

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА СПИНОВЫХ ВОЛН В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Г.А.Петраковский, К.А.Саблина, В.В.Вальков, Б.В.Федосеев, А.Фурер\*,  
П.Фишер\*, Б.Россли\* (A.Furrer, P.Fischer, B.Roessli)

Институт физики Сибирского отделения РАН  
660036, Красноярск

\*Laboratory for Neutron scattering ETH Zurich  
CH-5232, Villigen, Switzerland

Поступила в редакцию 1 апреля 1992 г.

После переработки 10 июля 1992 г.

Методом рассеяния нейтронов изучены спектр спиновых волн и критическое поведение намагниченности подрешеток монокристалла  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ . Теоретическое объяснение наблюдавшихся особенностей спектра сделано на основе эффективно-го спинового гамма-тонниана. Выявлена принципиальная роль четырехспинового взаимодействия.

Исследования оксокупратов  $\text{Me}_2\text{CuO}_4$  ( $\text{Me}=\text{Nb}$ ,  $\text{Pr}$ ,  $\text{Sm}$ ,  $\text{Bi}$ ,  $\text{La}$ ) важны для понимания роли магнитной подсистемы в ВТСП материалах. С этой точки зрения ведется интенсивное изучение соединения  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ <sup>1-6</sup>, в котором спиновые моменты ионов  $\text{Cu}^{2+}$  антиферромагнитно упорядочиваются при  $T < T_N \sim 45$  К. Из экспериментов по рассеянию нейтронов на монокристалле, а также из данных по измерению магнитной восприимчивости было установлено, что намагниченности подрешеток ориентируются в базисной плоскости тетрагонального  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  (пространственная группа  $P4/ncc$ ), а величина магнитного момента иона  $\text{Cu}^{2+}$  составляет  $0,85\mu_B$ . Парамагнитная температура Нееля и  $g$ -фактор существенно анизотропны:  $\theta^{\parallel} = -32$  К,  $\theta^{\perp} = -40$  К;  $g^{\parallel} = 2,290$ ,  $g^{\perp} = 2,017$ .

Настоящая работа посвящена изучению критического поведения и закона дисперсии магнитных возбуждений  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ . Монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  больших размеров ( $V \sim 1\text{см}^3$ ) были выращены в Институте физики СО РАН<sup>5</sup>. Измерения температурных зависимостей подрешеточных намагниченностей осуществлялось методом упругого рассеяния нейтронов ( $\lambda = 2,345\text{Å}$ ) на двухосном спектрометре P2AX, а измерения неупругого рассеяния нейтронов на спиновых волнах проводились на трехосном спектрометре P3AX реактора Сапфир Института Пауля Шеррера. Энергия неупруго рассеянных нейтронов сохранялась фиксированной при  $14,96$  мэВ с разрешением  $1,0$  мэВ. Монокристаллический образец помещался в цилиндрический ванадиевый контейнер, вмонтированный в гелиевый рефрижератор замкнутого цикла. Измерение неупругого рассеяния нейтронов выполнялись при температуре  $8$  К для спиновых волн, распространяющихся вдоль оси  $C$ .

На рис.1 приведено температурное изменение интенсивности магнитных брегговских рефлексов  $[100]$ . Компьютерная обработка экспериментальных данных вблизи температуры Нееля дает  $T_N = 45,78 \pm 0,19$  К и критический индекс  $\beta = 0,36 \pm 0,08$ . Такая величина параметра  $\beta$  подтверждает трехмерный характер магнитного упорядочения в  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ . На рис.2 показана температурная зависимость намагниченности подрешетки в критической области, как видно из приведенного графика, хорошо описывается степенной зависимостью.

