

# Природа аномалий магнитосопротивления в антиферромагнитном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

© А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: yuri.panov@usu.ru

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2001 г.)

Характерная угловая зависимость  $d$ -типа внутриплоскостного магнитосопротивления от ориентации внешнего магнитного поля в  $(a, b)$ -плоскости, наблюдаемая в антиферромагнитном тетрагональном  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \sim 0.3$ ), рассматривается как результат эффективного переноса дырки через низколежащий чисто кислородный дублет  $O2p_{e_u}$ , который не гибридизуется с основным  $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$  состоянием. Внешнее магнитное поле определяет ориентацию сильного обменного поля, действующего на триплетное состояние  $b_{1g}e_u : {}^3E_u$  дырочного  $\text{CuO}_4$ -центра и вследствие спин-орбитального взаимодействия приводит к орбитальной поляризации  $E_u$  дублета, что и порождает пространственную анизотропию  $d$ -типа дырочного транспорта. Экспериментальные данные позволяют оценить параметр эффективного спин-гамильтониана. Рассмотрено также влияние на дырочный транспорт спин-вибронных эффектов.

Работа выполнена частично благодаря гранту Фонда Гражданского исследования и развития (США) для независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF) N REC-005 и гранту Министерства образования РФ № E00-3.4-280.

Транспортные свойства отдельной дырки в сильнокоррелированном антиферромагнитно упорядоченном квазидвумерном купрате являются предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. Некоторые необычные особенности магнитосопротивления в сильно недодопированных антиферромагнитных кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x = 0.30; 0.32$ ) исследованы в работе [1]. Внутриплоскостное сопротивление  $\rho_{ab}$  в этих системах проявляет своеобразный переход от металлического поведения в высокотемпературной области ( $T > 50$  К) к диэлектрическому в низкотемпературной, причем последнее не характерно ни для простой зонной модели, ни для андерсоновского диэлектрика.

Образцы демонстрируют следующие особенности внутриплоскостного магнитосопротивления  $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab}$  при магнитном поле, приложенном параллельно  $\text{CuO}_2$ -плоскости: необычную угловую зависимость  $d$ -типа ( $\propto \cos 2\phi$ ), аномальное низкополевое поведение с насыщением выше хорошо определенного порогового поля и гистерезисное поведение при низких температурах. При температурах ниже 20–25 К полевая зависимость  $\rho_{ab}$  становится существенно необратимой, и система приобретает память. Авторы полагают, что качественно эти особенности свидетельствуют о наличии ферромагнитно упорядоченной структуры „зарядовых страйпов“ в этих системах, которая легко поворачивается сравнительно малым внешним магнитным полем. С понижением температуры динамика страйпов замедляется, и в  $\text{CuO}_2$ -слое возникает определенная структура, подобная кластерному спиновому стеклу.

Антиферромагнитная доменная структура в диэлектрическом составе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x < 0.15$ ) в 1% замещения немагнитных ионов Y ионами  $\text{Ga}^{3+}$  в качестве парамагнитных центров детально исследована в работе [2].

Согласно данным ЭПР, легкая ось антиферромагнитного порядка ориентирована вдоль направления  $[100]$ , а жесткая — вдоль направления  $[110]$  плоскости  $(a, b)$ . В нулевом магнитном поле монокристалл состоит из равного количества доменов, ориентированных вдоль двух возможных легких осей. Внешнее магнитное поле в  $(a, b)$ -плоскости приводит к ориентационному спин-флип-переходу, и при  $h > h_{sf} = 5T$  ( $T \sim 20$  К) практически все домены выстраиваются перпендикулярно полю. Авторы [2] рассматривают две модели доменной структуры: 1) магнитные домены, разделенные заряженными доменными стенками внутри  $(a, b)$ -плоскости, и 2) идеальные антиферромагнитные плоские домены, разделенные дефектными  $(a, b)$ -плоскостями, и делают вывод, что данные ЭПР качественно свидетельствуют в пользу второй модели.

По нашему мнению, экспериментальные данные [1] не согласуются с общепринятой моделью Жанга–Райса [3] основного состояния дырочного  $\text{CuO}_4$  центра  $\text{CuO}_2$ -плоскости. Согласно этой модели, основным состоянием  $\text{CuO}_4$ -кластера с двумя  $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$  дырками служит спиновый и орбитальный синглет  ${}^1A_{1g}$ , хорошо отделенный по энергии от возбужденных двухдырочных состояний. Однако простая спиновая и орбитальная симметрия  $s$ -типа предполагает тетрагонально изотропные „ $s$ -волновые“ транспортные свойства хорошо изолированного ZR-синглета в  $\text{CuO}_2$ -слоях. Необычная „ $d$ -волновая“ анизотропия магнитосопротивления, наблюдаемая в диэлектрических купратах, так же как и ряд других экспериментальных данных и теоретических расчетов, свидетельствуют о более сложной структуре валентного мультиплета дырочного  $\text{CuO}_4$ -центра, чем просто хорошо изолированный ZR-синглет, хотя именно последний служит основой подавляющего большинства существующих модельных подходов.

Природа валентных дырочных состояний в допированных купратах имеет исключительно важное значение для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Ее решение позволит обосновать выбор соответствующего эффективного гамильтониана и возможность сведения к простой однозначной  $t$ - $J$ -модели или модели Хаббарда.

В данной работе показано, что модель валентного  ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$ -мультиплета, развитая в работах [4-6], позволяет последовательно объяснить наиболее важный результат работы [1] — „ $d$ -волновую“ анизотропию магнитосопротивления в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях допированных купратов.

## 1. Модель валентного ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$ -мультиплета

Данная модель предполагает квазивырождение в основном состоянии двухдырочного  $\text{CuO}_4^{5-}$ -центра с двумя близкими по энергии термами  ${}^1A_{1g}$  и  ${}^1E_u$  конфигураций  $b_{1g}^2$  и  $b_{1g}e_u$  соответственно. Другими словами, предполагается существование двух практически эквивалентных локализаций для дополнительной дырки, либо в гибридном  $\text{Cu}3d\text{O}2p$   $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$ -состояния, что приводит к ZR-синглету  ${}^1A_{1g}$ , либо в чисто кислородном несвязывающем дублетном  $e_u$ -состоянии. Распределение электронной плотности в двух валентных состояниях дырки  $b_{1g}$  и  $e_u$  соответственно вместе с качественной картиной спектра энергий для валентного мультиплета показаны на рис. 1. Следует отметить, что симметрия  $\text{O}2p_{e_x}$ ,  $y$ -состояний совпадает с симметрией  $\text{Cu}4p_x$ ,  $y$ -состояний.

