

Стеночный механизм зародышеобразования при магнитно-структурном фазовом переходе в La_2CuO_4

© М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров*

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия

*Институт физики молекул и кристаллов Российской академии наук,
450075 Уфа, Россия

(Поступила в Редакцию 5 апреля 2001 г.
В окончательной редакции 9 июля 2001 г.)

Исследованы структура доменных стенок и зародышеобразование в четырехподрешеточном антиферромагнетике (АФМ) типа La_2CuO_4 в магнитном поле, индуцирующем магнитно-структурный фазовый переход антиферромагнетик–слабый ферромагнетик (СФМ). Найдены критические поля прорастания зародышей при наличии двух типов доменных стенок. Получена кривая намагничивания, предложен механизм двухэтапного перехода из АФМ- в СФМ-состояние, наблюдаемого в La_2CuO_4 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-17373) и Минобразования (проект № 97-0-7.3-1).

В последнее десятилетие внимание исследователей привлекают четырех (и более)-подрешеточные антиферромагнетики. К ним относится La_2CuO_4 с пространственной группой D_{2h}^{18} . В La_2CuO_4 возможно существование трех типов антиферромагнитной (АФМ) структуры с векторами антиферромагнетизма $(I^+2_x^+2_y^- \tau^-)$ $\mathbf{L}_1 = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4$, $(I^+2_x^+2_y^- \tau^+)$ $\mathbf{L}_2 = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$ и $(I^+2_x^+2_y^+ \tau^-)$ $\mathbf{L}_3 = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$, где \mathbf{M}_i ($i = 1-4$) — намагниченности подрешеток [1–4]. Антиферромагнетик La_2CuO_4 состоит из чередующихся Cu–O-слоев, каждый из которых содержит по две слабоколлинеарные магнитные подрешетки. Взаимодействие между подрешетками соседних слоев оказывается намного слабее, чем между подрешетками внутри Cu–O-слоев. Магнитные свойства La_2CuO_4 , оказывается, можно описать, вводя векторы ферро- и антиферромагнетизма \mathbf{m}_j , \mathbf{l}_j ($j = 1, 2$) для соседних слоев [5]: $\mathbf{m}_{1,2} = (\mathbf{M}_{1,3} + \mathbf{M}_{2,4})/2M_0$, $\mathbf{l}_{1,2} = (\mathbf{M}_{1,3} - \mathbf{M}_{2,4})/2M_0$, где M_0 — намагниченность насыщения магнитных подрешеток. Векторы \mathbf{l}_1 , \mathbf{l}_2 параллельны, а \mathbf{m}_1 , \mathbf{m}_2 перпендикулярны Cu–O-слоям. В состоянии с \mathbf{L}_1 векторы \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 отличны от нуля благодаря внутрислоевному взаимодействию Дзялошинского и антипараллельны. Суммарный вектор ферромагнетизма $\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$ в отсутствие поля оказывается равным нулю (имеет место чисто АФМ-состояние [2]). В состоянии с \mathbf{L}_2 векторы \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 параллельны, и результирующий вектор ферромагнетизма \mathbf{m} оказывается отличным от нуля (имеет место слабоферромагнитное (СФМ) состояние). Переход между АФМ- и СФМ-состояниями наблюдается в магнитном поле, перпендикулярном Cu–O-слоям, т.е. направленном вдоль оси 2_y [1–3,6]. Этот переход сопровождается изменением направления \mathbf{m}_2 на противоположное, что сво-

дится к перестановке знаков намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_3 и \mathbf{M}_4 . Как показывает симметричный анализ [3], такой переход является магнитно-структурным фазовым переходом $I^+2_x^+2_y^- \tau^- \rightarrow I^+2_x^+2_y^- \tau^+$. Согласно данным по измерению электропроводности в возрастающем поле, этот переход осуществляется в два этапа. Причина такого поведения зависимости электропроводности от поля в рамках существующей теории фазового перехода первого рода остается невыясненной [7].

В нашей предыдущей работе [8] были исследованы структура и стационарная динамика межфазной стенки в La_2CuO_4 , разделяющей АФМ- и СФМ-состояния, т.е. состояния с \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 . Как известно, в двухподрешеточных антиферромагнетиках межфазные стенки, разделяющие АФМ- и СФМ-состояния, являются 90° стенками и образуются путем поворота всех магнитных подрешеток [9–11]. Такая межфазная стенка может зарождаться путем распада 180° АФМ-доменной стенки на две 90° стенки. В La_2CuO_4 межфазная стенка, разделяющая АФМ- и СФМ-состояния, образуется путем поворота на 180° только двух магнитных подрешеток из четырех. Механизмы возникновения зародыша новой магнитной фазы и межфазной стенки в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа La_2CuO_4 при магнитно-структурном фазовом переходе остаются неизученными.

Целью данной работы является изучение стеночного механизма зародышеобразования в четырехподрешеточном антиферромагнетике в магнитном поле \mathbf{H} , индуцирующем магнитно-структурный фазовый переход, а также определение особенностей кривой намагничивания при наличии двух типов зародышей и описание двухэтапности магнитно-структурного перехода $I^+2_x^+2_y^- \tau^- \rightarrow I^+2_x^+2_y^- \tau^+$ в возрастающем магнитном поле.

