

# Влияние переменного магнитного поля на стационарные распределения намагниченности в слабых ферромагнетиках

© В.С. Герасимчук, А.А. Шитов

Донбасская национальная академия строительства и архитектуры,

86123 Макеевка, Донецкая обл., Украина

E-mail: vme@dgasa.dn.ua, shitov@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 18 мая 2007 г.)

Найдены возможные стационарные распределения намагниченности в доменной границе в слабых ферромагнетиках, находящихся в переменном магнитном поле. Определен закон разворота вектора намагниченности в такой границе. Предсказана возможность перестройки и переориентации доменных структур под действием переменного магнитного поля.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента Украины (№ GP/F11/0111).

PACS: 75.60.Ch, 75.50.Ec

## 1. Введение

В слабых ферромагнетиках (СФМ) типа редкоземельных ортоферритов (РЗО) вдали от области спиновой переориентации в отсутствие внешних полей возможны три типа магнитного упорядочения:  $G_x F_z$ ,  $G_z F_x$  и  $G_y$  [1,2]. Первые два из них обладают слабым ферромагнетизмом, а третий тип структуры имеет антиферромагнитное упорядочение. Ввиду особенностей магнитной структуры в РЗО возможны два типа доменных границ (ДГ) [1]: ДГ с поворотом и без поворота вектора ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  (для случая  $G_x F_z$  это ДГ  $ac$ -типа и ДГ  $ab$ -типа соответственно). Реализация того или иного типа ДГ определяется разностью между константами анизотропии магнетика. В определенном температурном интервале разность между константами анизотропии меняет знак, и при переходе через эту область ДГ одного типа преобразуется в ДГ другого типа. Симметричный анализ [3] показывает, что ДГ  $ab$ - и  $ac$ -типа обладают различной магнитной симметрией, и перестройка ДГ является своеобразным фазовым переходом.

Такой переход, в частности, наблюдается в диспрозиевом ортоферрите  $\text{DyFeO}_3$  [4]. Основной процесс перестройки ДГ происходит в интервале 150–160 К, ниже которого реализуется ДГ  $ab$ -типа, а выше — ДГ  $ac$ -типа. Отметим, что переориентация момента в ДГ не совпадает с обычной спиновой переориентацией, которая происходит при изменении знака одной из констант анизотропии, а не их разности. В  $\text{DyFeO}_3$  спиновая переориентация происходит при  $T = 40$  К, т.е. при температуре, значительно более низкой, чем температура перехода ДГ  $ac$ -типа в границу  $ab$ -типа. Тонкая структура ДГ в РЗО исследовалась в [5,6].

Воздействие переменного магнитного поля на магнетик приводит к ряду интересных эффектов, например к динамическому преобразованию структуры ДГ [7], изменению периода доменной структуры [8], колебательному [9] и дрейфовому движению ДГ в ферромагнетиках [10] и СФМ [11,12].

Благодаря переменному магнитному полю может быть осуществлена переориентация ДГ. Впервые на возможность переориентации ДГ в ферромагнетике под действием переменного магнитного поля указано в [13]. В [14] показано, что под действием быстро осциллирующего поля может произойти перестройка доменной структуры. Теоретические исследования этого явления носят предсказательный характер. Переориентация ДГ наблюдалась экспериментально под действием осциллирующего [15,16] и импульсного [17] магнитных полей. Преобразование ДГ  $ac$ -типа к ДГ  $ab$ -типа наблюдалось в [18]. В этой работе экспериментально установлено, что в момент преодоления ДГ звукового барьера обнаружена нестационарная перестройка доменных структур, сопровождаемая изменениями в тонкой структуре ДГ.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению влияния переменного магнитного поля на стационарные распределения намагниченности в 180-градусных ДГ в СФМ с анизотропией типа „легкая ось“.

## 2. Модель

Рассмотрим бесконечную пластину РЗО с характерной симметрией  $2_x^- 2_z^-$  (декартовы оси  $X, Y, Z$  совпадают с осями  $a, b, c$  кристалла). В данных СФМ можно выделить две подрешетки с намагниченностями  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  ( $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| + M_0$ ). Удобно ввести нормированные векторы ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (1)$$

удовлетворяющие следующим соотношениям:

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0, \quad \mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1. \quad (2)$$

Энергию СФМ ромбической симметрии можно записать в терминах единичного вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  [2].

