

- [11] Рандошкин В.В., Ефремов В.В., Шушерова Е.Э. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 2. С. 43–46.
- [12] Kittel C. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 6. P. 1587–1590.
- [13] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [14] Wolf W.P., Van Vleck J.H. // Phys. Rev. 1960. V. 118. N 6. P. 1490–1492.
- [15] Myers S.M., Remeika J.P., Meyer N. // Phys. Rev. 1968. V. 170. N 2. P. 520–523.
- [16] Le Craw R.C., Remeika J.P., Matthews H.J. // Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. Pt 2. P. 901–905.
- [17] Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1953. V. 91. N 5. P. 1085–1091.
- [18] Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1954. V. 95. N 2. P. 339–345.
- [19] Borghese C., Cosmi R., De Gasperis P., Tара R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 1. P. 183–188.
- [20] Рандошкин В.В. // Препринт ИОФАН. 1989. № 52. 41 с.
- [21] Рандошкин В.В. Сигачев В.Б. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 246–253.
- [22] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 2. С. 74–77.

Мордовский государственный университет
им. Н.П. Огарева
Институт общей физики РАН
Совместная хозрасчетная лаборатория
«Магнитооптоэлектроника»
Саранск

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

УДК 538.113

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

АСИММЕТРИЯ ЛИНИЙ СПЕКТРА ЯМР В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЛИ–ГОЛЬДБУРГА

Э.Б.Фельдман

Развитие методов ЯМР высокого разрешения в твердом теле (вращение образца под магическим углом ^[1], эксперимент Ли–Гольдбурга ^[2], многоугольные методы ^[3]) обусловило интерес к теории формы линии ЯМР в соответствующих экспериментах. Проведенное в ^[4]экспериментальное исследование спадов свободной индукции в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2] стимулировало появление теоретических работ ^[5,6], в которых было начато изучение кинетики спиновых систем с трехспиновыми взаимодействиями. Важнейшим результатом ^[5,6] стало установление асимметрии центральной линии ЯМР в отличие от обычного ЯМР в твердом теле при двухспиновых диполь-дипольных взаимодействиях ядерных спинов, когда как центральная линия спектра, так и сателлиты являются симметричными функциями отстройки от соответствующих резонансных частот ^[7].

В настоящей работе предложен метод для вычисления сателлитов и изучена степень симметрии линий спектра в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2]. Полученные результаты сопоставлены с аналогичным исследованием для ЯМР с вращением образца под магическим углом ^[1].

Напомним, что в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2] система спинов, связанных диполь-дипольным взаимодействием, облучается сильным

ВЧ полем, сдвинутом по частоте от частоты ларморовой прецессии ядерных спинов. Значения амплитуды ВЧ поля и отстройки от резонанса выбраны при этом так, что во вращающейся системе координат на спины действует эффективное поле ω_e , направленное вдоль магической оси \mathbf{n} вращающейся системы координат. Гамильтониан рассматриваемой системы в наклоненной вращающейся системе координат, в которой ось z совпадает с осью \mathbf{n} , имеет вид

$$\mathcal{H}_{LG} = \omega_e S_n + \mathcal{H}_d^1 + \mathcal{H}_d^{-1} + \mathcal{H}_d^2 + \mathcal{H}_d^{-2}, \quad (1)$$

причем S_α ($\alpha = n, x, y; \mathbf{x} \perp \mathbf{n}, \mathbf{y} \perp \mathbf{n}$) — оператор проекции суммарного спина на ось α ($S^\pm = S_x \pm iS_y$), а несекулярные (относительно оси \mathbf{n}) части диполь-дипольного взаимодействия \mathcal{H}_d^k ($k = \pm 1, \pm 2$) удовлетворяют соотношениям

$$[S_r, \mathcal{H}_d^k] = k\mathcal{H}_d^k \quad (k = \pm 1, \pm 2). \quad (2)$$

