

# Природа несоразмерной спиновой модуляции в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

К. В. Мицен<sup>1)</sup>, О. М. Иваненко

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 сентября 2005 г.

Предложена модель, объясняющая наблюдаемую в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  несоразмерную спиновую модуляцию без предположения об образовании страйпов. В рамках данной модели все особенности наблюдаемых спиновых текстур во всем диапазоне допирования лишь отражают геометрические соотношения, существующие в квадратной решетке, и конкуренцию между различными видами упорядочения Sr.

PACS: 74.20.Mn, 75.10.-b, 75.25.+z

За последние годы в большом числе работ, посвященных исследованию дырочно допированных купратных ВТСП, авторы в той или иной форме использовали для анализа результатов концепцию “страйпов” [1–13], предполагающую существование несоразмерной модуляции спиновой антиферромагнитной (АФМ) структуры в виде антифазных доменов АФМ-упорядоченных спинов, разделенных узкими протяженными полосками допированных дырок.

В экспериментах по магнитному рассеянию нейтронов такая модуляция, которая характеризуется волновым вектором  $\mathbf{Q}$ , должна наблюдаться в виде двух несоразмерных пиков, смещенных относительно АФМ волнового вектора  $\mathbf{Q}_{\text{AF}}(1/2; 1/2, 0)$  на величину  $\epsilon = 1/T$  в направлении вектора модуляции. Здесь  $T$ -период магнитной структуры в единицах постоянной решетки. Соответственно, для зарядовой модуляции период должен быть равен  $T/2$ , а связанная с этим несоразмерная модуляция зарядовой плотности –  $2\epsilon$ .

Результаты нейтронографических исследований магнитной текстуры  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{La}_{1.6-x-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [1, 14–18] можно суммировать в виде фазовой диаграммы (рис.1а). Как видно из рис.1а, несоразмерные пики упругого рассеяния, связанные со статической модуляцией (на рисунке заштрихованы), наблюдаются при концентрации Sr  $x < 0.07$  и  $0.11 < x < 0.12$ . В интервале  $0.07 < x < 0.11$  и  $x > 0.13$  наблюдаются несоразмерные пики в неупругом нейтронном рассеянии, свидетельствующие о наличии динамической модуляции спиновой текстуры. При  $x < 0.07$  существуют “диагональные” страйпы с единственным вектором модуляции, направленным вдоль орторомбической оси b, в то время как для “параллельных” страйпов ( $x > 0.055$ ) модуляция имеет место всегда в двух направлениях, парал-

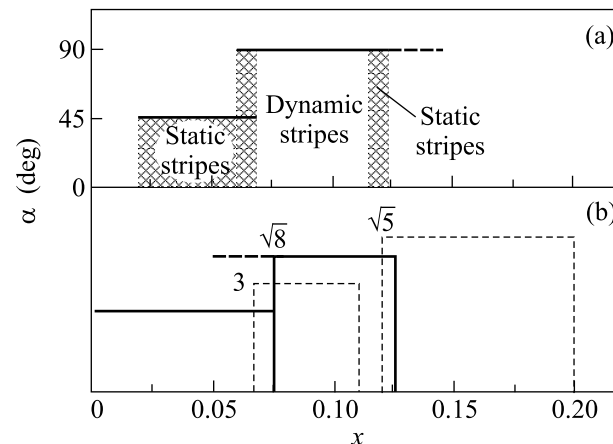


Рис.1. (а) Экспериментальная магнитная фазовая диаграмма  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [1, 14–18]. Угол  $\alpha = 45^\circ$  соответствует диагональным страйпам,  $\alpha = 90^\circ$  – вертикальным страйпам. Заштрихованы области, соответствующие интервалам наблюдения статических страйпов. (б) Рассчитанная страйповая фазовая диаграмма  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Штриховые линии ограничивают области перколяции по цепочкам NUC с  $l_{\text{com}} = 3a$  и  $a\sqrt{5}$  (динамические страйпы); жирные сплошные линии ограничивают области существования микродоменов с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  ( $0.075 < x < 0.125$ ) и диагональных строчек допированных дырок ( $x < 0.075$ ). Жирный пунктир – область, где возможно существование микродоменов с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  за счет флуктуаций концентрации Sr в малых областях. Цифры в углах прямоугольников – значения  $l_{\text{com}}$  для данного вида микродоменов

лельных тетрагональным осям. В промежуточной области,  $0.055 < x < 0.07$ , наблюдаются оба типа модуляции. Чтобы иметь возможность сравнивать спиновые структуры, возникающие в случаях как “диагональных”, так и “параллельных” страйпов, и те и другие рассматривают в тетрагональных координатах. При этом параметр несоразмерности спиновой модуляции  $\delta = \epsilon$  для параллельных и

<sup>1)</sup>e-mail: mitsen@sci.lebedev.ru

$\delta = \varepsilon/\sqrt{2}$  для диагональных страйпов. В этом случае для  $x < 0.12$  экспериментально наблюдается удивительно простая связь между параметром несоизмерности и концентрацией:  $\delta \approx x$ .

