

УДК 537.312.62 + 538.945 + 548 : 537.611.45

© 1992

## ФЕРРОМАГНИТНАЯ ФАЗА В $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И. М. Фита, Н. А. Дорошенко, В. П. Дьяконов, Э. Е. Зубов,  
Г. Г. Левченко, В. И. Маркович

Исследованы температурные и полевые зависимости восприимчивости  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \approx 0.3, 0.35, 0.4, 0.5, 0.55$ ) в диапазоне температур 0.1—10 К. Ниже 2 К восприимчивость возрастает и достигает максимума, температура и амплитуда которого сильно зависят от содержания кислорода в образце. Магнитное поведение при низких температурах указывает на присутствие небольшого количества ферромагнитной фазы, распределенной по образцу в виде изолированных друг от друга ферромагнитных кластеров. Обсуждается возможная природа такого неоднородного состояния; аналогия магнитных свойств  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  и легированного полупроводника  $\text{EuTe}$  дает основание предполагать, что происхождение ферромагнитной фазы в  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  связано с локализацией дырок при малом уровне допирования  $x$ .

Антиферромагнетизм  $\text{Cu}^{2+}$  и сверхпроводимость в слоях  $\text{CuO}_2$  не сосуществуют в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  (сменяют друг друга при  $x \approx 0.4$ ), поэтому изучение возможных типов магнитного порядка атомов  $\text{Cu}$  в этой системе представляет значительный интерес для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости.

В ряде экспериментальных работ [1-6], направленных на исследование магнитных свойств  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при дефиците кислорода ( $x < 0.4$ ), наряду с хорошо известным антиферромагнитным (АФМ) упорядочением ионов  $\text{Cu}^{2+}$  в позициях  $\text{Cu}$  (2) (плоскости  $\text{CuO}_2$ ) при низких температурах обнаружено аномальное магнитное поведение: сильное возрастание восприимчивости при  $T \rightarrow 0$  по закону Кюри, а также очень быстрое возрастание намагниченности в области слабых полей  $\sim 1$  кЭ. В этих работах уделялось специальное внимание чистоте исследуемых образцов (отсутствию таких примесных фаз, как  $\text{Y}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$  и  $\text{BaCuO}_2$ ) и был сделан вывод, что наблюдаемое при низких температурах магнитное поведение присуще именно структуре  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . Природа зависящего от температуры вклада в восприимчивость  $\chi = C/T$  связывается с существованием небольшого количества парамагнитных центров  $\text{Cu}^{2+}$  в позициях  $\text{Cu}$  (1) ( $\text{Cu}-\text{O}$  цепочки), которые появляются в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при допировании кислородом [4]. Если вклад в восприимчивость типа  $C/T$ , доминирующий при  $T \rightarrow 0$ , можно объяснить изолированными не взаимодействующими ионами  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ), то, напротив, кривая намагниченности  $m(H)$  (особенно при очень низких температурах [1]) отлична от простого парамагнитного намагничивания по закону Бриллюэна и указывает на существование в образце микроскопических ферромагнитных (ФМ) кластеров [1-3].

Возможность состояния с локальным ФМ порядком в соединениях ВТСП показана в работе [7]. При малом уровне допирования на середине связи  $\text{Cu}-\text{Cu}$  локализуется дырка, которая имеет спин и взаимодействует с двумя ближайшими ионами меди; эффективное взаимодействие между спинами  $\text{Cu}^{2+}$ , разделенными дыркой, оказывается ФМ (основным состоянием такой системы является состояние с полным спином  $S = 3/2$ ).

Признаки ФМ кластеров, хорошо проявляющиеся при достаточно низких температурах  $\sim 1$  К на зависимостях восприимчивости  $\chi(T)$  и  $\chi(H)$ , мы наблюдали

в тетрагональных керамиках  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $x \approx 0.3$ ) при  $\text{Re} = \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Pr}$  на фоне более слабых вкладов в восприимчивость образца редкоземельных ионов, связанных АФМ взаимодействием. Так, в работе [8], исследуя магнитное упорядочение ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$  ( $T_N = 1.7 \text{ K}$ ), мы обнаружили сильный вклад в восприимчивость, зависящий от температуры в области 1—7 К по закону  $\chi = C/(T - \Theta)$  с ФМ константой  $\Theta = 0.7 \text{ K}$ . Этот вклад не могут дать упорядоченные ионы  $\text{Nd}^{3+}$ ; скорее, происхождение его связано с ионами  $\text{Cu}^{2+}$ , как и в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . Характерное магнитное поведение  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$  (максимум восприимчивости при 0.55 К, большая величина восприимчивости и ее сильная зависимость от магнитного поля) очень сходно с поведением легированного АФМ полупроводника  $\text{EuTe}$  [9], которое объясняется существованием в АФМ матрице  $\text{EuTe}$  ферромагнитных микрообластей (ферронов), возникающих в местах локализации избыточных электронов [10]. Это дает основание полагать наличие подобных ферронных состояний и в  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$ .

