

УДК 537.312.62.538.945:537.611.45

©1995

МАГНИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ $GdBaCuO_{6.2}$ НИЖЕ 20 К. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ИОНОВ Gd^{3+}

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

Донецкий физико-технический институт АН Украины

Поступила в Редакцию 18 ноября 1993 г.

В окончательной редакции 27 июня 1994 г.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование магнитной фазовой $T-H$ -диаграммы $GdBaCuO_{6.2}$ в окрестности антиферромагнитного упорядочения. Определены параметры внутри- и межподрешеточного взаимодействий и анизотропии, а также параметр влияния кристаллического поля. Рассчитана линия перехода из антиферромагнитной (АФМ) в парамагнитную (ПМ) фазу, согласующаяся с экспериментальной.

Несмотря на то что к настоящему моменту убедительно показано, что магнетизм редкоземельной подсистемы в $REBaCuO$ слабо связан со сверхпроводящей [^{1,2}], интерес к изучению особенностей упорядочения редкой земли не ослабевает, так как отсутствие такой связи, если и стало привычным, то не стало понятным. Особый интерес вызывает исследование $GdBaCuO$ как вещества с наибольшей температурой антиферромагнитного упорядочения редкоземельного иона ($T_N = 2.2$ К) из допускающих установление сверхпроводящего состояния соединений [^{3,4}]. К настоящему моменту $GdBaCuO$ исследован достаточно широко и благодаря этому становится возможным приступить к завершению описания характера магнитного упорядочения в нем с количественным определением наиболее полного ансамбля параметров спиновых взаимодействий.

Предыдущие исследования монокристаллического $GdBaCuO$ тетрагональной модификации в парамагнитной области температур дают несколько противоречивые результаты. Так, в [⁵] утверждается, что восприимчивость подчиняется закону Кюри-Вейсса в диапазоне температур 20–140 К с относительным эффективным моментом Gd^{3+} $P_{ef} = 8$, а ниже 20 К закон Кюри-Вейсса не выполняется. В [⁶] закон Кюри-Вейсса выполняется в диапазоне температур 4.2–70 К, $P_{ef} = 6.8$ и $P_{ef} = 7.3$, а парамагнитная температура Кюри равна 3.2 и –1.6 К соответственно вдоль и перпендикулярно оси C кристалла. По данным измерений на керамических образцах [^{7,8}] восприимчивость также подчиняется закону Кюри-Вейсса вплоть до гелиевых температур

$P_{ef} = 7.5$, а парамагнитная температура Кюри $\theta = -(2.6-2.8)$ К. Таким образом, из измерений в парамагнитной области температур не вытекает определенность ни в выполнении закона Кюри-Вейсса в диапазоне температур 4–100 К, ни в величине эффективного магнитного момента, ни в значении энергии взаимодействия парамагнитных ионов.

Исследованиям $GdBaCuO$ в области упорядоченного состояния также уделялось большое внимание как на керамических образцах [7,9–11], так и на монокристаллических [12–14]. Наиболее полные исследования с построением магнитных $H-T$ -диаграмм и определением параметров спиновых взаимодействий проведены в [7,9,12–14], но остался невыясненным ряд вопросов, которые могут изменить принятую картину магнитного поведения иона Gd . К невыясненным вопросам относятся достаточно высокая по сравнению с экспериментом ($T_N^e = 2.2$ К) расчетная в приближении молекулярного поля температура $T_N^{MF} = 3$ К, которая с учетом флуктуаций понижается всего лишь до 2.7 К, и затягивание расчетной границы разделения антиферромагнитной (АФМ) и парамагнитной (ПМ) фаз на $H-T$ -фазовой диаграмме в область высоких температур [12]. Еще более удивительным является затягивание экспериментальной границы разделения АФМ-ПМ фаз в область больших температур, если определить ее по максимуму полевой зависимости восприимчивости при фиксированных температурах.

Наблюдаемая картина несоответствия различных экспериментальных данных побудила нас провести дополнительные исследования.

1. Методика эксперимента и экспериментальные результаты

Исследование проводилось методом измерения температурной зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости $GdBaCuO_y$ на частоте модуляции 31 Нз в фиксированных постоянных магнитных полях до 40 кОе в диапазоне температур 0.6–70 К, включающем область парамагнитного и магнитоупорядоченного состояний. Измерения проводились вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений (параллельно и перпендикулярно оси C) на монокристаллическом образце размером $1.5 \times 1.5 \times 1.4$ мм с содержанием кислорода $y \approx 6.2$.

