

Магнитная восприимчивость монокристаллов $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ с $\delta = 0.095$ и 0.105 . Упорядочение дырок и ферромагнитные гейзенберговские цепочки

А. А. Никонов¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 января 2007 г.

После переработки 25 января 2007 г.

Исследовалась температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристаллов $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ с $\delta = 0.095$ и 0.105 . Обнаружено аномальное поведение $\chi(T)$, характерное для *stripe* структур, найденных ранее в $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$. Изучение зависимости $\chi(T)$ от степени примесного и зарядового беспорядка позволило выделить вклады, по-разному связанные с упорядочением дырок и примесного кислорода. Показано, что вклад, связанный с упорядочением дырок, хорошо описывается моделью ферромагнитных гейзенберговских цепочек спинов $S = 1/2$. Из температурной зависимости $\chi(T)$ определены: длина цепочек и значение внутрицепочечного взаимодействия J_N .

PACS: 75.10.Nk, 75.30.-m, 75.40.Cx

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в купратах вызвало повышенный интерес к необычным свойствам их нормального состояния. Одним из таких свойств является склонность ВТСП к микроскопическому распаду на области с разной концентрацией электронных дырок. При повышенной концентрации дырок, когда дальний 3D антиферромагнитный (AFM) порядок разрушен, а сохраняются лишь 2D AFM корреляции, микроскопический распад сопровождается появлением ряда аномалий структурных, проводящих и магнитных свойств. К числу таких аномалий относят как саму сверхпроводимость в купратах, так и гигантское магнетосопротивление в мантагнитах. Считается, что одну из ключевых ролей в появлении этих аномалий играют необычные зарядовые и магнитные сверхструктуры – *stripe* (см. обзоры [1]). Единого общепринятого представления о микроскопической природе *stripe* на данный момент нет. В ряде теоретических моделей [2–4] предполагается, что при допировании исходных AFM диэлектрических соединений образуется подсистема примесных комплексов. При низких температурах каждый такой комплекс состоит из примеси и локализованной в ее окрестности дырки. Дырка локализуется на орбиталях атомов магнитных плоскостей. При малых концентрациях процесс локализации дырок чаще всего рассматривают как образование полярона малого радиуса (модель глубокой примеси).

Кристаллическая и магнитная решетки в области локализации дырки сильно искажаются. С ростом концентрации дырок возникает тенденция к упорядочению поляронов, сначала в одномерные цепочки, затем в двумерные решетки.

В предыдущей работе [5] мы исследовали влияние упорядочения примесного кислорода на аномалию магнитной восприимчивости, связанную с образованием зарядовых и магнитных сверхструктур в $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$. Изучение этой аномалии на одном и том же образце, но с разной степенью примесного беспорядка, позволило выделить вклад, экспоненциальная зависимость от температуры которого хорошо описывается моделью квантового 2D гейзенберговского ферромагнетика с $S = 1/2$. Это является хорошим подтверждением правильности использования моделей поляронных решеток для описания процесса допирования в системе $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$. Для проверки этого вывода нам бы хотелось применить данный метод анализа восприимчивости для случая с меньшей концентрацией дырок, где, согласно поляронным моделям, ожидается образование 1D цепочек поляронов. Мы предполагаем, что такая ситуация реализуется в $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$. Известно [6], что магнитная восприимчивость этого соединения имеет необычное анизотропное поведение с ярким пиком на $\chi_{[100]}(T)$ при $T_{\max} \sim 17\text{--}20$ К, при этом ниже T_{\max} дальний 3D AFM порядок отсутствует. Ниже ~ 100 К существуют сильные 2D AFM корреляции. Нейтронные исследования показали, что эти корреляции имеют ту же природу, что и в $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$, но с существен-