В тетрагональном  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при  $x < 0.5$  магнитное упорядочение  $\text{Sm}^{3+}$  не обнаружено вплоть до 0.5 К [11], хотя в сверхпроводящем образце имеет место дальний АФМ порядок ниже 0.6 К. Магнитные свойства подрешеток  $\text{Sm}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$  в тетрагональной керамике  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  различны, но характерный максимум восприимчивости  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$  при  $T < 1 \text{ K}$ , такой же как и в  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$ , и в  $\text{EuTe}$ , видимо, обусловлен локализацией носителей тока. В  $\text{EuTe}$  с увеличением концентрации электронов увеличиваются температура максимума восприимчивости и ее амплитуда. Если описываемое низкотемпературное поведение  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $\text{Re} = \text{Sm}, \text{Nd}$ ) имеет общую природу с таковым в  $\text{EuTe}$ , то следует ожидать зависимость температуры максимума восприимчивости от уровня допирования кислородом, являющимся поставщиком дырок в системе 1—2—3. С этой целью мы исследовали магнитные свойства  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  с различным содержанием кислорода.

Соединение  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  получали твердофазным взаимодействием нитрата бария с окислами самария и меди при температуре 900 °С, 3—4 ч. с промежуточным измельчением реакционной смеси. Спрессованные из полученного продукта под давлением  $P \approx 1 \text{ ГПа}$  цилиндрические образцы ( $\varnothing 2 \text{ мм}, l = 6 \text{ мм}$ ) спекались в потоке кислорода при температуре 1000 °С в течение 4 ч, затем 14 ч при 950 °С и 2 ч при 900 °С. После этого со скоростью 1 град/мин снижали температуру до 560 °С, выдерживали 12 ч при 560 °С, затем температуру снижали с такой же скоростью до 200 °С. Полученные таким образом 5 одинаковых сверхпроводящих образцов (с исходным содержанием кислорода  $x \approx 0.9$ ) в течение 3 ч подвергались различной термической обработке на воздухе при температурах: 900, 850, 800, 700, 650 °С с последующей быстрой закалкой в жидком азоте (для фиксации в образце конечного кислородного индекса). В результате для соответствующих температурных режимов определены следующие кислородные индексы:  $x \approx 0.3, 0.35, 0.4, 0.5, 0.55$ . Указанные значения  $x$  определялись весовым методом и вряд ли соответствуют абсолютному количеству кислорода в образце, скорее, они качественно отражают изменение содержания кислорода от образца к образцу.

Исследования магнитных свойств  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  в диапазоне температур 0.1—10 К проведены в рефрижераторе растворения  $^3\text{He}-\text{He}$  [12]. Температура определялась термометрами сопротивления типов ТСУ (ВНИИФТРИ) и Speer, 200 Ом. Дифференциальная восприимчивость  $\chi = dM/dH$  цилиндрических образцов  $\varnothing 2 \text{ мм}, l = 6$  измерялась индукционным методом на переменном токе (амплитуда измерительного поля  $h$  частотой 300 Гц выбиралась в пределах 0.5—5 Э). В эксперименте измерялись температурные зависимости восприимчивости в нулевом поле  $\chi(T)$  и полевые зависимости  $\chi(H)$  при постоянной температуре (последние дают информацию о характере намагничивания образца). Направление внешнего магнитного поля  $H$ , создаваемого сверхпроводящим соленоидом, всегда совпадало с направлением измерительного поля  $h$  и осью образца.

