

*Письма редактору*

## О магнитной анизотропии $\text{La}_2\text{CuO}_4$ выше температуры Нееля

В. М. Локтев

*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины  
ул. Метрологическая, 14-б, г. Киев, 03143, Украина  
E-mail: vloktev@bitp.kiev.ua*

Статья поступила в редакцию 20 августа 2001 г.

Высказывается предположение, что вследствие орторомбичности решетки, сохраняющейся выше температуры Нееля  $T_N$ , и квазидвумерного характера магнитных взаимодействий разрушение дальнего АФМ порядка в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  обусловлено термическим рождением пар кинк–антикинк. Тем самым делается попытка качественной интерпретации экспериментов (А. N. Lavrov et.al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017007 (2001)) по наблюдению анизотропии магнитной восприимчивости в парафазе этого АФМ.

Висловлюється припущення, що внаслідок орторомбічності ґратки, яка зберігається вище за температуру Нееля  $T_N$ , та квазідвовимірною характеру магнітних взаємодій руйнування далекого АФМ порядку в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  обумовлено термічним народженням пар кінк–антикінк. Тим самим робиться спроба якісної інтерпретації експериментів (А. N. Lavrov et.al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017007 (2001)) по спостереженню анізотропії магнітної прийнятливості в парафазі цього АФМ.

PACS: 74.25.Na, 74.72.Dn, **75.10.–b**, 75.30.Cr

1. Вопрос о прямой связи магнитных и сверхпроводящих свойств медных оксидов был поднят сразу же после открытия первого высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) La-Ba-Cu-O, материнское (недопированное) соединение которого  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  является антиферромагнитным (АФМ) диэлектриком. В своей, ставшей знаменитой, работе [1] Андерсон обратил внимание на две важные физические особенности ВТСП: присутствие в них сильных электронных корреляций в ионе  $\text{Cu}^{2+}$ , описывающихся модельным гамильтонианом Хаббарда, и слоистое строение решеток, зачастую позволяющее при расчетах тех или иных характеристик ВТСП ограничиваться одним купратным слоем  $\text{CuO}_2$ . Первая особенность обеспечивает локализованный характер зарядов (или, что в АФМ фазах одно и то же, спинов) и применимость для описания магнетизма недопированных ВТСП модели Гейзенберга; вторая — стала основой попыток переноса на двумерный (2D) случай сценариев с участием топологичес-

ких возбуждений — спинов и холонов, свойственных одномерным (1D) АФМ. В дальнейшем спин-холонный и многие другие магнитные механизмы спаривания, которые могут приводить к высоким  $T_c$ , стали предметом интенсивных и непрекращающихся исследований, результаты которых изложены в многочисленных обзорных статьях (см., например, [2–7]).

2. Несмотря на то что дальний магнитный порядок (ДМП) в проводящих ВТСП соединениях отсутствует, понимание физических, в том числе сверхпроводящих, свойств купратов невозможно без понимания эволюции их магнетизма при переходе от диэлектрического (включая слабодопированное) состояния к металлическому. Поэтому не вызывает удивления то, что изучение ВТСП именно как магнитных материалов активно продолжается. В частности, в недавней работе Лаврова и др. [8] прямо наблюдалась (ранее менее явно проявляющаяся в нейтронном рассеянии [9,10]) магнитная анизотропия (МА) диэлектрических

составов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x \lesssim 3\%$ ) и  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  ( $\delta \lesssim 1\%$ ) в широком (от 0 до  $\approx 400$  К) интервале температур. Измерялась статическая магнитная восприимчивость (СМВ)  $\chi_{jj}(T)$ , анизотропия которой отчетливо сохранялась и в области температур выше температуры Нееля  $T_N(x)$ , хотя обычно считается (см. [11]), что после потери ДМП спиновая подсистема слоев  $\text{CuO}_2$  становится изотропной и может быть последовательно описана 2D моделью Гейзенберга (или ее, в известной степени, аналогом — нелинейной  $\sigma$ -моделью). Важно также, что в экспериментах [8] использовались монокристаллы, практически не содержащие двойников, что делает полученные результаты еще более надежными.