¹⁾e-mail: nikonov@issph.kiae.ru

но меньшей корреляционной длиной, по данным [7] $\xi_a = 8.5 \text{ \AA}$, $\xi_b = 17.5 \text{ \AA}$, по данным [6] $\xi_{ab} \sim 40 \text{ \AA}$. Эти корреляции сопровождаются образованием зарядовой и магнитной сверхструктур. Поскольку примесные атомы Sr полностью неподвижны, то основной механизм образования этих сверхструктур связывают с упорядочением дырок. К сожалению, в этой системе нельзя изменить степень беспорядка примесного распределения в одном и том же образце. Однако, как показано в [8], на фазовой диаграмме $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{NiO}_{4+\delta}$ границы областей зарядового упорядочения определяются концентрацией дырок $p = x + 2\delta$. Из этого следует, что у $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$ может быть аналог с подвижной примесью в виде $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ с $\delta \sim 0.10$ и такой же величиной $p = 0.2$. В то же время, из данных [9] известно, что в $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ в интервале $0.06 \leq \delta \leq 0.10$ происходит примесное расслоение на фазы с $\delta = 0.06$ и $\delta = 0.10$. В каждой из этих фаз обнаружено упорядочение примесного кислорода. Это упорядочение выражается в виде периодической модуляции концентрации кислорода вдоль оси [001]. Образуется слоистая структура, состоящая из обедненных кислородом блоков со структурой $\sim I4/mmm$, и обогащенных кислородом плоскостей, отделяющих эти блоки друг от друга. Таким образом, внутри каждого блока располагается стопка из N неискаженных кристаллических ячеек. Число неискаженных 2D AFM плоскостей NiO в фазе с $\delta = 0.06$ равно $N - 1 = 3$, а в фазе с $\delta = 0.10$ их $N - 1 = 2$. В фазе с $\delta = 0.06$ благодаря полям анизотропии и большой корреляционной длине $\xi_{ab} \sim 100 \text{ \AA}$, взаимодействие между 2D AFM плоскостями приводит к дальнему 3D AFM порядку с $T_N \sim J_{\perp}(\xi_{ab}/a)^2 \sim 50 \div 70 \text{ K}$. Что касается фазовых превращений в интервале $0.10 < \delta < 0.11$, то единого мнения на данный момент нет. Большинство исследователей считает, что область $0.10 < \delta < 0.11$ является однофазной со структурой, аналогичной фазе с $\delta = 0.10$, но для получения равновесного распределения примеси необходимо очень медленное охлаждение, что чаще всего недостижимо в реальных экспериментальных условиях. В большинстве случаев возникает структура, состоящая из небольших $L \sim 15 \text{ \AA}$ 2D AFM кластеров. Видно, что $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ с $0.10 < \delta < 0.11$ почти по всем свойствам является аналогом $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$. Поэтому можно ожидать появления необычного поведения магнитных свойств $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$, аналогичных $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$, при этом сохраняется возможность исследования зависимости этих свойств от степени примесного упорядочения.

В данной работе исследовались монокристаллы $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$, выращенные методом бестигельной зон-

ной плавки [10]. Масса и размеры образцов $m \sim 0.08 \text{ г}$ и $2 \times 2 \times 3 \text{ мм}$. Необходимая концентрация δ достигалась с помощью отжига при соответствующем давлении кислорода. Условия отжига соответствовали условиям, определенным в [11]. Полученное значение δ уточнялось с помощью известной зависимости параметров кристаллической решетки от концентрации $c(\delta)$ [12]. Параметры решетки определялись с помощью рентгеноструктурного анализа при комнатной температуре и были равны $c(\delta = 0.095) = 12.648$, $c(\delta = 0.105) = 12.657$. Нейтронноструктурное тестирование образцов, проведенное на реакторе IP8 РНЦ “Курчатовский институт”, показало, что кристаллы обладают высокой степенью объемной однородности с мозаичностью, не превышающей $15'$ вдоль оси c . Из-за фазового распада и низкой подвижности примесного кислорода, для достижения равновесного состояния при $T < 300 \text{ K}$ охлаждение образцов проводилось пошагово. Каждый шаг состоял из медленного ($\sim 1 \text{ K/мин}$) уменьшения температуры на 10 K и 30-минутной остановки. После достижения 200 K образец выдерживался при этой температуре $\sim 2 \text{ ч}$ и затем медленно охлаждался до 4.2 K .

Магнитная восприимчивость измерялась с помощью двойного синхронного детектирования. Во время измерения образец находился в однородном слабом переменном магнитном поле $h = h_0 \sin(\omega t)$, $h_0 = 1 \text{ Э}$, $f = 2\pi\omega = 1 \text{ кГц}$ и периодически с $\Omega = 2 \text{ Гц}$ перемещался из центра одной приемной катушки в центр другой. Перемещение образца приводит к периодическому изменению коэффициента заполнения. Возникающая амплитудная модуляция высокочастотного сигнала пропорциональна абсолютному значению магнитной восприимчивости. Калибровка абсолютного значения проводилась с помощью монокристаллов соли Мора по известной зависимости $\chi(T) = 9500/(T + 1) (10 - 6 \text{ СГСМ/г})$. Подробно методика описана в [13]. Все представленные зависимости $\chi(T)$ получены при медленном нагреве образцов.