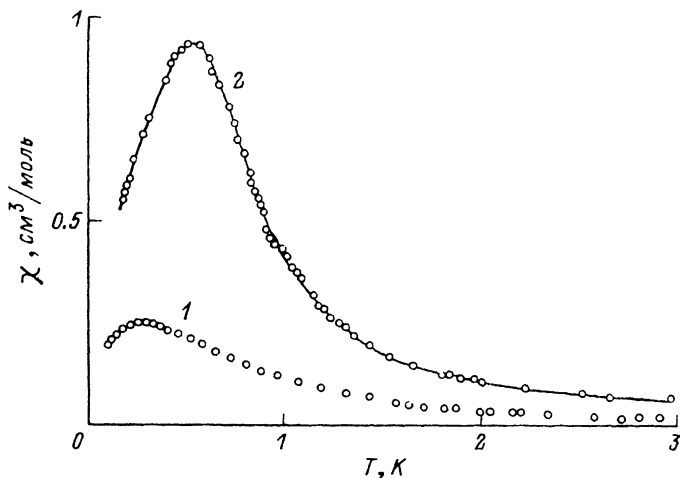


Рис. 1. Температурная зависимость восприимчивости  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $1 - x = 0.3$ ,  $2 - 0.5$ ), измеренная в нулевом поле ( $h = 3$  Э,  $f = 300$  Гц).

Температурная зависимость восприимчивости в нулевом поле  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ниже 3 К при содержании кислорода  $x = 0.3$  и  $x = 0.5$  представлена на рис. 1. Аналогичную зависимость  $\chi(T)$  с максимумом ниже 1 К имеют и образцы с  $x = 0.35$  и  $x = 0.4$ . В этих образцах следы сверхпроводимости не обнаружены, но при  $x = 0.55$  образец уже является сверхпроводящим, показывая ниже  $T_c \approx 30$  К характерный диамагнитный отклик (рис. 2). Как мы и ожидали, амплитуда восприимчивости и температура максимума ее  $T_{\text{max}}$  сильно зависят от уровня допирования  $x$ , что укрепляет сделанное выше предположение о природе низкотемпературного вклада в  $\chi$ . Величина  $\chi$  на уровне 1 К одного порядка с таковой в  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , но заметно больше восприимчивости  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  [1]. В этой связи заметим, что восприимчивость, определенная в [1] по данным намагниченности как  $\chi = m/H$  при  $H = 10$  кЭ (т. е. фактически усредненная по интервалу  $H$ ), оказывается значительно ниже дифференциальной  $\chi = dm/dH$  (измеренной в нулевом поле), поскольку при низких температурах восприимчивость  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  быстро уменьшается при включении поля  $H$ . Возможно, что по причине такого методического занижения величины  $\chi$  в [1, 2, 4] при  $T \rightarrow 0$  установлен закон  $\chi = C/T$ , как в случае изолированных невзаимодействующих моментов  $\text{Cu}^{2+}$ .

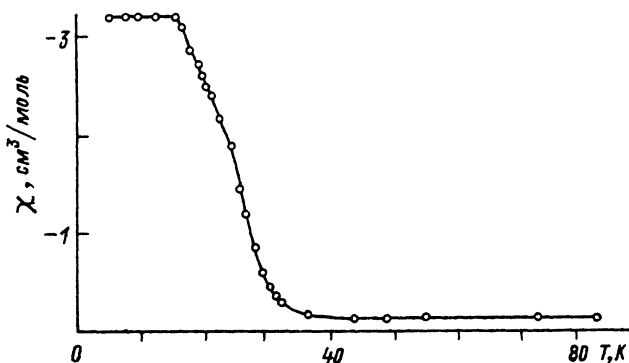


Рис. 2. Диамагнитный отклик  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ , измеренный при  $h = 3$  Э,  $f = 300$  Гц.  $x = 0.55$ .

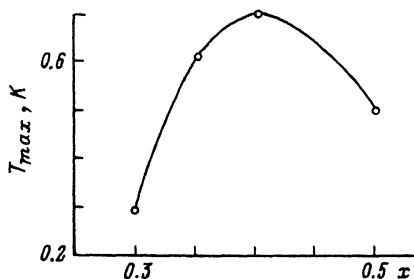


Рис. 3. Зависимость температуры максимума восприимчивости  $T_{\max}$   $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  от содержания кислорода  $x$ .