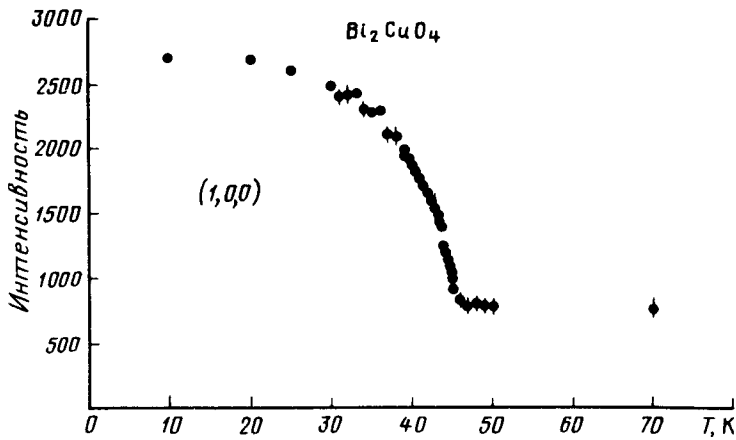


Рис.1.

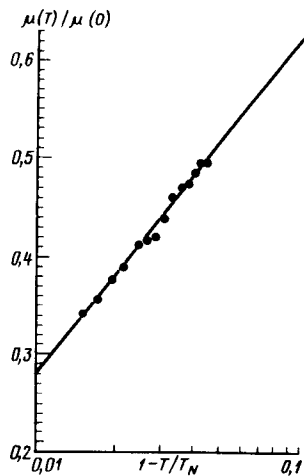


Рис.2.

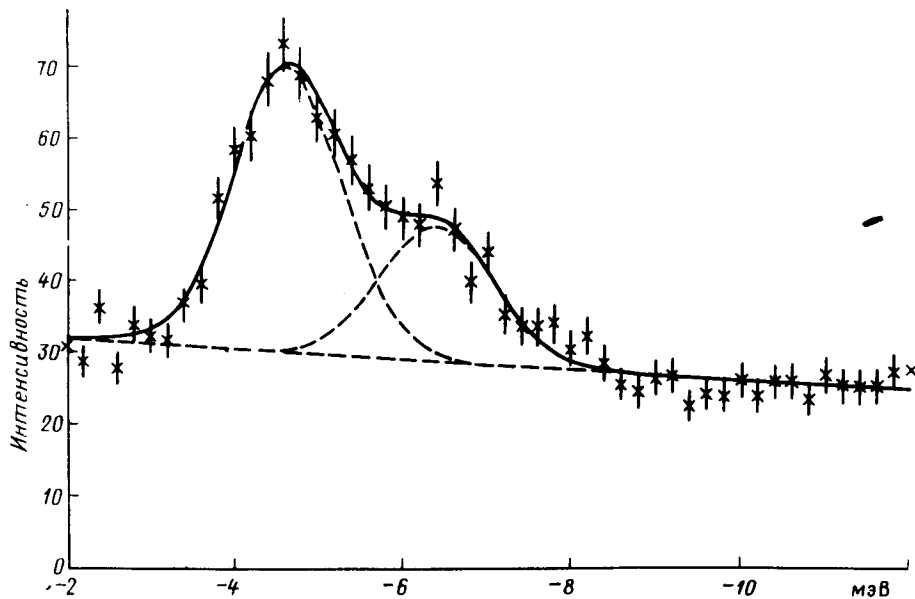


Рис.3.

На рис.3 показана экспериментальная зависимость интенсивности неупругого рассеяния как функции переданной энергии при относительно малом значении переданного импульса. Экспериментальные точки отчетливо выявляют два пика неупругого рассеяния, положения которых сопоставляются с энергиями возбуждений двух ветвей спиновых волн. Такая же структура интенсивности сохраняется и при возрастании значения переданного импульса, однако при этом происходит сближение пиков. Вблизи границы зоны Бриллюэна экспериментально наблюдался лишь один пик, что интерпретировалось как совпадение (в пределах экспериментальной точности) частот возбуждения обеих ветвей.

На рис.4 представлены результаты компьютерной обработки экспериментальных данных по многократному наблюдению неупругого рассеяния для каждого значения волнового вектора (точки на рис.4).