В определенном смысле валентный  $(b_{1g}^2){}^1A_{1g}-(b_{1g}e_u){}^1E_u$ -мультиплет для дырочного  $\text{CuO}_4^{5-}$ -центра предполагает нетрадиционное состояние с валентностью Cu, резонирующей между  $\text{Cu}^{3+}$  и  $\text{Cu}^{2+}$ , или ионно-ковалентную связь [7]. Фактически, центр  $\text{CuO}_4$  с валентным  $(b_{1g}^2){}^1A_{1g}-(b_{1g}e_u){}^1E_u$ -мультиплетом представляет собой особую версию „корреляционного“ полярона, введенного в работе [7].

Рассматриваемая здесь модель подтверждается как расчетами методом функционала локальной плотности [8] и первопринципными расчетами в рамках неограниченного метода Хартри-Фока с самосогласованным полем (UHF-SCF) для медь-кислородных кластеров [9,10], так и большим количеством экспериментальных данных. Насколько нам известно, одно из первых количественных заключений о конкурирующей роли гибридной медь-кислородной  $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$ -орбитали и чисто кислородных  $\text{O}2p_{\pi}$ -орбиталей в формировании валентных состояний вблизи уровня Ферми в плоскости  $\text{CuO}_2$  было сделано в работах [8,9]. Именно эти орбитали, как полагают авторы [8,9], определяют необычные свойства купратов вблизи основного состояния.

<sup>1</sup> Существуют два типа  $\text{O}2p_{e_i}$  орбиталей:  $e_i^{\sigma}$  и  $e_i^{\pi}$ . Для простоты далее будем рассматривать только  $e_i^{\sigma}$ -орбитали.

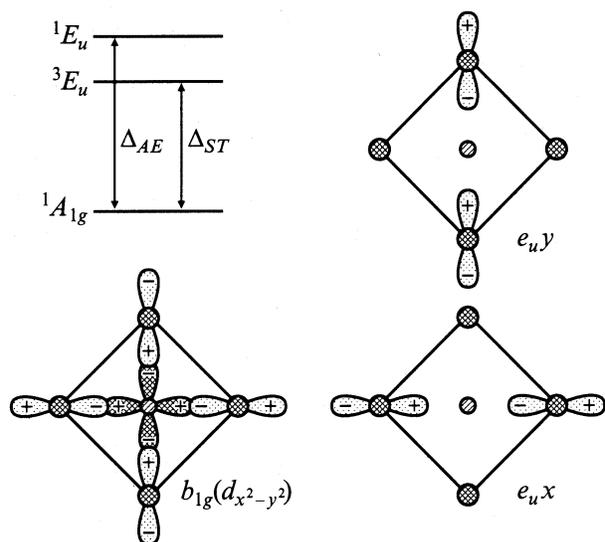


Рис. 1. Энергетический спектр  $(b_{1g}^2){}^1A_{1g}-(b_{1g}e_u){}^1,{}^3E_u$ -мультиплета и распределение электронной плотности для валентных состояний дырки  $b_{1g}$  и  $e_{u,x}, y$ .

Одно из наиболее ярких экспериментальных свидетельств в пользу модели с валентным  ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$ -мультиплетом связано с наблюдением в допированных купратах полос поглощения в среднем ИК диапазоне с поляризационными характеристиками, совместимыми с дипольными переходами внутри  ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$ -мультиплета [5]. Соответствующие энергии переходов ( $\sim \Delta_{AE}$ ), наблюдаемые в различных купратах, составляют несколько десятых eV, что определяет типичный масштаб энергий для валентного мультиплета.

Дырка в  $e_u$ -состоянии может быть связана с  $b_{1g}$ -дыркой как антиферро-, так и ферромагнитно. В связи с этим возникает необходимость включения в валентный мультиплет как спинового синглета  $(b_{1g}e_u){}^1E_u$ , так и спинового триплета  $(b_{1g}e_u){}^3E_u$ , который по энергии может быть даже ниже при ферромагнитном  $b_{1g}-e_u$ -обмене. Низколежащее триплетное спиновое состояние в  $\text{CuO}_4^{5-}$ -центре обнаружено с помощью ЯКР на  ${}^{63,65}\text{Cu}$  в  $\text{La}_2\text{Cu}_{0.5}\text{Li}_{0.5}\text{O}_4$ , где синглет-триплетное расщепление составляло  $\Delta_{ST} = 0.13$  eV [11]. Косвенное проявление валентных состояний  $\text{O}2p_{\pi}$  или  $e_u$ -типа обнаружено при измерениях сдвига Найта в экспериментах по ЯМР в системах 123 —  $\text{YBaCuO}$  [12]. В связи с моделью валентного  ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$ -мультиплета следует отметить и прокомментировать результаты работы [13], где авторы отмечают, что они „способны различить спиновые состояния в одностороннем спектре возбуждений антиферромагнетика  $\text{CuO}$ “ и заявляют о чисто синглетном характере потолка валентной зоны, что служит „веским доказательством существования и стабильности синглета Жанга-Райса в ВТСП купратах“. Однако в своем фотоэмиссионном эксперименте авторы использовали  $\text{Cu}2p_{3/2}(K_3)$ -резонанс, что позволяет детектировать однозначно только медные состояния фотодырок,

следовательно они не могли видеть чисто кислородные  $e_u$ -состояния.

Следует отметить, что сложная  ${}^1A_{1g}-{}^{1,3}E_u$ -структура валентного мультиплета для двухдырочного  $CuO_4^{5-}$ -центра должна проявляться в фотоэмиссионных спектрах, тем более, что нечетные  ${}^1E_u$ -тремы играют здесь принципиальную роль: именно они вносят ненулевой вклад в фотоэмиссию углового разрешения при  $\mathbf{k} = 0$ , или, другими словами, в  $\Gamma$ -точке. В этой связи следует отметить экспериментальные измерения фотоэмиссионных спектров в  $Sr_2CuO_2Cl_2$  [14,15] и  $Ca_2CuO_2Cl_2$  [16]. В них ясно проявляется ненулевая интенсивность фототока в центре зоны Бриллюэна, что подтверждает  ${}^1A_{1g}-{}^{1,3}E_u$ -структуру валентного мультиплета в основном состоянии. В целом эта модель позволяет последовательно объяснить многие необычные свойства как диэлектрических, так и сверхпроводящих купратов: полосы поглощения в среднем ИК диапазоне [5], (псевдо)-ян-теллоровский (ЯТ) эффект и связанные с ним явления [6], спиновые свойства [17].