Теоретически возникновение страйповой структуры, обусловленное конкуренцией между электронным фазовым расслоением и дальнедействующим кулоновским отталкиванием, было исследовано в работах [2–9]. Альтернативный механизм образования диэлектрической “страйповой” фазы в слабо допированном ВТСП вследствие нестинга поверхности Ферми был предложен в [10–13]. Обе теории, однако, испытывают определенные трудности при описании спиновых текстур, наблюдаемых в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при различных уровнях допирования  $x$ . Главные из них:

1) экспериментально наблюдаемое соотношение  $\delta \approx x$  для  $x \leq 0.12$  и  $\delta \approx \text{const}$  при  $x \geq 0.12$ . Поскольку в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  величина  $x$ , как следует из холловских измерений, не равна концентрации дырочных носителей (которая, к тому же, сильно зависит от температуры), то соотношение  $\delta \approx x$  скорее указывает на связь параметров спиновой текстуры с концентрацией ионов Sr, а не с плотностью носителей;

2) переход от диагональных к параллельным страйпам при  $x \approx 0.06$ ;

3) переход к динамическим страйпам при  $x > 0.07$  и повторное возникновение статических корреляций в узкой области концентраций при  $x \approx 0.12$  (так называемый пиннинг страйпов);

4) одномерный характер диагональных страйпов и двумерный – параллельных страйпов;

5) наклон ( $\sim 3^\circ$ ) параллельных страйпов при  $x \approx 0.12$ ;

6) 2с-периодичность страйповой модуляции в направлении оси  $c$  ( $c$  – расстояние между  $\text{CuO}_2$  плоскостями в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ).

В попытке преодолеть трудности, возникающие при анализе результатов нейтронных экспериментов, Гудинг [19, 20] предложил физическую модель спинового стекла, в основе которой предположение о хаотическом распределении локализованных допированных дырок. Согласно [20], в фазе спинового стекла допированные дырки локализованы в  $\text{CuO}_2$ -плоскости. Такая, локализованная в некоторой области, дырка создает вокруг себя дальнедействующее поле спиновых искажений. Возникающие искажения АФМ-фона можно описать как рождение топологического возбуждения скирмиона [21, 22] с топологическим зарядом  $Q = \pm 1$ , отвечающего вращению (“твистированию”) АФМ-параметра порядка

в окрестности локализованной дырки. Таким образом допирование разрушает дальний АФМ порядок и приводит к образованию разориентированных АФМ-упорядоченных микродоменов, границы между которыми (доменные стенки) задаются локализованными допированными дырками, а направления АФМ-упорядочения в соседних микродоменах повернуты друг относительно друга на некоторый угол (так называемое спиновое “твистирование”). В настоящей работе мы собираемся дать альтернативное объяснение наблюдаемой модуляции зарядов и спинов в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , используя некоторые положения модели [19, 20] в сочетании с развитыми нами представлениями о механизме формирования отрицательных U-центров (NUC) и упорядочении ионов Sr.

Мы будем основывать наше рассмотрение на сделанном ранее предположении [23], согласно которому при достаточно низких температурах допированные дырки жестко локализованы в ближайшей окрестности допированного иона. Более точно, дырки локализованы в  $\text{CuO}_2$ -плоскости на 4-х ионах кислорода, принадлежащих кислородному октаэдру, смежному с ионом допанта (рис.2а). Это заключение следует из

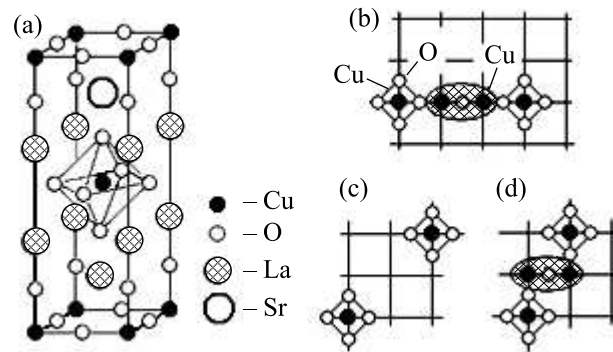


Рис.2. Образование NUC в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . (а) Элементарная ячейка  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . NUC (затемненный эллипс) формируются на паре соседних ионов Cu, если на расстоянии  $a$  от каждого из этих ионов локализована допированная дырка. Это равносильно условию, что расстояние между допированными дырками должно быть  $3a$  (рис.(b)) или  $a\sqrt{5}$  (рис.(d)). В промежуточном случае, когда расстояние между внешними Cu ионами равно  $a\sqrt{8}$  (рис.(c)), вышеприведенное условие не может быть выполнено и NUC не образуется

анализа тонкой структуры края спектра рентгеновского поглощения (XAFS) [24] и измерений спектров ЯМР [25].

