

УДК 537.312.62; 538.945

© 1990

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ СОСТОЯНИИ

А. Н. Богданов

Проведен расчет равновесных состояний тетрагональных легкоплоскостных коллинеарных антиферромагнетиков в магнитном поле, ориентированном в базисной плоскости. Показано, что в определенном диапазоне полей при вращении \mathbf{H} в базисной плоскости в исследуемых магнетиках имеют место фазовые переходы I рода (ФП), сопровождающиеся скачками намагниченности. Определены границы существования доменной структуры из доменов конкурирующих фаз ФП — промежуточного состояния. Исследована эволюция магнитных свойств при наличии в системе ромбических искажений. Полученные результаты могут быть использованы для анализа магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников типа $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ в упорядоченном состоянии.

1. В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) типа $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (R — редкоземельный ион Y^{+3} , Dy^{+3} , Ho^{+3} и т. п.) при $\delta < 0.4$ с понижением температуры происходит антиферромагнитное упорядочение с достаточно высокой температурой Нееля ($T_N \approx 450$ К при $\delta \approx 0$) [1]. Согласно нейтронографическим данным, в упорядоченном состоянии эти системы представляют собой легкоплоскостные коллинеарные тетрагональные антиферромагнетики [1-3]. Наличие в настоящее время монокристаллических образцов указанных соединений позволяет провести детальное исследование магнитных свойств соединений $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ во внешнем магнитном поле (в зависимости от величины δ для различных редкоземельных ионов). В этой связи в данной работе представлены результаты расчета равновесных состояний тетрагонального легкоплоскостного антиферромагнетика в магнитном поле \mathbf{H} , ориентированном в базисной плоскости. Показано, что в определенном диапазоне полей при вращении \mathbf{H} в базисной плоскости система испытывает фазовые переходы I рода (ФП), сопровождающиеся скачками намагниченности. Рассчитаны линии ФП и равновесные состояния на них, построены фазовые диаграммы. Полученные результаты позволяют по магнитным измерениям определить величины обменного взаимодействия и анизотропии в базисной плоскости. В литературе имеются сведения о существовании в упорядоченном состоянии систем $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ ромбических искажений [4]. Поэтому в работе проведен расчет фазовых диаграмм при наличии ромбических искажений.

Как известно [5, 6], при индуцированных полем ФП в магнетиках образуется термодинамически устойчивая доменная структура (ДС). В работе рассчитаны равновесные состояния такой ДС и границы ее существования.

Аналогичные ФП должны наблюдаться и при вращении \mathbf{H} в базисной плоскости гексагональных легкоплоскостных коллинеарных антиферромагнетиков.

Ранее в тетрагональном антиферромагнетике DyAsO_4 [7] в магнитном поле, расположенном в базисной плоскости, наблюдались явления, сви-

детельствующие о наличии ФП и образовании неоднородных состояний. В данной работе дана интерпретация результатов [7], а также обсуждаются особенности угловых зависимостей намагниченности в MnF_2 в полях выше поля спин-флор перехода, которые наблюдались в [8].

2. Согласно [9], ниже температуры упорядочения медной подсистемы элементарная магнитная ячейка соединений $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ содержит четыре спина (при $\delta \leq 0.15$), а феноменологическое выражение для плотности энергии имеет следующий вид:¹

$$E = \lambda (M_1 \cdot M_2 + M_3 M_4) + \lambda' (M_1 M_3 + M_2 M_4) - N \sum_{i=1}^4 M_i + E_A, \quad (1)$$

M_i — намагниченность i -й подрешетки; λ, λ' — константы внутри- и межслоевого обменных взаимодействий, $\lambda, \lambda' > 0$ (антиферромагнитное упорядочение); E_A — энергия анизотропии. Будем полагать, что $E_A \ll \lambda M^2$, $M_0 = |M_i|$.

В [9] для четырехподрешеточного антиферромагнетика с энергией (1) (при наличии ромбических искажений) проведен анализ равновесных состояний и рассчитан спектр спиновых волн в магнитном поле, ориентированном в базисной плоскости. В данной работе исследованы равновесные состояния системы в магнитном поле, произвольно ориентированном в базисной плоскости (в плоскости, перпендикулярной направлению трудного намагничивания).