## 2. Аномалии транспортных свойств в магнитном поле в дырочном $b_{1g}e_u : {}^3E_u$ -состоянии

Псевдо-ЯТ поляронная природа основного состояния  ${}^1A_{1g}-{}^1E_u$  [6], являющегося спиновым синглетом, способствует его локализации. Кроме того, следует учесть антиферромагнитный фон, который приводит к значительному увеличению эффективной массы движущегося спинового синглета. Таким образом, основным дырочным состоянием является практически неподвижный малый синглетный псевдо-ЯТ полярон. В такой ситуации наиболее эффективный канал для дырочного транспорта может быть связан с низколежащим возбужденным спиновым триплетом  $b_{1g}e_u : {}^3E_u$ . Это порождает термоактивированную дырочную проводимость, которая наблюдается в большинстве слабодопированных купратов.

Чтобы описать эффект магнитосопротивления, рассмотрим спиновые и спин-орбитальные взаимодействия для спинового триплета  $b_{1g}e_u : {}^3E_u$ . Дырка в  $e_u$ -состоянии сильно обменно связана как с  $b_{1g}$ -дыркой на том же  $CuO_4$ -центре, так и с ближайшими соседними  $CuO_4$ -центрами. Спиновое состояние изолированного  $CuO_4$ -центра с дырочным состоянием  $b_{1g}e_u$  описывается двумя спиновыми операторами

$$\mathbf{S} = \mathbf{s}_{b_{1g}} - \mathbf{s}_{e_u}, \quad \mathbf{V} = \mathbf{s}_{b_{1g}} - \mathbf{s}_{e_u} \quad (1)$$

( $\mathbf{S}^2 + \mathbf{V}^2 = 3/2$ ,  $\mathbf{SV} = 0$ ) и соответствующими параметрами порядка [17]. Для описания орбитального  $E_u$ -дублета можно использовать псевдоспиновый  $s = 1/2$  формализм с матрицами Паули  $\sigma_{x,y,z}$ , имеющими простые

трансформационные свойства в рамках  $E_u$ - $x, y$ -базиса<sup>2</sup>

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \propto b_{2g}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \propto a_{2g},$$

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \propto b_{1g}.$$

Тогда эффективный спин-гамильтониан для спинового триплетного состояния  ${}^3E_u$  дырочного центра можно представить в виде

$$\hat{H}_S = \lambda S_z \sigma_y + D S_z^2 + a(S_x^2 - S_y^2) \sigma_z + b \widetilde{S_x S_y} \sigma_x - \mu_B \mathbf{h} \hat{g}_S \mathbf{S} - 2\mu_B \mathbf{H}_{ex} \mathbf{S}, \quad (2)$$

где  $\widetilde{S_x S_y} = 1/2(S_x S_y + S_y S_x)$ ;  $\lambda$  — эффективная константа спин-орбитального взаимодействия для  ${}^3E_u$ -терма;  $D, a, b$  — параметры спиновой анизотропии;  $g_S$  — эффективный  $g$ -тензор;  $\mathbf{H}_{ex}$  — внутреннее эффективное спиновое обменное поле;  $\mathbf{h}$  — внешнее магнитное поле. Далее для простоты будем предполагать, что  $CuO_2$ -слои идеально плоские, спиновый  $g$ -фактор изотропный и внешнее магнитное поле направлено параллельно  $CuO_2$ -плоскости. В рамках приближения сильного молекулярного поля спиновые операторы могут быть заменены соответствующими средними

$$\langle S_x^2 - S_y^2 \rangle = \cos 2\Phi, \quad \langle \widetilde{S_x S_y} \rangle = \sin 2\Phi,$$

и спин-гамильтониан (2) трансформируется в эффективный гамильтониан спин-индуцированного низкосимметричного кристаллического поля

$$\hat{H}_S = a \cos 2\Phi \sigma_z + b \sin 2\Phi \sigma_x, \quad (3)$$

где  $\Phi$  — азимутальный угол ориентации полного магнитного поля  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{ex}(\mathbf{h}) + \mathbf{h}$ . Собственные векторы и собственные значения для этого простого гамильтониана имеют вид

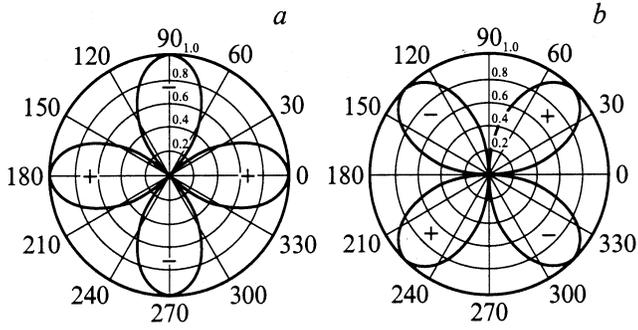
$$\Psi_+ = \cos \alpha |x\rangle + \sin \alpha |y\rangle, \quad \Psi_- = \sin \alpha |x\rangle - \cos \alpha |y\rangle,$$

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{b}{a} \text{tg } 2\Phi, \quad E_{\pm} = \pm \Delta(\Phi),$$

$$\Delta(\Phi) = [b^2 + (a^2 - b^2) \cos^2 2\Phi]^{1/2} \quad (4)$$

соответственно, где  $|x\rangle \equiv |E_u x, y\rangle$ . Квантово-механические и термодинамические средние  $\sigma_{z,x}$ , описывающие эффекты орбитальной поляризации (квадрупольно-

<sup>2</sup> Для представлений точечной группы  $D_{4h}$  используются стандартные обозначения.



**Рис. 2.** Угловая зависимость высокотемпературной спин-индуцированной квадрупольной поляризации  $e_u$ -орбиталей  $\text{CuO}_4$ -центров:  $a - \langle\langle\sigma_z\rangle\rangle$ ,  $b - \langle\langle\sigma_x\rangle\rangle$ .

го упорядочения), равны

$$\begin{aligned} \langle\sigma_z\rangle_{\pm} &= \langle\Psi_{\pm}|\sigma_z|\Psi_{\pm}\rangle = \pm \cos 2\alpha, \\ \langle\langle\sigma_z\rangle\rangle &= -\frac{a \cos 2\Phi}{\Delta(\Phi)} \text{th} \beta \Delta(\Phi), \\ \langle\sigma_x\rangle_{\pm} &= \pm \sin 2\alpha, \quad \langle\langle\sigma_x\rangle\rangle = -\frac{b \sin 2\Phi}{\Delta(\Phi)} \text{th} \beta \Delta(\Phi), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\beta = 1/kT$ . Отметим, что термодинамические средние  $\langle\langle\sigma_z\rangle\rangle$  и  $\langle\langle\sigma_x\rangle\rangle$  имеют характерную угловую  $\Phi$ -зависимость  $d$ -типа ( $d_{x^2-y^2}$  и  $d_{xy}$  соответственно), см. рис. 2.