Зависимости $\chi(T, \delta)$ медленно охлажденных образцов показаны на рис.1. Во всех случаях мы не обнаружили анизотропии восприимчивости в плоскости (ab) . При исследовании образцов с концентрацией $0.055 \leq \delta \leq 0.090$ на температурной зависимости $\chi_{[001]}(T)$ обнаружен максимум слабоферромагнитного типа с $T_N \sim 70 \text{ K}$, связанный с образованием 3D AFM областей с $\delta \sim 0.06$. В отличие от этого, у медленно охлажденных образцов с $\delta = 0.095$, за исключением слабой особенности $\chi_{[100]}(T)$ при $\sim 10 \text{ K}$, мы не обнаружили никаких аномалий. Восприимчивость почти полностью изотропна $\chi_{[100]}(T, \delta = 0.095) =$

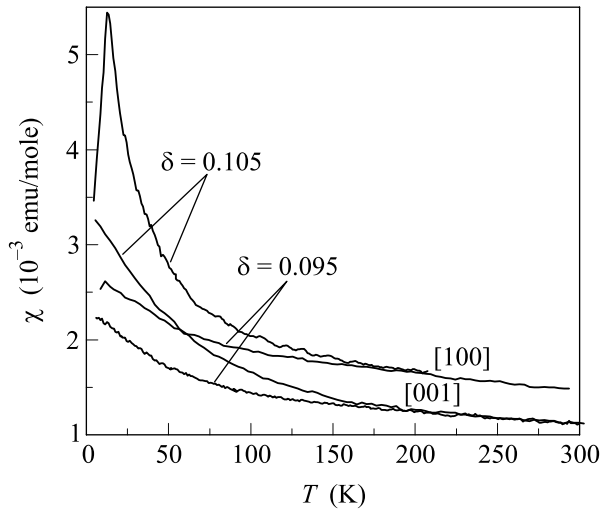


Рис.1. Магнитная восприимчивость медленно охлажденных образцов с концентрациями $\delta = 0.095$ и $\delta = 0.105$

$= \chi_{[001]}(T, \delta = 0.095) + \Delta\chi_0$, где $\Delta\chi_0$ – небольшая, не зависящая от температуры, величина. Температурное поведение $\chi(T, \delta = 0.095)$ хорошо описывается изотропной кюри-вейсовской (CW) зависимостью $\chi_{CW}(T) \sim C/(T - \theta)$ с $C = 0.10$ (СГСМ·К/моль) и $\theta = -60$ К. Из этих данных следует, что распад в образцах с $\delta = 0.095$ происходит во много меньшем масштабе, чем в $\delta \leq 0.090$, и что распределение кислорода в них близко к однородному. В этом случае, согласно кластерной модели [14], при данной δ должна образоваться структура, состоящая из небольших АФМ кластеров с размером $L \sim 0.5/\delta \sim 15$ Å. Поля анизотропии не могут оказать ориентирующего влияния на АФМ в таких кластерах, что объясняет изотропность и температурную зависимость восприимчивости. Кроме этого, кластерная модель объясняет маленькое значение константы Кюри $C \sim 1/(2L)^2$, соответствующее вкладу только от $\sim 10\%$ спинов никеля $N_{\text{eff}} \sim 1/L^2$.

В свете этих данных трудно было ожидать появления у образцов с $\delta = 0.105$ совершенно другого типа поведения $\chi(T)$. Однако оказалось, что увеличение концентрации лишь на $\Delta\delta \sim 0.01$ привело к появлению сильной анизотропии. Кроме усиления кюри-вейсовского поведения $\chi_{[001]}(T, \delta = 0.105)$, на $\chi_{[100]}(T, \delta = 0.105)$ обнаружен гигантский пик с максимумом при $T_{\text{max}} \sim 17$ К. Выше T_{max} поведение $\chi_{[001]}(T, \delta = 0.105)$ и $\chi_{[100]}(T, \delta = 0.105)$ достаточно хорошо описывается зависимостью $\chi \sim C/(T - \theta)$ со значениями $C_{[100]} = C_{[001]} = 0.12$ (СГСМ·К/моль), $\theta_{[100]} = -4$ К и $\theta_{[001]} = -45$ К. Но из такого описания следует, что при низких температурах АФМ

корреляции в плоскости слабее межплоскостных. Это противоречит известным данным о магнитных взаимодействиях в La_2NiO_4 . В то же время, маленькое значение константы Кюри указывает на возможность применения кластерного подхода и при анализе $\chi(T, \delta = 0.105)$.