При анализе потенциала (1) удобно пользоваться внутрислоевыми векторами антиферромагнетизма l_i , и суммарной намагниченности m_i [9]

$$M_{1,2} = M_0 (m_1 \pm l_1), \quad M_{3,4} = M_0 (m_2 \pm l_2).$$

В области слабых полей ($H \ll \lambda M_0$), где $|m_i| \ll 1$, после минимизации по m_i выражение (1) приобретает следующий вид:

$$E = (-1/2\lambda) [N^2 - (N \cdot \alpha_1)^2 - (N \cdot \alpha_2)^2] + 2\lambda' M_0^2 \alpha_1 \cdot \alpha_2 + E_A, \quad (2)$$

где $l_i = l_i \alpha_i$.

При $\lambda' = 0$ выражение (2) описывает плотность энергии двух невзаимодействующих двухподрешеточных антиферромагнетиков. Для каждого из них состояния с антиферромагнитными направлениями вектора антиферромагнетизма энергетически эквивалентны (вследствие отсутствия в данной системе взаимодействия Дзялошинского). При конечных λ' реализуются состояния с антипараллельным направлением α_i ($\alpha_1 = -\alpha_2$)

$$m_1 = m_2 = (1/2\lambda M_0) [N - (N \cdot \alpha_1) \alpha_1]. \quad (3)$$

Таким образом, расчет равновесных состояний системы сводится к исследованию потенциала $E(\alpha_1)$, т. е. осуществляется в рамках двухподрешеточной модели.

В отсутствие ромбических искажений (их роль обсуждается в конце статьи) плотность энергии анизотропии исследуемой системы запишем в следующем виде:

$$E_A(\alpha_1) = K \alpha_{1z}^2 - 1/2 \beta_2 (\alpha_{1x}^4 + \alpha_{1y}^4) - \beta'_2 \alpha_{1x}^2 \alpha_{1y}^2, \quad (4)$$

K — анизотропия второго порядка; при $K > 0$ антиферромагнетик является легкоплоскостным с легкой плоскостью XOY ; члены с константами β_2 и β'_2 задают тетрагональную анизотропию. В силу неравенства $m \ll 1$ в E_A члены с компонентами m_i опущены.

Для легкоплоскостного антиферромагнетика при N , лежащем в базисной плоскости, в равновесном состоянии α_1 также расположено в этой пло-

¹ В [9] было показано, что в системах $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ могут образовываться длиннопериодические структуры. В данной работе рассматриваются только области однородного упорядочения.

скости. Вводя углы θ между α_1 и OY , ψ между \mathbf{H} и OY , плотности энергии $E(\alpha_1)$ можно придать следующий вид:

$$\Phi = \frac{E(\alpha_1)}{\lambda |B| M_0^2} = (\text{sign}) B \frac{1}{2} \sin^2 2\theta + h^2 \cos(2\theta - 2\psi), \quad (5)$$

$$B = (\beta_2 - \beta'_2)/2\lambda, \quad h = H/2\lambda |B|^{1/2} M_0.$$

Равновесные состояния системы определяются минимизацией $\Phi(\theta)$ (5).

В поле $h=0$ в системе реализуются коллинеарные состояния ($m=0$) с $\theta = \pi k/2$ ($B > 0$) или с $\theta = \pi/4 + \pi k/2$ ($B < 0$). Система уравнений $d\Phi/d\theta = 0$, $d^2\Phi/d\theta^2 = 0$ приводит к уравнению для линии лабильности

$$(h_x^2 - h_y^2)^{2/3} + (2h_x h_y)^{2/3} = 1, \quad (6)$$

которая задает на $h_x h_y$ -фазовой диаграмме замкнутую кривую (рис. 1). На отрезках прямых $|h| \leq 1$, $\psi = \pi/4 + \pi k/2$ ($B > 0$) и $|h| \leq 1$, $\psi = \pi k$ ($B < 0$) происходят ФП между состояниями, в которых компоненты l , перпендикулярные h , имеют противоположное значение (на рис. 1 линии ФП для $B > 0$ нанесены штриховой линией, для $B < 0$ — сплошной). В частности, при $B < 0$ на линии ФП $|h| \leq 1$, $\psi = 0$ реализуются фазы с

