

Анизотропное магнитосопротивление и необычный низкотемпературный спин-переориентационный переход в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

А.С. Москвин, Ю.Д. Панов,

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

Теоретически рассмотрен эффект анизотропии внутриплоскостного магнитосопротивления в антиферромагнитном $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ при повороте внешнего магнитного поля параллельно CuO_2 плоскости образца. Наблюдаемый эффект связывается с термоактивированным переносом дырок по $\text{O}2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Низкотемпературная трансформация угловой зависимости магнитосопротивления при возрастании внешнего магнитного поля свидетельствует, в частности, об изменении характера спин-переориентационного перехода в CuO_2 плоскости при различных направлениях поля.

К числу особенностей зарядовой динамики в купратах относится анизотропия магнитосопротивления (МС) в CuO_2 -плоскостях, обнаруженная в $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.30$) [1], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.30, 0.32$) [2], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0.25$) [3], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [4]. При магнитном поле параллельном ab -плоскости, внутриплоскостное МС в этих системах проявляет угловую анизотропию с явной температурной зависимостью: $\Delta\rho_{ab} / \rho_{ab} \propto \cos 2\phi / T$, где ϕ – угол между внешним полем и направлением тока, а также аномальное низкополевое и низкотемпературное поведение.

В работе [2] было предложено качественное объяснение анизотропии МС в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, основанное на представлениях о существовании в CuO_2 -плоскостях ферромагнитно упорядоченных заряженных страйпов, ориентация которых может изменяться под действием сравнительно малого внешнего магнитного поля. Однако исследования антиферромагнитной структуры в этих системах методами ЭПР [5] не подтверждают эту модель. Феноменологические теории, предложенные в работах [3] и [6], фактически связывают анизотропию МС с наличием магнитоупругого взаимодействия и зависимостью компонент тензора электросопротивления от соответствующих компонент тензора деформаций, и удовлетворительно описывают многие характерные черты МС. Однако в этих подходах не получает объяснения температурная зависимость типа $1/T$ анизотропной части МС, и не рассматривается вопрос о микроскопической природе явления.

В работах [7] была развита микроскопическая модель анизотропии внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах. В рамках этой модели предполагается, что основной вклад в анизотропию МС вносит термоактивированный перенос дырок по $\text{O}2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Боль-

шая вероятность заселения допированной дыркой чисто кислородного состояния обусловлена псевдо-вырождением в основном состоянии двухдырочной конфигурации в CuO_4 кластере термов ${}^1A_{1g}$ и 1,3E_u с конфигурациями b_{1g}^2 и $b_{1g}e_u$, соответственно. Магнитное поле приводит к спин-индуцированной поляризации орбитальных $e_{u,x,y}$ состояний двухдырочного триплетного 3E_u термина, описываемой эффективным гамильтонианом:

$$\hat{H}_{\text{эфф}} = a \cos 2\varphi \sigma_z + b \sin 2\varphi \sigma_x,$$

где a и b – константы спиновой анизотропии, σ_i – матрицы Паули, угол φ определяет направление эффективного магнитного поля – суммы обменного и внешнего полей: $\mathbf{H} = \mathbf{h}_{\text{ex}}(\mathbf{h}) + \mathbf{h}$. Численные оценки констант спиновой анизотропии показывают, что $b \ll a \approx 0.1$ К.

В отсутствии магнитного поля дырочный транспорт по e_u состояниям изотропен, и в простейшем приближении сильной связи описывается моделью независимых $e_{u,x}$ - и $e_{u,y}$ -зон. Магнитное поле приводит смешиванию $e_{u,x}$ - и $e_{u,y}$ -зон и зависимости перенормированной эффективной массы от направления полного магнитного поля. В результате, для внутриплоскостной проводимости $\sigma(\theta)$, измеряемой под углом θ к $[100]$, получено выражение:

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_{ab}(T)} = \cosh \frac{\Delta(\varphi)}{kT} - \cos 2\theta \frac{a \cos 2\varphi}{\Delta(\varphi)} \sinh \frac{\Delta(\varphi)}{kT}, \quad (1)$$

где $\Delta(\varphi) = \sqrt{a^2 \cos^2 2\varphi + b^2 \sin^2 2\varphi}$, $\sigma_{ab}(T)$ – изотропная в плоскости функция активационного типа. Первое слагаемое в (1) дает вклад в анизотропию МС с четырехкратной симметрией по φ и сильной температурной зависимостью (типа $1/T^2$ при $kT \gg a$). Второе слагаемое с двукратной симметрией по φ и температурной зависимостью типа $1/T$ при $kT \gg a$ доминирует при высоких температурах и приводит к наблюдаемой температурной и угловой зависимости для анизотропной части внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах: $\Delta\rho_{ab} / \rho_{ab} \propto \cos 2\phi / T$. Оценка величины параметра спиновой анизотропии в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ дает $|a| \approx 0.1$ К [7].