Перейдем в сферическую систему координат:

$$l_x = \sin \theta \cos \theta, \quad l_y = \cos \theta, \quad l_z = \sin \theta \sin \varphi \quad (3)$$

и запишем энергию СФМ

$$W(\theta, \varphi) = \int w(\theta, \varphi) dr, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} w(\theta, \varphi) = & M_0^2 \left[ \frac{\alpha}{2} [(\nabla \theta)^2 + (\nabla \varphi)^2 \sin^2 \theta] \right. \\ & + \frac{\beta_1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \frac{\tilde{\beta}_2}{2} \cos^2 \theta + \frac{\beta_3}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \\ & - \frac{2d}{\delta} (h_x \sin \theta \sin \varphi - h_z \sin \theta \cos \varphi) \\ & \left. + \frac{2}{\delta} (h_x \sin \theta \cos \varphi + h_y \cos \theta + h_z \sin \theta \sin \varphi)^2 \right. \end{aligned}$$

Здесь  $M_0$  — модуль векторов намагниченности подрешеток,  $\delta$  и  $\alpha$  — соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия,  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — эффективные константы ромбической анизотропии,  $\tilde{\beta}_2 = \beta_2 + \frac{d^2}{\delta}$ ,  $d$  — константа взаимодействия Дзялошинского. Здесь мы ограничились антисимметричным видом взаимодействия Дзялошинского ( $D_{ik} = \varepsilon_{ikj} d_j$ , где  $\varepsilon_{ikj}$  — антисимметричный тензор;  $\mathbf{d} = d \cdot \mathbf{j}$ ,  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  — орты декартовой системы координат).  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$  — переменное во времени  $t$  внешнее магнитное поле, при этом

$$\begin{aligned} h_x &= h_{0x} \cos \omega t, \quad h_y = h_{0y} \cos(\omega t + \chi_1), \\ h_z &= h_{0z} \cos(\omega t + \chi_2), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\omega$  — частота внешнего поля, а  $\chi_1$  и  $\chi_2$  — сдвиг по фазе.

Из условия минимума энергии (4) получаем

$$\begin{aligned} \alpha \Delta \theta - \sin \theta \cos \theta \left[ \alpha (\nabla \varphi)^2 + \left( \beta_1 + \frac{4h_z^2}{\delta} \right) \sin^2 \varphi \right. \\ + \left( \beta_3 + \frac{4h_x^2}{\delta} \right) \cos^2 \varphi - \left( \tilde{\beta}_2 + \frac{4h_y^2}{\delta} \right) \\ + \left. \frac{4}{\delta} h_x h_z \sin 2\varphi \right] - \frac{4}{\delta} h_y [h_x \cos \varphi + h_z \sin \varphi] \cos 2\theta \\ + \frac{2d}{\delta} (h_x \sin \varphi - h_z \cos \varphi) \cos \theta = 0, \quad (6) \\ \alpha \nabla^2 ((\nabla \varphi) \sin^2 \theta) + \left[ \left\{ \left( \beta_3 + \frac{4h_x^2}{\delta} \right) - \left( \beta_1 + \frac{4h_z^2}{\delta} \right) \right\} \right. \\ \left. \times \sin \varphi \cos \varphi + \frac{4}{\delta} h_x h_z \cos 2\varphi \right] \sin^2 \theta \\ - \frac{4}{\delta} h_y [h_z \cos \varphi - h_x \sin \varphi] \sin \theta \cos \theta \\ + \frac{2d}{\delta} (h_x \cos \varphi + h_z \sin \varphi) \sin \theta = 0. \quad (7) \end{aligned}$$

Рассмотрим быстро осциллирующее магнитное поле с частотой  $\omega \gg \omega_r$ , где  $\omega_r$  — релаксационная частота. Проведем усреднение уравнений (6), (7) по периоду колебаний переменного магнитного поля. При этом

$$\overline{h_i^2} = \frac{h_{0i}^2}{2}, \quad \overline{h_i h_j} = \frac{h_{0i} h_{0j}}{2} \cos \chi, \quad (8)$$

где черта обозначает усреднение, а  $\chi$  — относительный сдвиг по фазе между компонентами поля  $h_i$  и  $h_j$ .