Монокристалл выращен в алундовом тигле по методике, описанной в [12]. Содержание кислорода $y \approx 6.2$ получено путем термообработки в вакууме в диапазоне температур 400–600°C и определено весовым методом и методом структурного анализа. Образец был однофазен и обладал тетрагональной структурой. В нем обнаружено содержание алюминия в количестве 1%.

На рис. 1 представлены температурные зависимости обратных магнитных восприимчивостей, измеренных вдоль оси C ($\chi_{\parallel}^{-1}(T)$) и перпендикулярно ей ($\chi_{\perp}^{-1}(T)$), в нулевом внешнем магнитном поле для монокристаллического (кривые 1, 2) и $\chi^{-1}(T)$ для керамического (кривая 3) образцов. Видно, что при $T = 20$ К наклон прямых $\chi^{-1}(T)$ изменяется для обоих направлений и на обоих образцах. Такое изменение наклона наблюдалось ранее на соединениях 1–2–3 $YBaCuO$ [15], $(Er, Nb) BaCuO$ [16] и $(Dy, Tm, Yb, Nd, Er, Ho) BaCuO$ [17].

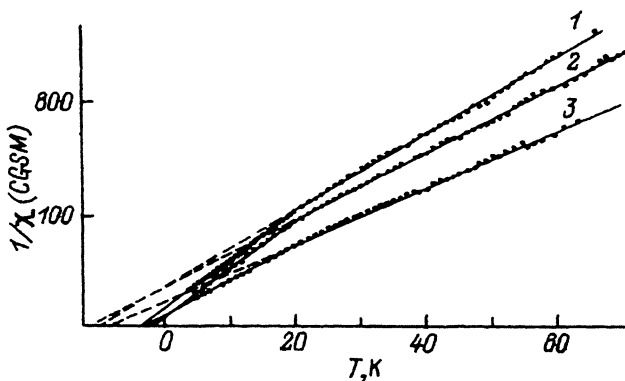


Рис. 1. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $\text{GdBaCuO}_{6.2}$.

1 — $\chi_{\parallel}^{-1}(T)$, 2 — $\chi_{\perp}^{-1}(T)$, 3 — $\chi^{-1}(T)$ — для керамики.

Рассчитанное значение эффективного магнитного момента выше 20 К составляет величину 8.5 вдоль оси C и 8.48 перпендикулярно ей. Парамагнитная температура Кюри $\theta_{\parallel} = -9 \pm 1$ К и $\theta_{\perp} = -11 \pm 1$ К, а $\theta_{\text{сер}} = -6.5 \pm 1$ К.

Ниже 20 К значение эффективного магнитного момента P_{ef} равно 7.46 вдоль оси C и 7.42 перпендикулярно ей, а парамагнитные температуры Кюри $\theta_{\parallel} = -3.2 \pm 0.4$ К, $\theta_{\perp} = -2.0 \pm 0.4$ К, $\theta_{\text{сер}} = -2.6 \pm 0.2$ К.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости, измеренная в отличных от нуля магнитных полях, имеет сложный характер. На рис. 2 представлены зависимости $\chi_{\parallel}(T)_H$. В малых магнитных полях (кривые 1, 2) на зависимостях $\chi_{\parallel}(T)_H$ наблюдается максимум, связанный с упорядочением ионов Gd^{3+} , который при увеличении поля сдвигается в область низких температур. В полях больше 10 кОе (кривые 3, 4) на зависимостях $\chi_{\parallel}(T)_H$ появляется высокотемпературный максимум, который сдвигается при увеличении поля в область

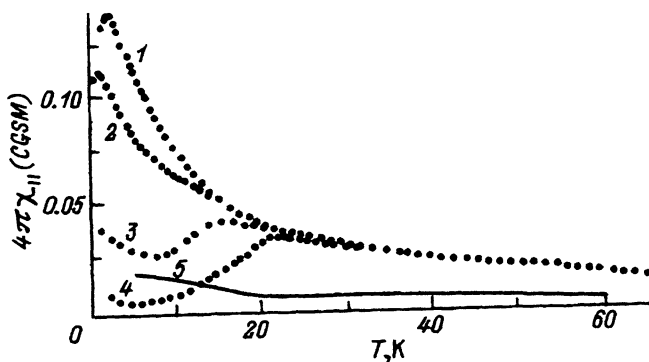


Рис. 2. Температурная зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости $\text{GdBaCuO}_{6.2}$, измеренной в постоянных магнитных полях, приложенных перпендикулярно оси C кристалла.