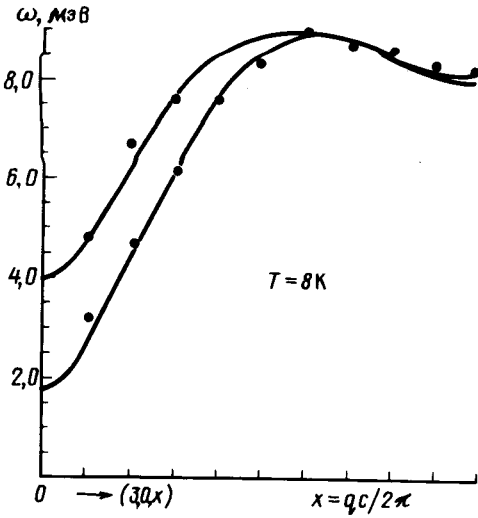


Рис.4.

Для извлечения информации о магнитных взаимодействиях в  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  было проведено вычисление спектра коллективных возбуждений на основе эффективного спинового гамильтониана  $H_{eff}$ . При его записи для  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  учтены два существенных фактора. Первый состоит в том, что величина спина  $S = 1/2$ , и поэтому в  $H_{eff}$  не могут входить слагаемые, соответствующие одноионной анизотропии. Следовательно, экспериментально наблюдаемая анизотропия магнитных свойств обусловлена анизотропией спин-спиновых взаимодействий как двухузельных, так и многоузельных (в нашем случае – четырехузельными, так как трехузельные из-за  $S = 1/2$  отсутствуют). Второй момент связан с тем, что в магнитной фазе  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  обладает тетрагональной симметрией, причем намагниченность подрешеток лежит в базисной плоскости. При такой геометрии учет в  $H_{eff}$  только квадратичных по спиновым операторам инвариантов привел бы к тому, что нижняя ветвь спин-волнового спектра оказалась бы заведомо бесщелевой. Между тем, полученные экспериментальные данные описываются лучше, если нижняя ветвь имеет активационный характер<sup>1)</sup>. Поэтому в  $H_{eff}$  включен четырехузельный обмен<sup>8)</sup>:

$$H_{eff} = -\frac{1}{2} \sum_{f m}^{f m} I_{f m}^{\alpha \beta} S_f^{\alpha} S_m^{\beta} - \frac{1}{4} \sum_{f m g l}^{f m g l} K_{f m g l}^{\alpha \beta \gamma \delta} S_f^{\alpha} S_m^{\beta} S_g^{\gamma} S_l^{\delta} \equiv H(2) + H(4), \quad (1)$$

где четырехспиновое взаимодействие учитывается только для четырехузельных плакетов с наименьшим периметром, ориентированных в базисной плоскости и в плоскости, параллельной тетрагональной оси. Кроме того, для упрощения, мы ограничивались в  $H(4)$  инвариантами кубической симметрии. Это приво-

<sup>1)</sup> При подготовке данной работы к публикации авторам стали известны результаты исследований ЯМР в  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ <sup>7)</sup>, в которых была обнаружена щель нижней ветви  $\Delta_1 = 1,7$  мЭВ

дит для каждого типа плакетов к трем константам, которые и определяют существование щели в нижней ветви. Выбор кубической, а не тетрагональной симметрии четырехузельного взаимодействия оправдан упрощением окончательных формул без потери каких-либо физически принципиальных моментов.

В пренебрежении магнон-магнонным взаимодействием, после диагонализации квадратичной формы бозевского аналога гамильтониана (1) находим две ветви спектра возбуждений:

$$\Omega_1 = S\{(J_0^\perp - J_q^\perp + I_0^\perp - I_q^\perp + 2S^2 A_q^-)(J_0^\perp + J_q^\parallel + I_0^\perp - I_q^\parallel + 2S^2 A_q^+)\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$\Omega_2 = S\{(J_0^\perp - J_q^\parallel + I_0^\perp - I_q^\parallel + 2S^2 A_q^-)(J_0^\perp + J_q^\perp + I_0^\perp - I_q^\perp + 2S^2 A_q^+)\}^{1/2},$$