В отличие от ранее исследованных систем с дырочным допированием [1-4], анизотропия МС в номинально электронно-допированном $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет четырехкратную симметрию ($\sim \cos 4\phi$) [8]. Другой яркой особенностью является аномальная температурная и полевая зависимость эффекта. При увеличении магнитного поля происходит перестройка характера анизотропии, сопро-

вождающаяся значительным уменьшением величины анизотропии в области промежуточных полей, и разворотом розетки МС на 45 градусов. Аналогичный разворот происходит и при повышении температуры от 1.4 до 4.2 К в поле 4.5 Т.

Различные исследования транспортных свойств, в частности измерения коэффициента Холла [9], указывают на наличие в формально электронно-допированном $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ дырочных носителей. В рамках модельного микроскопического подхода [7] анизотропия МС в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ также свидетельствует о наличии дырочного вклада в транспортные свойства.

Анализ взаимодействия дырочных носителей с ионами Nd^{3+} показал, что в приближении изолированного крамерсовского дублета в основном состоянии, ионы неодима влияют на магнетотранспорт только опосредованно – через изменение магнитной структуры. Исследования низкотемпературных магнитных свойств системы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ немногочисленны. Магнитная структура в них формируется трехплоскостными Nd-Cu-Nd подсистемами А и В, энергия связи которых записывается в виде эффективного псевдо-дипольного взаимодействия [10]:

$$E_{AB} = -Q \sin(\varphi_A + \varphi_B),$$

где $\varphi_{A,B}$ – углы ориентации в аб-плоскости медных антиферромагнитных векторов подсистем А и В. В зависимости от знака Q , E_{AB} минимальна при $\varphi_A + \varphi_B = \pm\pi/2$. Такая связь углов φ_A и φ_B , в предположении, что внешнее поле меньше наименьшего поля спин-флоп перехода, приводит к компенсации в (1) двукратного слагаемого, порождая тем самым четырехкратную симметрию анизотропного МС с резкой температурной зависимостью.

Магнитная структура в поле, ориентированном вблизи высокосимметричных направлений в аб-плоскости типа [100] и [110] рассматривалась в ряде работ [10]. Поле, ориентированное вблизи [110], приводит к спин-флоп переходу второго рода с критическим полем $H_{sf}(110)$. В меньших полях векторы антиферромагнетизма в А и В подсистемах ориентируются согласно

$$\varphi_A = \pi/2 - \varphi_B = -\frac{1}{2} \arcsin \frac{H^2 \sin 2\varphi}{H_{sf}^2(110)},$$

что приводит к четырехкратной симметрии МС с ориентацией лепестков розетки под углом 45 градусов к осям x и y . Поле, ориентированное вблизи [100] приводит к спин-флоп переходу первого рода с критическим полем $H_{sf}(100) > H_{sf}(110)$. С увеличением угла между полем и осью [100] наблюдается постепенный переход к переходу второго рода. Однако при небольшом отклонении поля от [100] фазовый переход первого рода предваряется плавным вращением векторов антиферромагнетизма:

$$\varphi_A = \pi/2 - \varphi_B = -\frac{3}{4} \frac{H^2}{H_{sf}^2(110)} \phi,$$

что также приводит к четырехкратной симметрии МС, но с ориентацией лепестков розетки под углом 0, 90 градусов к осям x и y . Таким образом, спин-флоп переход во вращающемся поле характерен своеобразным кроссовером между первым и вторым родом, который отражается в конкуренции двух различных типов угловой геометрии МС, типичных для ориентации внешнего магнитного поля вблизи высокосимметричных направлений в аб-плоскости типа [100] и [110], соответственно.

Именно такое поведение наблюдается в экспериментах А.И. Пономарева с соотр. [8], что указывает на большие возможности транспортных экспериментов для исследования необычных спин-переориентационных переходов.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS No. 01-0654, CRDF No. REC-005, Министерства образования РФ Е 02-3.4-392 и UR.01.01.062, РФФИ 04-02-96077

1. Е. Б. Амитин и др. Письма в ЖЭТФ 70, 350 (1999).
2. Y. Ando, A. N. Lavrov, K. Segawa, PRL 83, 2813 (1999).
3. E. Cimpoiasu *et al.* PRB 65, 144505 (2002).
4. Y. Ando, A. N. Lavrov, S. Komiyu, PRL 90, 247003-1 (2003).
5. A. Janossy *et al.* Phys. Rev. B 59, 1176 (1999).
6. E. V. Gomonaj, V. M. Loktev, Phys. Rev. B 64, 064406 (2001).
7. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов, ФТТ 44, 1819 (2002); Solid State Commun. 122, 253 (2002).
8. А. И. Пономарев *et al.*, unpublished
9. W. Jiang *et al.* Phys. Rev. Lett. 73, 1291 (1994); P. Fournier *et al.* Phys. Rev. B 56, 14149 (1997).
10. R. Sachidanandam *et al.*, Phys. Rev. B 56, 260 (1997); D. Petitgrand *et al.*, Phys. Rev. B 59, 1079 (1999).