H (кОе): 1 — 0, 2 — 7.2, 3 — 18, 4 — 36, 5 — $(\chi(T)_0 - \chi(T)_{\text{calc}}^{\text{Gd}})$.

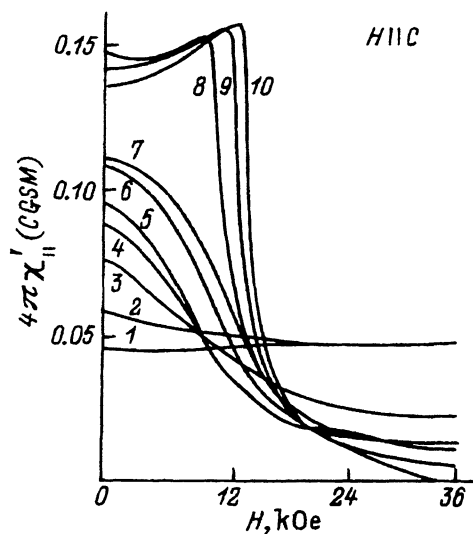


Рис. 3. Зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости от величины магнитного поля, приложенного вдоль оси C кристалла $GdBaCuO_{6.2}$ при фиксированных температурах.

T (K): 1 — 31, 2 — 17, 3 — 11.4, 4 — 9.2, 5 — 8, 6 — 5.05, 7 — 4.32, 8 — 2.18, 9 — 2, 10 — 1.9.

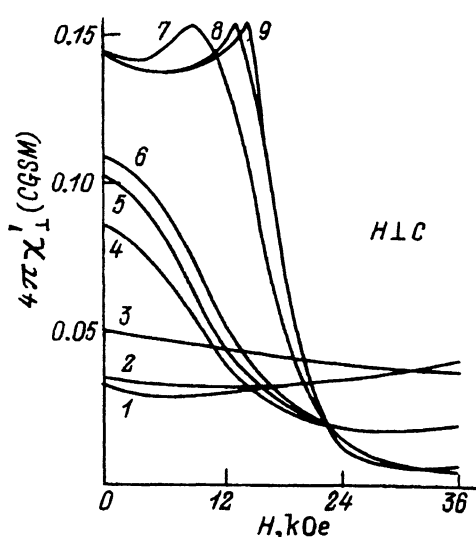


Рис. 4. Зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно оси C кристалла $GdBaCuO_{6.2}$ при фиксированных температурах.

T (K): 1 — 31, 2 — 26, 3 — 17.6, 4 — 8.4, 5 — 6, 6 — 5.3, 7 — 2, 8 — 1.83, 9 — 1.5.

высоких температур. Характерной особенностью сдвига этого максимума является то, что он сдвигается полем до 20 K, т.е. до точки излома на кривых $\chi^{-1}(T)$ при нулевом поле. Ниже 20 K наблюдается также появление полевой зависимости восприимчивости (рис. 3, 4), которая увеличивается с понижением температуры.

На рис. 5 представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{||}(T)_H$ в окрестности температуры антиферромагнитного упорядочения Gd^{3+} . С ростом магнитного поля температура максимума (T_{max}) кривой $\chi_{||}(T)$, соответствующая установлению ближнего порядка (БП), и температура перегиба (T_N), соответствующая установлению дальнего порядка, сдвигаются вниз по температуре. При этом температура максимума сдвигается сильнее, так что при некоторых полях эти две температуры совпадают (кривая 5 на рис. 5).

На рис. 6 представлена магнитная фазовая $H-T$ -диаграмма, построенная по полевым зависимостям восприимчивости вдоль оси C кристалла $\chi(H)_T$ и описанная в [14] (линии AC , BC , CD), а также нанесены точки, соответствующие температурам максимума $\chi(T)_H$ и $(d\chi/dT)_H$, полученные из представленных на рис. 5 измерений (линии ST_N^e и ET_M^e). Линия SE отождествляется нами с переходом из АФМ в ПМ фазу, линия ET_N^e — из АФМ в состояние с БП, линии ET_M^e — с переходом из состояния с БП в ПМ-состояние.

