

Таким образом, в результате исследования спектров КРС монокристаллов  $\text{CdAl}_2\text{S}_4$  и сопоставления  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  дана интерпретация ряду обнаруженных полос. Показано, что околокраевое поглощение  $\text{CdAl}_2\text{S}_4$  подчиняется правилу Урбаха, и определена энергия фононов, участвующих в процессе поглощения.

#### Список литературы

- [1] Hahn H., Frank G., Kligler W., Storger A. D., Storger G. // *Zs. Anorg. Allg. Chem.* 1955. V. 279. P. 241—271.
- [2] Lottici P. P., Razzetti C. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* 1983. V. 16. N 18. P. 3449—3456.
- [3] Haeuser H., Cansiz A., Z. *Naturf.* 1983. V. B38. N 3. P. 311—316.
- [4] Miller A., Mackinnon A., Weaire D. // *Sol. St. Phys.* 1981. V. 36. P. 119—175.
- [5] Maeyama Yo., Uchihashi Yo., Kasahara H., Yamomoto K., Abe K. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1983. V. 22 (Suppl. 22—3). P. 193—195.
- [6] Lottici P. P., Razzetti C. // *J. Molecular Structure.* 1984. V. 115. P. 133—136.
- [7] Georgobiani A. N., Ursaki V. V., Radautsan S. I., Tiginyanu I. M. // *Sol. St. Commun.* 1985. V. 56. N 2. P. 155—157.
- [8] Toyozava Y. // *Progress Theoret. Phys.* 1959. N 12 (Suppl.). P. 111—140.

Институт прикладной физики  
АН Молдовы  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
23 июля 1991 г.

УДК 537.638.5 : 538.945

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992  
*Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992*

## ЭНТРОПИЯ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

А. М. Быков, В. Н. Коренивский, А. Н. Ульянов, Я. И. Южелевский

В работе [1] изучены магнитокалорический эффект (МКЭ) и магнитосопротивление (МС) ВТСП керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Показано, что такие комплексные измерения — эффективный способ определения наклона верхнего критического поля  $dH_{c2}/dT$  и параметра Гинзбурга—Ландау  $\kappa$ .

В настоящей работе исследована текстурированная ВТСП-керамика  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , синтезированная в трех циклах по 30 ч каждый из карбонатов  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$  и окислов  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$  и  $\text{CuO}$ . Рентгенограмма образца, который представлял собой диск диаметром 10.3 и высотой 0.9 мм, показала присутствие только фазы 2223, а также очень сильную преимущественную ориентацию *c*-оси гранул перпендикулярно плоскости образца. Критическая температура  $T_c = 108.2$  К определена из резистивных измерений по уровню  $0.5 \rho_n$ . Относительное количество сверхпроводящей фазы  $\eta_s(T)$  найдено методом диамагнитного отклика [2]. При 4.2 К  $\eta_s = 0.4$ . Как будет показано ниже, специфика этой керамики позволила, кроме упомянутых  $dH_{c2}/dT$  и  $\kappa$ , оценить длины когерентности, соответствующие различным кристаллографическим направлениям, и скачок теплоемкости при  $T_c$ .

Сверхпроводник II рода, помещенный в магнитное поле  $H > H_{c1}$  ( $H_{c1}$  — нижнее критическое поле), переходит в смешанное состояние, и его температура понижается, т. е. имеет место МКЭ. Причина этого следующая: абрикосовские вихри, пронизывающие сверхпроводник, включают в себя коры, которые перешли в нормальное состояние с большей энтропией. Если изменение энтропии при

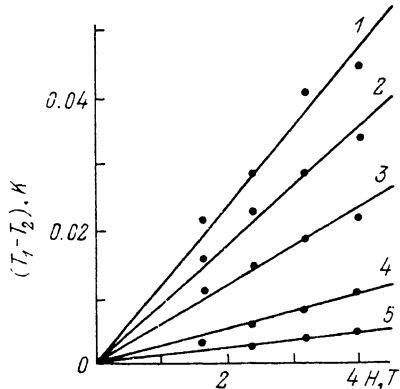


Рис. 1. Магнитокалорический эффект для текстурированной керамики  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  при  $T = 59.9$  (1), 75.8 (2), 101.8 (3), 107.1 (4), 108.1 К (5).

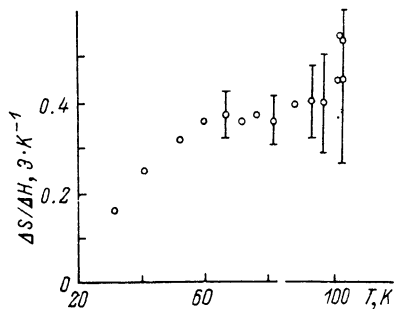


Рис. 2. Температурная зависимость величины  $\Delta S/\Delta H$  для текстурированной керамики  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ .

изменении поля на  $\Delta H$  обозначить  $\Delta S$ , то в адиабатических условиях, как показано в [1], для ВТСП

$$\frac{\Delta S}{\Delta H} = \frac{C_p(T)}{T\eta_s} \frac{T_1 - T_2}{H_2 - H_1} = \frac{dH_{c2}/dT}{8\pi\beta\kappa^2}, \quad (1)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  — начальная и конечная температуры эксперимента,  $C_p$  — теплоемкость единицы объема,  $\beta = 1.16$  и  $1.18$  для квадратной и треугольной решеток вихрей соответственно.

Величины МКЭ в полях до 4 Т определялись с помощью полифункциональной ячейки, подробно описанной в [1] и подобной ячейке адиабатического калориметра. МС исследовалось в той же ячейке четырехзондовым методом на постоянном токе. Во всех экспериментах плоскость образца имела единственную ориентацию — перпендикулярно полю. Теплоемкость рассчитывалась по данным [3].

Отдельные изотермы МКЭ, снятые при  $30 \text{ K} < T < T_c$ , показаны на рис. 1. При  $T > T_c$  МКЭ в пределах нашей экспериментальной погрешности отсутствует. При  $T < 30 \text{ K}$  надежность результатов резко падает из-за сильного уменьшения теплоемкости образца и эффектов необратимости [4], приводящих к возрастанию времени установления теплового равновесия при изменении поля. Линейность изотерм указывает на слабое взаимодействие абрикосовских вихрей [5].

Температурная зависимость величины  $\Delta S/\Delta H$ , которая для ВТСП имеет смысл дополнительной энтропии на единицу длины неподвижного вихря  $S_i/\varphi_0$  ( $\varphi_0$  — квант потока), показана на рис. 2. Рост  $\Delta S/\Delta H$  вблизи  $T_c$ , как и для керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , может быть объяснен тем, что коры вихрей, расположенных внутри гранул, дают монотонный вклад в  $\Delta S/\Delta H$ . Но если вихри размещены на дефектах, их коры, расширяясь при повышении температуры, проникают в сверхпроводящую фазу и увеличивают  $\Delta S/\Delta H$  только вблизи  $T_c$ .

Это подтверждается тем, что в более плотной керамике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  рост  $\Delta S/\Delta H$  начинается с относительно более низкой температуры. Действительно, при близком размере гранул относительная плотность может быть выше за счет меньшего размера дефектов. Тогда кор вихря превосходит размер дефекта при более низкой температуре.

Наиболее важно, однако, то, что выше 60 К величина  $\Delta S/\Delta H$  остается постоянной, пока не становится существенным вклад вихрей, расположенных на дефектах. Очевидно, это область применимости теории Гинзбурга—Ландау, т. е.

$dH_{c2}/dT = \text{const}$  и  $\kappa = \text{const}$ . Для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  такая область существует тоже при  $T > 30 \text{ K}$  [1].

Величина наклона верхнего критического поля  $dH_{c2}/dT$  оценивалась по резистивным кривым  $\rho(T, H)$  и с учетом текстурированности образца. Так,  $dH_{c2}^{\perp}/dT$ , т. е. в направлении, перпендикулярном плоскости  $ab$ , было определено, как обычно, по уровню  $\rho/\rho_n = 0.5$  кривых МС;  $dH_{c2}^{\perp}/dT \approx -0.4 \text{ T} \cdot \text{R}^{-1}$ . Такому значению соответствует длина когерентности  $\xi_{ab}(0) \approx 33 \text{ \AA}$ . Длина когерентности в направлении оси  $c$  ( $\xi_c(0) \approx 1 \text{ \AA}$ ) была рассчитана из избыточной проводимости (отклонение  $\rho(T, 0)$  от линейной при  $T > 160 \text{ K}$  зависимости) в области трехмерных флуктуаций [6]

$$\Delta\lambda_{3D} = \frac{e^2}{32k\xi(0)} \tau^{-1/2}, \quad (2)$$

где

$$\tau = (T - T_c)/T_c.$$

Учитывая, что в анизотропном сверхпроводнике [7]

$$H_{c2}^{\parallel}(T) = \varphi_0/2\pi\xi_c(T)\xi_{ab}(T), \quad (3)$$

получаем  $dH_{c2}/dT \approx -13 \text{ T} \cdot \text{K}^{-1}$ . Среднее значение  $\overline{dH_{c2}/dT} \approx -0.6 \text{ T} \cdot \text{K}^{-1}$  хорошо согласуется с [8,9].

Воспользовавшись (1) и известными соотношениями

$$H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} = \kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp}, \quad \Delta C/T_c = (1/8\pi\kappa^2)(dH_{c2}/dT)_{T=T_c}^2, \quad (4)$$

можно получить оценки для параметра Гинзбурга—Ландау  $\kappa$  и скачка теплоемкости вблизи  $T_c$ :  $\kappa_{\perp} \approx 16$ ,  $\kappa_{\parallel} \approx 450$ ,  $\kappa \approx 23$ ,  $\Delta C/T_c \approx 39 \text{ мДж} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{моль}^{-1}$ . Последняя хорошо укладывается в интервал величин  $\Delta C/T_c$  от 6 до 49  $\text{мДж} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{моль}^{-1}$ , установленный при измерениях теплоемкости [1-14].