За счет переменного магнитного поля возникают эффективная анизотропия

$$\begin{aligned} \beta_1^{\text{eff}} &= \beta_1 + \frac{2h_{0z}^2}{\delta}, \quad \beta_2^{\text{eff}} = \beta_2 + \frac{d^2}{\delta} + \frac{2h_{0y}^2}{\delta}, \\ \beta_3^{\text{eff}} &= \beta_3 + \frac{2h_{0x}^2}{\delta} \end{aligned} \quad (9)$$

и дополнительные слагаемые в уравнениях (6), (7). Магнитные конфигурации  $G_x F_z$ ,  $G_z F_x$  и  $G_y$  в отсутствие магнитного поля изучены в [1].

Рассмотрим влияние магнитного поля на стационарные магнитные конфигурации.

### 3. Слабоферромагнитное упорядочение

Для определенности рассмотрим магнитную конфигурацию  $G_x F_z$  (конфигурация  $G_z F_x$  рассматривается аналогично).

Если в СФМ легкой осью является ось  $X$  (т.е.  $\beta_3 > 0$  — наименьшая из констант анизотропии), то в отсутствие внешнего поля в основном состоянии вектор  $\mathbf{l}$  коллинеарен оси  $X$ , а вектор  $\mathbf{m}$  перпендикулярен  $\mathbf{l}$  и ориентирован вдоль оси  $Z$ . При этом вдали от области спиновой переориентации в РЗО могут существовать два типа 180-градусных ДГ в плоскости  $XZ$  [1,2] с разворотом вектора  $\mathbf{l}$  в плоскости, образованной легкой ( $X$ ) и средней ( $Y$  или  $Z$ ) осями, т.е. в одной ДГ вектор  $\mathbf{l}$  разворачивается в плоскости  $XZ$ , а в другой — в плоскости  $XY$ . Первому случаю соответствует ДГ  $ac$ -типа, а второму — ДГ  $ab$ -типа.

Рассмотрим, при каких условиях в переменном магнитном поле могут быть реализованы стационарные распределения, близкие по своей структуре к ДГ  $ac$ -типа и ДГ  $ab$ -типа.

3.1. ДГ  $ac$ -типа. Этому типу распределения соответствует  $\theta = \theta_0 = \pi/2$ . В ДГ  $ac$ -типа разворот вектора антиферромагнетизма в плоскости  $XZ$  ( $Z$  — средняя ось) сопровождается вращением вектора ферромагнетизма в этой же плоскости:

$$\mathbf{m} = \frac{M_0}{\delta} [\mathbf{d} \times \mathbf{l}] = \frac{dM_0}{\delta} (\mathbf{i} \sin \varphi_0 - \mathbf{k} \cos \varphi_0). \quad (10)$$

Уравнение для определения переменной  $\varphi = \varphi_0(y)$  следует из (7) и имеет вид

$$\alpha\varphi_0'' - \left[ \left( \beta_1 + \frac{2h_{0z}^2}{\delta} \right) - \left( \beta_3 + \frac{2h_{0x}^2}{\delta} \right) \right] \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - \frac{4\overline{h_x h_z}}{\delta} \cos 2\varphi_0 = 0. \quad (11)$$

Из уравнения (11) видно, что решение  $\varphi = \varphi_0(y)$  зависит не только от параметров магнетика, но и от магнитного поля в отличие от распределений, рассмотренных в [1].

Решение уравнения (11) для стационарной 180-градусной ДГ, удовлетворяющее граничным условиям  $\varphi_0(-\infty) = 0$ ,  $\varphi_0(+\infty) = \pi$  (что соответствует  $l_x(y \rightarrow \pm\infty) = \mp l$ ), при  $h_x = 0$  или  $h_z = 0$  имеет следующий вид:

$$\cos \varphi_0(y) = -\operatorname{th} \frac{y}{\Delta_{13}}, \quad (12)$$

где

$$\Delta_{ij} = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta_i^{\text{eff}} - \beta_j^{\text{eff}}}} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

— эффективная толщина ДГ.