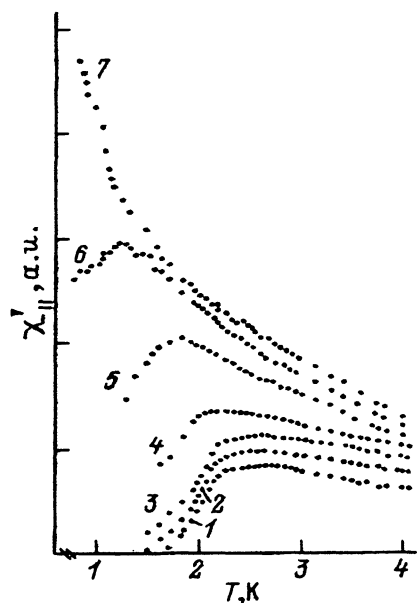


Рис. 5. Температурная зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости, измеренной в фиксированных магнитных полях, приложенных вдоль оси C кристалла $GdBaCuO_{6.2}$.
 H (kOe): 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 6, 5 — 9.6, 6 — 12.4, 7 — 16.1.

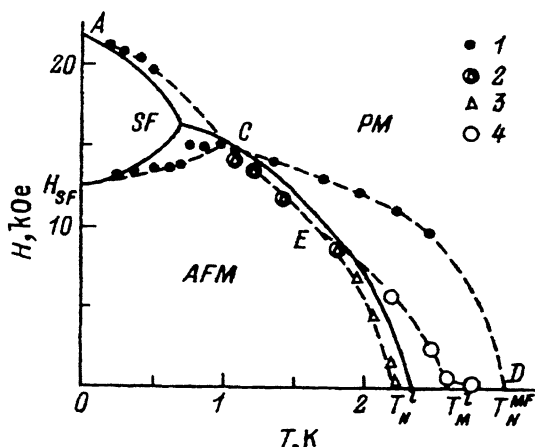


Рис. 6. Магнитная фазовая H - T -диаграмма вдоль оси C кристалла $GdBaCuO_{6.2}$.

1 — получена по максимумам зависимостей $\chi''_T(H)$ [12], 2 — линия АФМ-ПМ перехода, 3 — линия АФМ-БП перехода, 4 — линия БП-ПМ перехода. Сплошная линия — расчетная линия АФМ-ПМ перехода, T_N^{MF} — расчетное значение T_N в приближении молекулярного поля и параметров внутри- и междодрешеточной анизотропии и междодрешеточного взаимодействия.

Как видно из рис. 6, при температуре выше трикритической точки ($T > T_{cr}$) фазовая H - T -диаграмма, построенная по зависимостям $\chi(T)_H$, отличается от диаграммы, построенной по кривым $\chi(H)_T$. Отличие заключается в сдвиге линии, разделяющей АФМ и ПМ фазы, в область высоких температур при построении H - T -диаграммы по полевым зависимостям восприимчивости. Аналогичный сдвиг фазовой H - T -диаграммы наблюдался авторами работы [18] на $GdAlO_3$ при ее построении по измерениям полевых зависимостей восприимчивости в импульсных полях и объяснялся ими адиабатическим намагничиванием системы. Вполне возможно, что в нашем случае сдвиг фазовой диаграммы обусловлен теми же причинами. Тогда при измерении кривых $\chi(T)_H$ адиабатическое охлаждение будет отсутствовать, и построенная по ним фазовая диаграмма будет истинной. Во всяком случае об истинности говорит то, что в отличие от предыдущего случая при $H \rightarrow 0$ T (АФМ-ПМ)-перехода равна T_N^e и T (БП-ПМ) = T_M^e . Тогда расчетная фазовая диаграмма выше трикритической точки (линия CD) расположена явно выше экспериментальной, и необходим дополнительный теоретический анализ для восстановления экспериментальной линии CT_N^e .

