моментом»  $\mu_g = 10\mu_B$ , известным из других экспериментов. С уменьшением температуры до 0,55 К наблюдалось плавное изменение кривой намагниченности, отвечающее уменьшению  $\mu_g$  до  $8\mu_B$ <sup>1</sup>. Такое поведение предсказывалось в работе<sup>2</sup>.

В отсутствие внешнего поля при этих температурах в  $\gamma$ -резонансных спектрах наблюдается одиночная линия, отвечающая быстрой парамагнитной релаксации. При дальнейшем понижении температуры в этом образце, так же как в исследованном более концентрированном сплаве 0,06 ат.%Fe, наблюдалась необычная для металлов медленная электронная релаксация, в результате чего на ядре Fe возникает отличное от нуля СТ поле. Для первого и второго сплавов спектры, соответственно при  $T < 25$  мК и  $T < 52$  мК, имеют вид обычных сикстетов, отвечающих почти максимальному расщеплению (см. рисунок;  $T = 0,052$  К).

Обработка релаксационных спектров на ЭВМ показала существование широкого набора частот релаксации, что является следствием распределения обменных взаимодействий в неупорядоченных сплавах. Зависимость средней частоты релаксации от температуры имеет линейный вид, причем соответствующая прямая для более разбавленного сплава проходит вблизи 0 К, а для сплава 0,06 ат.% Fe эта зависимость в области температур 0,1 К резко замедляется.

В спектрах, снятых в продольных полях ( $H_0 < 600$  Э) при сверхнизких температурах, присутствуют компоненты, отвечающие запрещенным переходам с  $\Delta m = 0$  (см. рисунок;  $H_0 = 200$  Э). Это означает наличие поперечных компонент спина, т. е. не полную ориентацию спинов по внешнему полю. Обнаруженная разориентация объясняется знакопеременным РККИ взаимодействием между спинами, которое может привести к состоянию спинового стекла. Наши данные показали, что сплав с концентрацией 0,01 ат. %Fe должен перейти в состояние «спиновое стекло» при температуре ниже 20 мК<sup>3</sup>. Действительно, для такого сплава был недавно обнаружен характерный для спинового стекла пик восприимчивости при  $T = 8$  мК<sup>4</sup>. Для второго, более концентрированного, сплава такой переход проявляется в отмеченном выше резком изменении режима релаксации при температуре  $\sim 0,1$  К<sup>5</sup>.

Результаты  $\gamma$ -резонансных экспериментов и исследования, проведенные методом ориентированных ядер, показывают, что примесь Co в наших сплавах находится в состоянии Кондо с  $T_K = 0,14 \pm 0,04$  К в согласии с выво-



дами работы<sup>6</sup>. Наблюдавшаяся асимметрия спектров в области температур ниже 52 мК при  $H_0 = 0$  (см. рисунок) объясняется возникновением молекулярного поля, приводящего к уменьшению спиновой компенсации на Со и, следовательно, к появлению  $H_{\text{СТ}}$  на ядре Со. Это также говорит в пользу возникновения упорядоченного состояния типа спиновое стекло, в спектре частот релаксации которого присутствуют частоты порядка или меньше частоты ядерной спин-решеточной релаксации для Со  $\bar{\lambda}_{\text{СР}} \sim 10^2$  рад/с. Эта частота релаксации в таком сплаве при сверхнизких температурах была измерена нами совместно с чехословацкой группой исследователей методом термоциклирования ориентированных ядер на установке, названной «спин», в ЛЯП ОИЯИ (Дубна)<sup>7</sup>. Следует подчеркнуть, что характерное время эксперимента в примененном нами методе эффекта Мёссбауэра на ориентированных ядрах определяется как временем жизни возбужденного состояния ядра ( $\sim 10^{-7}$  с), так и временем ядерной спин-решеточной релаксации, что значительно расширяет диапазон частот релаксации, доступных для наблюдения.

Для ферромагнитного сплава с концентрацией примеси 0,15 ат. % Fe получены функции распределения молекулярных полей при различных температурах, показавшие, что спонтанная намагниченность сплава хорошо описывается перкаляционной моделью<sup>8</sup>. Такие функции распределения, определяющие основные магнитные свойства, получены также для сплавов в парамагнитной фазе во внешних полях.

2. В настоящее время известны данные по СТ полям на НМ примесях в ферромагнитных матрицах Fe, Co, Ni для большинства элементов таблицы Менделеева. Теоретические вычисления этих полей хорошо согласуются с экспериментом (см., например,<sup>9</sup>). Проведенные исследования СТ полей насыщения  $H_{\text{СТ}}(0)$  на НМ примеси Sn в РЗМ показали, что в различных матрицах  $H_{\text{СТ}}(0)$  отклоняются от ожидаемой линейной зависимости от проекции спина редкоземельного иона на полный момент ( $g - 1$ )  $J$ . Аналогичные отклонения наблюдались для других НМ примесей в работах других авторов. Такое поведение наблюдалось также в ряде интерметаллических соединений редких земель, это говорит в пользу того, что гамильтониан обменного взаимодействия имеет не чисто спиновый характер —  $JS, s$ , а содержит еще другие взаимодействия, учитывающие орбитальное движение и спин-дипольный вклад (см., например, обзор<sup>10</sup>).