1. Структура доменной стенки в слабом магнитном поле $\mathbf{H} \parallel 2_y$

Будем исходить из плотности свободной энергии [12], записанной в системе координат с осями $y \parallel 2_y$, $x \parallel 2_x$ (см. рис. 23 в [3]),

$$W = 2M_0 \left\{ \sum_{j=1}^2 \left(\frac{1}{2} H_e \mathbf{m}_j^2 + H_D [\mathbf{m}_j \mathbf{l}_j]_z \right) + \frac{1}{2} (H_{AY} l_{jy}^2 - H_{AX} l_{jx}^2) - \mathbf{H} \mathbf{m}_j + \frac{1}{4} \alpha M_0 (\partial l_j / \partial x_i)^2 \right\} + h_e l_1 l_2 - h_a (l_{1z} l_{2z} - l_{1x} l_{2x}) + H'_D (m_{1z} l_{2y} - m_{1y} l_{2z} + m_{2z} l_{1y} - m_{2y} l_{1z}), \quad (1)$$

где H_e , h_e описывают соответственно внутри- и межслоевое обменное взаимодействие, H_D и H'_D — аналогичные поля Дзялошинского, α — параметр неоднородного обменного взаимодействия, H_{AY} , H_{AX} — соответственно поля тетрагональной и ромбической анизотропии, h_a — поле межплоскостной анизотропии, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле.

Характер основного состояния определяется минимизацией (1), которая дает две возможные АФМ-структуры $\mathbf{l}_1^+ \mathbf{l}_2^+ 2_y^- \tau^-$, $\mathbf{l}_2 \uparrow \downarrow \mathbf{l}_1 \uparrow \uparrow x$,

$$H \leq H_1 = H_D + H'_D + H_e (H_{AX} + h_e + h_a) / (H_D + H'_D), \quad (2a)$$

$\mathbf{l}_1^+ \mathbf{l}_2^+ 2_y^- \tau^+$, $\mathbf{l}_2 \uparrow \uparrow \mathbf{l}_1 \uparrow \uparrow x$,

$$H \geq H_1 = -((H_D - H'_D)^2 + H_e (H_{AX} - h_e - h_a)) / (H_D + H'_D), \quad (2b)$$

Первой структуре соответствует АФМ-упорядочение с \mathbf{L}_1 . Второй структуре соответствует СФМ-состояние с \mathbf{L}_2 . Области устойчивости СФМ- и АФМ-фаз перекрываются. Переход между фазами происходит скачком (фазовый переход первого рода) в поле $H = H_\tau$, где

$$H_\tau = (H_e (h_e + h_a) + 2H_D H'_D) / (H_D + H'_D),$$

которое определяется равенством энергий обеих фаз. Известно, что поле $H_\tau \approx 30 \text{ kOe}$ [2]. При обогащении кислородом кристалла La_2CuO_4 происходит уменьшение поля фазового перехода $H_\tau \rightarrow 0$ [13,14].

Известно, что в La_2CuO_4 возможно существование четырех типов АФМ-доменных границ (ДГ) [5]. Два из них образуются поворотом векторов \mathbf{l}_1 , \mathbf{l}_2 в Cu-O -плоскости, а два других соответствуют выходу из этой плоскости. Ранее нами было показано [15], что два последних типа возможны только в больших внешних магнитных полях, направленных вдоль оси z . Здесь будем рассматривать значительно меньшие поля, направленные вдоль оси 2_y . Поэтому ограничимся обсуждением случая поворота векторов антиферромагнетизма в Cu-O -плоскостях.

Введем углы θ_1 и θ_2 отклонения векторов \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 от положения в основном состоянии: $\mathbf{l}_j = (-1)^{j+1} (\cos \theta_j, 0, \sin \theta_j)$. Тогда уравнения Эйлера, минимизирующие энергию (1), запишутся в виде

$$\begin{aligned} \beta_2 \frac{d^2 \theta_+}{d\xi^2} - \beta_2 \sin \theta_+ \cos \theta_- + (\delta_1 - \delta_2) \sin \theta_+ - 2h \sin \left(\frac{\theta_-}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta_+}{2} \right) &= 0, \\ \beta_2 \frac{d^2 \theta_-}{d\xi^2} - \beta_2 \sin \theta_- \cos \theta_+ - (\delta_1 + \delta_2) \sin \theta_- - 2h \sin \left(\frac{\theta_+}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta_-}{2} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\theta_\pm = \theta_1 \pm \theta_2$, $\xi = z \sqrt{\beta_2 / \alpha}$, $\beta_2 = 2(H_{AX} + (H_D^2 + H'^2_D) / H_e) / M_0$, $\delta_1 = 2(h_e - h_a) / M_0$, $\delta_2 = 2(h_e + h_a + 2H_D H'_D / H_e) / M_0$, $h = 2(H_D + H'_D) H / (H_e M_0)$.

