

Электронные неоднородности в слабодопированных купратах и их проявления в макроскопических свойствах

А. Н. Лавров

Институт неорганической химии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

S. Komiya, Y. Ando

Central Research Institute of Electric Power Industry, 201-8511 Tokyo, Japan

В докладе суммируются результаты серии работ [1-6], посвященных исследованию неоднородных зарядовых и спиновых состояний в слабодопированных монокристаллах ВТСП купратов, в частности, системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, а также приводятся новые данные, позволяющие проследить эволюцию электронных неоднородностей в зависимости от уровня допирования. Экспериментально показывается, что дырочное допирование исходного антиферромагнитного (АФМ) изолятора приводит к генерации АФМ доменных границ со сдвигом фазы АФМ порядка на 180° . Пиннинг таких АФМ доменных границ на допированных дырках, локализующихся при низкой температуре, приводит к формированию “кластерного спинового стекла”. В свою очередь, конденсация дырок на доменных границах оказывает заметное влияние на их подвижность.

В купратных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), проводящее состояние возникает при допировании исходного АФМ диэлектрика электронами или дырками. При этом, тенденция допированных антиферромагнетиков к электронному разделению на фазы [7] может приводить к формированию необычного неоднородного состояния в слоях CuO_2 , когда носители заряда выталкиваются и концентрируются на границах доменов с нулевым уровнем допирования и неискаженным АФМ порядком. Такое неоднородное электронное состояние может, в принципе, являться причиной как необычных свойств “нормального” состояния в купратах, так и сверхпроводимости с высокими значениями T_c . Проверить эту гипотезу, однако, крайне сложно — пространственные и временные флуктуации зачастую делают электронные неоднородности практически невидимыми для прямых методов исследования.

Оказывается, все же, что особенности магнитной структуры таких купратов, как $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, дают возможность получать информацию о размерах и фазе АФМ доменов достаточно простыми способами. Благодаря слабому ферромагнетизму (СФМ), каждая АФМ корреляция в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ обладает СФМ моментом, направление и величина которого однозначно определяются фазой АФМ порядка. Эта уникальная особенность позволяет не только получать информацию о доменной АФМ структуре в слабодопированных кристаллах, но и манипулировать ею с помощью магнитного поля.

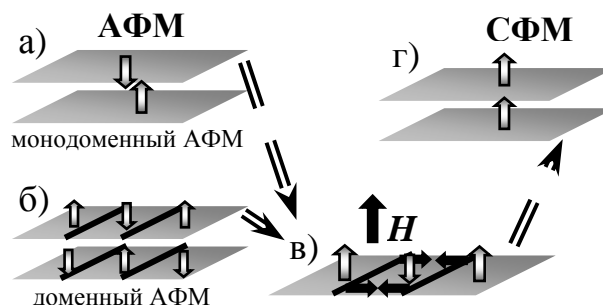


Рис. 1. Движение границ антиферромагнитных доменов в кристалле $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при переходе в состояние слабого ферромагнетика под действием магнитного поля $H//c$: В исходном состоянии, кристалл может являться монодоменным АФМ (а), или быть разбитым на АФМ домены, на границах которых (сплошные линии), фаза сдвигается на 180° (б). Серые стрелки указывают направление слабых ФМ моментов, вызванных отклонением спинов ионов Cu^{2+} от коллинеарной структуры. Направление этих слабых моментов однозначно связано с фазой АФМ порядка. Приложенное магнитное поле вызывает движение доменных границ и изменение популяции АФМ доменов (в). В конечном состоянии, система должна стать монодоменной со слабыми ФМ моментами, выстроенными по направлению поля (г).

Например, приложение магнитного поля $H//c$ к АФМ кристаллу $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ вызывает в нем переход первого рода в СФМ состояние (Рис. 1). Причем, вне зависимости от исходного состояния, при СФМ переходе происходит генерация и движение антифазных (сдвиг фазы на 180°) доменных границ. Соответственно, такими относительно простыми методами, как измерение намагниченности и сопротивления, можно изучать поперечное движение АФМ доменных границ, а также влияние таких границ на электронный транспорт.

Как видно на Рис. 2, в кристалле $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x=0.01$, скольжение АФМ доменных границ происходит достаточно свободно при температуре выше ~ 20 К, и ступенчатое увеличение намагниченности при СФМ переходе не сопровождается заметным гистерезисом. Однако, по мере понижения температуры, доменная структура становится “вязкой” — возникают терромагнитные гистерезисы, сопровождающиеся долговременной релаксацией. Очевидно, это происходит, когда энергия пиннинга доменной границы становится сравнимой с энергией тепловых флуктуаций.

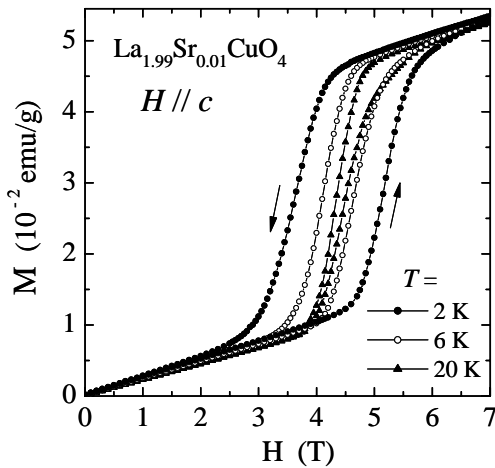


Рис. 2. Намагниченность структурно монокристаллического (орторомбического) кристалла $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x=0.01$, измеренная при изотермическом циклировании магнитного поля ($H//c$).