Для их анализа обратимся к гамильтониану спиновой подсистемы  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Разумеется, его основное слагаемое — обменное взаимодействие (ОВ)  $J \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{p}} \mathbf{S}_{\mathbf{n}} \mathbf{S}_{\mathbf{n}+\mathbf{p}}$  ( $\mathbf{S}_{\mathbf{n}}$  — спины узлов) с большой ( $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$  [11]) константой взаимодействия между ближайшими соседями  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}+\mathbf{p}$ . Однако не оно, общее для всех соединений изотропное ОВ, а сравнительно слабые анизотропные слагаемые релятивистского и обменно-релятивистского происхождения определяют специфику магнитной подсистемы в каждом из ВТСП. Заметим при этом, что из-за того, что спин  $\text{Cu}^{2+}$   $S = 1/2$ , МА, как и ОВ, купратов имеет межйонный характер, т.е. определяется оператором вида  $\sum_{j,k} \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{p}} \Delta J_{jk} \mathbf{S}_{\mathbf{n}}^j \mathbf{S}_{\mathbf{n}+\mathbf{p}}^k$ .

Его конкретный вид требует знания кристаллической структуры. Тогда необходимо учесть, что при  $T_{T-O}(x=0) \approx 530$  К [11]  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  испытывает структурный переход из высокотемпературной тетрагональной  $I4mmm(D_{4h}^{17})$  фазы, где  $|\mathbf{a}| = |\mathbf{b}| \neq |\mathbf{c}|$ , в орторомбическую  $B_{mab}(D_{2h}^{18})$  с  $|\mathbf{a}| < |\mathbf{b}| < |\mathbf{c}|$ , сопровождающийся подворотом ( $\approx 4^\circ$ ) вытянутых вдоль оси  $\mathbf{c} \parallel Y$  кислородных октаэдров. В результате, с одной стороны, возникает взаимодействие Дзялошинского (ВД)  $\Delta J_{YZ} \equiv D$ , причем  $\mathbf{D} \parallel \mathbf{a} \parallel X$  [14–16], а с другой, — симметрия ло-

кального кристаллического поля, действующего на ион  $\text{Cu}^{2+}$  со стороны лигандов, понижается до моноклинной, что делает МА этого кристалла в целом двухосной [16], чем, как правило, пренебрегают.

Взаимодействие Дзялошинского «укладывает» векторы  $\mathbf{S}_{\mathbf{n}}$  в  $bc$ -плоскость; что же касается других констант  $\Delta J_{jj}$ , то из общих соображений их знаки, а тем более величины, установить не представляется возможным. Из измерений, однако, следует, что преимущественно  $\mathbf{S}_{\mathbf{n}} \parallel \mathbf{b} \parallel Z$ , из чего делается вывод о легкоплоскостном (т.е. одноосном) типе МА в  $\text{La}_2\text{CuO}_4^{**}$ . Действительно, квантовомеханический расчет подтверждает это и дает для поправки к ОВ  $Y$ -х компонент спинов величину  $\Delta J_{YY} \equiv \Delta J_{ab} \approx 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [19]. При этом, однако, в соответствии с двухосностью имеется и другая, несколько большая, величина  $\Delta J_{XX} \equiv \Delta J_{bc} \approx 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Тогда, исходя, по крайней мере, из условия  $\Delta J_{ab} > \Delta J_{bc}$ , получаем, что действие обоих этих анизотропных ОВ делает в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  «легкой» ось  $\mathbf{b}$ , на что указывалось Барьяхтаром и др. [16] из чисто феноменологических соображений, а «тяжелой» — ось  $\mathbf{a}$ , что однозначно следует из измерений [8]. Таким образом, можно признать установленным, что МА  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  в низкотемпературной фазе имеет, как принято говорить в настоящее время, «изинговский» характер.

