

- [10] Ishikawa M., Nakazawa Y., Takabatake T. et al. // Sol. St. Comm. 1988. V. 66. N 2. P. 201—209.
 [11] Mattheiss L. F., Gyorgy E. M., Johnson D. W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 7. P. 3745—3750.

Ленинградский
 государственный университет
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 9 декабря 1988 г.
 В окончательной редакции
 21 февраля 1989 г.

УДК 539.143.44

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ОРИЕНТАЦИИ ВНУТРЕННЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ ЯКР В МЕТАЛЛОКСИДНОЙ КЕРАМИКЕ La_2CuO_4

Н. Е. Айнбиндер

Открытие высокотемпературных сверхпроводников [1] типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ стимулировало широкомасштабные исследования этих керамических соединений. Одним из наиболее эффективных физических методов оказались методы радиоспектроскопии и особенно метод ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) [2-9]. Изучение спектров ЯКР ядер ^{139}La показало, что как в исходном соединении La_2CuO_4 , так и в легированном Sr (а также Ba, Ca) веществах при достаточно малых значениях x и не слишком высоких температурах проявляются антиферромагнитные свойства, характеризуемые внутренним магнитным полем ~ 1000 Э, исчезающим либо с повышением температуры (>250 К), либо с увеличением x , начиная с некоторого значения (~ 0.2), при котором проявляются сверхпроводящие свойства. Взаимосвязь магнитных и сверхпроводящих свойств соединений является предметом интенсивного изучения.

В работах [5-7] на основе данных ЯКР проведена оценка величины и ориентации внутреннего магнитного поля \mathbf{H} . Однако, поскольку она проводилась с использованием тех или иных приближений, полученные результаты оказались неточными и противоречивыми. Целью настоящей работы является более точное определение величины и ориентации \mathbf{H} путем использования уравнений, описывающих эффект Зеемана в ЯКР при отклонении симметрии градиента электрического поля (ГЭП) от аксиальной.

Теория эффекта Зеемана в ЯКР, когда на спин-систему квадрупольных ядер со спином $J > 3/2$ накладывается внешнее магнитное поле, в результате чего происходит расщепление дважды вырожденных уровней энергии квадрупольного взаимодействия, хорошо известна [10, 11]. При этом, поскольку ориентация внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 известна, основной целью исследований является определение асимметрии ГЭП и ориентации осей ГЭП (в монокристаллах). В случае наличия внутренних магнитных полей целью изучения зееман-эффекта в ЯКР становится определение величины и ориентации \mathbf{H} , а также параметра асимметрии ГЭП η по тем расщеплениям энергетических уровней $\Delta \nu_i$, которые могут быть легко определены из наблюдаемого спектра ЯКР в поле \mathbf{H} .

Для ситуации в купрате лантана La_2CuO_4 , характеризуемой слабой асимметрией ГЭП ($\eta \leq 0.1$) и слабым внутренним полем ($\gamma H \ll eQq_{zz}$ — константа квадрупольного взаимодействия), получена система уравнений, описывающих поведение расщеплений $\Delta \nu_i$ от величин η

$$\nu_1 = (\gamma/2\pi) H_1, \quad \nu_2 = (\gamma/2\pi) H_1,$$

где $H_{\parallel} = H \cos \theta$, $H_{\perp} = H \sin \theta$ — параллельная и перпендикулярная оси z ГЭП компоненты суммарного вектора поля \mathbf{H} в системе главных осей ГЭП. В случае $J = 7/2$ (ядра ^{139}La) расщепления $\Delta \nu_i$ описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta \nu_1^2 &= \left(1 - \frac{110}{9} \eta^2 + 80\eta \cos 2\varphi\right) \nu_{\parallel}^2 + 16 \left(1 + \frac{155}{36} \eta^2\right) \nu_{\perp}^2, \\ \Delta \nu_2^2 &= 9 \left(1 - \frac{986}{225} \eta^2\right) \nu_{\parallel}^2 + 100\eta^2 \nu_{\perp}^2, \\ \Delta \nu_3^2 &= 25 \left(1 - \frac{2}{9} \eta^2\right) \nu_{\parallel}^2, \quad \Delta \nu_4^2 = 49 \left(1 - \frac{2}{75} \eta^2\right) \nu_{\parallel}^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\Delta \nu_1 \equiv \Delta \nu_{\pm 1/2}$, $\Delta \nu_2 \equiv \Delta \nu_{\pm 3/2}$, $\Delta \nu_3 \equiv \Delta \nu_{\pm 5/2}$, $\Delta \nu_4 \equiv \Delta \nu_{\pm 7/2}$, где $\Delta \nu_{\pm m}$ легко определяются из частот экспериментально наблюдаемого спектра ЯКР.