2. Обсуждение результатов эксперимента и сравнение с теорией

В [12] термодинамика магнитоупорядоченного состояния редкоземельной подсистемы $\text{GdBaCuO}_{6.2}$ описана в приближении молекулярного поля с использованием модели двухподрешеточного АФМ и трех параметров спиновых взаимодействий: параметров межподрешеточного взаимодействия и анизотропии и параметра внутривподрешеточной анизотропии. Эти параметры вычислены из выражений для трех критических полей при $T \rightarrow 0$: (АФМ-СФ)-перехода H_{sf} ; (СФ-ПМ)-перехода H_E и (АФМ-ПМ)-перехода в перпендикулярном оси C направлении H_p , где СФ — спин-флоп фаза. В настоящей работе введем в рассмотрение наиболее полный ансамбль спиновых взаимодействий, включающий внутривподрешеточный обмен в одноионную анизотропию. Несмотря на то что орбитальный момент основного состояния иона Gd^{3+} равен нулю, введение в рассмотрение одноионной анизотропии может быть оправдано возможностью влияния верхних уровней. Для включения в рассмотрение двух дополнительных параметров в качестве недостающих независимых уровней могут быть использованы выражения для парамагнитных температур Кюри θ_{\parallel} и θ_{\perp} .

Гамильтониан двухподрешеточного антиферромагнетика в ПМП с учетом внутривподрешеточного взаимодействия и одноионной анизотропии запишем в виде

$$\mathcal{H} = D \sum_i (S_i^z)^2 + D \sum_{\alpha} (S_{\alpha}^z)^2 - \tilde{H}_1 \sum_i S_i^z - \\ - \tilde{H}_2 \sum_{\alpha} S_{\alpha}^z - \tilde{h}_1 \sum_i S_i^x - \tilde{h}_2 \sum_{\alpha} S_{\alpha}^x + \text{const}, \quad (1)$$

где D — параметр одноионной анизотропии, $\tilde{H}_{1,2}$ и $\tilde{h}_{1,2}$ — эффективные поля для двух подрешеток i и α :

$$\tilde{H}_i = H + A \langle S_i^z \rangle + R \langle S_j^z \rangle, \\ \tilde{h}_i = h + C \langle S_i^x \rangle + G \langle S_j^x \rangle. \quad (2) \\ i \neq j \text{ и } i, j = 1, 2$$

Здесь H и h — внешние магнитные поля, направленные соответственно вдоль и перпендикулярно оси анизотропии в единицах $\mu_B \cdot g$, а $\langle S_i^z \rangle$ и $\langle S_i^x \rangle$ — соответствующие компоненты намагниченности.

Входящие в (2) параметры определяются таким образом:

$$A = 2[I_{11}(0) + B]; \quad R = 2[I_{12}(0) + B_{12}]; \quad C = 2I_{11}(0); \quad G = 2I_{12}(0),$$

где $I_{11}(0)$ и $I_{12}(0)$ — параметры внутри- и межподрешеточного взаимодействия, B и B_{12} — параметры внутри- и межподрешеточной анизотропии [12]. Квантовый характер одноионной анизотропии не позволяет в аналитической форме представить систему энергетических уровней магнитного иона Gd^{3+} с гамильтонианом (1). Однако в рамках теории возмущения можно описать линии фазовых переходов из АФМ и из СФ фаз в ПМ фазу.

В частности, $H-T$ -линия фазового перехода АФМ-ПМ антиферромагнетика с одноионной анизотропией типа «легкая ось» ($D < 0$) описывается выражением ($h = 0$)

$$\frac{T_c(H)}{A-R} = \varphi_s(T) - \langle S^z \rangle^2, \quad (3)$$

где

$$\varphi_s(T) = \frac{\sum_{m=-s}^s m^2 e^{-\beta \varepsilon_m}}{\sum_{m=-s}^s e^{-\beta \varepsilon_m}},$$

T — температура,

$$\varepsilon_m = Dm^2 - mH_0, \quad H_0 = H + (A+R)\langle S^z \rangle.$$

Средняя намагниченность $\langle S^z \rangle$ определяется по формуле

$$\langle S^z \rangle = \frac{\sum_{m=-s}^s m e^{-\beta \varepsilon_m}}{\sum_{m=-s}^s e^{-\beta \varepsilon_m}}. \quad (4)$$