Абсолютная схожесть $\chi(T)$ указывает на единство микроскопической природы этой аномалии в $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$ и $\text{La}_2\text{NiO}_{4.105}$ и подтверждает независимость этой природы от типа примеси. Если это так, то обнаруженное аномальное поведение восприимчивости $\text{La}_2\text{NiO}_{4.105}$ имеет электронно-дырочную, а не примесную природу. Следовательно, если блокировать распад в образцах с $\delta \leq 0.100$, сохранив однородное высокотемпературное распределение примесного кислорода, то можно получить ситуацию, близкую к $\delta = 0.105$. Как было показано в [5, 9], этого можно добиться с помощью быстрого охлаждения. При этом, меняя скорость охлаждения или проводя постепенный отжиг, можно изменять степень упорядочения кислорода в большем масштабе, чем в образцах с $\delta = 0.105$. Кроме того, в [5] было показано, что отжиг при $T < 210$ К не оказывает существенного влияния на распределение примеси в наших кристаллах, поэтому можно попытаться разделить эффекты, связанные с электронным и примесным упорядочением.

В данной работе после закалки образца от 320 К до $T \sim 4.2$ К следовало измерение $^Q\chi(T)$ при медленном нагреве до T_h . По достижении T_h образец в течение времени t' выдерживался при этой температуре. После этого образец снова быстро охлаждался до 4.2 К. Эта процедура повторялась с постепенным увеличением t' или T_h . Некоторые промежуточные результаты этих экспериментов показаны на рис.2. Во-первых, закалка приводит к заметному изменению CW поведения $\chi_{[001]}(T, \delta = 0.095)$ и практически не влияет на CW поведение $\chi_{[001]}(T, \delta = 0.105)$. В первом случае изменение CW сильно зависит от скорости закалки. После максимально быстрой закалки значения параметров CW в обоих случаях оказались одинаковыми и равны: $C = 0.12$ (СГСМ·К/моль) и $\theta = -45$ К. Во-вторых, на $^Q\chi_{[100]}(T, \delta = 0.095)$ появился гигантский пик с $T_{\text{max}} \sim 17$ К. Причем величина $^Q\chi_{[100]}(T = T_{\text{max}})$ и значение T_{max} зависят от скорости закалки. Кроме этого, оказалось, что закалка, не изменяя CW поведения $\chi_{[001]}(T, \delta = 0.105)$, очень сильно влияет на поведение $\chi_{[100]}(T, \delta = 0.105)$. Во всех случаях чем быстрее производится закалка, тем больше увеличивается T_{max} . Однако нам не удалось получить значения $T_{\text{max}}(\delta = 0.095)$ выше 18.5 К, а значения $T_{\text{max}}(\delta = 0.105)$ выше 30 К.

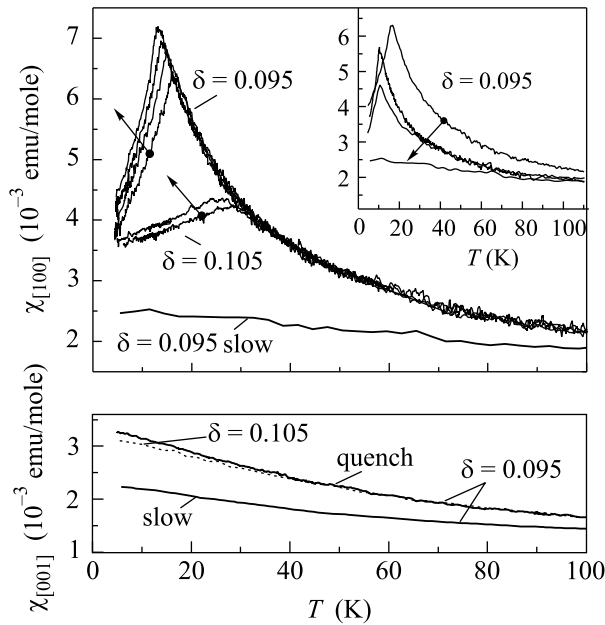


Рис.2. Магнитная восприимчивость закаленных образцов с $\delta = 0.095$ и $\delta = 0.105$. Показано изменение ${}^Q\chi(T)$ в ходе отжига при $T_h = 180$ К с выдержкой $t' = 24$ ч. Направление возрастания $\Sigma t'$ указано стрелками, начало соответствует ${}^Q\chi(T, t' = 0)$. Под ${}^Q\chi(T)$ для сравнения показаны $\chi(T)$, полученные после медленного охлаждения. На вставке показано изменение ${}^Q\chi_{[100]}(T)$ образцов с $\delta = 0.095$ в ходе отжига при $T_h = 220$ К