Таким образом, в рамках нашего приближения орбитальные состояния спинового триплета  ${}^3E_u$  легко поворачиваются внешним магнитным полем или, другими словами, модель обеспечивает эффективное „магнито-орбитальное“ преобразование. Очевидно, что эта индуцированная орбитальная поляризация достигает больших значений только при достаточно малых температурах. В высокотемпературном пределе ( $|a|, |b| \ll kT$ )

$$\langle\langle\sigma_z\rangle\rangle \approx -\frac{a}{kT} \cos 2\Phi. \quad (6)$$

Следует отметить, что гамильтониан (3) обладает полной тетрагональной симметрией, однако позволяет описать эффекты спонтанного нарушения тетрагональной симметрии отдельно в спиновом и орбитальном подпространствах или, другими словами, эффекты спин-индуцированного нарушения тетрагональной симметрии в пространстве орбитальных состояний  $E_u_{\pm}$ .

Ограничиваясь только  $(\text{Cu}3d-\text{O}2p)_{\sigma}$ -вкладом в перенос  $e_u$ -дырки между  $E_u$ -состояниями на ближайших  $\text{CuO}_4$ -кластерах, можно представить матрицу  $e_u-e_u$  дырочных интегралов переноса  $\hat{t}(e_u-e_u)$  на  $|x, y\rangle$ -базисе в виде

$$\hat{t}_a(e_u - e_u) = t_{\sigma} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{t}_b(e_u - e_u) = t_{\sigma} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

для переноса в  $[100]$ - и  $[010]$ -направлениях соответственно. Здесь  $t_{\sigma} = t_a(e_{ux} - e_{ux}) = t_b(e_{uy} - e_{uy})$ . Спектры энергий  $e_u$ -дырки в приближении сильной связи с

$nn$ -переносом состоит из двух зон  $E^{x,y}$ , сформированных  $e_{ux} - e_{ux}$ - и  $e_{uy} - e_{uy}$ -переносом

$$E_{\mathbf{k}}^x = 2t_{\sigma} \cos(k_x a), \quad E_{\mathbf{k}}^y = 2t_{\sigma} \cos(k_y a). \quad (7)$$

Эти  $1D$ -зоны характеризуются максимально анизотропной эффективной массой и описывают одномерное движение дырки в  $a$ - и  $b$ -направлениях соответственно. Тем не менее легко видеть, что с учетом строгой  $x-y(a-b)$  симметрии транспортные свойства являются тетрагонально изотропными. Спин-индуцированное низкосимметричное кристаллическое поле (3) приводит к смешиванию двух зон. Вместо простых выражений для исходных дырочных интегралов переноса мы приходим к матрицам для перенормированных дырочных интегралов переноса на  $|\pm\rangle$  базисе

$$\begin{aligned} \hat{t}_a(e_u - e_u) &= t_{\sigma} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \frac{1}{2} \sin 2\alpha \\ \frac{1}{2} \sin 2\alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}, \\ \hat{t}_b(e_u - e_u) &= t_{\sigma} \begin{pmatrix} \sin^2 \alpha & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha \\ -\frac{1}{2} \sin 2\alpha & \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8)$$

где мы воспользовались выражениями (5) для функции  $\Psi_{\pm}$ .

Таким образом, после простых вычислений для перенормированных зон получим выражение

$$\begin{aligned} E_{\mathbf{k}}^{\pm} &= t_{\pm}(\mathbf{k}) \mp [t_{\pm}^2(\mathbf{k}) + \Delta^2(\Phi) + 2\Delta(\Phi)t_{\pm}(\mathbf{k})\cos 2\alpha]^{\frac{1}{2}}, \\ t_{\pm}(\mathbf{k}) &= t_{\sigma}(\cos(k_x a) \pm \cos(k_y a)). \end{aligned} \quad (9)$$

Обратные тензоры внутривозвратной эффективности массы для двух зон могут быть записаны в виде

$$\left(\frac{\hat{1}}{\mathbf{m}^*}\right)_{\pm} = \frac{1}{m_0^*} \left[ \mathbf{1} \pm \cos 2\alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right], \quad (10)$$

где  $m_0^{*-1} = -t_{\sigma} 4a^2/\hbar^2$ .

Таким образом, получаем спин-индуцированные сдвиг и расщепление исходных зон, что приводит к нарушению тетрагональной  $x-y$ -симметрии с появлением спин-зависимой анизотропии эффективной массы.

С учетом пропорциональности однозонной проводимости и обратного тензора эффективной массы можно получить простое выражение для внутривозвратного магнитосопротивления

$$\frac{\delta\rho_{a,b}}{\rho_{a,b}} = \langle\cos 2\alpha\rangle = \mp\langle\langle\sigma_z\rangle\rangle, \quad (11)$$

где верхний (нижний) знак соответствует  $[100]$  ( $[010]$ )-направлению. Другими словами, внутривозвратное магнитосопротивление оказывается напрямую связано со спин-индуцированной орбитальной (квадрупольной) поляризацией  $e_u$ -состояний в  $\text{CuO}_4$ -центрах. Строго говоря, выражение (11) справедливо в области высоких температур  $\Delta(\Phi) \ll kT$ , где оно сводится к

$$\frac{\delta\rho_{a,b}}{\rho_{a,b}} \approx \mp\frac{a}{kT} \cos 2\Phi. \quad (12)$$

В (12) в отличие от (6),  $\phi$  — внутривекторной азимутальный угол внешнего магнитного поля  $\mathbf{h}$  и учтено, что  $\mathbf{H}$  почти ортогонально  $\mathbf{h}$ . Это предельно простое выражение описывает все существенные особенности анизотропии магнитосопротивления в  $\text{CuO}_2$ -слоях и представляет основной результат нашей модели. При сравнении с экспериментальными данными [1] для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \sim 0.3$ ) можно видеть, что экспериментальная угловая зависимость магнитосопротивления при достаточно сильном магнитном поле, превосходящем  $h_{\text{пор}} \approx 5$  Т, описывается ( $\phi, T$ ) зависимостью (12) достаточно хорошо при разумной величине параметра  $a$  спиновой анизотропии:  $a \approx +0.1$  К.