В соответствии с [23] при допировании в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  на парах соседних катионов Cu в  $\text{CuO}_2$ -плоскости могут образовываться NUC. Эти NUC формируются на паре соседних ионов Cu,

если на расстоянии  $a$  от каждого из этих ионов локализована допированная дырка. Другими словами, NUC образуется на внутренней паре ионов Cu, принадлежащих кластеру  $Cu_4O_n$ , при условии, что в каждом из кислородных квадратов, окружающих внешние ионы Cu кластера  $Cu_4O_n$ , локализована допированная дырка. Это требование оказывается выполненным, когда расстояние между внешними ионами Cu (или, что то же, между проекциями допантов или допированными дырками) равно  $3a$  или  $a\sqrt{5}$ , где  $a$  – постоянная решетки в  $CuO_2$ -плоскости (рис.2b,d). В промежуточном случае, когда расстояние между внешними ионами Cu равно  $a\sqrt{8}$  (рис.2c), вышеприведенное условие не может быть выполнено и NUC не образуется.

Двухчастичная гибридизация кислородных  $p_{x,y}$ -состояний с парными состояниями NUC определяет, согласно [23], особенности поведения ВТСП. Электронное спаривание в таких системах, ответственное за сверхпроводимость, возникает из-за сильной перенормировки электрон-электронного взаимодействия при учете процессов рассеяния с промежуточными виртуальными состояниями NUC [26–32]. NUC действуют как парные акцепторы, приводя к генерации дополнительных дырок [23], также локализованных в окрестности этих самых NUC. Проводимость (и сверхпроводимость) в такой системе имеет место, когда области локализации генерируемых дырочных носителей образуют один перколяционный кластер, либо посредством квантового туннелирования между такими кластерами, либо в случае, когда такие изолированные кластеры погружены в металлическую матрицу.

В рассмотренной схеме допирования система ион Sr и дырка, локализованная в кислородном квадрате, представляет собой электрический диполь, который взаимодействует с другими такими же диполями через дальнедействующий кулоновский потенциал. В подобных системах между диполями возникает ориентационное взаимодействие, в результате которого диполи выстраиваются противоположными полюсами друг к другу. Исходя из кристаллической структуры соединения, можно предположить, что замещение La на Sr в LSCO будет происходить таким образом, чтобы возникающие диполи образовывали цепочки (напоминающие коленчатый вал), вытянутые вдоль оси  $c$  (рис.3).

Мы будем полагать, что цепочки плоские и выстраиваются параллельно друг другу. Расчет энергии электростатического взаимодействия цепочек диполей показывает, что две ближайшие цепочки будут притягиваться друг к другу при расстоянии

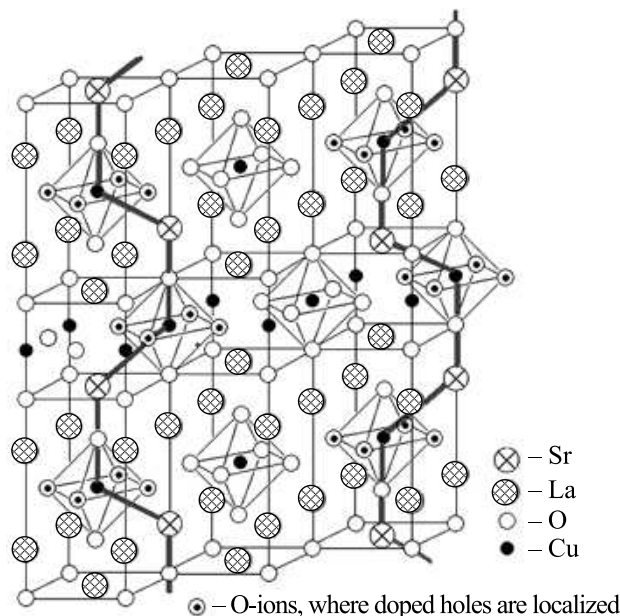


Рис.3. Упорядочение ионов Sr в  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ . Отрицательно заряженные ионы Sr вместе с “приписанными” к ним допированными дырками представляют собой диполи, которые притягиваются друг к другу противоположными концами, образуя “коленчатые” цепочки