Теперь нетрудно понять, почему компоненты  $\chi_{yy}(T)$  и  $\chi_{zz}(T)$  имеют сходное — «продольное» — температурное поведение. Если  $\chi_{zz}(T)$  — действительно продольная составляющая тензора СМВ, поскольку магнитное поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{S}_{\mathbf{n}}$ , то  $\chi_{yy}(T)$  приобретает это качество лишь в силу ВД  $\mathbf{D} \neq 0$ . При этом ее «продольность» обязана АФМ последовательности слабых моментов плоскостей  $\text{CuO}_2$  вдоль  $\mathbf{c}$ . Следует сказать, что ВД, как одна из возможных причин «продольного» поведения поперечной компоненты СМВ, упоминается и в [8]; заметим только, что это один из результатов, интерпретация которого не допускает «одноплоскостного» приближения.

**3.** Более сложной для описания (а в некоторой мере, и для понимания) представляется анизотро-

\* В последнее время появились свидетельства в пользу необходимости учета и наблюдаемости ОВ между соседями, следующими за ближайшими, а также четырехспинового циклического ОВ [12,13]. Они много меньше  $J$ , но главное — изотропны, т.е. не могут сказаться на обсуждаемых нами анизотропных магнитных свойствах лантановой системы.

\*\* То, что соответствующая величина  $\Delta J_{YY} \equiv \Delta J_{ab} > 0$ , вообще говоря, нестандартно, ибо анизотропия  $g$ -фактора иона  $\text{Cu}^{2+}$  в вытянутых октаэдрах такова, что  $g_{\parallel} > g_{\perp}$  [17] (в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$   $g_{\parallel} = 2,3$ ,  $g_{\perp} \approx 2,06$  [18]). Подобное неравенство обычно «сопровождает» МА типа «легкая ось».

пия СМВ, наблюдаемая выше  $T_N(x)$ , где, как говорилось, ДМП отсутствует. Здесь, однако, необходимо иметь в виду, что из-за аномально большой величины  $J$  ( $J \gg T_N(x)$ ) и квази-2D характера всех ОВ среднее (в собственной системе координат) значение узельного спина отлично от нуля и выше  $T_N(x)$ , а АФМ порядок сохраняется на всех расстояниях  $r$  в пределах корреляционной длины  $\xi_{AFM}(x, T) \equiv \xi_{AFM}$  [5, 11]. Низкая симметрия решетки вследствие  $T_N(x) < T_{T-O}(x)$  также не меняется; следовательно, несмотря на достаточно высокую температуру (но, конечно, при  $T < T_{T-O}$ ) для спинов в кристалле «легким» и «тяжелым» остаются направления  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{a}$  соответственно. В этих условиях единственным источником подавления ДМП может стать термическая генерация пар кинк-антикинк или доменных стенок шириной  $d_{DW} \sim J/\sqrt{\Delta J_{bc} J + D^2}$ , которые разделяют области с противоположным направлением АФМ векторов\* и в которых повороты последних осуществляются в «легких»  $bc$ -плоскостях. Возникающая динамическая структура должна иметь характерную 1D модуляцию вдоль  $\mathbf{a}$  (со стенками блоховского типа) либо  $\mathbf{b}$  (неелевского типа). В целом же при  $r \gg \xi_{AFM}$  такая система подобна парамагнетику, а при  $r \lesssim \xi_{AFM}$  проявляет многие, включая МА, признаки АФМ с ДМП, что, скорее всего, и наблюдается в [8]. Например, слабо затухающими в такой флуктуирующей системе являются возбуждения с  $|\mathbf{k}| > \xi_{AFM}^{-1}$ . Уместно сказать также, что 1D модуляция, приписываемая в [8] формированию волн спиновой плотности, наблюдалась в экспериментах [9, 10], которые могут иметь и другую, изложенную выше, трактовку, не связанную с использованием  $\sigma$ -модели либо присутствием страйпов.

4. Мы ставили целью качественный анализ температурного поведения СМВ чистого  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Ее удается достичь, привлекая особенности магнитокристаллической структуры этого купрата в полном объеме. Но даже при этом непротиворечивое количественное описание СМВ невозможно без сведений о спектрах магнитных (линейных и нелинейных) возбуждений. В частности, по существу отсутствуют экспериментальные данные об АФМР, исследование которого при разных  $x$  было бы весьма желательным.

