

составило величину порядка $1.2 \cdot 10^{-13}$ с, что также превосходит минимальное возможное значение $\tau_{\min} \approx h/k\Theta \approx 4.4 \cdot 10^{-14}$ с.

Слабый подъем l при $T = 300$ К относительно $T = 250$ К по величине сравним с погрешностью эксперимента.

Таким образом, полученные в настоящей работе данные позволяют сделать следующие выводы.

1. Теплопроводность кристаллов $ZrO_2 : Y_2O_3$ в интервале 7—20 мол% слабо зависит как от состава, так и от температуры.

2. Теплоемкость фианитов слабо зависит от состава. Расхождение между значениями C_p для разных составов, достигающее 35% при $T \sim 20$ К, связано, по-видимому, с существенным изменением силовых постоянных решетки вследствие замены ионов Zr^{4+} на Y^{3+} .

3. Исходя из вышесказанного, можно заключить, что в результате введения стабилизирующей добавки Y_2O_3 в ZrO_2 происходит значительное искажение кристаллического поля исследуемых веществ, позволяющее рассматривать их в рамках механизма теплопереноса как аморфные.

Список литературы

- [1] Kiukkola K., Wagner C. // J. Electrochem. Soc. 1957. V. 104. P. 379—387.
- [2] Герасимова И. Г., Горбачева Н. А. // ОМП. 1988. № 4. С. 21—24.
- [3] Сирота Н. Н., Антохов А. М., Новиков В. В., Федоров В. А. // ДАН СССР. 1981. Т.259. № 2. С. 362—364.
- [4] Сирота Н. Н., Попов П. А., Сидоров А. А., Иванов И. А., Антонов А. В. // Вестн АН БССР. Сер. ф.-м. наук. 1990. № 4. С. 51—55.
- [5] Берман Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1979. 286 с.
- [6] Александров В. И., Белянина Р. Г., Блохин В. А., Иевлева Ж. И., Осико В.В., Шимкевич А. Л., Шматко Б. А. // Неорг. матер. 1979. Т. 15. № 9. С. 1619—1623.
- [7] Александров В. И., Ломонова Е. Е., Майер А. А., Осико В. В., Тараринцев В. М., Удовенчик В. Т. // Краткие сообщ. по физике. 1972. № 11. С. 3—7.
- [8] Christyi I. L., Fabelinskii I. L., Kitaeva V. F., Osiko V. V., Pisarevskii Yu. V., Sil'vestrova I. M., Sobolev N. N. // J. Raman Spectroscopy. 1977. V. 6. N 4. P. 183—192.
- [9] Иоффе А. Ф. // ФТТ. 1959. Т. 1. № 1. С. 160—165.

Государственный педагогический институт
им. И. Г. Петровского

Поступило в Редакцию
18 мая 1992 г.

УДК 536.75 + 548; 537.611.44 + 539.143.49

© Физика твердого тела, том 34, № 11, 1992
Solid State Physics, vol. 34, № 11, 1992

ЯМР ОТКЛИК СИСТЕМЫ СУПЕРМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ, МОДУЛИРОВАННОЙ РЧ ПОЛЕМ

А. И. Скворцов, Э. К. Садыков

В предыдущих работах авторов рассматривались ЯГР спектры [1, 2] и спектры магнитной восприимчивости [3] однодоменной, магнитоодносной суперпарамагнитной частицы (СПЧ), перемагничиваемой осциллирующим вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) РЧ полем. Интерес к подобным исследованиям связан с тем, что здесь работает качественно новый механизм перемагничивания мелкодисперсных магнетиков, связанный с наличием в системе шума (тепловых скачков намагниченности). Показано, что форма упомянутых спектров существенно зависит от уровня шума, причем эта зависимость хорошо согласуется с общей теорией стохастического резонанса (СР) [4], имеющего место в бистабильных стохастических системах, испытывающих гармоническое возмущение. В продолжение работ [1—3] здесь будут рассмотрены вопросы о ЯМР отклике СПЧ, перемагничиваемой вдоль ОЛН.

Пусть пробное РЧ поле осциллирует с частотой ω_{\perp} перпендикулярно ОЛН. В формализме лиувиллевских супероператоров эволюции спектр поглощения этого поля ядрами СПЧ выражается формулой, аналогичной приведенным в [1, 2] для ЯГР спектров

$$F(\omega_{\perp}) = \frac{1}{2I + 1} \operatorname{Re} \sum \langle m | I_x | m' \rangle U_{mm' m_0 m_0'}(p) \langle m_0 | I_x | m_0' \rangle. \quad (1)$$

Здесь $U(p)$ — лаплас-образ супероператора эволюции, удовлетворяющего в используемой нами модели дискретных ориентаций (ДО) [5] уравнению

$$dU(t)/dt = i\mathcal{L}U(t) + W(t)U(t), \quad (2)$$

матрицы \mathcal{L} и $W(t)$ имеют вид:

$$W(t) = \begin{pmatrix} -C_{12}(t)E & C_{12}(t)E \\ C_{21}(t)E & -C_{21}(t)E \end{pmatrix},$$

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} L(\theta = 0) & 0 \\ 0 & L(\theta = \pi) \end{pmatrix},$$

$C_{nj}(t)$ — модулированные скорости переходов намагниченности между ДО n и j (по существу — переходов Крамерса),

$$C_{12}(t) = C_{21}(t + \pi/\omega) = C_0 \exp\left(-\frac{\nu(K - MB_1 \cos(\omega t + \varphi))}{kT}\right), \quad (3)$$

E — единичная матрица размерности лиувиллиана $L(\theta)$, зависящего от ориентации намагниченности M относительно ОЛН; ω — частота возмущающего РЧ поля; K — константа анизотропии; ν — объем СПЧ. При записи (2) предполагалось усреднение по быстрой прецессии намагниченности вокруг ОЛН, а также то, что интересующие нас частоты диапазона ЯМР удовлетворяют условию квазиadiaбатичности [6]: $\omega \ll \nu_1$ (ν_1 — скорость локальной релаксации намагниченности).