Будем рассматривать такой поворот векторов антиферромагнетизма в Cu-O -плоскости, при котором они в отсутствие поля остаются всегда антипараллельны друг другу (ДГ-А [5]). В малых полях, т.е. $h \ll \delta_1$, $\delta_2 \ll \beta_2$, углы θ_1 и θ_2 представим в следующем виде:

$$\theta_1 = \theta_0 + \vartheta_1 + \psi_1 + \dots, \quad \theta_2 = \theta_0 - \vartheta_2 - \psi_2 + \dots \quad (4)$$

Здесь нулевые члены описывают поворот в стенке при отсутствии межплоскостных взаимодействий и внешнего магнитного поля согласно уравнению

$$\frac{d^2 \theta_0}{d\xi^2} - \sin \theta_0 \cos \theta_0 = 0. \quad (5)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющего граничным условиям $\theta_0(\xi \rightarrow -\infty) = 0$, $\theta_0(\xi \rightarrow \infty) = \pi$, $d\theta_0/d\xi = 0$, имеет вид

$$\sin \theta_0 = 1 / \text{ch } \xi. \quad (6)$$

Уравнения для величин первого порядка малости будут иметь вид

$$\hat{L}(\vartheta_1 - \vartheta_2) = 2 \frac{\delta_2 - \delta_1}{\beta_2} \frac{\text{th } \xi}{\text{ch } \xi}, \quad \hat{L}(\vartheta_1 + \vartheta_2) = 0, \quad (7)$$

где $\hat{L} = -d^2/d\xi^2 + 1 - 2/\text{ch}^2 \xi$.

Решение первого уравнения системы (7) будет описывать искажение структуры (6) из-за межплоскостных взаимодействий, которое имеет вид

$$\vartheta_1 - \vartheta_2 = \frac{\delta_2 - \delta_1}{2\beta_2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\eta\xi)}{(1 + \eta^2) \text{ch } \pi\eta/2} (\text{th } \xi - i\eta) d\eta. \quad (8)$$

Второе уравнение системы (7) имеет решение

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \frac{C}{\text{ch } \xi}, \quad (9)$$

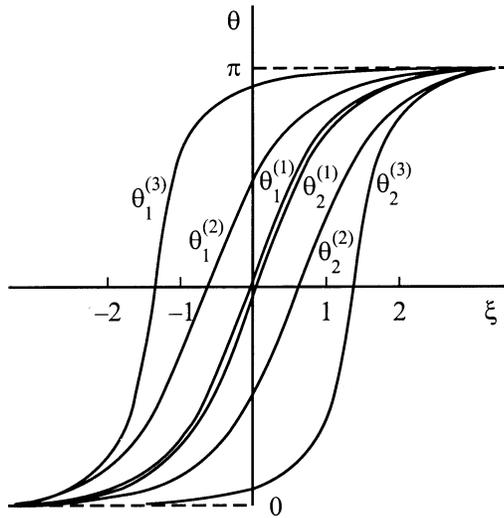


Рис. 1. Зависимость θ_1 и θ_2 от координаты при $H = 0.1H_r$ ($\theta_1^{(1)}, \theta_2^{(1)}$), $0.9H_r$ ($\theta_1^{(2)}, \theta_2^{(2)}$), $0.99H_r$ ($\theta_1^{(3)}, \theta_2^{(3)}$).

где C — постоянная. Это решение описывает сдвиг распределения θ_1 и θ_2 относительно друг друга. Величину C можно найти из уравнения для величин уже второго порядка малости, которое запишется в виде

$$\hat{L}(\psi_1 + \psi_2) = - \left(2(\vartheta_2 - \vartheta_1) \frac{\text{th } \xi}{\text{ch } \xi} + \frac{\delta_1 + \delta_2}{\beta_2} \right) \times \frac{C}{\text{ch } \xi} - \frac{h}{\beta_2} \frac{2}{\text{ch } \xi}. \quad (10)$$

Из условия разрешимости данного уравнения получим

$$C = - \frac{3h}{\delta_1 + 2\delta_2}. \quad (11)$$

В случае стенки, в которой при повороте векторов \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 нарушается их антипараллельность (ДГ-Е [5]), величина C смещения центров распределения θ_1 и θ_2 в магнитном поле будет отличаться от (11) заменой δ_1 на $-\delta_1$.

Таким образом, в отсутствие магнитного поля распределение θ_1 и θ_2 , т.е. поворот намагниченностей подрешеток в ДГ, происходит по одному и тому же закону (6). Во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel 2_y$ соседние Cu-O -слои оказываются неравными в энергетическом отношении. Это связано с тем, что в центре стенки намагниченность в одном Cu-O -слое оказывается параллельной напряженности внешнего поля, а в другом Cu-O -слое — антипараллельной. Указанное обстоятельство приводит к сдвигу центров распределения θ_1 и θ_2 в соседних Cu-O -слоях относительно друг друга на величину C . На рис. 1 представлены зависимости углов θ_1 и θ_2 от координаты, полученные путем численного решения системы (3) в случае ДГ-А.