В терминах выбранной системы параметров парамагнитные температуры θ_{\parallel} и θ_{\perp} , соответствующие продольной и поперечной компонентам восприимчивости, записываются в виде ($S = 7/2$)

$$\begin{aligned} \theta_{\parallel} &= \frac{21}{2} [I_{11}(0) + B + I_{12}(0) + B_{12}] - 4D, \\ \theta_{\perp} &= \frac{21}{2} [I_{11}(0) + I_{12}(0)] + 2D. \end{aligned} \quad (5)$$

Учитывая, что вблизи фазового перехода СФ-ПМ поперечные эффективные поля подрешеток малы, можно воспользоваться теорией возмущения по этим малым величинам. Легко найти систему энергетических уровней, по которой уравнение указанной $H-T$ -линии представляется в виде

$$\frac{\sum_{m=-s}^s e^{-\beta \varepsilon_m} \left\{ \frac{(S-m)(S+m+1)}{D(2m+1)-H} - \frac{(S+m)(S-m+1)}{D(2m-1)-H} \right\}}{\sum_m e^{-\beta \varepsilon_m}} = \frac{1}{I_{11}(0)}. \quad (6)$$

В частности, при $T \rightarrow 0$ из (6) получаем критическое поле перехода H из СФ в ПМ фазу

$$\tilde{H}_E = S(4I_{12}(0) - 2(B + B_{12})) - H_A, \quad (7)$$

где $H_A = -D(2S-1)$ — поле одноионной анизотропии. С учетом введенного поля одноионной анизотропии выражение для критического поля H_{sf} -перехода из АФМ в СФ фазы записывается так:

$$H_{sf} = \sqrt{\{2S(B - B_{12}) + H_A\}H_E}. \quad (8)$$

Если же рассмотреть случай $H = 0$ и $h \neq 0$, то в упорядоченном состоянии реализуется только угловая фаза с критическим полем H_p перехода в ПМ состояние

$$H_p = S \left(4/I_{12}(0) + 2(B - B_{12}) \right) + H_A. \quad (9)$$

С помощью формул (5), (7)–(9) и по соответствующим экспериментальным данным можно найти неизвестные микроскопические параметры D , $I_{11}(0)$, $I_{12}(0)$, B и B_{12} . Так, по экспериментальным значениям критических полей $H_E = 20.9$ кОе, $H_{sf} = 12.9$ кОе и $H_p = 23.6$ кОе [12] и парамагнитных температур $\theta_{\parallel} = -3.2$ К и $\theta_{\perp} = -2$ К получаем значения микроскопических параметров: $B = -0.029$ К, $I_{11}(0) = 0.0377$ К, $D = -0.062$ К, $I_{12}(0) = -0.141$ К, $B_{12} = -0.121$ К. Значения $I_{12}(0)$ и B_{12} совпали с ранее полученными [14], а величина $D < 0$ указывает на легкую анизотропию.

Из (3) при $\langle S^z \rangle = 0$ и $H = 0$ получаем расчетное значение температуры Нееля $T_N^c(0) = 2.28$ К. На основе полученных параметров восстанавливаем фазовую H – T -линию из АФМ в ПМ фазу, которая представлена на рис. 6 сплошной линией. Из рисунка видно, что как расчетная температура Нееля, так и расчетная линия (АФМ–ПМ)-перехода близки к экспериментальным. Наблюдающееся небольшое различие может быть отнесено на счет влияния флуктуаций. Расчетное значение трикритической точки также несколько ниже рассчитанной ранее в [14], но следует заметить, что отсутствие надежного экспериментального значения трикритической точки, обусловленное трудностью точной ориентации кристалла во внешнем поле, делает строгое сравнение теории и эксперимента в окрестности T_{cr} преждевременным.

Что касается точки изгиба на зависимостях $\chi^{-1}(T)$ при $T_b = 20$ К (рис. 1) и высокотемпературных максимумов на кривых $\chi(T)_H$, смещающихся к 20 К при росте поля (рис. 2), то, исходя из анализа литературы, причин их возникновения может быть по меньшей мере две: 1) наличие примесей и 2) упорядочение меди в цепочках. В виде примеси в $GdBaCuO$ может присутствовать соединение $Gd_2Cu_2O_5$, температура упорядочения которого, по данным работы [19], находится в этой области температур, или $BaCuO_2$. По сообщению в [17], с целью исследования источника наблюдающегося изгиба в $TmBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$ вводилась примесь $BaCuO_2$ в количестве 5%, но какого-то влияния на зависимость $\chi^{-1}(T)$ не наблюдалось. Проведенные нами рентгеновские исследования состава позволяют определять его с погрешностью не более 3%. Каких-либо следов присутствия других фаз кроме $GdBa_2Cu_3O_{6.2}$ не обнаружено. Поэтому мы исключаем возможность возникновения изгиба из-за влияния примесей.