### 3. Влияние локальных вибронных взаимодействий

Состояния  $E_u$  дублета в квадратном  $\text{CuO}_4$ -кластере из-за симметрии смешиваются низкосимметричными колебаниями  $B_{1g}$ - и  $B_{2g}$ -типа (ромбические и прямоугольные искажения квадрата соответственно). Поэтому наблюдаемые небольшие отклонения зависимости магнитосопротивления от простого закона  $\propto \cos 2\phi$  могут быть обусловлены эффектом ЯТ для  $E_u$  дублета [6]. Отметим, что это может приводить к таким сильным спин-вибронным эффектам, как спин-индуцированные искажения  $\text{CuO}_4$ -центра. Рассмотрим простейший вариант учета влияния локальных вибронных взаимодействий —  $E - b_1 - b_2$ -задачу для  $e_u$ -дырки.

Гамильтониан  $E - b_1 - b_2$ -задачи имеет вид

$$H_{Ebb} = \sum_i \hbar\omega_i \left( b_i^+ b_i + \frac{1}{2} \right) \hat{I} + \sum_i k_i (b_i^+ + b_i) \hat{\sigma}_i, \quad (13)$$

$$\hat{\sigma}_1 \equiv \hat{\sigma}_z, \quad \hat{\sigma}_2 \equiv \hat{\sigma}_x,$$

где второе слагаемое описывает линейное вибронное взаимодействие, связанное с симметризованными координатами  $\text{CuO}_4$ -кластера  $Q_{b_{1g}}, Q_{b_{2g}}$  и

$$x_i = \frac{Q_i}{l_i} = \sqrt{\frac{\omega_i}{\hbar}} Q_i, \quad b_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( x_i + \frac{d}{dx_i} \right),$$

$$b_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( x_i - \frac{d}{dx_i} \right).$$

В случае слабой вибронной связи  $E_i^{JT} \ll \hbar\omega$  во втором порядке теории возмущений энергия и волновые функции основного вибронного дублета имеют вид

$$E_g = \frac{1}{2}(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2) = E_1 - E_2, \quad E_i = k_i^2/\hbar\omega_i, \quad (14)$$

$$\Psi_{+,00} = \left( 1 - \frac{\gamma_1}{2} - \frac{\gamma_2}{2} \right) |+, 00\rangle - \sqrt{\gamma_1} |+, 10\rangle$$

$$- \sqrt{\gamma_2} |-, 01\rangle + \frac{\gamma_1}{\sqrt{2}} |+, 20\rangle + \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} |+, 02\rangle$$

$$- \sqrt{\gamma_1\gamma_2} \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} |-, 11\rangle, \quad (15)$$

$$\Psi_{-,00} = \left( 1 - \frac{\gamma_1}{2} - \frac{\gamma_2}{2} \right) |-, 00\rangle + \sqrt{\gamma_1} |-, 10\rangle$$

$$- \sqrt{\gamma_2} |+, 01\rangle + \frac{\gamma_1}{\sqrt{2}} |-, 20\rangle + \frac{\gamma_2}{\sqrt{2}} |-, 02\rangle$$

$$+ \sqrt{\gamma_1\gamma_2} \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} |+, 11\rangle, \quad (16)$$

где  $\gamma_i = E_i/\hbar\omega_i$  и  $|\sigma, n_1 n_2\rangle \equiv |\sigma\rangle |n_1\rangle |n_2\rangle$ ,  $|\sigma\rangle$  — орбитальные функции  $E$ -дублета  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$ , такие, что  $\hat{\sigma}_z |\sigma\rangle = \sigma |\sigma\rangle$ ,  $|n_1\rangle$  и  $|n_2\rangle$  — осцилляторные функции, соответствующие модам  $b_{1g}$ - и  $b_{2g}$ -симметрии.

Эффективный гамильтониан спин-индуцированного низкосимметричного кристаллического поля (3) на базисе основного вибронного дублета  $\{\Psi_{+,00}, \Psi_{-,00}\}$  имеет вид

$$\tilde{V} = \tilde{a} \cos 2\phi \hat{\sigma}_z + \tilde{b} \sin 2\phi \hat{\sigma}_x,$$

$$\tilde{a} = a(1 - 2\gamma_2), \quad \tilde{b} = b(1 - 2\gamma_1). \quad (17)$$

Это приводит к соответствующей модификации выражения (5) для собственных векторов и собственных значений

$$\tilde{\Psi}_+ = \cos \tilde{\alpha} \Psi_{+,00} + \sin \tilde{\alpha} \Psi_{-,00},$$

$$\tilde{\Psi}_- = \sin \tilde{\alpha} \Psi_{+,00} - \cos \tilde{\alpha} \Psi_{-,00},$$

$$\tilde{E}_{\pm} = \pm \tilde{\Delta}(\Phi),$$

$$\text{tg } 2\tilde{\alpha} = \frac{\tilde{b}}{\tilde{a}} \text{tg } 2\Phi,$$

$$\tilde{\Delta}(\Phi) = \left[ \tilde{b}^2 + (\tilde{a}^2 - \tilde{b}^2) \cos^2 2\Phi \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Квантово-механические и термодинамические средние равны

$$\langle \sigma_z \rangle_{\pm} = \pm (1 - 2\gamma_2) \cos 2\tilde{\alpha},$$

$$\langle \langle \sigma_z \rangle \rangle = -(1 - 2\gamma_2) \frac{\tilde{a} \cos 2\Phi}{\tilde{\Delta}(\Phi)} \text{th } \beta \tilde{\Delta}(\Phi),$$

$$\langle \sigma_x \rangle_{\pm} = \pm (1 - 2\gamma_1) \sin 2\tilde{\alpha},$$

$$\langle \langle \sigma_x \rangle \rangle = -(1 - 2\gamma_1) \frac{\tilde{b} \sin 2\Phi}{\tilde{\Delta}(\Phi)} \text{th } \beta \tilde{\Delta}(\Phi),$$

$$\langle Q_1 \rangle_{\pm} = \mp Q_1^{(0)} \cos 2\tilde{\alpha},$$

$$\langle \langle Q_1 \rangle \rangle = Q_1^{(0)} \frac{\tilde{a} \cos 2\Phi}{\tilde{\Delta}(\Phi)} \text{th } \beta \tilde{\Delta}(\Phi),$$

$$\langle Q_2 \rangle_{\pm} = \mp Q_2^{(0)} \sin 2\tilde{\alpha},$$

$$\langle \langle Q_2 \rangle \rangle = Q_2^{(0)} \frac{\tilde{b} \sin 2\Phi}{\tilde{\Delta}(\Phi)} \text{th } \beta \tilde{\Delta}(\Phi), \quad (19)$$

где  $Q_i^{(0)} = \sqrt{2\hbar\gamma_i/\omega_i}$ . Это приводит к незначительной перенормировке внутривекторного магнитосопротив-

ления, связанного с  $\langle\langle\sigma_z\rangle\rangle$ , за счет вибронной связи с  $b_{2g}$ -модой колебаний.