Авторы благодарят Ю. В. Медведева и Г. В. Шустера за полезную дискуссию, Ю. Е. Кузовлева за предоставление пакета программ «Datawork» для обработки экспериментальных результатов, С. С. Зваду за рентгеновский контроль образцов.

#### Список литературы

- [1] Быков А. М., Южелевский Я. И. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 2. С. 318—326.
- [2] Михеенко П. Н., Дорошенко Н. А., Кузовлев Ю. Е., Шаталова Г. Е. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 3. С. 531—544.
- [3] Бойко Ф. А., Бочковая Г. Ю., Быков А. М. и др. // Тез. докл. II Всес. конф. по ВТСП. Киев, 1989. Т. III. С. 213—214.
- [4] de Rando P., Giordanengo B., Genicon J. L. et al. // Physica B. 1990. V. 165&166. Pt II. P. 1141—1142.
- [5] Horkins D. C., Rice R. R., Carter J. M., Hayes J. D. // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 2. P. 516—524.
- [6] Aslamazov L. G., Larkin A. J. // Phys. Lett. A. 1968. V. 26. N 6. P. 238—243.
- [7] Bulaevskii L. N. // Int. J. Mod. Phys. 1990. V. 4. N 11&12. P. 1849—1887.
- [8] Klee M., Devries J. W. C., Brand W. // Physica C. 1988. V. 156. N 4. P. 641—648.
- [9] Lee S., Park C., Kim Y., Yi K., Jang M., Yu S. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 7. P. 1259—1260.
- [10] Schilling A., Ott H. R., Hulliger F. // Physica C. 1989. V. 161. N 5. P. 626—630.
- [11] Schnelle W., Braun E., Broicher H. et al. // Physica C. 1989. V. 161, N 2. P. 123—135.

- [12] Okazaki N., Hasegawa T., Kishio K. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 7. P. 4296—4301.  
[13] Gao Y., Crow J. E., Myer G. H. et al. // Physica C. 1990. V. 165. N 3&4. P. 340—346.  
[14] Yu M. K., Franck J. P., Gygax S. // Physica B. 1990. V. 165&166. Pt II. P. 1339—1340.

Донецкий  
физико-технический институт  
АН Украины

Поступило в Редакцию  
7 августа 1991 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

## СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Tb—Fe ПРИ 200—400 К

*А. Н. Погорельый, Д. И. Подъяловский*

Хорошо известно, что аморфные пленки Tb—Fe упорядочиваются по ферритмагнитному типу, когда магнитные моменты ионов железа и тербия образуют подрешетки с антипараллельными направлениями результирующих намагниченностей. Такие пленки в области концентраций Tb от 10 до 30 ат.% обладают температурной точкой компенсации и небольшим значением намагниченности в области комнатных температур, что важно для ряда практических применений. Обменные взаимодействия в подобных системах носят довольно сложный характер ввиду того, что если магнитные моменты  $3d$ -оболочек атомов железа могут осуществлять прямой обмен, то орбитальные моменты глубоколежащих  $4f$ -оболочек тербия — косвенный с участием электронов проводимости. При этом поляризация электронов проводимости благодаря сильному взаимодействию в подрешетке железа может существенно влиять и на величину обменного взаимодействия в подрешетке тербия. Об этом свидетельствует резкое повышение температуры Кюри соединений Tb—Fe по сравнению со значением для чистого тербия. Объяснение антиферромагнитного взаимодействия между этими двумя подрешетками также представляет определенную трудность.

В ряде работ [1,2], где исследовался ЯМР на ядрах тербия в соединениях  $Tb_xR_{1-x}Fe_2$ , показано, что при замещении в редкоземельной подрешетке атомов тербия другими РЗМ (Dy, Tm, Gd, Y, La) значения локальных полей на ядрах  $Tb^{159}$  практически не изменяются. Как считают авторы, в локальное поле на ядре тербия определенный вклад вносят электроны проводимости, поляризованные обменными взаимодействиями преимущественно за счет подрешетки железа, и поэтому магнитные свойства соединений типа Tb—Fe в основном определяются железом.

Аналогичный вывод можно сделать из рассмотрения магнитных свойств как псевдобинарных соединений редкоземельных и переходных металлов  $R_1R_2Fe$ , так и изобинарных систем  $RFe$  [3].

Для выяснения характера обменного взаимодействия в пленках сплавов редкоземельных и переходных металлов и была поставлена данная работа, где с помощью спин-волнового резонанса впервые определено эффективное значение константы обменного взаимодействия для аморфной пленки Tb—Fe вблизи точки компенсации.

Аморфные пленки Tb—Fe осаждались на ненагретую подложку из стекла методом распыления мишени сплава Tb—Fe ионами аргона. Химический состав пленок определялся методом рентгеноспектрального анализа и электронной спектроскопии; концентрация Tb составляла  $26 \pm 5$  ат.%. По данным электро-