между допированными дырками  $l_{com} \geq \sqrt{2}^2$ ), а следующие за ближайшими – отталкиваться. Следствием такого характера взаимодействия будет упорядочение цепочек диполей, в результате которого в  $CuO_2$ -плоскости допированные дырки (или проекции ионов Sr) будут занимать позиции в узлах квадратной решетки с неким параметром  $l_{com}$ , соизмеримым с постоянной  $CuO_2$ -плоскости –  $a$ . Из расчета следует, что энергия взаимодействия цепочек диполей имеет минимум, соответствующий  $l_{com} = \sqrt{8}$ . Кроме того, энергии конфигураций с  $l_{com} = 2, \sqrt{5}, \sqrt{8}$  и 3 близки с точностью  $\sim 10^{-2} e^2/\epsilon a$  в расчете на один диполь ( $\epsilon$  – диэлектрическая постоянная) и потому возможно их одновременное сосуществование в виде микродоменов, в которых допированные дырки заполняют позиции в решетках с различными  $l_{com}$ .

Домены с данным  $l_{com}$  могут существовать лишь в определенном интервале концентраций  $x$ . Сверху этот интервал ограничен значением  $x_{com} = 1/l_{com}$ , выше которого существование физически значимых доменов с данным  $l_{com}$  не отвечает условию постоянства средней концентрации. При  $x < x_{com}$  цепочки диполей “разрываются” и в квадратных решетках проекций появляются вакансии. Микродомены

<sup>2)</sup>Это соответствует экспериментально определяемому пределу растворимости примеси Sr в  $La_2CuO_4$ ,  $x_{lim} \approx 0.25$ .

с данным  $l_{\text{com}}$  будут сохраняться до некоторого значения  $x = x_l$ , которое при случайном распределении соответствует порогу 2D перколяции  $x_l = 0.593/l_{\text{com}}$ . Соответственно, существование доменов с данным  $l_{\text{com}}$  возможно при концентрациях, удовлетворяющих условию

$$0.593/l_{\text{com}}^2 < x \leq 1/l_{\text{com}}^2. \quad (1)$$

Размер таких упорядоченных микродоменов зависит от  $x$  и растет при приближении  $x$  к  $x_{\text{com}}$ . Вдоль оси с картина упорядочения Sr в данном микродоме будет повторяться в каждой второй плоскости.

Мы будем считать, что при малых  $x$  (при среднем расстоянии между проекциями Sr  $l > 3a$ ) цепочки диполей в плоскостях, параллельных осям  $c$  и  $a$ , расположены таким образом, что расстояние между допированными дырками вдоль оси  $a$  равно  $a\sqrt{8}$ , то есть соответствует минимуму энергии взаимодействия. Итак, как следует из проведенного анализа, кристалл  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при данном  $x$  следует рассматривать как множество взаимопроникающих доменов, в которых допированные дырки заполняют позиции (частично или полностью) в квадратных решетках с различными значениями  $l_{\text{com}}$ . Области существования микродоменов с  $l_{\text{com}} = \sqrt{5}$  и 3 показаны на рис.1b “штриховыми” прямоугольниками, а с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  – “жирным” прямоугольником.

Рассмотрим теперь спиновые текстуры, которые могут возникать при таком упорядочении локализованных допированных дырок. С этой целью мы сначала попытаемся определить вид спиновой текстуры (отличный от классической страйповой картины) для некоторых строго упорядоченных распределений допированных дырок  $x = x_{\text{com}}$ , приводящий к экспериментально наблюдаемой картине спиновой модуляции. Мы можем это делать, так как нет оснований ожидать, что при упорядоченном распределении страйповая модель не верна. И, более того, из эксперимента [18] следует, что в интервале  $0.06 < x < 0.12$  (область параллельных страйпов) корреляционная длина возрастает с  $25 \text{ \AA}$  при  $x \approx 0.06$  до  $200 \text{ \AA}$  при  $x \approx 0.12$ . Естественно связать увеличение размеров корреляционной области с упорядочением отдельных АФМ-упорядоченных доменов и предположить, что последнее связано, в свою очередь, с упорядочением допированных дырок и, соответственно, ионов допанта. Далее мы рассмотрим, как угаданная нами текстура трансформируется при уменьшении  $x < x_{\text{com}}$  и отходе от строго упорядоченного распределения дырок и покажем, что в некотором диапазоне концентраций  $x < x_{\text{com}}$  сохраняются основные экспериментально определяемые соотноше-

ния, существующие в идеальной решетке дырок для  $x = x_{\text{com}}$ .

Итак, рассмотрим случай полного упорядочения для  $x_{\text{com}} = 1/8$ . Мы будем предполагать, что: 1) каждая дырка циркулирует по кислородному квадрату, окружающему ион меди; 2) вследствие взаимодействия дырочного тока и спинов четырех ближайших ионов меди последние поляризуются, а возникающие искажения АФМ-фона можно описать как рождение скирмиона топологическим зарядом  $\pm 1$  (рис.4).