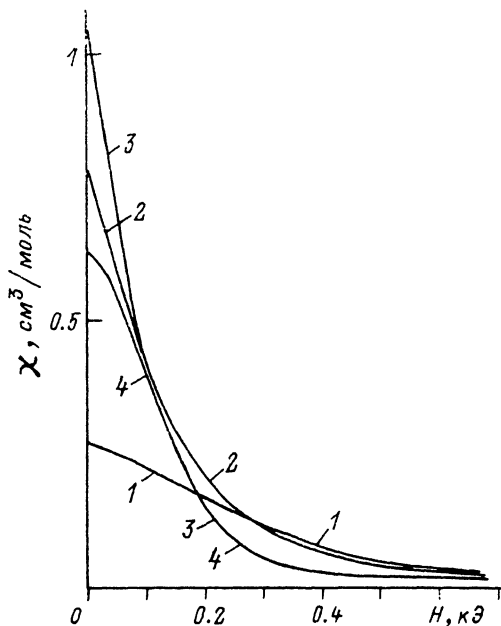
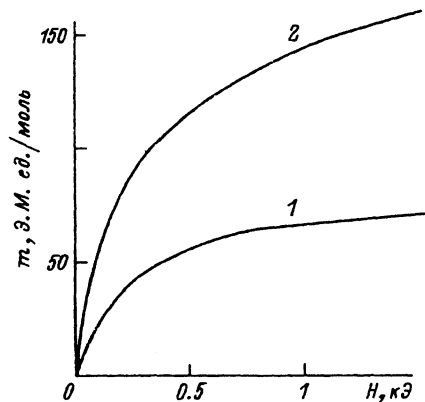


Рис. 4. Полевые зависимости восприимчивости  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$  при  $T = 1.44$  (1), 1.08 (2), 0.62 (3), 0.12 К (4).  $x = 0.4$ .

Восприимчивость образцов  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  можно представить в виде суммы трех вкладов  $\chi = \chi_{\text{Sm}} + \chi_{\text{Cu}(2)} + \chi_{\text{Cu}(1)}$ , где  $\chi_{\text{Cu}(2)}$  — вклад от АФМ упорядоченных моментов  $\text{Cu}^{2+}$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$  (составляет  $\sim 10^{-4}$   $\text{cm}^3/\text{моль}$  при  $T \approx 0$  [5]);  $\chi_{\text{Sm}}$  — вклад от решетки ионов  $\text{Sm}^{3+}$ , связанных АФМ взаимодействием, но не проявляющих дальний магнитный порядок (в эксперименте мы не обнаружили характерное для АФМ порядка поведение  $\chi(T, H)$ , что согласуется с данными теплоемкости [11]). В области низких температур при  $H = 0$  доминирует последний член (происходящий от  $\text{Cu}^{2+}$  ионов в позициях  $\text{Cu}(1)$ ), свойства которого нас будут интересовать. Вклады разной природы в  $\chi$  можно легко разделить с помощью небольшого поля  $H \approx 2 \div 3$  кЭ, используя резкую зависимость  $\chi_{\text{Cu}(1)}$  от  $H$  при  $T < 1$  К и слабое изменение в этом поле АФМ вклада. Выделив, таким образом,  $\chi_{\text{Cu}(1)}$ , мы получили, что при  $T < 2$  К  $\chi \approx \chi_{\text{Cu}(1)}$ , а в интервале температур 1—7 К  $\chi_{\text{Cu}(1)}$  ( $T$ ) следует закону Кюри—Вейсса  $\chi = C/(T - \Theta)$ , причем для всех образцов знак параметра  $\Theta$  оказывается ФМ знака ( $\Theta > 0$ ) и величина  $\Theta$  коррелирует с температурой максимума восприимчивости  $T_{\max}$  при изменении  $x$ . Корреляция величин  $\Theta$  и  $T_{\max}$  может означать, что природа максимума  $\chi$  связана с ФМ взаимодействиями, изменяющимися с концентрацией кислорода в  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ .

Зависимость  $T_{\max}$  от содержания кислорода  $x$  показана на рис. 3. Немонотонный характер  $T_{\max}(x)$  с максимумом в районе  $x \approx 0.4$  можно объяснить в рамках модели, описывающей зависимость магнитного состояния иона  $\text{Cu}(1)$  от его кислородного окружения [4]. В этой модели полагается, что при изменении  $x$  от 0 до 1 число атомов кислорода, окружающих медь в позициях  $\text{Cu}(1)$ , увеличивается от 2 до 4, при этом валентность  $\text{Cu}$  изменяется от 1 до 3. Оба состояния  $\text{Cu}^{1+}$  и  $\text{Cu}^{2+}$  немагнитны, а магнитное состояние  $\text{Cu}^{2+}$  реализуется при окружении меди тремя атомами кислорода, поэтому при промежуточном значении  $x$  следует ожидать максимальное количество магнитных ионов  $\text{Cu}^{2+}$  в цепях  $\text{Cu}-\text{O}$ . Согласно этим представлениям, вклад  $\chi_{\text{Cu}(1)}$  должен исчезать при  $x \rightarrow 0$  и существовать в сверх-

Рис. 5. Полевая зависимость намагниченности  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $1 - x = 0.3$ ,  $2 - 0.5$ ) при  $T = 0.19$  К.