где  $S$  – величина спина,  $J_q^\parallel(I_q^\parallel)$  и  $J_q^\perp(I_q^\perp)$  – фурье-компоненты обменных параметров, описывающих взаимодействие пары спинов из разных (из одной) подрешеток при ориентации моментов вдоль тетрагональной оси и перпендикулярно к ней соответственно. Функции  $A_q$  описывают влияние четырехспинового обмена:

$$A_q^\pm = 2K^1 + 4K^1 - 4K^2 \cos(q_z \frac{c}{2}) - K^3 \{\cos(q_x a) + \cos(q_y a)\} \pm \delta_q, \quad (3)$$

$$\delta_q = 4\{K^2 + K^2 + K^3 \cos(q_z \frac{c}{2})\} \cos(q_x a) \cos(q_y a).$$

Здесь  $K_\perp^i$  и  $K_\parallel^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) обозначают отмеченные выше константы четырехспинового обмена для плакетов, ориентированных в базисной плоскости (индекс  $\perp$ ) и для вертикальных плакетов (индекс  $\parallel$ ). Нормировка констант такова, что каждая из  $K_{\parallel,\perp}^i$  равна энергии взаимодействия спинов в пределах одного плакета при соответствующей спиновой конфигурации.

Законы дисперсии (2) позволяют достаточно хорошо описать экспериментальные точки (см. рис.4) при нескольких разумных наборах констант. Из-за ограниченности экспериментальных данных однозначного выбора параметров гамильтониана сделать не удастся. Тем не менее численная обработка полученных результатов приводит к выводу о наличии щели  $\Delta_1$  в спектре возбуждений нижней ветви, так как именно в этом случае достигается наилучшее согласие теории с экспериментом.

Полученный результат о наличии щели  $\Delta_1$  в нижней ветви говорит о важности многоспинового обмена в формировании магнитных свойств  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$ . Учитывая сходство магнитных подсистем  $\text{Bi}_2\text{CuO}_4$  и ВТСП материалов можно предположить, что и в ВТСП системах многоспиновый обмен играет существенную роль. Такое предположение, например, снимает вопрос о механизме устойчивости дальнего порядка при  $T = 0$ , поскольку четырехузельный обмен на квадратной решетке с  $S = 1/2$  приводит к возбуждениям со щелью, что и стабилизирует магнитную структуру.

В области больших волновых векторов наблюдается уменьшение энергии возбуждений. Причиной этого может служить либо наличие фрустрированных связей, либо существование значительных ренормировок, связанных со

взаимодействием квазичастиц<sup>9</sup>. Последнее, по-видимому, является маловероятным, так как щелевой характер спектра не позволяет развиваться существенным квантовым флуктуациям, что и оправдывает использованное приближение невзаимодействующих магнонов при данном рассмотрении.

- 
1. J.L.Gasia-Muncz, J.Rodrigues-Carvajal, E.Sapina et al., J. Phys.: Cond. Matt. **2**, 2205 (1990).
  2. R.Troc, J.Janicki, I.Filatov et al., J. Phys.: Cond. Matt. **2**, 6989 (1990).
  3. E.Ong, G.Kwei, R.Robinson et al., **B 42**, 4255 (1990).
  4. J.Konstantinovic, G.Stanisic, M.Ain, and G.Parette, J. Phys.: Cond. Matt. **3**, 381 (1991).
  5. G.A.Petrakovskii, K.A.Sablina, A.M.Vorotynov et al., Sol. St. Commun. **79**, 317 (1991).
  6. K.Yamada, K.Takada, S.Hosoya et al., J. Phys. Soc. Jap. **60**, 2406 (1991).
  7. M.Motokava, Abstract of intern. conferenc on magnetics electr., Krasnoyarsk, 1992, p.16.
  8. Э.Л.Нагаев, Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М.: Наука, 1988.
  9. В.В.Вальков, Т.А.Валькова, Письма в ЖЭТФ **52**, 1179 (1990).