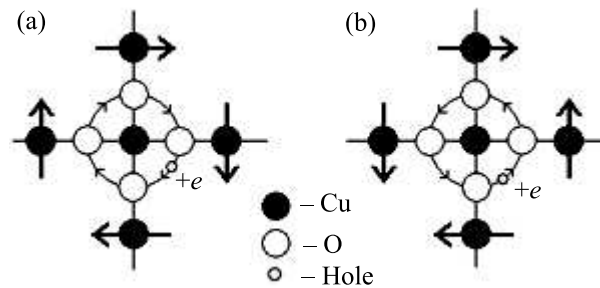


Рис.4. Вращения направлений спинов ионов меди (жирные стрелки) в окрестности допированной дырки (локализованной в  $\text{CuO}_2$  плоскости на четырех ионах кислорода вокруг иона Cu), соответствующие различным топологическим зарядам скирмиона  $Q = 1$  – (a) и  $Q = -1$  (b)

На рис.5а показано возможное упорядочение проекций Cu спинов на  $\text{CuO}_2$ -плоскость для полностью упорядоченного расположения локализованных дырок при  $x = x_{\text{com}} = 1/8$ , когда они образуют квадратную решетку  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$ . При этом  $\text{CuO}_2$ -плоскость разбивается на отдельные 4-угольные АФМ-упорядоченные микродомены, углы которых определяются локализованными допированными дырками. Проекция на  $\text{CuO}_2$ -плоскость направлений спинов на ионах Cu, находящихся в узлах решетки, показаны стрелками. Возникающее в этом случае согласованное упорядочение характеризуется АФМ-упорядочением самих микродоменов, а также упорядоченным чередованием скирмионов с зарядами  $Q = \pm 1$ . Такое упорядочение, как видно из рис.5а, приводит к имитации магнитной страйповой текстуры [1]. Период магнитной модуляции в данном случае равен суммарному размеру двух антифазных доменов в направлении вектора модуляции и на длине периода в полосе шириной  $l_{\text{com}}/\sqrt{2}$  содержатся два узла:

$$T = 2\sqrt{2}l_{\text{com}} = 8; \quad \delta = 1/8 = x, \quad (2)$$

в соответствии с экспериментом. Такая картина согласуется с [33], где методом  $\mu\text{sR}$ -релаксации в

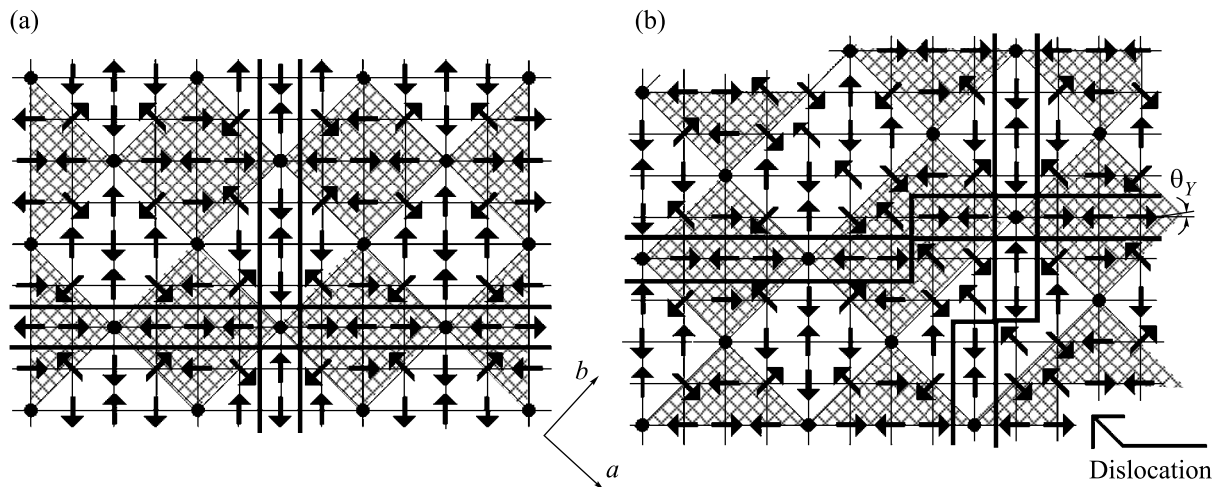


Рис. 5. Картина проекций направлений спинов Cu при упорядочении допированных дырок в решетку  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$ . (a) – для  $x = 1/8$ . Микродомены, формирующие горизонтальные страйпы, затемнены, жирными линиями обозначены направления параллельных страйпов; (b) –  $x < 1/8$ . Плоскость разбивается на домены, разделенные диагональными дислокациями, которые являются зародышами диагональных страйпов. Возникающее на каждой дислокации смещение вертикальных страйпов на одну ячейку приводит к эффективному “наклону” вертикальных страйпов на угол  $\theta_y$