проводящем образце с  $x \approx 0.55$ . К сожалению, мы не могли это проверить нашей методикой.

Какой же смысл имеет температура максимума восприимчивости, связан ли максимум  $\chi$  с появлением магнитного порядка при  $T < T_{\text{max}}$ ? Для выяснения этих вопросов мы исследовали характер намагничивания  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при температурах выше и ниже  $T_{\text{max}}$ . На рис. 4 показаны полевые зависимости дифференциальной

восприимчивости  $\chi(H)$ , записанные при различных температурах для образца с  $x = 0.4$ . Такое поведение  $\chi(H)$  типично и для других образцов. Для всех кривых  $\chi(H)$  характерно быстрое падение восприимчивости при включении поля, что соответствует резкому намагничиванию в малых полях. В области полей 3—15 кЭ величина  $\chi$  практически на уровне антиферромагнитного вклада и слабо зависит от  $H$  — это поведение характеризует намагничивание антиферромагнитных решеток Sm и Cu. Восприимчивость почти не зависит от частоты в пределах 30—300 Гц (во всяком случае характер  $\chi(H)$  не изменяется), поэтому, считая адиабатические эффекты малыми, мы можем грубо оценить намагниченность  $m$  как интеграл  $\chi$  по полю:  $m \approx \int \chi dH$ . На рис. 5 показаны полученные таким образом кривые намагниченности  $m(H)$  для  $x = 0.3$  и  $x = 0.5$  при  $T = 0.19$  К. Зависимость  $m(H)$  образца с  $x = 0.3$  такая же, как в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.25}$  при 0.5 К [1]; при  $H = 1$  кЭ величина намагниченности этих образцов практически совпадает (такая величина  $m$  соответствует  $\sim 1\%$  насыщенных моментов  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ) от всего числа Cu(1) позиций).

Магнитное поведение на рис. 4, 5 явно непарамагнитное (не укладывается в рамки обычной бриллюэновской зависимости  $m(H)$ ) и указывает на присутствие в образце ФМ кластеров со спонтанной намагниченностью. Характеризующий наличие спонтанного момента резкий рост намагниченности в слабых полях наблюдается и при температурах  $T > T_{\text{max}}$  (исчезает совсем выше 5—6 К), поэтому температуру  $T_{\text{max}}$  нельзя связывать с переходом из парамагнитного в ФМ состояние (интересно, что в работе [3] сделан вывод о существовании ФМ кластеров в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  даже при 77 К).

Температура же появления ФМ фазы не выражена какой-либо заметной аномалией восприимчивости, может быть, потому, что небольшое количество ФМ фазы, рассеянной по образцу в виде отдельных кластеров, плавно нарастает при  $T \rightarrow 0$ , и это сопровождается ростом восприимчивости. Даже при самых низких температурах мы не наблюдали признаков фазового перехода, связанного с разрушением доменной структуры в полях  $H \sim 4\pi Nm$ , как это имеет место в обычном ферромагнетике. Этот факт тоже свидетельствует в пользу модели изолированных друг от друга ФМ кластеров, которых оказывается недостаточно, чтобы обеспечить дальний магнитный порядок.

Описанные здесь низкотемпературные свойства  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  удивительно точно совпадают с магнитными свойствами легированного полупроводника  $\text{EuTe}$ , в котором доказано существование изолированных ФМ кластеров в АФМ матрице кристалла [9, 10]. В  $\text{EuTe}$  ферронные состояния, возникающие в результате автолокализации электронов, существуют уже при 40 К, но с дальнейшим понижением температуры восприимчивость возрастает по закону Кюри—Вейсса и достигает максимума в районе 4 К. Увеличение концентрации электронов приводит к росту концентрации ФМ фазы в кристалле и соответственно к увеличению параметров  $\Theta$ ,  $T_{\text{max}}$  и амплитуды  $\chi$ . При включении магнитного поля восприимчивость также

быстро падает, как в случае  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , что свидетельствует об отсутствии дальнего магнитного порядка. Последнее, видимо, связано с недостатком количества ферронов, потому что в аналогичном кристалле  $\text{EuSe}$ , где реализуется более высокая концентрация ФМ фазы (и в результате ФМ кластеры перекрываются), наблюдается обычное ферромагнитное поведение: разрушение доменной структуры в магнитном поле и большая постоянная величина  $\chi$  ниже  $T_c$  [13].