В ходе экспериментов по низкотемпературному отжигу закаленных образцов обнаружено, что заметные изменения ${}^Q\chi(T)$ появляются при $T_h \geq 160$ К. Это значение много ниже границы подвижности примесного кислорода в плоскости (ab) . Кроме того обнаружено, что изменение ${}^Q\chi(T)$ происходит по-разному при $T_h < 200$ К и при $T_h > 200$ К (см. вставку на рис.2). Отжиг при $160 \text{ К} < T_h < 200$ К не оказывает никакого влияния на СВ поведение ${}^Q\chi_{[001]}(T)$, но приводит к сильному росту высоты пика на ${}^Q\chi_{[100]}(T)$ и сдвигу его в сторону низких температур. Интересно, что выше T_{\max} значения восприимчивости ${}^Q\chi_{[100]}(T)$ на всех стадиях отжига при $T_h < 200$ К ложатся на одну кривую. Такая разная зависимость $\chi_{[100]}(T)$ и $\chi_{[001]}(T)$ от закалки и отжига указывает на то, что кюри-вейсовское поведение $\chi_{[001]}(T)$ и аномальный пик на $\chi_{[100]}(T)$ могут иметь разную физическую природу. То есть помимо не зависящих от температуры составляющих восприимчивости, можно выделить два различных вклада. Поскольку кластерная модель хорошо описывает кюри-вейсовское поведение $\chi_{[001]}(T) \sim \chi_{\text{CW}}(T)$, то его можно связать с поведением небольших АФМ

кластеров, а аномальный пик на $\chi_{[100]}(T)$ – с упорядочением дырок. Вследствие изотропности $\chi_{\text{CW}}(T)$ и, как хорошо видно из графиков, $\chi_{[100]}(T) \sim \chi_{\text{CW}}(T) + \chi_{S\parallel}(T)$, где $\chi_{S\parallel}(T)$ зависит от упорядочения дырок. На вставке рис.2 показано, что отжиг закаленных образцов с $\delta = 0.095$ при $T_h \geq 200$ К приводит к одновременной релаксации $\chi_{\text{CW}}(T)$ и $\chi_{S\parallel}(T)$. То есть хотя эти два вклада имеют разную природу, они неразрывно связаны между собой.

Данные, полученные в экспериментах по закалке и отжигу, позволяют разложить температурные зависимости восприимчивости на несколько составляющих. Поскольку

$$\begin{aligned} {}^Q\chi_{[001]}(T, \delta = 0.105) &= \chi_{[001]}(T, \delta = 0.105) = \\ &= \chi_{\text{CW}}(T, \delta = 0.105) + \chi_0 = \\ &= {}^Q\chi_{[001]}(T, \delta = 0.095) = {}^Q\chi_{\text{CW}}(T, \delta = 0.095) + \chi_0, \end{aligned}$$

то

$$\begin{aligned} {}^Q\chi_{[100]}(T, \delta = 0.095) &= {}^Q\chi_{\text{CW}}(T, \delta = 0.095) + \\ &+ {}^Q\chi_{S\parallel}(T, \delta = 0.095) + \chi_0 + \Delta\chi_0, \\ \chi_{[100]}(T, \delta = 0.105) &= \chi_{\text{CW}}(T, \delta = 0.105) + \\ &+ \chi_{S\parallel}(T, \delta = 0.105) + \chi_0 + \Delta\chi_0, \\ {}^Q\chi_{[100]}(T, \delta = 0.105) &= {}^Q\chi_{\text{CW}}(T, \delta = 0.105) + \\ &+ {}^Q\chi_{S\parallel}(T, \delta = 0.105) + \chi_0 + \Delta\chi_0, \end{aligned}$$