В случае сильной вибронной связи ситуация радикально меняется: происходит полное подавление в эффективном гамильтониане слагаемых определенной симметрии. Рассмотрим более подробно случай сильной вибронной связи с  $b_{1g}$ -колебаниями:  $E_{b_{1g}}^{JT} \gg E_{b_{2g}}^{JT} \gg \hbar\omega_{b_{1g}}, \hbar\omega_{b_{2g}}$ . Следуя [18], применим а (13) унитарное преобразование сдвига  $U = \exp[\sum_i \alpha_i (b_i^+ - b_i)]$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{Ebb} &= U^+ H_{Ebb} U \\ &= \sum_i \hbar\omega_i \left( b_i^+ b_i + \alpha_i (b_i^+ + b_i) + \alpha_i^2 + \frac{1}{2} \right) \hat{I} \\ &\quad + \sum_i k_i (b_i^+ + b_i + 2\alpha_i) \hat{\sigma}_i \end{aligned} \quad (20)$$

и выберем параметры  $\alpha_i$ , обеспечивающие минимум энергии основного состояния системы. При  $E_1 > E_2$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \pm\alpha, \quad \alpha_2 = 0 \quad (\alpha = k_1/\hbar\omega_1); \\ E_0 &= -E_1 + \frac{\hbar\omega_1}{2} + \frac{\hbar\omega_2}{2}, \end{aligned} \quad (21)$$

что соответствует состояниям  $|\mp, 0^{(\pm)}, 0\rangle$ , где  $|n_1^{(\pm)}\rangle$  — смещенный в точку  $Q_1 = \pm Q_1^{(0)}$  осциллятор

$$|n_1^{(\pm)}\rangle = U(\pm\alpha) |n_1\rangle, \quad U(\alpha) = e^{\alpha(b_1^+ - b_1)}. \quad (22)$$

Выбирая  $\alpha_1 = \alpha$ , получим

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{Ebb} &= H_0 + H_1, \\ H_0 &= \sum_i \hbar\omega_i \left( b_i^+ b_i + \frac{1}{2} \right) \hat{I} + E_1 (\hat{I} + 2\hat{\sigma}_z), \\ H_1 &= k_1 (b_1^+ + b_1) (\hat{I} + \hat{\sigma}_z) + k_2 (b_2^+ + b_2) \hat{\sigma}_x, \end{aligned} \quad (23)$$

где  $H_1$  далее рассматривается как возмущение, обеспечивающее поправки к спектру  $H_0$ . Интересно отметить, что можно получить этот результат, исходя из базиса  $E-b_1$ -задачи и учитывая  $V_{b_2} = k_2 (b_2^+ + b_2) \hat{\sigma}_x$  как возмущение. Колебательные функции вибронных дублетов базиса  $E-b_1$ -задачи центрированы в разных минимумах адиабатического потенциала (АП)  $Q_1^{(0)}$  и  $-Q_1^{(0)}$ . Матричные элементы  $V_{b_2}$  содержат фактор  $e^{-2E_1/\hbar\omega_1} \ll 1$ , поэтому для учета возмущения необходимо сформировать когерентные состояния, центрированные в данном минимуме АП (например, в  $Q_1^{(0)}$ ) из состояний, центрированных в противоположном минимуме АП (в  $-Q_1^{(0)}$ ). Такие когерентные состояния не являются собственными функциями  $E-b_1$ -задачи, что приводит к появлению членов типа  $2k_1(b_1^+ + b_1)$  в эффективном операторе возмущения.

Во втором порядке теории возмущений

$$\begin{aligned} E_{n_1 n_2} &= -E_1 + \hbar\omega_1 \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_2 \left( \frac{1}{2} - \frac{E_2}{4E_1 + \hbar\omega_2} \right) \\ &\quad + n_2 \hbar\omega_2 \left( 1 - \frac{8E_1 E_2}{(4E_1)^2 - (\hbar\omega_2)^2} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

В пределе сильной связи ( $E_{1,2} \gg \omega_{1,2}$ )

$$\begin{aligned} E_{n_1 n_2} &= -E_1 + \hbar\omega_1 \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad + \hbar\omega_2 \left( 1 - \frac{p}{2} \right) \left( n_2 + \frac{1}{2} \right), \quad p = E_1/E_2. \end{aligned} \quad (25)$$

Уровни энергии (25) двукратно вырождены, соответствующие состояния  $\Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}$  (центрированные в  $Q_1^{(0)}$ ) и  $\Psi_{+,n_1^{(-)},n_2}$  (центрированные в  $-Q_1^{(0)}$ ) имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2} &= \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(0)} + \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(1)} + \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(2)} + \dots \\ \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(0)} &= |-, n_1^{(+)}, n_2\rangle, \\ \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(1)} &= \frac{k_2 \sqrt{n_2 + 1}}{\hbar\omega'(0, 1)} |+, n_1^{(+)}, n_2 + 1\rangle \\ &\quad + \frac{k_2 \sqrt{n_2}}{\hbar\omega'(0, -1)} |+, n_1^{(+)}, n_2 - 1\rangle, \\ \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}^{(2)} &= \frac{k_2 \sqrt{n_2 + 1}}{\hbar\omega'(0, 1)} \left\{ \frac{2k_1 \sqrt{n_1 + 1}}{\hbar\omega'(1, 1)} |+, n_1^{(+)} + 1, n_2 + 1\rangle \right. \\ &\quad + \frac{2k_1 \sqrt{n_1}}{\hbar\omega'(-1, 1)} |+, n_1^{(+)} - 1, n_2 + 1\rangle \\ &\quad + \left. \frac{k_2 \sqrt{n_2 + 2}}{\hbar\omega(0, 2)} |-, n_1^{(+)}, n_2 + 2\rangle \right\} \\ &\quad + \frac{k_2 \sqrt{n_2}}{\hbar\omega'(0, -1)} \left\{ \frac{2k_1 \sqrt{n_1 + 1}}{\hbar\omega'(1, -1)} |+, n_1^{(+)} + 1, n_2 - 1\rangle \right. \\ &\quad + \frac{2k_1 \sqrt{n_1}}{\hbar\omega'(-1, -1)} |+, n_1^{(+)} - 1, n_2 - 1\rangle \\ &\quad + \left. \frac{k_2 \sqrt{n_2 - 1}}{\hbar\omega(0, -2)} |-, n_1^{(+)}, n_2 - 2\rangle \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\omega'(n_1, n_2) = -(4E_1 + n_1\omega_1 + n_2\omega_2),$$

$$\omega(n_1, n_2) = -(n_1\omega_1 + n_2\omega_2).$$

В выражении для  $\Psi_{+,n_1^{(-)},n_2}$  функции  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  необходимо поменять местами и  $n_1^{(+)}$  следует заменить на  $n_1^{(-)}$ .