$La_{1.88}Sr_{0.12}CuO_4$  обнаружено существование АФМ-упорядоченных микродоменов размером 15–30 Å, направления намагниченности в которых скоррелированы на масштабах до 600 Å. Отметим, что, как видно из рис.5а, зарядовых страйпов в том виде, как это предсказывается теорией, в данном случае нет. Однако следует заметить, что в рассмотренном нами случае мы получили соразмерную модуляцию, которая не даст спутанных пиков на дифрактограммах. Спутанные рефлексы могут возникать лишь в случае несоизмерной модуляции. Кроме того, в эксперименте [1] наблюдается и зарядовая модуляция в виде несоизмерного расщепления решеточных пиков  $(2 \pm 2\epsilon, 0, 0)$  и  $(0, 2 \pm 2\epsilon, 0)$ .

Чтобы понять, почему это происходит, перейдем от полностью упорядоченной решетки допированных дырок при  $x = 1/8$  к их распределению при  $x < 1/8$ . Сначала рассмотрим экспериментальные данные, полученные в области существования статических параллельных страйпов при  $x \approx 0.12$  [18, 34]. Это даст нам возможность провести детальное сравнение результатов эксперимента с нашей моделью.

В работе [34] на образце  $La_{1.88}Sr_{0.12}CuO_4$  наблюдалась модуляция спиновой текстуры с параметром несоизмерности  $\delta = 0.118$ . Это соответствует среднему периоду текстуры  $T \approx 8.5$  (в единицах  $a$ ), то есть чередованию двух периодов  $T_1 = 8$  и  $T_2 = 9$ . На рис.5b показана предлагаемая нами картина упорядоченного распределения допированных дырок (а сле-

довательно, и проекций допантов) для средней концентрации  $x = 0.118$ , полученная “разрезанием” полностью упорядоченного распределения для  $x = 0.125$  вдоль орторомбической оси  $a$  и смещением одной части относительно другой на вектор  $\mathbf{q} = (1, 1)$ . Такой сдвиг сохраняет когерентность упорядочения в доменах по обе стороны дислокации и “сдвигает” систему параллельных страйпов при переходе через разрез на одну ячейку<sup>3)</sup>. Такая структура (рис.5b) даст на дифрактограммах характерные рефлексы, отвечающие несоизмерной модуляции как спина (с параметром несоизмерности  $\delta$ ), так и заряда (с параметром несоизмерности  $2\delta$ ). Из условия сохранения средней концентрации

$$T_d x_l = (T_d + 1)x_m. \quad (3)$$

Здесь  $T_d$  – средний период дислокаций в единицах  $a$ ,  $x_l$  – локальная концентрация дырок внутри домена. Для соблюдения средней концентрации  $x_m = 0.118$  и при локальной концентрации внутри домена  $x_l = 0.125$  вводимые диагональные дислокации должны иметь средний период  $T_d = T_1 + T_2 = 17$ . Такие квазипериодические дислокации, приводящие к несоизмерной модуляции как кристаллической структуры, так и спиновой текстуры, обеспе-

<sup>3)</sup>Фактически, мы предполагаем, что цепочки диполей (а следовательно, и вакансий) имеют тенденцию выстраиваться вдоль орторомбической оси  $a$ , что, как мы считаем, обусловлено требованием минимизации деформационных напряжений.

чивают возможность наблюдения несоизмерных рефлексов в дифракционных экспериментах.

Особенность возникающей картины упорядочения в том, что, как видно из рис.5b, параллельные страйпы смещаются на одну постоянную решетки. То есть они как бы наклонены под углом  $\theta_Y = 1/17 \approx 3.3^\circ$  к тетрагональной оси  $b$ . Именно такие “наклонные” параллельные страйпы с углом наклона  $3^\circ$  наблюдались в  $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$  [34].

Рассмотрим теперь случай произвольных  $x < 1/8$ . Картина распределения в этом случае может быть получена из полностью упорядоченного распределения для  $x = 1/8$  последовательным введением подобных дислокаций. Текстура, имитирующая параллельные страйпы, может существовать до тех пор, пока существуют микродомены с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$ , то есть, в интервале  $0.075 < x < 0.125$ , при условии равномерного распределения Sr (“жирный” прямоугольник на рис.1b). Однако вследствие флуктуаций концентрации Sr в малых объемах микродомены с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  могут сохраняться до более низких значений  $x$  (“жирный” пунктир на рис.1b). В эксперименте параллельная страйповая текстура наблюдается вплоть до  $x = 0.06$  (рис.1a).