Таким образом, аналогия свойств  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  и  $\text{EuTe}$  указывает на то, что происхождение ФМ фазы в  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  связано с локализацией носителей тока. Определяющим аргументом здесь является тот экспериментальный факт, что небольшое количество ФМ фазы регулируется в  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  уровнем легирования  $x$  (т. е. концентрацией дырок), так же как в полупроводнике  $\text{EuTe}$  концентрацией электронов.

Следуя работам [3, 4], мы полагаем, что ферроны образуются на базе моментов  $\text{Cu}^{2+}$  в позициях  $\text{Cu}(1)$ , взаимодействующих через дырку. Теория, однако, предсказывает возможность образования ферронов и непосредственно в АФМ упорядоченных плоскостях  $\text{CuO}_2$  ВТСП. Так, например, в работе [14] устойчивое неоднородное состояние (ФМ капли в АФМ среде) для некоторой области концентраций дырок получено в двумерной модели Хаббарда. Размер ФМ капли зависит от соотношения обменной и кинетической энергии дырок. Было бы интересно исследовать температурные зависимости восприимчивости и намагниченности этого неоднородного состояния для сравнения с настоящим экспериментом.

В заключение отметим, что в этой работе мы смогли проследить изменение магнитных свойств  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при допировании кислородом  $x$  лишь до  $x = 0.5$ . В сверхпроводящем образце с  $x = 0.55$ , наверное, тоже имеются ФМ кластеры, если судить по характеру зависимости  $T_{\text{max}}(x)$ . В этом случае ФМ кластеры могут влиять на транспортные свойства сверхпроводника, являясь эффективными центрами пиннинга. Сейчас мы проводим измерения восприимчивости  $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , в котором сверхпроводимость отсутствует, и нашей методикой можно исследовать влияние содержания кислорода на низкотемпературные магнитные свойства во всей области изменения  $x$ .

#### Список литературы

- [1] Yamaguchi Y., Waki S., Tokumoto M. // *Solid State Commun.* 1989. V. 69. N 12. P. 1153—1156.
- [2] Obradors X., Tejada J., Rodriguez J., Perez F., Vallet M., Ganzalez-Calbet J., Medarde M. // *J. Magn.Magn.Mat.* 1990. V. 83. N 1—3. P. 517—518.
- [3] Zuo F., Epstein A. J., McCarron E. M., Farneth W. E. // *Physica C.* 1990. V. 167. P. 567—570.
- [4] Ishii T., Yamada T., Sugijama K., Fuke H., Date M. // *Physica C.* 1990. V. 165. P. 139—142.
- [5] Yamaguchi Y., Tokumoto M., Waki S., Nakagawa Y., Kimura Y. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1989. V. 58. N 7. P. 2256—2259.
- [6] Farneth W. E., McLean R. S., McCarron E. M., Zuo F., Lu Y., Patton B. R. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. N 10. P. 6594—6599.
- [7] Aharony A., Birgeneau R. J., Coniglio A., Kastner M. A., Stanley H. E. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 1330—1335.
- [8] Дьяконов В. П., Зубов Э. Е., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Фита И. М., Дорошенко Н. А. // *ФТТ.* 1991. Т. 33. N 11. С. 3275—3279.
- [9] Oliveira N. F., Foner S., Shapira Y., Reed T. B. // *Phys. Rev. B.* 1972. V. 5. N 7. P. 2634—2648.
- [10] Нараев Э. Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988. 232 с.
- [11] Yang K. N., Ferreira J. M., Lee B. W., Maple M. B., Li W. H., Lynn J. W., Erwin R. W. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 16. P. 10963—10972.
- [12] Дьяконов В. П., Фита И. М. // *ПТЭ.* 1984. N 6. С. 238.
- [13] Shapira Y., Foner S., Oliveira N. F., Reed T. B. // *Phys. Rev. B.* 1974. V. 10. N 11. P. 4765—4780.
- [14] Ovchinnikov S. G., Sandalov I. S. // *Physica C.* 1990. V. 166. P. 197—199.