2. Структура доменной стенки и зародышеобразование в области полей магнитно-структурного перехода

Переходим к рассмотрению механизма зарождения межфазной границы, разделяющей АФМ- и СФМ-фазы, в поле $\mathbf{H} \parallel 2_y$. Закон распределения θ_1 и θ_2 с учетом полученных выше результатов можно выбрать в следующем виде:

$$\sin \theta_1 = 1 / \text{ch} \left(\frac{z}{\Delta} - \frac{q}{2} \right), \quad \sin \theta_2 = \pm 1 / \text{ch} \left(\frac{z}{\Delta} + \frac{q}{2} \right), \quad (12)$$

где Δ и q являются вариационными параметрами. Параметр Δ описывает характерный размер неоднородности, а $q/2$ — смещение центров распределения θ_1 и θ_2 в магнитном поле. Верхний знак соответствует случаю, когда векторы \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 при поворотах в доменной стенке при $H = 0$ сохраняют антипараллельность (ДГ-А); нижний знак — случаю нарушения антипараллельности (ДГ-Е). Тогда энергия стенки как функция q и Δ имеет вид

$$E_W = 2M_0^2 \Delta \left(\beta_2 + \frac{\alpha}{\Delta^2} \mp \delta_1 \frac{q}{\text{sh } q} + \delta_2 q \text{cth } q - hq \right). \quad (13)$$

Минимизируя энергию стенки по параметрам q и Δ , можно определить зависимость энергии и эффективной толщины стенки

$$\Delta_{\text{eff}} = (\pi + q)\Delta \quad (14)$$

от внешнего магнитного поля. В малых полях ($H \ll H_r$) смещение центров θ_1 и θ_2 относительно друг друга равно

$$q = \frac{3h}{2\delta_2 \pm \delta_1}. \quad (15)$$

Величина q совпадает с параметром C , найденным в предыдущем разделе (см. (11)). Энергия и эффективная толщина ДГ при $H \ll H_r$ равны

$$E_W = 4M_0^2 \sqrt{\alpha(\beta_2 \mp \delta_1 + \delta_2)} \times \left(1 - \frac{3h^2}{4(\beta_2 \mp \delta_1 + \delta_2)(\pm \delta_1 + 2\delta_2)} \right),$$

$$\Delta_{\text{eff}} = \left(\pi + \frac{3h}{2\delta_2 \pm \delta_1} \right) \sqrt{\frac{\alpha}{\beta_2 \mp \delta_1 + \delta_2}}.$$

Зависимости эффективной толщины и энергии стенок ДГ-А и ДГ-Е от внешнего поля в широком интервале изменения \mathbf{H} приведены на рис. 2. Как видно из рис. 2, а, при $H \rightarrow H_n^{(A,E)}$ толщина стенок стремится к бесконечности. Это означает, что при таких полях происходит разбиение АФМ-доменной стенки на две межфазные границы.

Как показано в [5], при $H = 0$ обе стенки являются устойчивыми. Стенка ДГ-Е обладает большей энергией

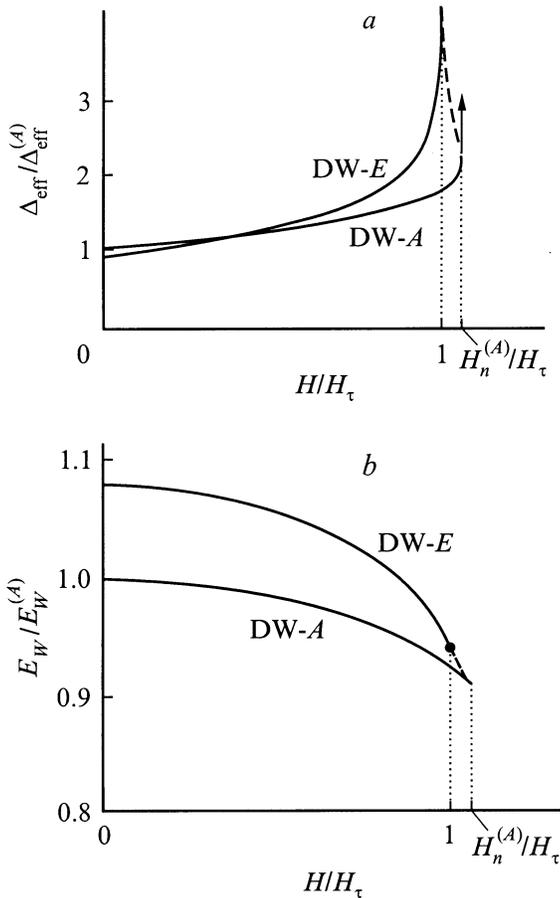


Рис. 2. Зависимость толщины (a) и энергий (b) доменных стенок (DW) от внешнего магнитного поля.