где χ_0 и $\Delta\chi_0$ – не зависящие от температуры вклады, одинаковые для двух концентраций. Проведя вычитание $(\chi_{[100]}(T) - \chi_{[001]}(T))$, мы получим $\chi_{S\parallel}(T)$ и ${}^Q\chi_{S\parallel}(T)$, показанные на рис.3. Видно, что как и на рис.2, выше T_{\max} точки ложатся на одну кривую. Подгонка этих зависимостей в интервале $40 \text{ К} < T < 180$ К с помощью $\chi_{S\parallel}(T) \sim T^{-\gamma}$ дает $\gamma = 2.0$. Такое поведение $\chi(T)$ характерно для ФМ гейзенберговских цепочек [15, 16]. Более того, эта модель хорошо описывает изменение величины γ ниже 40 К, которая, согласно [16], при $T < J_N/k$ должна уменьшиться до ~ 1.8 . Учитывая отсутствие заметных особенностей в виде максимумов или изломов на ${}^Q\chi_{[001]}(T)$, можно считать, что АФМ корреляции не могут быть ответственными за наблюдаемое изменение γ . Следуя результатам [2–5], мы считаем, что спин поляронного комплекса $S = 1/2$. Тогда, как показано в [16], учитывая отсутствие в $\chi_{S\parallel}(T)$ парамагнитного слагаемого, эту часть восприимчивости можно представить в виде

$$\chi_{S\parallel}(T) = \frac{C_{\text{eff}}}{T} (\xi_N(T) - 1),$$

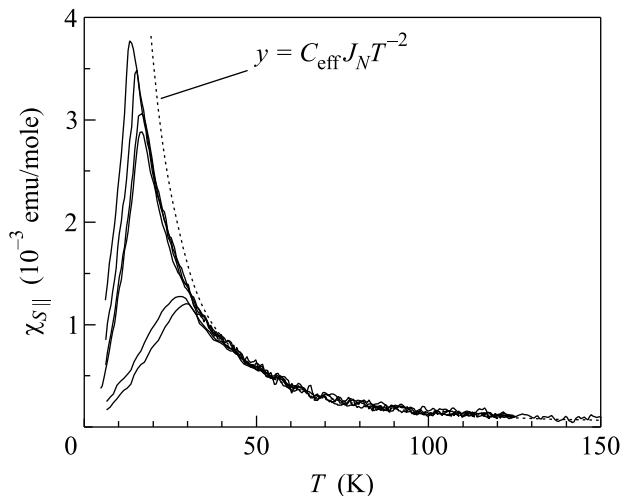


Рис.3. Температурные зависимости $\chi_{S||}(T)$, полученные из экспериментальных данных $^Q\chi_{[100]}(T)$, показанных на рис.2 для разных стадий отжига при $T_h = 180$ К

где $\xi_N(T)$ – магнитная корреляционная длина в цепочке, состоящей из N спинов $S = 1/2$. Используя результаты расчетов [16] для FM гейзенберговских цепочек спинов $S = 1/2$ длиной $N = 2 \div 11$, можно определить величину обменного взаимодействия J_N и N . Температурная зависимость $(\xi_N(T) - 1) = T\chi_{S||}(T)/C_{\text{eff}}$ представлена в двойном логарифмическом масштабе на рис.4. На этом же графике пока-

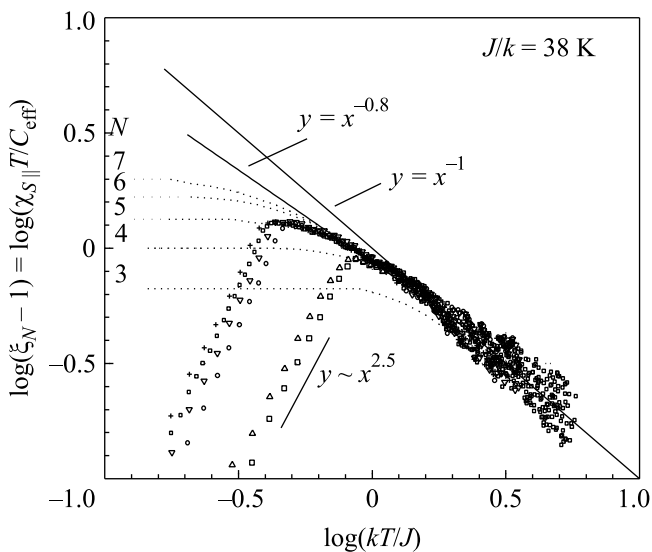


Рис.4. Температурная зависимость корреляционной длины $(\xi_N(T) - 1) = \chi_{S||} T / C_{\text{eff}}$. Пунктирные линии представляют зависимости $(\xi_N(T) - 1)$ из [16], цифры около линий равны N