Измерения в магнитном поле (рис. 2, 3, 4) показывают наличие сильной зависимости магнитной восприимчивости ниже 20 К от величины поля и отсутствие таковой выше. Сдвиг высокотемпературного максимума вправо с увеличением поля (рис. 2) обусловлен зависимостью восприимчивости ионов Gd^{3+} от нее, а существование предельной температуры сдвига (20 К) определяется особенностями медной подрешетки, приводящими к резкому исчезновению полевой зависимости восприимчивости ионов Gd^{3+} выше этой температуры.

В [20] из температурной зависимости полной восприимчивости GdBaCuO вычтена рассчитанная температурно-зависящая восприимчивость гадолиниевой подсистемы и на оставшейся кривой наблюдается максимум при $T = 18 \text{ K}$, что приписывается упорядочению медной подсистемы вблизи определенного нами значения температуры $T_b = 20 \text{ K}$. Учитывая, что при содержании кислорода равном 6.2 медь в плоскостях упорядочена при $T \leq 430 \text{ K}$, наблюдаемый максимум может быть обусловлен упорядочением меди в цепочках. Это предположение косвенно подтверждается нейтронографическими исследованиями NdBaCuO_6 [21], где в этой области температур наблюдается упорядочение меди в цепочках, и исследованиями магнитной восприимчивости в YBaCuO [15]. Некоторым подтверждением может служить и уменьшение P_{ef} с 8.5 выше 20 K до значения 7.5, близкого к значению P_{ef} для иона Gd^{3+} , так как это может быть обусловлено исчезновением вклада в P_{ef} медной подсистемы при упорядочении Cu^{2+} . Значения парамагнитных температур Кюри выше 20 K $\theta_{\parallel} < \theta_{\perp}$ также согласуются с наблюдаемым в [20] упорядочением меди в перпендикулярном оси C направлении.

Но имеется ряд результатов, противоречащих сделанному предположению. Так, нейтронографические исследования YBaCuO не дают упорядочения в цепочках [22]. Также на кривых $\chi(T)$ YBaCuO не наблюдается максимум, хотя из-за отсутствия вклада иттрия в восприимчивость максимум на кривых $\chi(T)$ должен наблюдаться в нулевом магнитном поле. И, наконец, если из кривой 1 (рис. 2), измеренной в нулевом внешнем магнитном поле, вычтеть рассчитанную температурную зависимость восприимчивости Gd^{3+} , используя полученные параметры $P_{ef} = 7.48$ и $\theta = -3.2 \text{ K}$, то на оставшейся кривой 5 максимума не наблюдается. К сожалению, в [20] не указан метод измерения восприимчивости, так как если восприимчивость измерялась в магнитном поле, то наблюдаемый максимум мог бы быть обусловлен его влиянием.

Не очень понятно появление сильной полевой зависимости восприимчивости GdBaCuO ниже 20 K и отсутствие таковой выше, если не предположить спиновой переориентации медной подрешетки и связи ее с гадолиниевой, на что указывает полевая зависимость намагниченности ниже 40 K в YBaCuO [23]. Следует также заметить, что причиной наблюдаемого поведения восприимчивости ниже 20 K может быть и появление случайных связей ферромагнитного знака [24,25], а также структурные изменения.

Учитывая важность понимания поведения меди в плоскостях и цепочках для выяснения природы сверхпроводимости, мы предполагаем проведение дополнительных исследований магнитных и резистивных свойств в этой области температур.