по сравнению с ДГ-А. В поле разность энергий стенок уменьшается. С увеличением внешнего магнитного поля и приближением его к некоторому критическому значению $H_n^{(E)}$ энергия стенки ДГ-Е стремится к удвоенному значению энергии межфазной стенки [8]. Поле $H_n^{(E)}$ соответствует полю прорастания зародыша СФМ-фазы и совпадает с H_τ , т.е. с полем фазового перехода первого рода между АФМ- и СФМ-фазами. Поле прорастания зародыша в случае ДГ-А составляет $H_n^{(A)} = 1.06H_\tau$. Как видно из рис. 2, в некотором узком интервале $0 \leq (H - H_\tau) \leq 0.06H_\tau$ одному значению поля соответствуют два состояния ДГ-А с различными толщинами и энергиями (штриховые линии на рис. 2 соответствуют неустойчивым состояниям).

Таким образом, стенка ДГ-Е, являющаяся метастабильной (при $\delta_1 > 0$), распадается на две межфазные стенки в поле, равном полю фазового перехода первого рода H_τ . Распад стенки ДГ-А, обладающей минимальной энергией, происходит в поле $H_n^{(A)}$, чуть большем поля H_τ . Следует заметить, что в La_2CuO_4 критическое поле $H_n^{(A)}$ существенно меньше поля потери устойчивости АФМ-фазы $H_1 = 5.5H_\tau$. В реальных образцах в полях, мало отличающихся от H_τ , возмож-

но частичное блокирование флуктуационного механизма фазового перехода первого рода. Тогда и в этом случае переход из АФМ-фазы в СФМ-фазу может происходить за счет стеночного механизма зародышеобразования.

Обращает на себя внимание то, что при $\delta_1 > 0$ ($h_e > h_a$) рост толщины стенки, т.е. зародыша СФМ-фазы, в случае ДГ-Е происходит непрерывно, а в случае ДГ-А — скачком (рис. 2, a). При $\delta_1 < 0$ ($h_e < h_a$) имеет место противоположная ситуация. Благодаря этому зависимость намагниченности от поля в случае ДГ-А и ДГ-Е является неодинаковой (рис. 3). Из рис. 3 видно, что в поле возникает намагниченность, которая принимает максимальное значение в центре доменной стенки, т.е. образуется состояние с L_2 . С увеличением поля область, в которой намагниченность имеет максимум, растет и

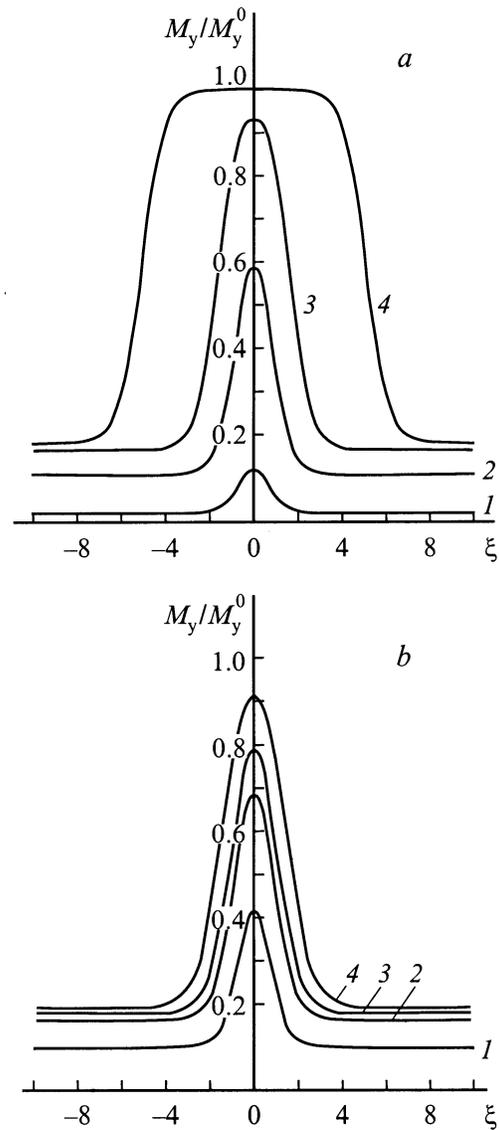


Рис. 3. Распределение намагниченности в центре ДГ при разных значениях поля. a — ДГ-Е: $H = 0.1H_\tau$ (1), $0.55H_\tau$ (2), $0.9H_\tau$ (3), $0.99H_\tau$ (4); b — ДГ-А: $H = 0.1H_\tau$ (1), $0.5H_\tau$ (2), $0.9H_\tau$ (3), $H_n^{(A)}$ (4).

в поле, равном некоторому критическому значению H_n , занимает весь объем образца. В случае ДГ-Е процесс намагничивания будет иметь непрерывный, а в случае ДГ-А — скачкообразный характер. Величина намагниченности $M_y = 2M_0(m_{1y} + m_{2y})$ при этом во всем объеме образца стремится к значению

$$M_y^0 = M_S + \chi H. \quad (16)$$

Здесь $M_S = 4M_0(H_D + H'_D)/H_e$ — СФМ-момент, $\chi = 4M_0/H_e$ — АФМ-восприимчивость.

