

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.622

**МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ВБЛИЗИ КРОССОВЕРА  
В СИНГЛЕТНЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta = 0, 1.0$ )****З. А. Казей***(кафедра общей физики для естественных факультетов)*

E-mail: kazei@plms.phys.msu.su

Рассчитаны эффект Зеемана, намагниченность и дифференциальная магнитная восприимчивость в изотермическом режиме для  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  в тетрагональной фазе с учетом анизотропного билинейного взаимодействия. Показано существование магнитного упорядочения в базисной плоскости во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel [001]$  вблизи пересечения энергетических уровней, сопровождающееся отклонением магнитного момента от направления поля. Исследована зависимость фазовой диаграммы от величины параметров анизотропного билинейного взаимодействия, температуры и других факторов.

1. Исследования спонтанных и индуцированных фазовых переходов, связанных с орбитальным и магнитным упорядочением, локализацией носителей заряда и т. д., в перовскитах с ян-теллеровскими ионами  $\text{Cu}^{2+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$  в настоящее время являются одной из актуальных проблем физики твердого тела. Спонтанные и индуцированные магнитным полем структурные фазовые переходы ян-теллеровской природы исследуются также в редкоземельных (РЗ) магнетиках с различной кристаллической структурой.

Один из важных аспектов этой проблемы — влияние сильного магнитного поля, которое модифицирует спектр и волновые функции РЗ иона и может при определенных условиях сформировать электронную структуру с вырожденным основным состоянием, благоприятную для ян-теллеровских фазовых переходов. Вырожденное состояние в спектре РЗ иона может возникать из-за пересечения уровней (кроссовер). Этот случай можно рассматривать как магнитный аналог эффекта Яна–Теллера. Известно, что система с вырожденным основным состоянием неустойчива и в ней могут иметь место различные фазовые переходы, приводящие к понижению симметрии и снятию вырождения. Таким образом, вблизи кроссовера сильно возрастает роль различных слабых взаимодействий. Вклад квадрупольных взаимодействий вблизи кроссовера экспериментально и теоретически исследовался в работе [1]. Магнитные фазовые переходы вблизи пересечения уровней, насколько нам известно, изучались только для соединений с  $3d$  ионами. Однако имеющиеся модельные расчеты спинового упорядочения в магнитном поле вблизи кроссовера мало пригодны для РЗ соединений.

Кроссовер был обнаружен и детально исследован для ряда РЗ соединений со структурой циркона  $\text{RHO}_4$  [2, 3], а также предсказан на основе числен-

ных расчетов для РЗ соединений  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [4]. Отметим, что магнитное упорядочение при кроссовере для семейства купратов исследовалось теоретически для соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в обеих фазах [5], однако ошибки при записи гамильтонианов кристаллического поля и приближенный характер вычислений ставят под сомнение количественные результаты этой работы. Таким образом, исследование роли билинейных и квадрупольных взаимодействий при кроссовере в РЗ оксидах с различной структурой представляет несомненный интерес с экспериментальной и теоретической точек зрения.

2. Для расчета эффекта Зеемана, магнитных характеристик и фазовых диаграмм в сильном магнитном поле использовался гамильтониан, включающий кристаллическое поле (КП), зеемановский член и билинейные взаимодействия, записанные в приближении молекулярного поля,

$$H = \sum_{n,m} \alpha_n B_n^m O_n^m - g_J \mu_B \mathbf{J} \mathbf{H} - g_J \mu_B \mathbf{J} \mathbf{H}_B, \quad (1)$$

$n = 2, 4, 6$ ;  $m \leq n$ ;  $m = 0, 2, 4, 6$  — для орторомбической симметрии;  $m = 0, 4$  — для тетрагональной симметрии. В (1)  $O_n^m$  — эквивалентные операторы,  $\alpha_2 = \alpha_J$ ,  $\alpha_4 = \beta_J$ ,  $\alpha_6 = \gamma_J$  — коэффициенты Стевенса,  $B_n^m$  — параметры КП,  $g_J$  — фактор Ланде,  $\mathbf{J}$  — оператор углового момента иона  $\text{R}^{3+}$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Эффективное поле  $\mathbf{H}_B = n g_J \mu_B \langle J \rangle$  обусловлено билинейными взаимодействиями, где параметр молекулярного поля  $n$  ( $n_i = \theta_i / C$ ,  $i = \parallel, -$ ;  $\theta_i$  — парамагнитная температура Кюри,  $C$  — константа Кюри), вообще говоря, анизотропен вдоль и перпендикулярно тетрагональной оси.