Пусть в решетке существуют такие скоррелированные остаточные фрагменты параллельной страйповой текстуры, генетически связанные с микродоменами с  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  (рис.6). На нейтронограмме

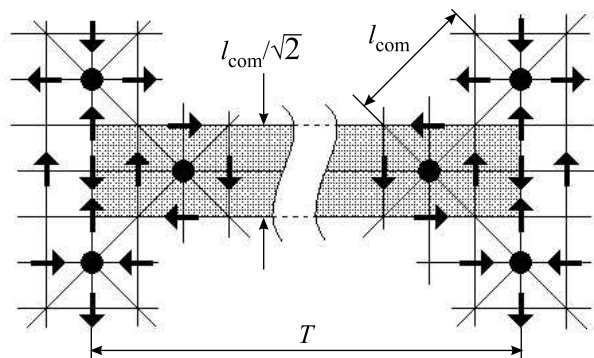


Рис.6. Фрагмент магнитной страйповой текстуры. Сплошные кружки – проекции ионов Sr на плоскость  $\text{CuO}_2$ . Стрелками показаны направления проекций спинов в узлах Cu. В полосе шириной  $l_{\text{com}}/\sqrt{2}$  на длине периода магнитной структуры  $T$  находятся два заполненных узла (прямоугольник площадью  $T \cdot l_{\text{com}}/\sqrt{2}$  заштрихован)

при этом будут наблюдаться характерные рефлексы, определяемые средним периодом остаточной текстуры. В свою очередь, средний период этой текстуры  $T$ , определяемый как расстояние между середи-

нами однофазных магнитных микродоменов, включает два заполненных узла, как и в случае полного упорядочения, то есть в прямоугольнике площадью  $T \cdot l_{\text{com}}/\sqrt{2} = 2T$  (на рисунке заштрихован) должно находиться 2 узла. Откуда

$$2Tx = 2, \quad \delta = 1/T = x. \quad (4)$$

Таким образом, соотношение  $\delta = x$  является, в некотором отношении, случайным и связано с тем, что в случае параллельных страйпов дырки находятся на прямых, отстоящих друг от друга на расстоянии  $2a$ .

Как видно из рис.5b, вводимые дислокации являются фактически зародышами диагональных страйпов, вытянутых вдоль орторомбической оси  $a$ . Они будут проявляться в виде квазипериодической структуры, при  $x < 0.075$ , когда исчезнут остатки текстуры  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  и останутся лишь диагональные строчки примесных диполей с расстоянием между последними  $l_{\text{com}} = \sqrt{8}$  и с расстоянием между самими строчками  $l \geq 2\sqrt{8}$ . Поэтому диагональные страйпы всегда будут направлены вдоль орторомбической оси  $a$ , а вектор модуляции, соответственно, вдоль другой орторомбической оси  $b$ .

Период диагональной спиновой модуляции  $T$  (в тетрагональных осях) в случае, если все допированные дырки упорядочены в диагональные зарядовые страйпы, должен равняться  $T = 1/\sqrt{2}x$  (или  $\delta = \sqrt{2}x$ ). Поскольку часть допированных дырок может оставаться в пространстве между зарядовыми страйпами, то период наблюдаемой спиновой текстуры будет больше, чем  $1/\sqrt{2}x$ , а  $\delta$ , соответственно, меньше, чем  $\sqrt{2}x$ . Полученное из эксперимента [16] значение  $\delta$  колеблется в области  $0.01 < x < 0.05$  от  $\delta \approx 0.7x$  до  $\delta \approx 1.4x$ .

Последний вопрос, который мы обсудим в этом разделе, касается статических и динамических страйпов. На рис.1b показаны области концентраций, где возможно существование параллельной и диагональной страйповых текстур. Там же штрихом обозначены области существования перколяционных цепочек с  $l_{\text{com}} = \sqrt{5}$  и 3. Такие цепочки допированных дырок в  $\text{CuO}_2$ -плоскости будут граничить с кластером из АФМ-микродоменов. Согласно вышеизложенному, в областях, отвечающих существованию перколяционных кластеров с  $l_{\text{com}} = \sqrt{5}$  и 3, на парах соседних ионов Cu формируются NUC, играющие роль парных акцепторов. В этих областях возникает проводимость вдоль соответствующих цепочек NUC, расположенных на перколяционных кластерах. Возникновение проводимости приводит к нарушению статических спиновых корреляций в окружающих областях за счет движения зарядов, разрушающих

магнитный порядок вдоль своей траектории. В этом случае спиновые корреляции можно наблюдать лишь в неупругом нейтронном рассеянии как динамические несоразмерные магнитные флуктуации. Замечательно (рис.1b), что помимо области  $x < 0.07$  существует узкий интервал концентраций  $0.11 < x < 0.125$ , где отсутствует перколяция по NUC, и именно здесь снова наблюдаются статические несоразмерные корреляции. Следует также отметить, что и при среднем значении  $x > 0.125$ , за счет флуктуаций концентрации Sr в малых объемах, возможно образование микродоменов с  $l_{com} = \sqrt{8}$ , сосуществующих с перколяционными кластерами NUC с  $l_{com} = \sqrt{5}$ . Это дает возможность наблюдать параллельную текстуру с  $\delta = 0.125$ , но уже снова в виде динамической спиновой модуляции.