Секулярная часть диполь-дипольного взаимодействия \mathcal{H}_d^0 отсутствует в (1), поскольку \mathbf{n} — магическое направление. Явный вид \mathcal{H}_d^k ($k = 0, \pm 1, \pm 2$) приведен в [6]. Воспользуемся теперь формулой [7] для сигнала поглощения

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (3)$$

где функция $G(t)$, описывающая спад свободной индукции, определяется следующим образом:

$$G(t) = \frac{\text{Sp}\{S^+(t)S^-\}}{\text{Sp}\{S^+S^-\}}, \quad (4)$$

причем

$$S^+(t) = e^{i\mathcal{H}_{LG}t} S^+ e^{-i\mathcal{H}_{LG}t}. \quad (5)$$

Чтобы выделить в (3) центральную линию и сателлиты, проведем в (4) каноническое преобразование

$$G(t) = \frac{\text{Sp}\{e^{-iR}S^+(t)e^{iR}e^{-iR}S^-e^{iR}\}}{\text{Sp}\{S^+S^-\}}, \quad (6)$$

где оператор R [8] поворота на малый угол порядка $\omega_{\text{lok}}/\omega_e \ll 1$ (ω_{lok} — локальное дипольное поле) имеет вид

$$R = \frac{i(\mathcal{H}_d^1 - \mathcal{H}_d^{-1})}{\omega_e} + \frac{i(\mathcal{H}_d^2 - \mathcal{H}_d^{-2})}{2\omega_e}. \quad (7)$$

Используя (2), нетрудно проверить, что

$$e^{-iR}\omega_e S_n e^{iR} \approx \omega_e S_n - i\omega_e [R, S_n] = \omega_e S_n - \mathcal{H}_d^1 - \mathcal{H}_d^{-1} - \mathcal{H}_d^2 - \mathcal{H}_d^{-2}. \quad (8)$$

С учетом (8) можно переписать (6) в следующем виде:

$$G(t) = \sum_{n=-2}^2 G_n(t) e^{+in\omega_e t}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} G_{\pm 1}(t) &= \frac{\text{Sp}\{\tilde{S}^{\pm}(t)S^{-}\}}{\text{Sp}\{S^{+}S^{-}\}}, \\ G_{\pm 2}(t) &= \frac{8}{\omega_e^2} \frac{\text{Sp}\{\tilde{\mathcal{H}}_d^{\pm 2}(t)\tilde{\mathcal{H}}_d^{\mp 2}\}}{\text{Sp}\{S^{+}S^{-}\}}, \\ G_0(t) &= \frac{2}{\omega_e^2} \frac{\text{Sp}\{\tilde{\mathcal{H}}_d^0(t)\tilde{\mathcal{H}}_d^0\}}{\text{Sp}\{S^{+}S^{-}\}}. \end{aligned} \quad (10)$$

В формулах (10)

$$\begin{aligned} \tilde{S}^{\pm}(t) &= e^{i\mathcal{H}^{\text{eff}}t} S^{\pm} e^{-i\mathcal{H}^{\text{eff}}t}, \\ \tilde{\mathcal{H}}_d^k(t) &= e^{i\mathcal{H}^{\text{eff}}t} \mathcal{H}_d^k e^{-i\mathcal{H}^{\text{eff}}t} \quad (k = 0, \pm 2), \end{aligned} \quad (11)$$

а эффективный, не зависящий от времени гамильтониан \mathcal{H}^{eff} , описывающий трехспиновую кинетику, определяется формулой [5,6]

$$\mathcal{H}^{\text{eff}} = \frac{1}{\omega_e} \left([\mathcal{H}_d^1, \mathcal{H}_d^{-1}] + \frac{1}{2} [\mathcal{H}_d^2, \mathcal{H}_d^2] \right). \quad (12)$$