Авторы благодарят Международный научный фонд Дж. Сороса и Американское физическое общество за частичную финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Brown S.E., Thompson J.D., Wills J.O., Aikin R.M., Zirniebl E., Smith J.L., Fisk Z., Schwars R.B. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 36. N 4. P. 2298–2300.
- [2] Poddar A., Mandel P., Choudhury P., Das A.N., Grosh B. // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1988. V. 21. P. 3323–3331.
- [3] Nakasawa Y., Ishikawa M., Tarabatake T. // *Physica C*. 1987. V. 148. N 1–3. P. 404–407.
- [4] Zhao Guo Meng, Wang Rui Rau, Dong Zi Wen. // *Solid State Commun.* 1988. V. 65. N 11. P. 1395–1398.
- [5] Vincent E., Hammann J., Hordges J.A., Noel U., Potel M., Levet J.C., Gougeon P. // *Physica C*. 1989. V. 159. N 6. P. 863–868.
- [6] Klimentenko A.G., Ishihaev S.M., Matizen E.V., Kozeeva L.P., Pavlyuk A.A. // *Phys. Lett. A*. 1989. V. 138. N 8. P. 439–442.
- [7] Дорошенко Н.А., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Ревенко Ю.Ф., Фита И.М. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 8. С. 282–284.
- [8] Van den Berg I., Van der Beek C.J., Kes P.H., Mydosh J.A. // *Solid State Commun.* 1987. V. 65. N 5. P. 699–705.
- [9] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Свистунов В.М., Таренков В.Ю., Фита И.М. // *СФХТ*. 1989. Т. 2. № 8. С. 74–81.
- [10] Bloom S.H., Kurie M.V., Guertin R.P., Jee C., Nichols D., Kaczanowicz E., Crow J.E., Myer G., Salomon R.E. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1987. V. 68. N 2. P. L135–L138.
- [11] Звягин А.И., Степанов А.А., Хацько Е.Н., Черный А.С., Доценко В.И., Чайковская Н.М. // *ФНТ*. 1989. Т. 15. № 12. С. 1094–1096.
- [12] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Zubov Э.Е., Коzeева Л.П., Маркович В.И., Павлюк А.А., Фита И.М. // *СФХТ*. 1991. Т. 4. № 9. С. 1694–1704.
- [13] Мошдалков В.В., Петренко О.В., Белов В.С., Воронкова В.И., Яновский В.К. // *СФХТ*. 1989. Т. 2. № 8. С. 1822–1825.
- [14] Dyakonov V.P., Zubov E.E., Kozeeva L.P., Levchenko G.G., Markovich V.I., Pavlyuk A.A., Fita I.M. // *Physica C*. 1991. V. 178. N 1–3. P. 221–224.
- [15] Obradors X., Tejada I., Rodriques I., Perez F., Wallet M., Gonzales-Calbet I., Medards M. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1990. V. 83. N 1–3. P. 517–518.
- [16] Tomy C.V., Prasad R., Sony N.C., Malih S.K. // *Physica C*. 1988. V. 153–155. P. 174–175.
- [17] Cuscos N., Likodimos V., Ioudos C.A., Windsch W., Metz H., Konfondakis A., Mitros C., Gamari-Seale H., Niarchos D. // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1992. V. 170. P. 597–607.
- [18] Blazey K.W., Rohrer H., Webster R. // *Phys. Rev. B*. 1971. V. 4. N 7. P. 2287–2302.
- [19] Мошдалков В.В., Самарин Н.А., Зоубкова Я., Миль В.В. // *СФХТ*. 1989. Т. 2. № 11. С. 18–23.
- [20] Dunlap B.D., Slaski M., Sungaila Z., Hinks D.G., Zhang K., Segre C., Maltz S.K., Alp E.E. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 1. P. 592–594.
- [21] Li W.H., Lynn J.W., Fisk Z. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 41. N 7. P. 4098–4111.
- [22] Jurgens M.I., Burret P., Vettier G., Regnault L.P., Henry J. // *Physica B*. 1989. V. 156/157. N 7. P. 846–850.
- [23] Yamaguchi Y., Waki S., Tokumoto M. // *Solid State Commun.* 1989. V. 69. N 12. P. 1153–1156.
- [24] Дьяконов В.П., Zubov Э.Е., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Фита И.М., Дорошенко Н.А. // *ФТТ*. 1991. Т. 33. № 11. С. 3275–3279.
- [25] Богдан М.М., Ковалев А.С., Степанов А.А. // *ФНТ*. 1992. Т. 18. № 8. С. 838–844.