Решение этой системы с учетом существенности вклада тех или иных параметров в расщепления $\Delta \nu_i$ можно представить в виде следующих аналитических выражений:

$$\begin{aligned} \eta^2 &= \frac{100\Delta \nu_3^2 - 36\Delta \nu_2^2}{625\Delta \nu_1^2 - 80\Delta \nu_4^2}, \quad \cos 2\varphi = - \frac{62\nu_{\parallel}^2 - 11\nu_{\perp}^2}{72\nu_{\parallel}^2} \eta, \\ \nu_{\perp}^2 &= \frac{9\Delta \nu_1^2 - \Delta \nu_3^2}{144}, \quad \nu_{\parallel}^2 = \frac{22\Delta \nu_3^2 - \Delta \nu_4^2}{25(49\Delta \nu_3^2 - 3\Delta \nu_4^2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Величину поля H и азимутальный угол φ легко получить из соотношений

$$\nu_0 \equiv (\gamma/2\pi) H = \sqrt{\nu_{\parallel}^2 + \nu_{\perp}^2}, \quad \cos \theta = \nu_{\parallel} / \sqrt{\nu_{\parallel}^2 + \nu_{\perp}^2}.$$

Система уравнений (1) и ее решение (2) применены для анализа экспериментальных данных ЯКР La_2CuO_4 трех групп исследователей [5-7]. В таблице приведено сравнение найденных авторами указанных исследований параметров η , H , H_{\parallel} , H_{\perp} , θ , φ , а также eQq_{zz} , $\nu_Q = eQq_{zz}/2J(2J-1)$, $\nu_1^Q = \nu_{1/2, 3/2}^Q$, $\nu_2^Q = \nu_{3/2, 5/2}^Q$, $\nu_3^Q = \nu_{5/2, 7/2}^Q$ (частоты чистого ЯКР) с параметрами, полученными с использованием выражений (2). Кроме того, в таблице дано сравнение экспериментальных значений $\Delta \nu_i$ и расчетных, найденных по уравнениям (1) с учетом полученных параметров. Из таблицы видно

Данные исследований методом ЯКР в La_2CuO_4

Параметр	[$^{\circ}$]	Наст. раб.	[$^{\circ}$]	Наст. раб.	[$^{\circ}$]	Наст. раб.
T , К	1.3		4.2		1.3	
$\Delta \nu_1$, МГц	2.38	2.380	2.4 *	2.400	2.38	2.380
$\Delta \nu_2$, МГц	0.375	0.379	0.37	0.373	0.35	0.354
$\Delta \nu_3$, МГц	0.605	0.612	0.61	0.623	0.58	0.586
$\Delta \nu_4$, МГц	0.855	0.856	0.87	0.812	0.82	0.821
H , Э	—	1009	1100 (921) *	1017	997 \pm 10	1007
H_{\parallel} , Э	200	204	—	207	—	195
H_{\perp} , Э	9.4	988	—	996	—	988
θ , град	—	78.4	75 (78.7) *	78.3	78.0 \pm 0.5	78.8
φ , град	—	54.4	— (58) *	50.2	—	49.0
ν_0 , МГц	—	0.607	—	0.612	—	0.606
η	~ 0	0.016	0.12 (0.024) **	0.0092	0.01 \pm 0.01	0.0063
ν_1^Q , МГц	—	6.381	6.73	6.39	—	6.38
ν_2^Q , МГц	—	12.756	12.71	12.76	—	12.76
ν_3^Q , МГц	—	19.135	19.15	19.15	—	19.14
eQq_{zz} , МГц	—	89.30	—	89.37	—	89.32
ν_Q , МГц	6.38	6.378	6.40 (6.38) **	6.38	6.38 \pm 0.02	6.38

* По результатам работы [4]. ** Данные, приведенные при корректуре работы [4].

1) хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных по предложенным формулам Δv_i ; 2) удовлетворительное согласие полученных из разных экспериментов параметров ориентации и величины поля H ; 3) возможность определения азимутального угла φ по данным ЯКР, хотя во всех приведенных работах отмечается противоположный вывод.

Поскольку ориентация осей ГЭП относительно кристаллографических осей a , b , c в La_2CuO_4 известна [7], то знание ориентации H (и соответственно H_{\parallel} , H_{\perp}) в системе ГЭП, полученное из данных ЯКР, позволит связать изменения таких ориентаций при варьировании концентрации и температуры с изменениями структуры и магнитных свойств для разных моделей антиферромагнитного состояния. Найденная в данной работе ориентация внутреннего поля H противоречит выводам работы [7] о том, что H может быть как параллельно, так и перпендикулярно кристаллической оси a . По нашим результатам, направление H составляет примерно одинаковый угол ($\sim 45^\circ$) с осями a и b кристалла и почти перпендикулярно оси c .

Список литературы

- [1] Bednordz J. G., Muller K. A. // Z. Phys. 1986. V. 64. P. 189.
- [2] Жуков А. П., Метлин Ю. Г., Галицкий Д. Г. // Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Ч. 1. Свердловск, 1987. С. 205—206.
- [3] Kitaoka Y., Hiramatsu S., Kohara T., Asayama K., Oh-ishi K., Kikuchi M., Kobayashi N. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 4. P. L397—L398.
- [4] Furo I., Janossy A. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 8. P. L1307—L1309.
- [5] Kitaoka Y., Hiramatsu S., Ishida K., Kohara T., Asayama K. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56. N 9. P. 3024—3027.
- [6] Lutgemeier H., Pieper M. W. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 2. P. 267—270.
- [7] Nishihara H., Yasuoka H., Shimisu T., Tsuda T., Imai T., Sasaki S., Kambe S., Kishio K., Kitazawa K., Fueki K. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56. N 12. P. 4559—4568.
- [8] Watanabe I., Kumagai K., Nakamura Y., Kimura T., Nakamichi Y., Nakajima H. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56. N 9. P. 3028—3031.
- [9] Tan Z., Budnick J. I., Zhang Y., Chamberland B. // Physica C. 1988. V. 156. P. 137—142.
- [10] Dean C. // Phys. Rev. 1954. V. 96. N 4. P. 1053—1059.
- [11] Cohen M. H. // Phys. Rev. 1954. V. 96. N 5. P. 1278—1284.

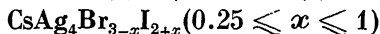
Пермский государственный университет
им. А. М. Горького
Пермь

Поступило в Редакцию
6 марта 1989 г.

УДК 541.135

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

НОВЫЕ ВЫСОКОПРОВОДЯЩИЕ ТВЕРДЫЕ ЭЛЕКТРОЛИТЫ:



А. Л. Деспотули, В. Н. Загороднев, Н. В. Личкова, Н. А. Миненкова

Каналы проводимости — неотъемлемая особенность структуры твердых электролитов (ТЭ). На основании данных [1, 2] можно сделать вывод, что в Ag^+ -проводящих ТЭ семейства RbAg_4I_5 при увеличении отношения средних радиусов неподвижных катионов $\langle r_k \rangle$ к средним радиусам анионов $\langle r_a \rangle$ возникает устойчивость структуры относительно разрушающих каналы проводимости температурных фазовых переходов (ФП) 1-го рода, сопровождающихся скачкообразным уменьшением ионной электропроводности σ и возрастанием ее энергии активации $(d \ln(\sigma T)/d(-k_B T))^{-1} \equiv \equiv \varepsilon_a$). В системе $\text{CsI}-\text{AgBr}-\text{AgI}$ нами синтезированы новые, стабильные в интервале температур 78—450 К, Ag^+ -проводящие ТЭ $\text{CsAg}_4\text{Br}_{3-x}\text{I}_{2+x}$ с большим отношением $\langle r_k \rangle / \langle r_a \rangle$.