Было обнаружено, что температурный ход СТ поля  $H_{\text{СТ}}(T)$  на Sn следует за кривой спонтанной намагниченности только в случае матрицы Gd. В других тяжелых РЗМ, также как в случае 3d-матриц, наблюдаются большие отклонения в ходе этих кривых. На основании этих «температурных» аномалий СТ поля мы пришли к выводу, что спиновая поляризация электронов проводимости  $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow})/N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$  индуцирующих СТ поле на примеси, вообще говоря, не пропорциональна намагниченности  $\langle J_z \rangle / J^{\text{II}}$ . Отсутствие указанной пропорциональности должно проявляться в тех случаях, когда вблизи уровня Ферми кривые распределения плотности электронных состояний в подзонах со спином  $\uparrow$  и  $\downarrow$  быстро меняются на интервале энергий порядка величины обменного расщепления. Известные в настоящее время результаты вычислений зонных структур для чистых матриц и для вкладов в СТ поле на примеси от электронов со спином  $\uparrow$  и  $\downarrow$  качественно согласуются с таким предположением.

Магнитное упорядочение РЗМ характеризуется большим разнообразием магнитных структур и СТВ для немагнитной примеси Sn могут быть использованы как метод, позволяющий получить о них дополнительную информацию. Таким методом было обнаружено явление гистерезиса СТ-поля, обусловленное изменением магнитной структуры, вызванное внешним полем, которая после снятия поля не возвращается в исходное состояние из-за существования потенциального барьера.

Получены данные, подтверждающие предположение о том, что немагнитная примесь искажает магнитную структуру ближайшего окружения<sup>12</sup>. Модельные численные расчеты, проведенные в работе<sup>13</sup>, показали, что примеси, рассматриваемые как магнитные дефекты, могут создавать локальные магнитные структуры, взаимодействия между которыми могут привести к новому типу магнитного состояния, названное авторами упомянутой работы псевдоспиновым стеклом. Существование такого состояния пока не обнаружено, но наблюдаемые, например, для Sn в Dy сложные мёссбуэровские спектры можно было бы понять, предположив, что мы имеем дело с системой в состоянии псевдоспинового стекла.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрианов В. А., Козин М. Г., Пентин А. Ю., Туровцев В. В., Шпинель В. С. // Тезисы докладов 23-го Всесоюзного совещания по физике низких температур. — Таллин, 1984. — Ч. 3. С. 6.
2. Ларкин А. И., Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1231.
3. Андрианов В. А., Козин М. Г., Пентин А. Ю., Туровцев В. В., Шпинель В. С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 627.
4. Peters R. P., Buchal Ch., Kubota M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1108.
5. Андрианов В. А., Козин М. Г., Пентин А. Ю., Шпинель В. С., Дао Ким Нгок // Тезисы докладов 24-го Всесоюзного совещания по физике низких температур. — Тбилиси, 1986. — Ч. III. С. 18.
6. Flouquet J., Taurian O., Sanchez J., Chapellier M., Tholence J. L. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 81.
7. Englich J., Leštak B., Rotter M., Sedlák B., Finger M., Pavlov V. N., Andrianov V. A., Kozin M. G., Shpinel V. S. // Hyperfine Interactions. 1985. V. 22. P. 77.
8. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // УФН, 1978. Т. 126. С. 233.
9. Kanamori J., Akai H., Akai M., Hyperfine Interactions. 1984. V. 17—19. P. 287.
10. Shpinel V. S. // Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1983. V. 118. P. 11.
11. Рейман С. И., Рохлов Н. И., Шпинель В. С., Каминская Е. П. // ЖЭТФ. 1974. Т. 86. С. 330.
12. Годовиков С. К., Метлушко В. В., Шпинель В. С., Фиров А. И. // Тезисы докладов I Всесоюзного совещания по ядерно-спектроскопическим исследованиям сверхтонких взаимодействий. — Москва, 1985. — С. 44.
13. Dunlop M. W., Sherrington D. // J. Phys. Ser. C. 1985. V. 18. P. 1465.

5 - 72(048)

**Г. Б. Христиансен.** Установка для исследования космических лучей предельно высоких энергий. Энергетический спектр галактических (и возможно метagalактических) космических лучей охватывает колоссальный энергетический диапазон от нескольких десятков МэВ до, по крайней мере,  $10^{15}$  эВ. Особенно интенсивно проводились в последнее время исследования космических лучей так называемыми «прямыми» методами, т. е. путем регистрации и изучения самого первичного космического излучения (что практически возможно вплоть до энергий  $10^{14}$ — $10^{15}$  эВ). Эти исследования привели к следующей картине генерации и распространения галактических космических лучей с энергиями до  $10^{13}$ — $10^{14}$  эВ: а) космические лучи диффундируют в хаотических магнитных полях Галактики так, что их транспортный пробег зависит от энергии  $\lambda(E_0) \sim E_0^\alpha$ ;  $\alpha = 0,3 - 0,6$ <sup>1</sup>; б) генерация космических лучей происходит при ускорении ударными волнами в оболочках Сверхновых<sup>2</sup>; в) энергетический спектр генерируемых космических лучей весьма жесткий,  $F(E_0) dE_0 \sim E_0^{-(2+\epsilon)} dE_0$  ( $\epsilon = 0,1 - 0,3$ ), и соответствует значению фактора компрессии  $\rho_2/\rho_1 = \sigma \approx 4$  (так как согласно теории ускорения  $3/(\sigma - 1) = 1 + \epsilon$ ). Максимальная энергия генерируемых протонов  $E_0 \approx 10^{13}$ — $10^{14}$  эВ.

В то же время экспериментальные данные, полученные уже не прямыми, а косвенными методами регистрации первичных космических лучей, сви-