Определяющим взаимодействием для РЗ ионов в исследуемых окисных соединениях  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta = 0, 1.0$ ) и  $\text{HoVO}_4$  в парамагнитной области является кристаллическое поле. Параметры КП для этих соединений известны из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов и оптики [6, 7]. Исполь-

зуемые нами при расчетах параметры КП приведены в таблице. Дипольные и обменные взаимодействия в этих соединениях малы и обуславливают антиферромагнитное упорядочение при температурах ниже 1 К. Оценки значений параметров молекулярного поля  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  (или  $\theta_i = n_i C$ ,  $i = \parallel, \perp$ ) для исследованных Ho соединений приводятся далее.

**3.** Расчеты эффекта Зеемана в соединениях  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  на основе определенных из эксперимента параметров кристаллического поля показали существование пересечения энергетических уровней РЗ ионов, которое имеет место для разных направлений и величин магнитного поля в зависимости от типа иона [4]. Для гольмиевых соединений поле кроссовера  $H_c$  составляет 42 кЭ, т.е. находится в диапазоне, удобном для экспериментального исследования. На рис. 1 приведены изотермические кривые намагничивания тетрагонального  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  для  $H \parallel [001]$ , на которых виден скачок намагниченности, связанный с пересечением энергетических уровней. В отсутствие билинейных взаимодействий (кривая 4) скачок намагниченности при 0.1 К очень резкий и с приближением температуры к абсолютному нулю становится бесконечно узким, т.е. дифференциальная восприимчивость  $dM/dH(H_c)$  в критическом поле расходится. Такое поведение намагниченности связано с вырожденным основным состоянием системы при кроссовере. Эта ситуация практически не реализуется, и в системе всегда найдутся такие взаимодействия, которые обрежут максимум на кривой дифференциальной восприимчивости.

Учет билинейных взаимодействий в РЗ-подсистеме, в частности, может привести к снятию вырождения в энергетическом спектре при  $H = H_c$  за счет появления магнитного упорядочения в базисной плоскости. Таким образом, роль билинейных взаимодействий вблизи кроссовера возрастает. Действительно, в слабом поле соединения  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta = 0, 1.0$ ) имеют синглетное основное состояние и магнитное упорядочение в них возникает только при очень низких температурах  $T < 0.2$  К за счет примешивания к основному синглету первого возбужденного дублета, при этом магнитный момент иона  $\text{Ho}^{3+}$  ориентирован в базисной плоскости [8]. Вблизи критического поля кроссовера условия для возникновения магнитного упорядочения улучшаются, так как щель между основным синглетом и первым возбужденным уровнем уменьшается. При