Рассмотрим теперь, как изменится решение уравнения (11) в случае произвольной поляризации поля. Считая, что уравнение (11) удовлетворяет условию  $\varphi_0'(\pm\infty) = 0$ , запишем первый интеграл уравнения (11)

$$\varphi_0' = \pm \sqrt{\left( \frac{\sin \varphi_0}{\Delta_{13}} \right)^2 + \frac{\sin 2\varphi_0}{2\Delta_{xz}}}, \quad (13)$$

где в общем случае  $\Delta_{np} = \frac{\alpha\delta}{8h_n h_p}$ ,  $n, p = x, y, z$ . Интегрируя соотношение (13), получим

$$y = \mp \int \frac{du}{\sqrt{\frac{(1+u^2)(\lambda+u)}{\Delta_{xz}}}}, \quad (14)$$

где  $u = \operatorname{ctg} \varphi_0$ ,  $\lambda = \frac{\Delta_{xz}}{\Delta_{13}^2}$ . В процессе интегрирования предполагалось, что  $\varphi_0(-\infty) = 0$  и, как следствие,  $\lambda + u > 0$  (случай  $\varphi_0(+\infty) = \pi$  рассматривается аналогично). При выполнении этих условий из (14) следует, что  $\Delta_{xz} > 0$ . Следовательно, сдвиг поля по фазе не может быть произвольным:  $\overline{h_x h_z} \sim \cos \chi_2 > 0$ , в противном случае магнитная конфигурация  $G_x F_z$  с ДГ  $ac$ -типа становится неустойчивой. Условие  $\lambda + u > 0$  накладывает ограничение и на угловую переменную  $\varphi_0$ , она может изменяться в пределах от 0 до  $(\pi \operatorname{arctg} \frac{1}{\lambda})$ . Это означает, что переменное магнитное поле подмагничивает подрешетки магнетика таким образом, что векторы антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  в соседних доменах перестают быть коллинеарными. ДГ перестает быть 180-градусной и становится  $(180 - \operatorname{arctg} \frac{1}{\lambda})$ -градусной. Таким образом, при наличии

магнитного поля граничные условия для ДГ  $ac$ -типа сводятся к следующим:

$$\varphi_0(-\infty) = 0, \quad \varphi_0(+\infty) = \left( \pi - \operatorname{arctg} \frac{1}{\lambda} \right). \quad (15)$$

Отсюда видно, что чем меньше  $\lambda$ , тем ближе ЛГ к 180-градусной, и в пределе при  $\overline{h_x h_z} \rightarrow 0 \Rightarrow \lambda \rightarrow \infty$  получаем 180-градусную ДГ, описываемую соотношением (12).

Интеграл (14) сводится к эллиптическому, и решение уравнения (11) принимает вид

$$y = \pm c F(k, \psi). \quad (16)$$

Здесь  $F(k, \psi) = \int \frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \psi}}$  — эллиптический интеграл первого рода,  $k^2 = 1 - \eta^2$  — модуль ( $0 < k < 1$ );  $c = \sqrt{\frac{8\Delta_{xz}\eta}{(q-\lambda)}}$ ,  $\eta = \frac{\sqrt{2q-\sqrt{q+\lambda}}}{\sqrt{2q+\sqrt{q+\lambda}}}$ ,  $q = \sqrt{1+\lambda^2}$ ,  $\psi = \arcsin \frac{\mu}{\sqrt{\eta+\mu^2}}$ ,  $\mu = \frac{\sqrt{q+v}}{\sqrt{q-v}}$ ,  $v = -\sqrt{u+\lambda}$ . Чтобы удовлетворить граничным условиям (15), в выражении (16) необходимо взять знак „+“.

Соотношение (16) описывает стационарное распределение намагниченности в ДГ при наличии переменного магнитного поля.

Во всех рассмотренных далее решениях, имеющих структуру (16), граничным условиям соответствует положительный знак в выражении (16).