Отметим, что хотя кривизна АП в точках  $Q_1^{(0)}$  и  $-Q_1^{(0)}$  приводит к частотам локальных колебаний  $\omega_1$  и  $\omega_2 \sqrt{1-p}$  и спектр (25) выглядит как спектр гармонического осциллятора с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2(1-p/2)$ ,

в действительности перенормировка частоты обусловлена вибранным смешиванием состояний электронного дублета и не соответствует полностью факторизованному борн-оппенгеймеровскому состоянию. Состояния  $\Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}$  и  $\Psi_{+,m_1^{(-)},m_2}$  неортогональны, но интеграл перекрывания пропорционален  $\exp(-2E/\hbar\omega_1) \ll 1$ .

Эффективный гамильтониан спин-индуцированного низкосимметричного кристаллического поля (3) на базе вибранныго дублета  $\{\Psi_{+,n_1^{(-)},n_2}, \Psi_{-,n_1^{(+)},n_2}\}$  имеет вид

$$\tilde{V} = (1 - \gamma) a \cos 2\Phi \hat{\sigma}_z + D_{n_1 n_1} (2\alpha) b \sin 2\Phi \hat{\sigma}_x, \quad (27)$$

где  $D_m(2\alpha)$  — матричный элемент оператора сдвига  $\langle n|U(2\alpha)|n\rangle$  (для основного состояния  $\langle 0|U(2\alpha)|0\rangle = \exp(-2E_1/\omega_1) \ll 1$ ),  $\gamma$  — поправка второго порядка по вибранному смешиванию  $b_{2g}$ -типа

$$\gamma = \frac{2\hbar\omega_2 E_2}{(4E_1 + \hbar\omega_2)^2}. \quad (28)$$

Квантово-механические и термодинамические средние на состояниях основного вибранныго дублета  $\{\Psi_{+,0_1^{(-)},0_2}, \Psi_{-,0_1^{(+)},0_2}\}$  существенно отличны от аналогичных выражений в случае слабой вибранный связи (19)

$$\begin{aligned} \langle \sigma_z \rangle_{\pm} &= \pm(1 - \gamma), \quad \langle \langle \sigma_z \rangle \rangle = -(1 - \gamma) \text{th}(\beta(1 - \gamma)a \cos 2\Phi), \\ \langle \sigma_x \rangle_{\pm} &= 0, \quad \langle \langle \sigma_x \rangle \rangle = 0, \\ \langle Q_1 \rangle_{\pm} &= \mp Q_1^{(0)}, \quad \langle \langle Q_1 \rangle \rangle = Q_1^{(0)} \text{th}(\beta(1 - \gamma)a \cos 2\Phi), \\ \langle Q_2 \rangle_{\pm} &= 0, \quad \langle \langle Q_2 \rangle \rangle = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Отметим, что в этом случае происходит полная вибранный редукция орбитального оператора  $\sigma_x$ . Зависимость  $\langle \langle \sigma_z \rangle \rangle \propto \cos 2\Phi$  появляется за счет аддитивного вклада спин-индуцированного низкосимметричного кристаллического поля в полную энергию. В высокотемпературном пределе

$$\begin{aligned} \langle \langle \sigma_z \rangle \rangle &= -(1 - 2\gamma) \frac{a \cos 2\Phi}{kT}, \\ \langle \langle Q_1 \rangle \rangle &= (1 - \gamma) Q_1^{(0)} \frac{a \cos 2\Phi}{kT}. \end{aligned} \quad (30)$$

Аналогично рассмотренному выше случаю сильной вибранный связи с  $b_{1g}$ -модой в случае сильной вибранный связи с  $b_{2g}$ -колебаниями происходит полная вибранный редукция орбитального оператора  $\sigma_z$ . Это приводит к подавлению асимметрии тензора эффективной массы и не зависящему от угла  $\Phi$  транспорту в  $(a, b)$ -плоскости.

Таким образом, в случае слабой вибранный связи при  $E_{JT} \ll \hbar\omega$  ( $F_{JT}$  — характерная энергия ЯТ взаимодействия,  $\hbar\omega$  — характерная колебательная энергия) происходит перенормировка параметров  $a$  и  $b$  эффективного гамильтониана и соответственно величина  $\langle \sigma_i \rangle_{\pm}$  и  $\langle \langle \sigma_i \rangle \rangle$ . Двумный адиабатический потенциал в случае сильной вибранный связи стабилизирует одну из структурно-орбитальных мод  $b_{1g}$ - или  $b_{2g}$ -симметрии, что приводит

к эффективному подавлению (вибранный редукции) в (3) слагаемого  $\propto \sigma_x$  или слагаемого  $\propto \sigma_z$  соответственно. В первом случае восстанавливается картина двух независимых одномерных зон, соответствующих переносу вдоль направлений  $a$  и  $b$ , но модуляция зонной энергии приводит к зависимости магнитосопротивления  $\propto \cos 2\Phi$ . Во втором случае тензор обратной эффективной массы изотропен и внутриплоскостное магнитосопротивление не зависит от  $\Phi$ .

Таким образом, в настоящей работе предложена модель, в которой аномальная  $d$ -волновая угловая зависимость внутриплоскостного магнитосопротивления от направления внешнего магнитного поля в  $(a, b)$ -плоскости, обнаруженная в тетрагональном антиферромагнитном  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \sim 0.3$ ), объясняется эффективным дырочным транспортом через низколежащее возбужденное чисто кислородное дублетное  $O2p_{e_u}$ -состояние, а не основное  $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$ -состояние. Такой подход предполагает, что основное состояние допированного  $\text{CuO}_4$ -кластера в купратах может иметь существенно более сложную синглет-триплетную  ${}^1A_{1g}-{}^3E_u$ -структуру вместо просто изолированного  $ZR$ -синглета  ${}^1A_{1g}$ . Внешнее магнитное поле определяет ориентацию сильного обменного поля для спинового триплетного  $b_{1g}e_u : {}^3E_u$ -состояния дырочного  $\text{CuO}_4$  центра и, благодаря спин-орбитальному взаимодействию, приводит к определенной орбитальной поляризации  $E_u$ -дублета, порождая пространственную анизотропию дырочного транспорта. Наблюдаемая  $d$ -волновая угловая зависимость магнитосопротивления от ориентации внешнего магнитного поля связана со сдвигом и расщеплением двух одномерных зон и анизотропией эффективной массы, которая в свою очередь обусловлена спин-индуцированным эффективным низкосимметричным кристаллическим полем для  $e_u$ -дырки. Также рассмотрено возможное влияние на дырочный транспорт спин-вибранный эффектов, приводящих в различных режимах к перенормировке параметров эффективного гамильтониана либо к вибранный редукции орбитальных операторов.