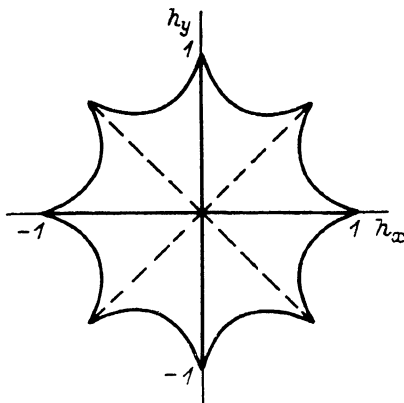


Рис. 1.

$$\theta_{(1)} = 1/2(\pi - \arccos h^2), \quad \theta_{(2)} = -\theta_{(1)}. \quad (7)$$

В этом случае точка $h=1$, $\psi=0$ является точкой окончания ФП (здесь $\theta_{(1), (2)} = \pi/2$). Намагниченность на линии ФП равна

$$m_x^{(1)} = -m_x^{(2)} = 1/2 |B|^{1/2} h (1 - h^2)^{1/2}, \quad m_y^{(1)} = m_y^{(2)} = 1/2 |B|^{1/2} h (1 + h^2). \quad (8)$$

На рис. 2 изображены зависимости $m_x^{(1)}(h)$ (а), $m_y^{(1)}(h)$ (б). При $\psi = \pi/4$ компонента m , перпендикулярная h , равна нулю, а $m_{||} = |B|^{1/2} h$.

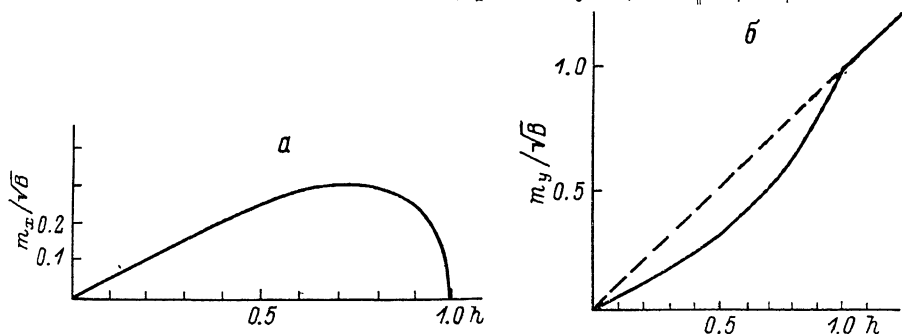


Рис. 2.

3. Как известно [5, 6], в образцах конечных размеров в области индуцированных полем ФП образуется термодинамически устойчивая ДС из доменов конкурирующих фаз — промежуточное состояние (ПС). В рамках термодинамического приближения [6] равновесные состояния ДС для эллипсоидального образца определяются уравнением [5, 6]

$$\mathbf{H}^{(6)} = \Pi_{\mathbf{n}} + 4\pi M_0 \hat{N} [m_{(1)} \xi + m_{(2)} (1 - \xi)], \quad (9)$$

где $\mathbf{H}_{\mathbf{n}}$ — поле ФП; ξ , $(1 - \xi)$ — доли фаз двухфазной ДС; \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов. Подставляя в (8) выражение для $\mathbf{H}_{\mathbf{n}}$ и

$m_{(1)}$, $m_{(2)}$, получим зависимость равновесных значений ξ и $\theta_{(1)}$, $\theta_{(2)}$ от $H^{(e)}$. При $\xi = 0$, $\xi = 1$ соотношение (9) определяет границы ДС.

На рис. 3 представлена $h_x^{(e)} h_y^{(e)}$ -диаграмма эллипсоидального образца ($B < 0$) с $N_x > N_y$. Область существования ДС выделена штриховкой.