Таким образом, доменные стенки как типа ДГ-Е, так и типа ДГ-А можно рассматривать как зародыши новой СФМ-фазы с L_2 и структурой $I^+2_x^+2_y^- \tau^+$ в недрах фазы с L_1 и структурой $I^+2_x^+2_y^- \tau^-$. Рост СФМ-фазы будет происходить путем разбиения АФМ-доменных стенок на две межфазные стенки и их перемещения в противоположных направлениях относительно друг друга [8].

3. Кривая намагничивания

Различие полей $H_n^{(A)}$ и $H_n^{(E)}$ образования межфазных стенок в случае ДГ-А и ДГ-Е может влиять на характер кривой намагничивания. Определим зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля. Усредняя результирующую намагниченность по периоду доменной структуры, получим

$$\langle M_y^{(A,E)} \rangle = \frac{M_S}{2} \frac{\Delta}{D} \ln \frac{\text{cth} D/\Delta \text{cth} q/2 + 1}{\text{cth} D/\Delta \text{cth} q/2 - 1} + \chi H, \quad (17)$$

где D — ширина домена. На рис. 4 приведена кривая среднего значения результирующей намагниченности

$$\langle M_y \rangle = \Delta N_A \langle M_y^{(A)} \rangle + \Delta N_E \langle M_y^{(E)} \rangle,$$

где $\langle M_y^{(A)} \rangle$ и $\langle M_y^{(E)} \rangle$ — средние значения намагниченностей в блоках, содержащих ДГ-А и ДГ-Е, ΔN_A и ΔN_E — относительные доли этих блоков. Как видно из рис. 4, *a*, при $\delta_1 = 0$ ($h_a = h_e$) рост зародыша СФМ-фазы происходит в один этап в поле $H_n^{(A)} = H_n^{(E)} = H_n = H_\tau$. В этом случае ДГ-А и ДГ-Е полностью эквивалентны и их энергии равны. С ростом параметра δ_1 поле прорастания зародыша СФМ-фазы $H_n^{(A)}$ увеличивается (рис. 4, *b, c*), а намагничивание происходит уже в два этапа. Первый скачок на кривой намагничивания наблюдается в поле $H_n^{(E)}$, а второй — при $H_n^{(A)}$.

На рис. 5 представлена кривая намагничивания с учетом коэрцитивной силы, действующей на межфазную стенку со структурой [8]

$$\theta_+ = \theta_0 + \vartheta_1 + \dots, \quad \theta_- = -\theta_0 + \psi_1 + \dots,$$

$$\sin \theta_0 = 1/\text{ch}((z + z_0)\sqrt{\beta_2(0)/\alpha}).$$

Здесь $\vartheta_1, \psi_1 \ll \theta_0$, z_0 — равновесное смещение межфазной ДГ. Для простоты коэрцитивную силу считали

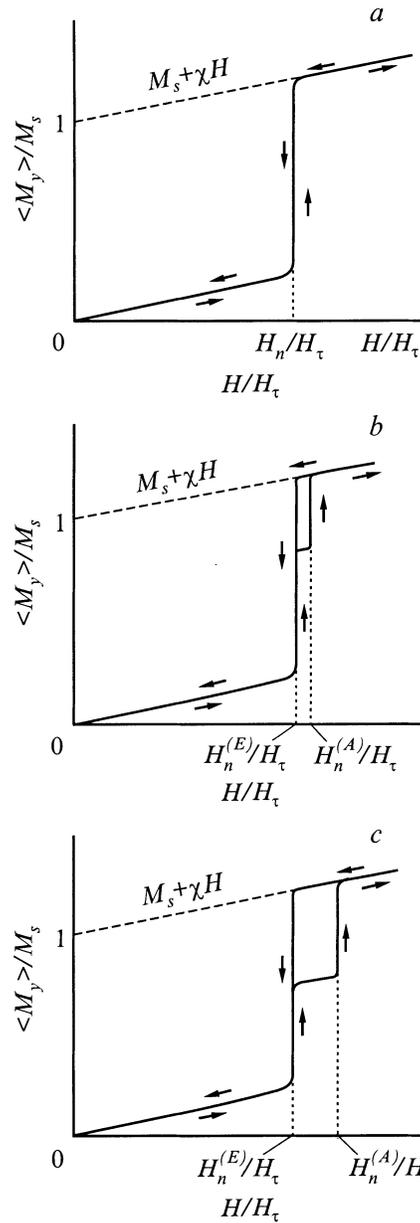


Рис. 4. Кривая намагничивания в отсутствие коэрцитивной силы. *a* — $\delta_1 = 0$, *b* — $\delta_1 \neq 0$, $\delta_1 < \delta_2$, *c* — $\delta_1 = \delta_2$.