В данной работе не рассматривались важные вопросы, связанные с источником магнитной анизотропии и АФ доменной структурой допированных диэлектрических купратов. По нашему мнению, решающую роль здесь играет индуцированное допированием зародышеобразование доменов новой фазы, перколяция которой при  $x \geq 0.4$  приводит к сверхпроводимости [19]. Эффективному зародышеобразованию этих доменов в  $\text{CuO}_2$  способствует сильная внутриплоскостная зарядовая неоднородность, образованная, как минимум, тремя линейно упорядоченными  $m$  цепочечными атомами кислорода. Именно это приводит к квазиодномерной страйп-подобной структуре внутриплоскостных доменов. Ориентированные вдоль [100] и [010] страйп-подобные домены индуцируют орторомбические искажения кристаллической структуры в окружающей АФ тетрагональной матрице, порождая соответствующую внутри-

плоскостную магнитную анизотропию. Таким образом,  $\text{CuO}_2$ -слои в недодопированном тетрагональном диэлектрическом  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  могут рассматриваться как антиферромагнетики со страйп-индуцированной флуктуирующей внутрислоистой магнитной анизотропией с конкуренцией двух осей: [100] и [010] соответственно.

Для режима хорошо развитого фазового разделения со сравнимыми объемами фракций обеих фаз внутрислоистое сопротивление может быть качественно представлено как сумма трех вкладов: полупроводникового, вклада от страйпов и контактного сопротивления при переносе через границу. Следует отметить, что страйп-домены в дырочно допированных купратах могут рассматриваться как источники дырочных носителей (доноры) для полупроводниковой матрицы.

Наблюдаемые эффекты низкотемпературного магнитного гистерезиса и памяти могут быть связаны с замораживанием страйп-структуры ниже  $T \approx 20$  К вследствие резкого замедления релаксации через межфазные границы, наблюдаемым в измерениях ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  [20]. Интересно отметить, что низкотемпературный (20–25 К) переход типа спинового стекла был недавно отмечен в сильно недодопированном антиферромагнитном  $\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  [21].

Один из авторов (А.С.М.) благодарит за гостеприимство Институт физики сложных систем (Институт Макса Планка), где была частично выполнена часть этой работы.

## Список литературы

- [1] Y. Ando, A.N. Lavrov, K. Segawa. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 14, 2813 (1999).
- [2] A. Janossy, F. Simon, T. Feher, A. Rockenbauer, L. Korecz, C. Chen, A.J.S. Chowdhury, J.W. Hodby. *Phys. Rev.* **B59**, 2, 1176 (1999); A. Janossy, F. Simon, T. Feher. *arXiv:condmat/0005275*.
- [3] F.C. Zhang, T.M. Rice. *Phys. Rev.* **B37**, 7, 3759 (1988).
- [4] А.С. Москвин. *Письма в ЖЭТФ* **58**, 5, 342 (1993); *Physica* **C282–287**, 1807 (1997); *Physica* **B252**, 3, 186 (1998).
- [5] А.С. Москвин, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, М.А. Сидоров, А.А. Самохвалов. *ЖЭТФ* **105**, 4, 967 (1994).
- [6] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов. *ЖЭТФ* **111**, 2, 644 (1997); *Phys. Stat. Sol. (b)* **212**, 1, 141 (1999); *ФТТ* **40**, 10, 1795 (1998).
- [7] J.B. Goodenough, J.-S. Zhou. *Phys. Rev.* **B49**, 6, 4251 (1994).
- [8] A.K. McMahan, R.M. Martin, S. Satpathy. *Phys. Rev.* **B38**, 10, 6650 (1988).
- [9] J. Tanaka, K. Kamiya, C. Tanaka. *Physica* **C161**, 4, 451 (1989).
- [10] J. Tanaka, C. Tanaka. *J. Phys. Chem. Solid.* **59**, 10–12, 1861 (1998).
- [11] Y. Yoshinari, P.C. Hammel, J.A. Martindale, E. Moshopoulou, J.D. Thompson, J.L. Sarrao, Z. Fisk. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 10, 2069 (1996).
- [12] Y. Yoshinari. *Physica* **C276**, 1–2, 147 (1997).

- [13] L.H. Tjeng, B. Sinkovic, N.B. Brookes, J.B. Goedkoop, R. Hesper, E. Pellegrin, F.M.F. de Groot, S. Altieri, S.L. Hulbert, E. Shekel, G.A. Sawatzky. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 6, 1126 (1997).
- [14] B.O. Wells, Z.-X. Shen, A. Matsuura, D.M. King, M.A. Kastner, M. Greven, R.J. Birgeneau. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 6, 964 (1995).
- [15] C. Dürr, S. Legner, R. Hayn, S.V. Borisenko, Z. Hu, A. Theresiak, M. Knupfer, M.S. Golden, J. Fink, F. Ronning, Z.-X. Shen, H. Eisaki, S. Uchida, C. Janowitz, R. Müller, R.L. Johnson, K. Rossnagel, L. Kipp, G. Reichardt. *Phys. Rev.* **B63**, 1, 014505 (2001).
- [16] F. Ronning, C. Kim, D.L. Feng, D.S. Marshall, A.G. Loeser, L.L. Miller, J.N. Eckstein, I. Bozovic, Z.-X. Shen. *condmat/9903151*; *Science* **282**, 2067 (1998).
- [17] A.S. Moskvin, A.S. Ovchinnikov. *J. Magn. Mang. Mater.* **186**, 3, 288 (1998); *Physica* **C296**, 3–4, 250 (1998).
- [18] Y.M. Liu, C.A. Bates, J.L. Dunn, V.Z. Polinger. *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 37, L523 (1996).
- [19] A. Furrer, P. Allenspach, F. Fauth, M. Guillaume, W. Henggeler, J. Mesot, S. Rosenkranz. *Physica* **C235–240**, 261 (1994).
- [20] M. Matsumura, H. Yamagata, Y. Yamada, K. Ishida, Y. Kitaoka, K. Asayama, H. Takagi, H. Iwabuchi, S. Ushida. *J. Phys. Soc. Jap.* **58**, 3, 805 (1989).
- [21] Ch. Niedermayer, C. Bernhard, T. Blasius, A. Golnik, A. Moodenbaugh, J.I. Budnick. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 17, 3843 (1998).