Распространяются ли аргументы о роли МА на допированные системы? По-видимому, это зави-

сит от того, чем контролируется  $\xi_{AFM}$  — температурой или допингом [5], вклад которого (равно, как и вклад носителей) в формирование доменной структуры в настоящее время не ясен. Двойниковые кристаллы в среднем изотропны, а МА металлических фаз должна измеряться в отсутствие страйпов, для чего нужны специально выращенные образцы. Все эти аспекты проблемы также было бы интересно и важно изучить как экспериментально, так и теоретически.

Данное сообщение поддержано грантом SCOPEC (Project 7UKPJ 062150.00/1) Швейцарского научного фонда и подготовлено во время пребывания в Институте физики Университета г. Невшатель (Швейцария). Директора этого Института проф. Х. Бека (H. Beck) я хотел бы поблагодарить за гостеприимство, внимание и заботу.

1. P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
2. A. P. Kamf, *Phys. Rep.* **249**, 219 (1994).
3. E. Dagotto, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
4. D. Scalapino, *Phys. Rep.* **250**, 329 (1995).
5. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
6. Ю. А. Изюмов, *УФН* **165**, 403 (1995).
7. M. L. Kubic, *Phys. Rep.* **338**, 1 (2000).
8. A. N. Lavrov, Y. Ando, S. Komiyama, and I. Tsukada, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017001 (2001).
9. S. Wakimoto, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, Y. S. Lee, R. Erwin, P. M. Gehring, S. H. Lee, M. Fujita, K. Yamada, Y. Endoh, K. Hirota, and G. Shirane, *Phys. Rev.* **B61**, 3699 (2000).
10. M. Matsuda, M. Fujita, K. Yamada, R. J. Birgeneau, M. A. Kastner, H. Hiraka, Y. Endoh, S. Wakimoto, and G. Shirane, *Phys. Rev.* **B62**, 9148 (2000).
11. M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897 (1998).
12. R. Coldea, S. M. Hayden, G. Aeppli, T. G. Perring, C. D. Frost, T. E. Mason, S.-W. Cheong, and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5377 (2001).
13. C. J. Calzado and J.-P. Malrieu, *Eur. Phys. J.* **B21**, 375 (2001).
14. А. С. Боровик-Романов, А. С. Буздин, Н. М. Крейнс, С. С. Кротов, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 600 (1988).
15. T. Thio, T. R. Thurston, N. W. Preyer, P. J. Picone, M. A. Kastner, H. P. Jensen, D. R. Gabbe, C. Y. Chen, R. J. Birgeneau, and A. Aharony, *Phys. Rev.* **B38**, 905 (1988).
16. V. G. Bar'yaktar, V. M. Loktev, and D. A. Yablonskii, *Physica* **C156**, 667 (1988).

\* По существу это тождественные АФМ домены, отличающиеся лишь перестановкой магнитных подрешеток. Она «происходит» в стенках, и пока  $d_{DW} \ll \xi_{AFM}$ , домены хорошо определены. Можно также предположить, что именно  $\xi_{AFM}$  задает их средний размер и от спинов стенок идет свой вклад в «продольность» СМВ при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Y}$ .

17. С. А. Альцшюллер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, Наука, Москва (1972).
18. Y.-C. Zhang, J.-H. Liu, K. Dwight, P. H. Rieger, and A. Wold, *Solid State Commun.* **63**, 765 (1987).
19. M. D. Kuz'min, A. I. Popov, and A. K. Zvezdin, *Phys. Lett.* **A139**, 419 (1989).

On magnetic anisotropy of  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  above  
Neél temperature

V. M. Loktev

It is suggested that because of the lattice rhombic symmetry retaining above Neél temperature  $T_N$  and the quasi-two-dimensional character of magnetic interactions the long-range AFM order suppression in  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  occurs due to the thermal creation of kink-antikink pairs. So, an attempt of qualitative interpretation of the experiments (A. N. Lavrov et.al., *Phys. Rev.* **87**, 017007 (2001)) by the observation of magnetic susceptibility anisotropy in the paraphase of this AFM is made.