Исследуем теперь структуру доменных границ (ДГ) для данной ДС. Для определенности будем рассматривать линию ФП при $B < 0$, $\psi = 0$, $|h| \leq 1$. В силу энергетической эквивалентности состояний с антипараллельными направлениями l на линии ФП будет реализоваться две ДГ: между $\theta_{(1)}$ и $\pi + \theta_{(2)}$ (ДГ I); между $\theta_{(1)}$ и $\theta_{(2)}$ (ДГ II) ($\theta_{(1)}$ и $\theta_{(2)}$ определяются соотношением (7)). При $h = 0$ ДГ I и ДГ II представляют собой 90° ДГ. С ростом поля $\Delta\theta$ в ДГ II растет до $\Delta\theta = \pi$ в критической точке ФП ($h = 1$), в ДГ I $\Delta\theta$ с ростом поля уменьшается до $\Delta\theta = 0$ при $h = 1$. Поскольку $m \ll 1$ во всей области существования ФП, то можно считать, что энергия ДГ определяется только величиной l . Стандартный расчет [10, 11]

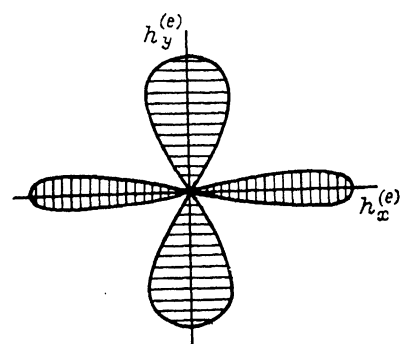


Рис. 3.

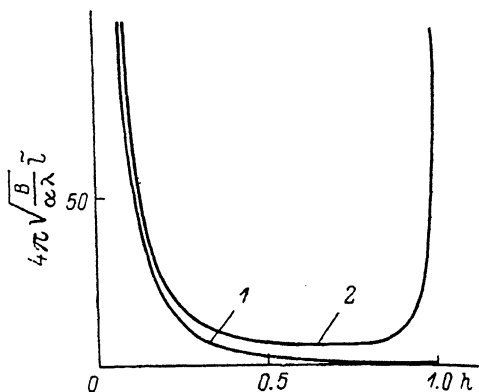


Рис. 4.

дает для плотности энергии ДГ σ , эффективной толщины x_0 и распределения $\theta(x)$ в ДГ следующие результаты:

$$\begin{aligned} \sigma_I &= (\alpha\lambda |B|)^{1/2} M_0^2 (\sqrt{1-h^2} - h^2 \arccos h^2), \\ \sigma_{II} &= (\alpha\lambda |B|)^{1/2} M_0^2 (\sqrt{1-h^2} - h^2 \arccos h^2 + \pi h^2), \quad x_0^{(I)} = \left(\frac{2a}{\lambda |B|}\right)^{1/2} \frac{\arccos h^2}{1-h^2}, \\ x_0^{(II)} &= \left(\frac{2a}{\lambda |B|}\right)^{1/2} \frac{\pi - \arccos h^2}{1+h^2}, \quad \text{ctg } \theta_{(I)} = \left(\frac{1-h^2}{1+h^2}\right)^{1/2} \text{th} \left\{ \left[\left(\frac{\lambda |B|}{2a}\right) (1-h^4) \right]^{1/2} x \right\}, \\ \text{ctg } \theta_{(II)} &= \left(\frac{1+h^2}{1-h^2}\right)^{1/2} \text{th} \left\{ \left[\left(\frac{\lambda |B|}{2a}\right) (1-h^4) \right]^{1/2} x \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь α — величина неоднородного обменного взаимодействия. Приведем также выражения для величин характеристической длины l для каждой из ДГ

$$\begin{aligned} \bar{l}^{(I)} &= \frac{\sigma_{(I)}(h)}{4\pi(\Delta m)^2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\alpha\lambda}{|B|}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{1-h^4} - h^2 \arccos h^2}{h^2(1-h^4)}, \\ \bar{l}^{(II)} &= \frac{\sigma_{(II)}(h)}{4\pi(\Delta m)^2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\alpha\lambda}{|B|}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{1-h^4} + (\pi - \arccos h^2) h^2}{h^2(1-h^4)}, \end{aligned} \quad (11)$$

$\Delta m = 1/2(m_{(1)x} - m_{(2)x})$ — скачок намагниченности при ФП I.