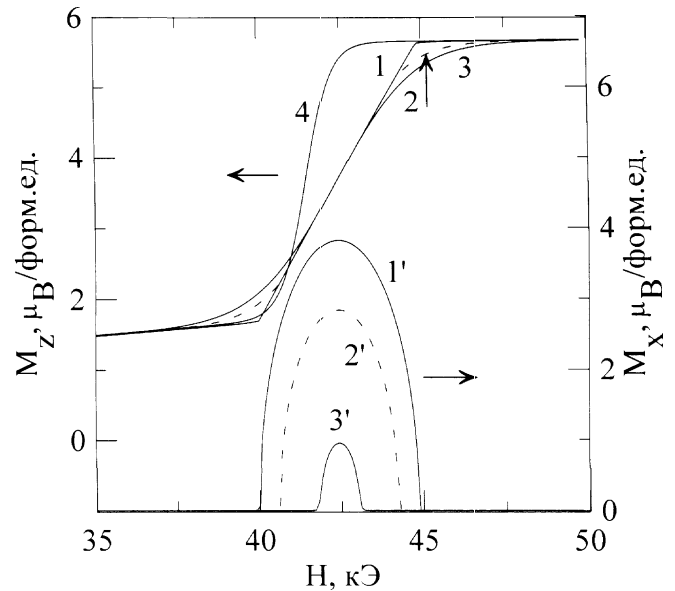


Рис. 1. Изотермы продольной  $M_z$  и поперечной  $M_x$  намагниченности  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  для  $H \parallel [001]$  с учетом (1, 1' —  $T = 0.1$  К; 2, 2' —  $T = 0.2$  К; 3, 3' —  $T = 0.25$  К;  $\theta_{\parallel} = \theta_{\perp} = -0.65$  К) и без учета (4 —  $T = 0.1$  К) билинейных взаимодействий

этом роль билинейных взаимодействий вдоль тетрагональной оси (вдоль поля) и перпендикулярно ей различна.

Отметим, что природа билинейных взаимодействий в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  достаточно сложна, определенный вклад дают суперобменные взаимодействия не только с ближайшими, но и со следующими соседями. Кроме того, дипольные взаимодействия полностью не пренебрежимы. В нашей модели это учитывается введением двух различных параметров эффективного поля вдоль и перпендикулярно тетрагональной оси, при этом вклады от разных соседей и от диполь-дипольного взаимодействия не разделяются. Такая модель оправдана для двухподрешеточного антиферромагнетика, к которым, согласно нейтронным исследованиям [8], относится купрат Ho.

Билинейные взаимодействия вдоль тетрагональной оси приводят к появлению эффективного поля  $H_B^z$ , которое добавляется к внешнему и несколько смещает критическое поле кроссовера и меняет ширину скачка кривой намагниченности (ср. кривые 1 и 4 при  $T = 0.1$  К на рис. 1). Изотермы продольной намагниченности  $M_z$  вблизи поля кроссовера и полевые зависимости параметра порядка  $M_x$  в базисной плоскости для тетрагонального  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$

Параметры КП для исследуемых соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta = 0, 1.0$ ) и  $\text{HoVO}_4$

Соединение	$B_2^0, \text{см}^{-1}$	$B_2^2, \text{см}^{-1}$	$B_4^0, \text{см}^{-1}$	$B_4^2, \text{см}^{-1}$	$B_4^4, \text{см}^{-1}$	$B_6^0, \text{см}^{-1}$	$B_6^2, \text{см}^{-1}$	$B_6^4, \text{см}^{-1}$	$B_6^6, \text{см}^{-1}$	Ссылки
$\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$	167	—	-230	—	1041	27.5	—	900	—	[6]
$\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	167	72	-220	15	1017	28	-17	841	-12	[6]
$\text{HoVO}_4$	-181	—	79	—	1591	-89	—	-161	—	[7]

на рис. 1 рассчитаны в случае изотропного антиферромагнитного обмена с обменными параметрами  $n_{\parallel} = n_{\perp} = \theta/C$  ( $\theta = -0.65$  К). Мы использовали различные способы оценки обменного параметра. Оценка из  $T_N = 0.8$  К для тетрагонального  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  пересчетом через соответствующие факторы Ланде дает  $\theta = -0.37$  К. Оценка из  $T_N = 0.19$  К для орторомбического  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  несколько сложнее, так как требует учета вклада сверхтонкого взаимодействия в магнитное упорядочение в этом парамагнетике. С использованием данных работы [8] было получено значительно более высокое значение  $\theta = -1.56$  К. Далее при расчетах используется величина  $\theta = -0.65$  К, близкая к среднему значению для приведенных выше оценок. Отметим, что эта величина соответствует обменным интегралам  $I^{ii} = \left(\frac{gJ\mu_B}{gJ-1}\right)^2 n = -0.3 \text{ см}^{-1}$  ( $i = x, y, z$ ), что в несколько раз меньше  $I^{ii} = -1 \text{ см}^{-1}$ , использованного в работе [5] при расчетах для  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ .

Иная роль билинейных взаимодействий в плоскости, перпендикулярной тетрагональной оси и магнитному полю. При строгой ориентации поля вдоль оси перпендикулярная по отношению к внешнему полю компонента магнитного момента в слабом поле отсутствует. Вблизи  $H_c$  возможно появление перпендикулярной компоненты  $M_x$ , или, другими словами, отклонение магнитного момента от внешнего поля (рис. 1). За счет этого вырождение в критическом поле  $H_c$  снимается и в спектре возникает конечная щель  $\Delta \sim 0.5$  К (рис. 2). Сравнение эффекта Зеемана, рассчитанного без учета (кривые 1) и с учетом анизотропного ( $\theta_{\perp} = 0$ ) и изотропного билинейного взаимодействия (кривые 2 и 3 соответственно), наглядно показывает его влияние на критическое поле  $H_c$  и спектр при кроссовере. Из вставки на рис. 2 видно, что эффект Зеемана практически совпадает для тетрагонального и орторомбического соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в сильных полях, и критические поля  $H_c$  при этом очень близки. Основное отличие для двух фаз в слабых полях состоит в начальном ( $H = 0$ ) расщеплении возбужденного дублета при понижении симметрии до орторомбической. Таким образом, ромбическую компоненту кристаллического поля в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  можно рассматривать как возмущение по сравнению с тетрагональной.

Необходимые для расчета поперечной компоненты магнитного момента  $M_x$  собственные состояния полного гамильтониана искались самосогласованным образом. В тетрагональном соединении при  $T = 0.1$  К упорядоченная фаза с поперечной компонентой  $M_x \neq 0$  стабильна в интервале полей от 40 до 45 кЭ (кривая 1' на рис. 1), и с повышением температуры эта область сокращается и исчезает при  $T > 0.25$  К. Ориентация перпендикулярной компоненты  $M_{\perp}$  в базисной плоскости определяется, очевидно, анизотропией. Анизотропия кристалличе-

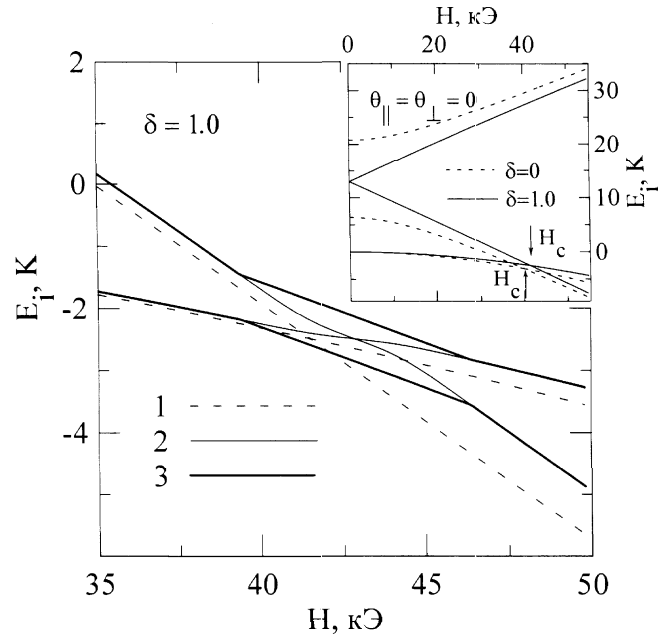


Рис. 2. Эффект Зеемана  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  при  $T = 0.1$  К для ориентации поля  $H \parallel [001]$ , рассчитанный без учета (линии 1) и с учетом анизотропного (2,  $\theta_{\parallel} = -0.65$  К,  $\theta_{\perp} = 0$ ) и изотропного (3,  $\theta_{\parallel} = \theta_{\perp} = -0.65$  К) билинейного взаимодействия (приведены 2 нижних энергетических уровня основного мультиплета). На вставке показан эффект Зеемана для тетрагонального ( $\delta = 1.0$ ) и орторомбического ( $\delta = 0$ ) соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в широком интервале полей

ского поля в базисной плоскости невелика и благоприятствует ориентации поперечной компоненты вдоль оси [100], хотя для ориентации  $M_{\perp}$  вдоль оси [110] отличие критических полей фазовых переходов не превышает 0.5%.