Итак, мы показали, что предложенная модель  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ , предполагающая формирование в  $CuO_2$ -плоскости двухатомных NUC и основанная на предположениях об упорядочении Sr и локализации допированных дырок, способна дать детальное объяснение экспериментально наблюдаемым спиновым текстурам во всем диапазоне допирования. В рамках рассматриваемой модели все особенности страйповой фазовой диаграммы  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  лишь отражают геометрические соотношения, существующие в квадратной решетке, и конкуренцию между различными видами упорядочения Sr.

1. J. M. Tranquada, J. D. Axe, N. Ichikawa et al., Phys. Rev. B **54**, 7489 (1996).
2. J. Zaanen and O. Gunnarson, Phys. Rev. B **40**, 7391 (1989).
3. D. Poilblanc and T. M. Rice, Phys. Rev. B **39**, 9749 (1989).
4. S. A. Kivelson, V. J. Emery, and H.-Q. Lin, Phys. Rev. B **42**, 6523 (1990).
5. H. Schulz, Phys. Rev. Lett. **64**, 1445 (1990).
6. M. Imui and P. Littlewood, Phys. Rev. B **44**, 4415 (1991).
7. G. An and J. M. van Leeuwen, Phys. Rev. B **44**, 9410 (1991).
8. V. J. Emery and S. A. Kivelson, Physica C **209**, 597 (1993).
9. C. C. Castellani, C. Di Castro, and M. Grilli, Phys. Rev. Lett. **75**, 4650 (1995).
10. Q. Si, Y. Zha, K. Levin, and J. P. Lu, Phys. Rev. B **47**, 9055 (1993).
11. T. Tanamoto, H. Kohno, and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 3739 (1994).
12. R. S. Markiewicz, Phys. Rev. B **56**, 9091 (1997).
13. V. I. Belyavsky and Y. V. Kopaev, Phys. Lett. A **287**, 152 (2001).
14. K. Yamada, C. H. Lee, K. Kurahashi et al., Phys. Rev. B **57**, 6165 (1998).
15. K. Yamada, C. H. Lee, Y. Endoh et al., Physica C **282–287**, 85 (1997).
16. M. Matsuda, M. Fujita, K. Yamada et al., Phys. Rev. B **65**, 134515 (2002).
17. M. Fujita, K. Yamada, H. Hiraka et al., Phys. Rev. B **65**, 64505 (2002).
18. M. Fujita, H. Goka, K. Yamada et al., Phys. Rev. B **66**, 184503 (2002).
19. R. J. Gooding, N. M. Salem, and A. Mailhot, Phys. Rev. B **49**, 6067 (1994).
20. R. J. Gooding, N. M. Salem, R. J. Birgeneau et al., Phys. Rev. B **55**, 6360 (1997).
21. А. А. Белавин, А. М. Поляков, Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
22. R. J. Gooding, Phys. Rev. Lett. **66**, 2266 (1991).
23. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, ЖЭТФ **118**, 666 (2000).
24. V. Polinger, D. Haskel, and E. A. Stern, AIP Conf. Proc. **483**, 241 (1999).
25. P. C. Hammel, B. W. Statt, R. Lmartinye et al., Phys. Rev. B **57**, R712 (1998).
26. E. Simanek, Solid State Commun. **32**, 731 (1979).
27. C. S. Ting, D. N. Talwar, and K. L. Ngai, Phys. Rev. Lett. **45**, 1213 (1980).
28. Б. А. Волков, В. В. Тугушев, Письма в ЖЭТФ **46**, 193 (1987).
29. Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **46** (приложение), 94 (1987).
30. И. О. Кулик, ФНТ **8**, 879 (1987).
31. П. И. Арсеев, ЖЭТФ **101**, 1246 (1992).
32. J. Ranninger and A. Romano, Phys. Rev. B **66**, 94508 (2002).
33. A. T. Savici, Y. Fudamoto, I. M. Gat et al., Phys. Rev. B **66**, 14524 (2002).
34. H. Kimura, H. Matsushita, K. Hirota et al., Phys. Rev. B **61**, 14366 (2000).