На рис. 1 представлены модельные спектры ^{59}Co в СПЧ кобальта в зависимости от $\alpha_0 = C_0 \exp(-K\nu/kT)$. Расчеты проводились по методике, основанной на численном интегрировании уравнения (2) [2], с использованием данных работы [7], где наблюдался ЯМР на ядрах ^{59}Co в однодоменных частицах

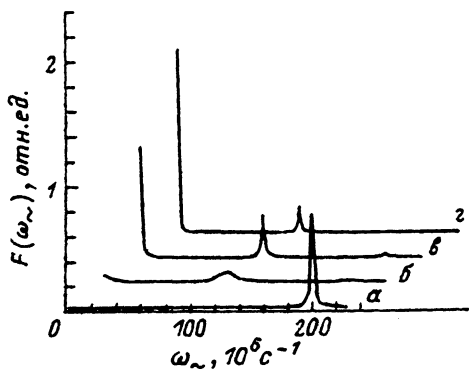


Рис. 1. Модельные ЯМР спектры ^{59}Co в кобальтовых СПЧ.

$B_1M/K = 0.1$, $\omega = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $a - \alpha_0 = 10^5$, $q = 1.7 \cdot 10^8$, $\epsilon = 6.2 \cdot 10^{10}$, $z = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

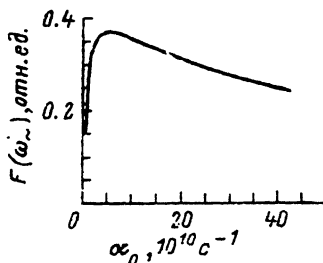


Рис. 2. Интенсивность дополнительной линии в модельных ЯМР спектрах ^{59}Co в кобальтовых СПЧ на частоте $\omega = 10^8 \text{ см}^{-1}$. $B_1M/K = 0.1$.

кобальта. Результаты сводятся к следующему. С ростом α_0 спектр ЯМР коллапсирует в одиночную линию на нулевой частоте. Аналогичное поведение его наблюдалось бы и в отсутствие РЧ поля, т. е. при полностью хаотическом движении намагниченности. Наличие переменного поля приводит к частичному упорядочению движения магнитных моментов СПЧ, что проявляется в спектрах ЯМР в виде спутников, отстоящих от основной линии на расстоянии, близком частоте возмущения. Отличительным свойством этих спутников является «резонансная» зависимость от α_0 (рис. 2) типа той, которая предсказывается общей теорией СР [4]. Эта зависимость объясняется тем, что любой заданной частоте ω должна соответствовать α_0 , при которой время «опустошения» каждого из стохастических состояний будет порядка полупериода.

Подобная чувствительность ЯМР спектров к динамике намагниченности СПЧ, обусловленной шумом и регулярным возмущением, делает возможным использование методик ЯМР спектроскопии для экспериментального исследования такой динамики. В связи с этим обсудим некоторые проблемы предлагаемых экспериментов. Главное ограничение здесь — величина возмущающего поля. На рис. 1 заметные спутники появляются при $B_1 M/K = 0.1$. Тогда, например, для СПЧ из кобальта при комнатных температурах ($M \approx 1.4 \cdot 10^8$ А/м, $K \approx 4 \cdot 10^6$ Дж/м³) $B_1 \approx 0.003$ Тл. С ростом температуры это значение существенно уменьшится вследствие более быстрого уменьшения K по сравнению с M . Отметим, что неизбежный в реальных экспериментах разброс частиц по направлениям ОЛН влияет на амплитуду спутника так же, как и на амплитуду линии ЯМР в отсутствие возмущения (поскольку поглощение пробного поля зависит от его ориентации относительно ОЛН). Т. е. если в отсутствие возмущения наблюдается заметный сигнал ЯМР, то для получения заметного спутника оценка B_1 сохранится во всяком случае по порядку величины. При постановке экспериментов важно учесть и возможное распределение частиц по размерам, которое приведет к разбросу значений α_0 . Из рис. 1, 2 видно, что начиная с некоторых α_0 (соответствующих полностью сколлапсированному невозмущенному спектру ЯМР) ширина спутника практически не меняется (рис. 1), а изменение амплитуды в широком диапазоне α_0 не превышает 50% от максимальной (рис. 2). Поэтому если для большинства частиц α_0 будет удовлетворять условию коллапса ЯМР спектра, спутник можно надежно наблюдать.

Список литературы

- [1] Садыков Э. К., Скворцов А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 2. С. 752—755.
- [2] Садыков Э. К., Скворцов А. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 9. С. 2725—2732.
- [3] Садыков Э. К. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 11. С. 3302—3305.
- [4] McNamara V., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. N 9. P. 4854—4869.
- [5] Белозерский Г. Н., Павлов В. С. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1690.
- [6] Caroli B., Caroli C., Roulet B., Saint-James D. // Physica A. 1981. V. 108. P. 233—256.
- [7] Gossard A., Portis A., Rubinstein M., Lindquist R. // Phys. Rev. 1965. V. 138A. № 5. P. 1415—1420.