Появление поперечной компоненты сопровождается характерными изломами на продольной намагниченности  $M_z$  (кривые 1–3 на рис. 1) или более выраженными аномалиями на дифференциальной восприимчивости  $\chi_{\parallel} = dM_z/dH_z$ , которая испытывает скачки при фазовом переходе (рис. 3). При этом в области существования поперечной компоненты  $M_x$  продольная компонента  $M_z$  меняется практически линейно (а восприимчивость  $dM_z/dH_z$  остается практически постоянной), т. е. формы пика на кривой  $dM_z/dH_z$  в парамагнитной и магнитоупорядоченной фазе заметно различаются (кривые 1 и 4). В рамках рассмотренной модели переход в магнитоупорядоченное состояние осуществляется фазовым переходом второго рода, поэтому на границах упорядоченной фазы на кривой  $M_z$  наблюдаются только изломы, а не скачки, как можно было бы ожидать для фазовых переходов первого рода.

На рис. 1–4 приведены в основном данные для тетрагонального соединения  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ , которое хотя и имеет более узкий диапазон существования упорядоченной фазы по магнитному полю и температуре, более подходит для экспериментального исследования благодаря отсутствию вкладов, связанных со сверхпроводимостью. Для орторомбического соединения  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  получены

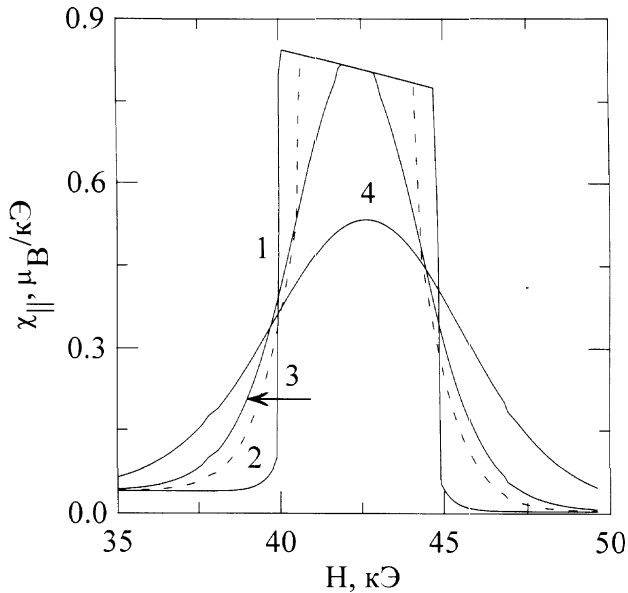


Рис. 3. Изотермические кривые дифференциальной восприимчивости  $\chi_{||} = dM_z/dH_z$   $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  для ориентации поля  $H \parallel [001]$  при различных температурах, рассчитанные с учетом изотропного билинейного взаимодействия  $\theta_{||} = \theta_{\perp} = -0.65$  К (1 –  $T = 0.1$  К; 2 –  $T = 0.2$  К; 3 –  $T = 0.25$  К; 4 –  $T = 0.4$  К)