Важной особенностью \mathcal{H}^{eff} является изменение знака при повороте спинов на 180° вокруг осей x, y . Поэтому $G_1(t)$, Фурье-преобразование которой, согласно (9) и (3), определяет центральную линию спектра в эксперименте Ли-Гольдбурга, не является четной ($G_1(t) \neq G_1(-t)$). Следовательно, центральная линия спектра ЯМР здесь не является симметричной функцией отстройки $\Delta = \omega_e - \omega$ от резонансной частоты. Простая физическая модель, объясняющая асимметрию этой линии, дана в [6]. Такой же вывод может быть сделан и о сателлитах на частотах $\pm 2\omega_e$, поскольку $G_{\pm 2}(t) \neq G_{\pm 2}(-t)$. С другой стороны, $G_0(t) = G_0(-t)$. Поэтому сателлит на нулевой частоте в эксперименте Ли-Гольдбурга является симметричной линией.

Представляет интерес сопоставить эти результаты с аналогичными данными по исследованию степени симметрии центральной линии и сателлитов в другом важном методе ЯМР высокого разрешения в твердом теле — эксперименте с вращением образца под магическим углом [1]. Поскольку в этом эксперименте временное усреднение диполь-дипольного взаимодействия происходит по переменным в координатном пространстве [3], усредненный гамильтониан, как и исходный гамильтониан двухспиновых диполь-дипольных взаимодействий, обладает свойством инвариантности при поворотах на 180° вокруг осей, перпендикулярных внешнему полю \mathbf{H}_0 . Отсюда сразу вытекает, что являются симметричными центральная линия ЯМР и сателлиты в ЯМР с вращением образца под магическим углом.

- [1] Andrew E.R. // Progress in NMR Spectroscopy. 1971. V. 8. P. 1-39.
- [2] Lee M., Goldberg W.I. // Phys. Rev. A. 1965. V. 140. N 4. P. 1261-1271.
- [3] Хеберлен У., Меринг М. ЯМР высокого разрешения в твердых телах. М.: Мир, 1980. 504 с.
- [4] Мефед А.Е., Ярославцев А.В., Зобов В.Е., Пономаренко А.В., Попов М.А. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 412-416.
- [5] Зобов В.Е., Попов М.А. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. № 6. С. 2129-2141.
- [6] Провоторов Б.Н., Фельдман Э.Б. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. № 10. С. 3521-3535.
- [7] Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984. Т. 2. 360 с.
- [8] Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М.: Мир, 1972. 342 с.

Институт химической физики РАН
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

УДК 538.945.955

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

РЕЛАКСАЦИЯ ОДИНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ПОРОШКООБРАЗНОМ Y-Ba-Cu-O

Е.В.Блинов, Р.Лайто, Э.Лехдеранта

Изучение магнитной релаксации в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) продолжает оставаться актуальным направлением исследования этих материалов [1], поскольку дает возможность приблизиться к пониманию природы пиннинга в ВТСП.

При рассмотрении процессов релаксации в объемных материалах (т.е. в таких, размеры которых больше глубины проникновения) наряду с потенциальным барьером U_0 характеризующим центры пиннинга, необходимо учитывать влияние поверхностного барьера [2,3], а также силу Лоренца [4]. Эта сила возникает при воздействии сверхпроводящего тока с магнитным полем, распределение которого внутри образца определяется видом зависимости плотности критического тока от магнитного поля. Кроме того, характер пространственного распределения захваченного магнитного потока может сказываться на величине энергии пиннинга, определенной из данных релаксации остаточного магнитного момента [5].

Влияние внутреннего магнитного поля можно исключить при использовании ВТСП-частиц, имеющих малые размеры, сравнимые с глубиной проникновения. В этом случае при захвате магнитного потока в слабых магнитных полях в отдельной частице может захватиться только один или несколько магнитных вихрей и их релаксация должна определяться главным образом силой центров пиннинга и величиной поверхностного барьера.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении релаксации остаточной намагниченности порошкообразных Y-Ba-Cu-O, возникающей в них после воздействия слабых магнитных