Механизм пиннинга АФМ доменных границ становится понятным при сравнении кристаллов с различным уровнем допирования — при высоких температурах, допированные носители подвижны и, соответственно, облегчают движение доменных

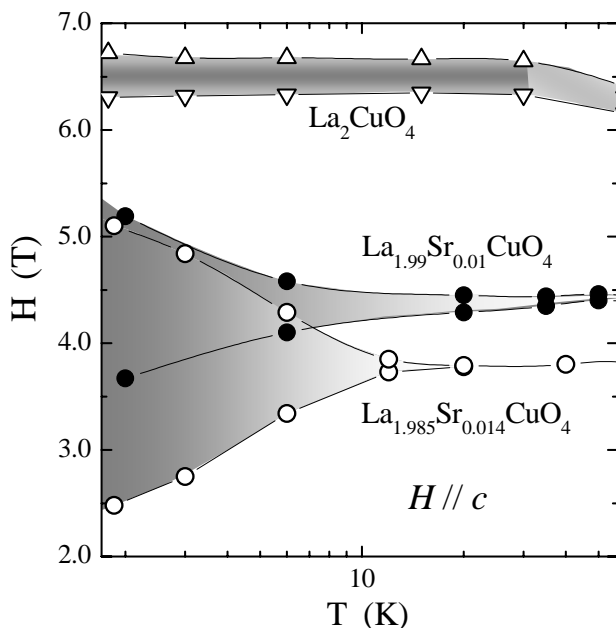


Рис. 3. H - T фазовые диаграммы, полученные для кристаллов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Символы обозначают критические магнитные поля ($H//c$) для перехода в слабое ФМ состояние, наблюдающиеся при изотермическом циклировании магнитного поля. Затененные участки диаграммы соответствуют областям неравновесного состояния, проявляющегося в термомагнитных гистерезисах и долговременной релаксации намагниченности и электросопротивления. Видно, что по мере увеличения допирования, области неравновесности расширяются по магнитному полю и смещаются в сторону низких температур.

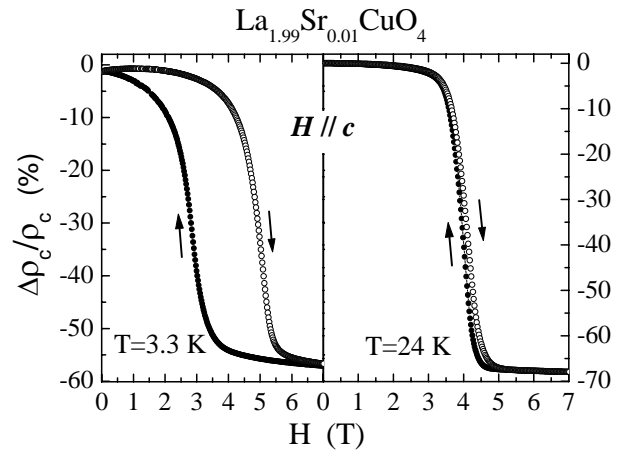


Рис. 4. Магнитосопротивление монокристалла $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x=0.01$.

границ по сравнению с исходным недопированным кристаллом (Рис. 3). Однако, при низкой температуре, где допированные дырки локализуются, пиннинг резко усиливается, приводя к возникновению широких областей неравновесного состояния, обычно называемого “кластерным спиновым стеклом”. Таким образом, полученные данные наглядно показывают, что локализованные дырки осуществляют эффективный пиннинг АФМ доменных границ.

Выяснить, оказывают ли, в свою очередь, антифазные АФМ границы влияние на электронный транспорт, можно, исследовав поведение магнитосопротивления. При СФМ переходе, АФМ кристалл с неизбежностью переходит в монокристаллическое состояние, и оказывается, что при этом электросопротивление падает в 2-4 раза (Рис. 4), в зависимости от направления тока. По-видимому, при низких температурах, такие спиновые дефекты, как АФМ доменные границы, являются эффективными центрами пиннинга для носителей тока, приводя к “конденсации” дырок на доменных границах.

Проявления свойств спинового стекла в купратах вплоть до высоких уровней допирования свидетельствуют о достаточно высокой “живучести” связанного состояния носителей заряда и доменных границ в АФМ спиновой структуре.

1. A. N. Lavrov, Y. Ando, S. Komiyai, I. Tsukada, Phys. Rev. Lett. 87, 017007 (2001).
2. Y. Ando, A. N. Lavrov, S. Komiyai, K. Segawa, X. F. Sun, Phys. Rev. Lett. 87, 017001 (2001).
3. Y. Ando, K. Segawa, S. Komiyai, and A. N. Lavrov, Phys. Rev. Lett. 88, 137005 (2002).
4. A. N. Lavrov, S. Komiyai, and Y. Ando, Nature (London) 418, 385 (2002).
5. Y. Ando, A. N. Lavrov, and S. Komiyai, Phys. Rev. Lett. 90, 247003 (2003).
6. A. N. Lavrov et al., Phys. Rev. Lett. 92, 227003 (2004).
7. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, (Москва, Наука, 1979).