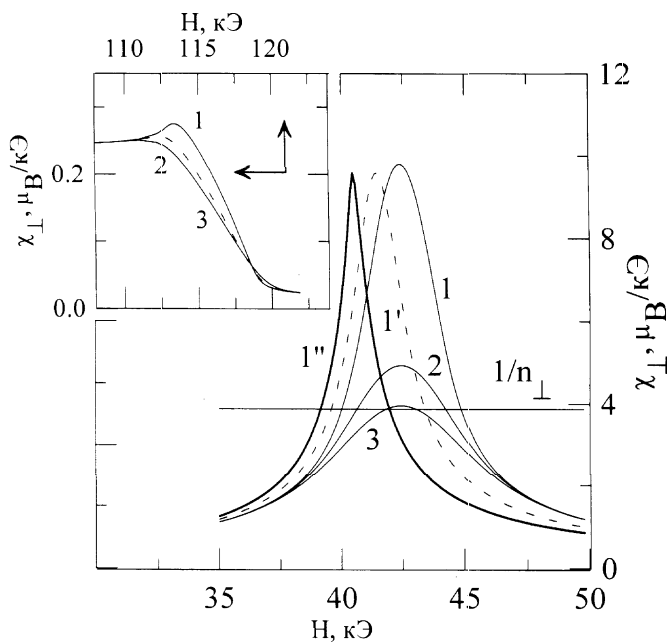


Рис. 4. Изотермические кривые поперечной восприимчивости  $\chi_{\perp} = dM_x/dH_x$   $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  для ориентации поля  $H \parallel [001]$  при различных температурах, рассчитанные с параметром  $\theta_{\perp} = 0$  и различными значениями параметра  $\theta_{||}$  ( $\theta_{||} = -0.65$  К: 1 –  $T = 0.1$  К; 2 –  $T = 0.2$  К; 3 –  $T = 0.25$  К). Кривые 1 ( $\theta_{||} = -0.65$  К), 1' ( $\theta_{||} = 0$ ), 1'' ( $\theta_{||} = 0.65$  К) показывают влияние параметра  $\theta_{||}$  на границы области существования упорядоченной фазы при  $T = 0.1$  К. На вставке показаны кривые  $\chi_{\perp}(H_z)$   $\text{HoVO}_4$  для ориентации поля  $H \parallel [001]$  при различных температурах (1 –  $T = 0.1$  К; 2 –  $T = 0.2$  К; 3 –  $T = 0.25$  К)

качественно похожие результаты. Например, при  $T = 0.1$  К и тех же значениях билинейной константы ( $\theta = -0.65$  К) скачок на продольной намагниченности  $\Delta M_z(H_z) = 3\mu_B$  несколько меньше, а попереч-

ная компонента, наоборот, достигает большей величины  $M_x(H_z) = 6\mu_B$ . Таким образом, упорядоченная фаза более устойчива и существует при  $T < 0.6$  К, а при  $T = 0.1$  К реализуется в диапазоне полей от 34 до 48 кЭ.

При наличии только билинейных взаимодействий вопрос о возникновении магнитного упорядочения (появление поперечной компоненты) достаточно просто и наглядно можно исследовать с помощью поперечной восприимчивости  $\chi_{-} = dM_x/dH_x(H_z)$ . Известно, что спонтанное магнитное упорядочение реализуется, когда начальный наклон кривой намагниченности  $M(H)$  достигнет критической величины, определяемой величиной обменного параметра. Это рассмотрение можно расширить и на случай появления поперечной компоненты вблизи кроссовера, а именно компонента  $M_x$  появляется при условии  $\chi_{-}(H) \geq 1/n_{-} = C/\theta_{-}$ . Это справедливо для простой кривой поперечной намагниченности  $M_x(H_x, H_z)$  без точек перегиба и в частности для рассматриваемой модели.

На рис. 4 видно, что поперечная восприимчивость  $\chi_{-}(H_z)$  в слабом поле мала, но сильно возрастает вблизи критического поля, так что при низких температурах выполняется вышеуказанное условие. Расчеты кривой  $\chi_{-}(H_z)$  проводились в магнито неупорядоченной фазе с параметрами  $\theta_{||} = -0.65$  К и  $\theta_{-} = 0$ , поскольку компонента  $M_z$  отлична от нуля за счет внешнего поля и индуцирует эффективное поле  $H_B^z$ , а поперечное эффективное поле  $H_B^x$  отсутствует. Границы упорядоченной фазы при заданной температуре определяются тогда из условия  $\chi_{-}(H_z) = 1/n_{-} = C/\theta_{-}$ . Поскольку для соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  максимум на кривой  $\chi_{-}(H_z)$  при понижении температуры возрастает, упорядоченная фаза возникает при достаточно низкой температуре при любом значении обменной константы  $n_{-}$ , а для  $\theta_{-} = -0.65$  К максимальная температура в тетрафазе составляет примерно 0.25 К.