обусловленной неоднородностью константы анизотропии β_2 вида

$$\beta_2 = \beta_2(0)(1 - \Delta\beta_2 \cos \frac{2\pi}{d} z), \quad (18)$$

где d — характерный размер неоднородности константы анизотропии. При этом отрыв образовавшихся межфазных стенок от "дефекта" происходит в полях $H_c^{(E)}$ и $H_c^{(A)}$, равных

$$H_c^{(A,E)} = H_n^{(A,E)} + \sqrt{\alpha\beta_2(0)} \Delta\beta_2 \frac{M_0 H_e}{(H_D + H'_D)} \frac{\pi \lambda}{d \text{sh} \lambda}, \quad (19)$$

где $\lambda = \pi^2/d\sqrt{\alpha/\beta_2(0)}$. Отсюда видно, что чем больше $\Delta\beta_2$, тем больше поля $H_c^{(E)}$ и $H_c^{(A)}$ по сравнению с полем

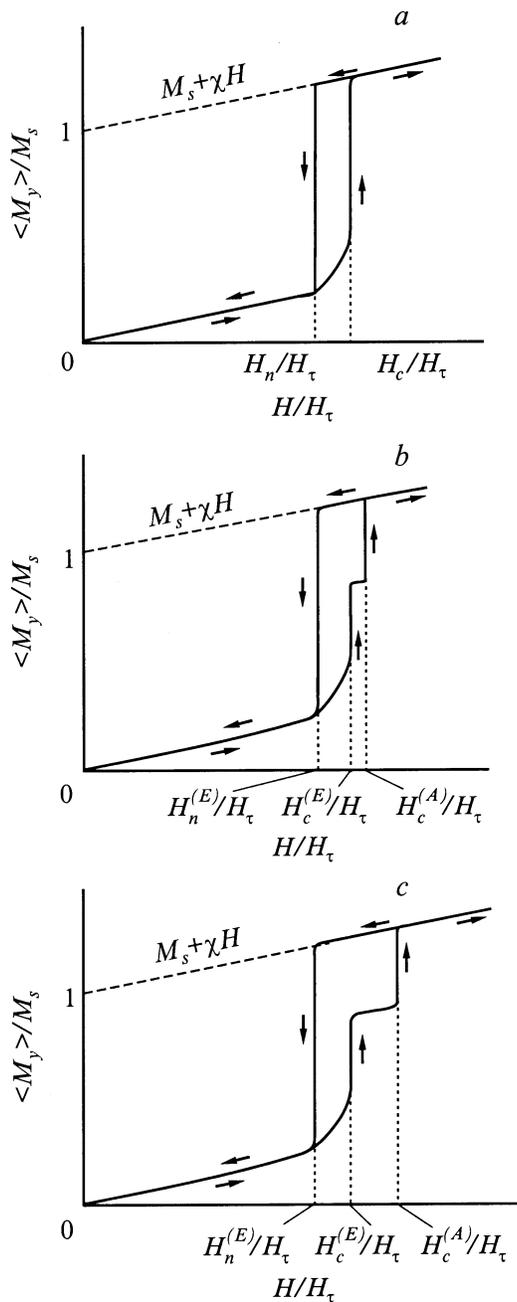


Рис. 5. Кривая намагничивания с учетом коэрцитивной силы $\Delta\beta_2 = 0.1$ для тех же δ_1 , что и на рис. 4.

фазового перехода H_τ . При наличии коэрцитивной силы намагниченность в возрастающем поле достигает своего насыщения также в два этапа (рис. 5). С уменьшением поля при $H = H_\tau$, соответствующем полю фазового перехода первого рода, намагниченность одним скачком резко падает. Это обусловлено тем, что при $H = H_\tau$ происходит образование межфазных стенок [8] и резкое увеличение объема АФМ-фазы путем их смещения. На рис. 5 кривая намагничивания приведена для случая $\Delta\beta_2 = 0.1$. Рис. 5, *b* соответствует значениям межплоскостных полей, взятым из работы [16]. Для этого случая

$H_c^{(E)} = 1.14H_\tau$, $H_c^{(A)} = 1.20H_\tau$. На рис. 5, *c* представлена кривая намагничивания для $\delta_1 = \delta_2$. В этом случае имеем $H_c^{(E)} = 1.14H_\tau$, $H_c^{(A)} = 1.34H_\tau$. Заметим, что вышеприведенные результаты соответствуют $h_e \geq h_a$. При $h_e < h_a$ поле прорастания зародыша $H_n^{(E)}$ будет больше поля $H_n^{(A)}$, а следовательно, и поле отрыва межфазной границы $H_c^{(E)}$ будет больше $H_c^{(A)}$.

Характер полученной кривой намагничивания подобен зависимости электропроводности, снятой экспериментально в работе [7], где в возрастающем поле переход АФМ \leftrightarrow СФМ в La_2CuO_4 осуществляется в два этапа, а в спадающем поле имеет место один скачок. Объяснение наблюдаемого перехода АФМ \leftrightarrow СФМ в два этапа сводилось к разным возможностям. Одна из них, вызванная возникшими трудностями при трактовке данного факта в рамках энергии (1), сводилась к различным усложнениям магнитной структуры. Вторая возможность исходит из неоднородной модели, согласно которой переход осуществляется последовательными скачками в двух частях образца. Эти части считаются пространственно разделенными. Однако причина, приводящая к существованию таких пространственно разделенных областей в рамках известной модели магнитной структуры [2,3,12], в [7] оставалась невыясненной.