На рис. 4 приведены зависимости $\bar{l}_{(I)}(h)$ (1) и $\bar{l}_{(II)}(h)$ (2). Подставляя выражения для \bar{l} (11) и намагниченности в соседних доменах (8) в соответствующие уравнения для модельных доменных структур, можно рассчитать равновесные параметры и границы существования полосовых, цилиндрических и других ДС [6, 11, 12].

4. Магнитные свойства легкоплоскостного тетрагонального антиферромагнетика в магнитном поле, ориентированном в базисной плоскости,

изучались в [7] (DyAsO_4). Зависимость $m_1(h)$ для DyAsO_4 имеет вид, изображенный на рис. 2, б. Были также обнаружены гистерезисные явления. Эти факты свидетельствуют об образовании в исследуемом кристалле ДС. Чтобы учесть ромбические искажения в потенциал (5), необходимо включить дополнительный член, описывающий ромбическую анизотропию $\Delta\Phi = \chi l_x^2 = \chi \sin^2 \theta$. В таком виде потенциал (5) рассмотрен в [13] при исследовании магнитных свойств ромбических антиферромагнетиков в области спонтанных переходов, связанных с изменением знака χ . Полученные в [13] результаты можно использовать для анализа $h_x h_y$ -диаграмм систем $\text{RbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ при наличии ромбических искажений.

Выше рассматривалась ситуация, когда поле ориентировано в легкой плоскости тетрагонального антиферромагнетика. При отклонении h к оси OZ $h_x h_y$ -фазовая диаграмма будет сохранять рассмотренные выше качественные особенности. С ростом h_z область существования метастабильных состояний на $h_x h_y$ -фазовой диаграмме будет монотонно уменьшаться и стянется в точку в поле спин-флип перехода. В частности, такая ситуация может реализоваться в легкоосных тетрагональных антиферромагнетиках (без взаимодействия Дзялошинского) в полях выше поля спин-флип перехода. В этом случае в поле, параллельном легкой оси, реализуется состояние с $m \parallel h$, $l \perp h$. При отклонении h от легкой оси на небольшой угол ($h_\perp < h_\parallel$) должна реализоваться $h_x h_y$ -фазовая диаграмма (рис. 1). Угловые зависимости m , характерные для такой фазовой диаграммы, наблюдались в MnF_2 [8].

В заключение отметим, что рассмотренные в работе особенности $h_x h_y$ -фазовых диаграмм тетрагональных легкоплоскостных антиферромагнетиков (наличие ФП и образование ПС) должны наблюдаться в легкоплоскостных коллинеарных антиферромагнетиках других сингоний (гексагональных, ромбоэдрических). Так, например, в гексагональных антиферромагнетиках CsMnF_3 и RbMnCl_3 наблюдались явления, свидетельствующие о наличии ФП и образовании неоднородных состояний в магнитном поле, ориентированном в базисной плоскости [14].

Автор благодарит Д. А. Яблонского за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Kadowaki H. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 13. P. 7932—7935.
- [2] Lynn A. W. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 26. P. 2781—2784.
- [3] Nowik I. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 30. N 10. P. 6677—6682.
- [4] Hewat A. W. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 3. P. 301—307.
- [5] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 634—637.
- [6] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 47—92.
- [7] Kahle H. G. e. a. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 44. N 2. P. 619—626.
- [8] Еременко В. В., Канер И. Э., Литвиненко Ю. Г., Шапиро В. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1289—1300.
- [9] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Яблонский Д. А. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 1. С. 32—43.
- [10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [11] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 308 с.
- [12] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 833—837.
- [13] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 2. С. 258—263.
- [14] Александров К. С., Анистратов А. Т., Безносиков Б. В., Федосеева И. В. Фазовые переходы в кристаллах галлоидных соединений ABX_3 . Новосибирск; Наука, 1981. 264 с.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
17 октября 1989 г.

В окончательной редакции
12 декабря 1989 г.