Кривые  $\chi_{-}(H_z)$  позволяют также наглядно исследовать вопрос о влиянии анизотропии билинейных взаимодействий на магнитное упорядочение. При заданном значении билинейной константы  $n_{||}$  увеличение билинейной константы в базисной плоскости  $n_{-}$  приводит к понижению горизонтальной линии на рис. 4 и, как и следовало ожидать, к расширению области существования упорядоченной фазы. Наоборот, при заданном значении  $n_{-}$  увеличение константы  $n_{||}$  (кривые 1, 1', 1'') приводит к уменьшению ширины пика  $\chi_{-}(H_z)$  и смещению максимума в область более низких полей, т. е. к сужению области существования упорядоченной фазы.

4. Для сравнения коротко рассмотрим возникновение поперечной компоненты магнитного момента вблизи критического поля кроссовера для другого соединения  $\text{HoVO}_4$ . Кроссовер для  $\text{HoVO}_4$  экспериментально исследовался разными методами [9, 10], в частности был обнаружен двухступенчатый

характер скачка продольной намагниченности при температурах ниже 2 К [2]. Особенностью ванадата  $\text{Ho}$  является то, что поперечная восприимчивость  $\chi_{-}(H_z)$  вблизи кроссовера возрастает не очень сильно (врезка на рис. 4), поэтому упорядочения можно ожидать только если билинейные взаимодействия будут достаточно сильными. В отличие от купрата  $\text{Ho}$  в ванадате  $\text{Ho}$  при кроссовере определенную роль могут сыграть квадрупольные взаимодействия, как полносимметричные, так и низко симметричные, которые модифицирует зависимость  $\chi_{-}(H_z)$ .

5. Проведенные расчеты показывают, что учет обменного взаимодействия в РЗ-подсистеме может привести к снятию вырождения в энергетическом спектре вблизи критического поля кроссовера за счет появления магнитного упорядочения в базисной плоскости, т.е. к отклонению магнитного момента от направления поля. Этот эффект, известный как магнитный аналог эффекта Яна-Теллера, рассмотрен в настоящей статье для реальных систем  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{HoVO}_4$  с учетом особенностей расщепления в кристаллическом поле и анизотропии билинейных взаимодействий. Численные расчеты с реальными параметрами взаимодействий показывают, что в купратах  $\text{Ho}$  при низких температурах вблизи критического поля  $H_c$  должно возникать магнитоупорядоченное состояние с  $M_x \neq 0$ .

Автор выражает благодарность Н.П. Колмаковой

за полезные советы при обсуждении статьи. Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект № 2029).

#### Литература

1. Казей З.А., Снеригев В.В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. **73**, № 2. С. 95.
2. Morin P., Rouchy J., Kazei Z. // Phys. Rev. 1995. **B51**, № 21. P. 15103.
3. Казей З.А., Колмакова Н.П., Платонов В.В. и др. // ЖЭТФ. 2000. **118**, № 3(9). С. 602.
4. Демидов А.А., Казей З.А., Колмакова Н.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 3. С. 53 (Moscow University Phys. Bull. 2002. No. 3. P. 73).
5. Завадский Э.А., Заворотнев Ю.Д. // Сверхпроводимость: физ. хим. техн. 1991. **4**, № 11. С. 2113.
6. Allenspach P., Furrer A., Bruesch P. et al. // Phys. C. 1989. **157**, No. 1. P. 58.
7. Bischoff H., Pilawa B., Kasten A., Kahle H.G. // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. **3**, No. 51. P. 10057.
8. Roessli B., Fischer P., Staub U. et al. // J. Appl. Phys. 1994. **75**, No. 10. P. 6337.
9. Battison J.E., Kasten A., Leask M.J.M., Lowry J.B. // J. Phys. C. 1977. **10**, No. 2. P. 323.
10. Goto T., Tamaki A., Fujimura T., Unoki H. // J. Phys. Soc. Japan. 1986. **55**, No. 5. P. 1613.

Поступила в редакцию  
26.06.02