заны зависимости $(\xi_N(T) - 1)$, вычисленные в [16] для разных N . С помощью подгонки получены следую-

щие значения: $C_{\text{eff}} = 0.035$ (СГСМ·К/моль), $J_N/k = 38 \pm 2$ К. Из рисунка видно, что после максимально быстрой закалки образцов с $\delta = 0.105$ образуются цепочки с $N \leq 4$. Если предположить, что поляроны образуются на ближайших атомах, когда $a \sim 3.85$ Å, то длина этих цепочек $l_N = a(N - 1) \approx 10$ Å. Отжиг приводит к росту корреляционной длины и(или) появлению цепочек большей длины с $N = 5 \div 6$, то есть $l_N \sim 15 \div 20$ Å. Отметим, что в системе цепочек существует дисперсия по длине. Это может быть причиной как небольшого отклонения экспериментальных точек от теоретических зависимостей, так и некоторого изменения величины γ . В то же время, полученные значения l_N совпадают с размером AFM кластеров $L(\delta)$, рассчитанным в кластерной модели, и величиной корреляционной длины $\xi_{ab}(T)$, определенной с помощью нейтронных методов. Однако из наших данных следует, что распределение примесного кислорода и, следовательно, размер AFM кластеров в ходе отжига при $T_h < 200$ К не изменяются, поэтому рост ξ_N и(или) l_N возможен только за счет перестройки или изменения свойств межкластерных границ. То есть свойства магнитных цепочек сильно связаны с поведением межкластерных границ. На основании наших данных можно предложить два варианта этой связи. Во-первых, как полагают многие исследователи [1], цепочки локализуются вдоль (внутри) межкластерных границ. Во-вторых, цепочки локализуются внутри AFM кластеров и могут пересекать межкластерные границы. В последнем случае рост ξ_N и(или) l_N возможен, если магнитные возбуждения не рассеиваются на границе, то есть соседние AFM кластеры когерентно связаны, а не разделены границей.

Что касается уменьшения восприимчивости ниже T_{max} , то, как следует из результатов [17], уменьшение размеров AFM кластеров приводит к появлению значительного интервала ΔE , разделяющего основное и первое возбужденное состояния, при этом $\Delta E \sim J/N$, а $\chi(T \sim 0) \sim \exp(-\Delta E/kT)$. В FM цепочках имеет место похожая ситуация, только $\Delta E \sim J/N^2$. В этом случае, намагниченность цепочек достигает насыщения, а $\chi(T \sim 0) \rightarrow 0$, но чем больше N , тем больше значение восприимчивости при 4.2 К. Наличие FM цепочек дает возможность по-новому взглянуть на природу и временную зависимость остаточной намагниченности в $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{NiO}_4$, найденные в [6].

В заключение отметим, что в данной работе было обнаружено и исследовано anomalous поведение температурной зависимости магнитной восприимчивости монокристаллов $\text{La}_2\text{NiO}_{4+\delta}$ с $\delta = 0.095$ и $\delta = 0.105$.

Изучение $\chi(T)$ в образцах с разной степенью примесного и зарядового беспорядка позволило выделить из общей восприимчивости “независимые” вклады, связанные с примесным и зарядовым упорядочением. Показано, что температурное поведение вклада, зависящего от упорядочения дырок, хорошо описывается моделью FM гейзенберговских цепочек спинов $S = 1/2$. Предложенное объяснение не является единственно возможным, и для подтверждения сделанных предположений необходимы дополнительные исследования микроструктуры, магнитных и проводящих свойств.

Автор выражает благодарность Д.А. Шулятьеву, вырастившему высококачественные монокристаллы La_2NiO_4 , а также сотрудникам ФГУ РНЦ “Курчатовский институт”: П.П. Паршину за помощь в нейтронноструктурном тестировании образцов, О.Е. Парфенову за проведение кислородного отжига и определение параметров кристаллической решетки.

1. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and J. M. Tranquada, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **96**, 8814 (1999); R. F. Service, Science **283**, 1106 (1999); B. G. Levi, Physics Today June, 19 (1998); J. M. Tranquada, Scientific Rev., Neutron News **7**, n.1, 17 (1996); J. Zaanen, Science **296**, 251 (1999); S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin et al., Rev. Mod. Phys. **75**, 1201 (2003); M. A. Kastner, R. J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, Rev. Mod. Phys. **70**, 897 (1998).
2. M. Braden, M. Meven, W. Reichardt et al., Phys. Rev. B **63**, R140510 (2001); V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987); R. J. Birgeneau, C. Y. Chen, D. R. Gabber et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1329 (1987); A. Aharony, R. J. Birgeneau, and A. Coniglio, Phys. Rev. Lett. **60**, 1330 (1988); L. J. Glazman and A. S. Ioselevich, Z. Phys. B Cond. Matt. **80**, 133 (1990).
3. А. О. Гоголин, А. С. Иоселевич, ЖЭТФ **98**, 681 (1990); С. Н. Chen, S.-W. Cheong, and A. S. Cooper, Phys. Rev. Lett. **71**, 2461 (1993); G. Seibold, E. Sigmund, and V. Hizhnykov, Superconductivity **9**, 407 (1996); K. A. Muller, G. Zhao, K. Conder, and H. Keller, J. Phys. Cond. Matt. **10**, L.291 (1998); T. Kasuya, Physica C **312**, 240 (1999); E. Winkler, F. Rivadulla, J.-S. Zhou, and J. B. Goodenough, Phys. Rev. B **66**, 94418 (2002); О. Е. Парфенов, А. А. Никонов, С. Н. Барило, Письма в ЖЭТФ **76**, 719 (2002).
4. J. Zaanen and P. B. Littlewood, Phys. Rev. B **50**, 7222 (1994); Z. Hiroi, T. Obata, M. Takano et al., Phys. Rev. B **41**, 11665 (1990); T. Mizokawa and A. Fujimori, Phys. Rev. B **56**, 11920 (1997); A. H. Castro Neto, Phys. Rev. Lett. **78**, 3931 (1997); B. P. Stojkovic, Z. G. Yu, A. R. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4679 (1999).
5. А. А. Никонов, О. Е. Парфенов, Письма в ЖЭТФ **78**, 30 (2003).
6. W.-J. Jang and H. Takei, Jap. J. Appl. Phys. **30**, 251 (1991); G. H. Lander, P. J. Brown, C. Stassis et al., Phys. Rev. B **43**, 448 (1991); G. H. Lander, P. J. Brown, C. Stassis et al., J. Appl. Phys. **69**(8), 4869 (1991); V. Sahani, D. J. Buttrey, J. M. Tranquada et al., Phys. Rev. B **51**, 12742 (1995-II).
7. S. M. Hayden, G. H. Lander, P. J. Brown et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1061 (1992).
8. J. E. Lorenzo, J. M. Tranquada, J. Buttrey, and V. Sachan, Phys. Rev. B **51**, 3176 (1995-I).
9. J. M. Tranquada, Y. Kong, J. E. Lorenzo et al., Phys. Rev. B **50**, 6340 (1994-I).
10. A. M. Balbashev, D. A. Shulyatev, G. Kh. Panova et al., Physica C **256**, 371 (1996).
11. H. Tamura, A. Hayashi, and Y. Ueda, Physica C **258**, 61 (1996).
12. M. Hücker, K. Chung, M. Chand et al., Phys. Rev. B **70**, 064105 (2004); D. E. Rice and D. J. Buttrey, J. Sol. State Chem. **105**, 197 (1993).
13. А. А. Никонов, ПТЭ **6**, 168 (1995); Instr. Exp. Tech. **38**, 807 (1995).
14. R. J. Gooding, N. M. Salem, R. J. Birgeneau, and F. C. Chou, Phys. Rev. B **55**, 6360 (1997); S. Wakimoto, S. Ueki, Y. Endoh, and K. Yamada, Phys. Rev. B **62**, 3547 (2000-I); K. Nakajima, Y. Endoh, S. Hosoya et al., J. Phys. Soc. Jap. **66**, 809 (1997).
15. S. Katsura, Phys. Rev. **127**, 1508 (1962); M. E. Fisher, Am. J. Phys. **32**, 343 (1964); M. Takahashi and M. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 2808 (1985); M. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **58**, 168 (1987), Phys. Rev. B **36**, 3791 (1987).
16. J. C. Bonner and M. E. Fisher, Phys. Rev. **135**, A640 (1964).
17. R. Orbach, Phys. Rev. **115**, 1181 (1959); В. Л. Гинзбург, В. М. Файн, ДАН СССР **131**(4), 785 (1960), ЖЭТФ **39**, 1323 (1960), **42**, 183 (1962).