При получении кривой намагничивания мы предположили, что образец может состоять из множества областей двух типов, содержащих ДГ-А или ДГ-Е. Такое предположение вполне обосновано, так как энергии этих типов стенок мало отличаются друг от друга ($\leq 8\%$ в случае параметров La_2CuO_4 , приведенных в работе [16]) и области устойчивости этих типов ДГ перекрываются [8]. Выше рассматривался стеночный механизм образования зародыша СФМ-структуры. В рамках этого механизма в поле $H_c^{(E)}$ происходит переход в СФМ-состояние тех областей образца, где преобладают ДГ-Е. С дальнейшим ростом поля при $H = H_c^{(A)}$ происходит переход в СФМ-фазу оставшейся части образца. При этом относительная разность полей прорастания зародышей и отрыва межфазных стенок от "дефектов" в предложенной модели равна

$$\Delta h = \frac{H_c^{(A)} - H_c^{(E)}}{H_\tau} = \frac{H_n^{(A)} - H_n^{(E)}}{H_\tau}.$$

Здесь Δh зависит от величины δ_1 . Например, согласно оценкам, при $\delta_1 = \delta_2 \ll \beta_2$ величина $\Delta h \approx 0.2$. При параметрах, соответствующих La_2CuO_4 [16] ($\delta_1 \neq \delta_2$), $\Delta h = 0.06$. Относительная разность полей, при которых происходит переход АФМ \leftrightarrow СФМ в два этапа, согласно данным эксперимента по измерению электропроводности [7], при $T = 77\text{ K}$ равна $\Delta h \approx 0.2$. Видно удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

Таким образом, факт перехода АФМ \leftrightarrow СФМ в два этапа [7] в возрастающем поле можно объяснить на основе ранее предложенной модели магнитной структуры купрата лантана (см., например, [2,3,12]) путем привлечения

стеночного механизма зародышеобразования, учитывающего наличие двух типов устойчивых доменных стенок (ДГ-А и ДГ-Е) с близкими энергиями.

В заключение отметим, что в четырехподрешеточном антиферромагнетике магнитно-структурный переход в магнитном поле может происходить благодаря стеночному механизму образования зародыша новой фазы и межфазной стенки. Стеночный механизм зародышеобразования в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа La_2CuO_4 существенно отличается от случая двухподрешеточных антиферромагнетиков. Это отличие проявляется в том, что в одной половине стенки имеет место поворот намагниченности первых двух подрешеток, а в другой половине стенки — двух других подрешеток. В центре АФМ-стенки образуется зародыш СФМ-фазы, который характеризуется вектором антиферромагнетизма \mathbf{L}_2 и структурой $I^+2_x^+2_y^- \tau^+$. При этом АФМ-состояние вдали от стенки характеризуется вектором антиферромагнетизма \mathbf{L}_1 и структурой $I^+2_x^+2_y^- \tau^-$. Критические поля прорастания зародыша СФМ-фазы в случае доменных стенок ДГ-Е и ДГ-А оказываются различными, что приводит к наблюдаемой двухэтапности перехода АФМ \leftrightarrow СФМ.

Список литературы

- [1] T. Thio, T.R. Thurston, N.W. Preyer. Phys. Rev. **B38**, 1, 905 (1988).
- [2] А.С. Боровик-Романов, А.И. Буздин, Н.М. Крейнес, С.С. Кротов. Письма в ЖЭТФ **47**, 11, 600 (1988).
- [3] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. УрО АН СССР, Свердловск (1990).
- [4] I.S. Smirnova. Physica **B262**, 247 (1999).
- [5] В.Г. Барьяхтар, А.Л. Сукстанский, Д.А. Яблонский. ФТТ **32**, 4, 1231 (1990).
- [6] H.E. Vartiö, N.E. Bonesteel. Phys. Rev. **B49**, 9, 6088 (1994).
- [7] К.Л. Дудко, Н.В. Гапон, В.Н. Савицкий, В.В. Соловьев. ФНТ **21**, 3, 270 (1995).
- [8] М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров. ФТТ **43**, 2, 265 (2001).
- [9] М.М. Фарзтдинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981).
- [10] A.I. Mitsek, P.F. Gaidanskii, V.N. Pushkar. Phys. Stat. Sol. **38**, 69 (1970).
- [11] В.Г. Барьяхтар, А.Е. Боровик, В.А. Попов. ЖЭТФ **62**, 6, 2233 (1972).
- [12] В.Г. Барьяхтар, В.М. Локтев, Д.А. Яблонский. Препринт ИТФ-88-81Р. Киев (1998).
- [13] А.А. Никонов, О.Е. Парфенов, А.А. Захаров. Письма в ЖЭТФ **66**, 3, 159 (1997).
- [14] А.А. Никонов, О.Е. Парфенов. Письма в ЖЭТФ **72**, 11, 797 (2000).
- [15] M.A. Shamsutdinov, V.N. Nazarov, A.A. Khalfina. J. Magn. Magn. Mater. **214**, 1–2, 139 (2000).
- [16] В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак. ФНТ **19**, 8, 871 (1993).