3.2. ДГ  $ab$ -типа. Такая ДГ реализуется при  $\varphi = \varphi_0 = 0$ , при этом разворот вектора антиферромагнетизма в плоскости  $XY$  ( $Y$  — средняя ось) сопровождается изменением вектора ферромагнетизма по величине:

$$\mathbf{m} = -\frac{dM_0}{\delta} \mathbf{k} \sin \theta_0. \quad (17)$$

Из соотношения (6) получим уравнение для определения переменной  $\theta = \theta_0(y)$

$$\alpha\theta_0'' + \left[ \left( \tilde{\beta}_2 + \frac{2h_{0y}^2}{\delta} \right) - \left( \beta_3 + \frac{2h_{0x}^2}{\delta} \right) \right] \sin \theta_0 \cos \theta_0 - \frac{4\overline{h_x h_y}}{\delta} \cos 2\theta_0 = 0. \quad (18)$$

Решение уравнения (18) для стационарной 180-градусной ДГ, удовлетворяющее граничным условиям  $\theta_0(\pm\infty) = \mp \pi/2$  (что соответствует  $l_x(\pm\infty) = \mp l$ ), при  $h_x = 0$  или  $h_y = 0$  имеет вид

$$\cos \theta_0(y) = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{y}{\Delta_{23}}}. \quad (19)$$

Найдем решение уравнения (18) при  $\overline{h_x h_y} \neq 0$ . Полагая  $\theta_0(-\infty) = \pi/2$ , из (18) получаем

$$\theta_0' = \pm \sqrt{\left( \frac{\cos \theta_0}{\Delta_{23}} \right)^2 + \frac{\sin 2\theta_0}{2\Delta_{xy}}}. \quad (20)$$

Разделив переменные в соотношении (20) и сделав замену  $u = \operatorname{tg} \theta_0$ , получим интеграл (14) с про-

твояположным знаком, в котором также необходимо сделать замену  $\Delta_{xz} \rightarrow \Delta_{xy}$ ,  $\Delta_{13} \rightarrow \Delta_{12}$ . Граничные условия для уравнения (18) принимают вид  $\theta_0(+\infty) = -\arctg \lambda$ ,  $\theta_0(-\infty) = \pi/2$ . В этом случае получаем  $(0 + \arctg \lambda)$ -градусную ДГ, которая в пределе  $\overline{h_x h_y} \rightarrow 0 \Rightarrow \lambda \rightarrow \infty$  сводится к 180-градусной ДГ.

#### 4. Магнитная конфигурация $G_y$

В этой конфигурации в основном состоянии вектор  $\mathbf{l}$  коллинеарен легкой оси  $Y$ . Здесь вдали от области спиновой переориентации могут существовать два типа 180-градусных ДГ в плоскости  $YZ$  [1]. В одной из них вектор  $\mathbf{l}$  разворачивается в плоскости  $YZ$  (ДГ  $bc$ -типа), а в другой — в плоскости  $XY$  (ДГ  $ab$ -типа). Рассмотрим СФМ с такими ДГ в переменном магнитном поле.

4.1. ДГ  $bc$ -типа. Этому типу ДГ отвечает  $\varphi = \varphi_0 = \pi/2$ , при этом вращение вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ осуществляется в плоскости  $YZ$  и сопровождается изменением вектора  $\mathbf{m}$  только по величине

$$\mathbf{m} = -\frac{dM_0}{\delta} \mathbf{i} \sin \theta_0. \quad (21)$$

Угловая переменная  $\theta_0(x)$  в соотношении (21) удовлетворяет уравнению

$$\alpha \theta_0'' + \left[ \left( \tilde{\beta}_2 + \frac{2h_{0y}^2}{\delta} \right) - \left( \beta_1 + \frac{2h_{0z}^2}{\delta} \right) \right] \sin \theta_0 \cos \theta_0 - \frac{4\overline{h_y h_x}}{\delta} \cos 2\theta_0 = 0. \quad (22)$$

Решение уравнения (22), удовлетворяющее граничным условиям  $\theta_0(+\infty) = \pi$ ,  $\theta_0(-\infty) = 0$  (что соответствует  $l_y(\pm\infty) = \mp l$ ), имеет вид (12). Соотношение (16) является решением уравнения (22) при  $\varphi_0(-\infty) = 0$ ,  $\varphi_0(+\infty) = (\pi - \arctg \frac{1}{\lambda})$ , если в этих соотношениях выполнить замены  $y \rightarrow x$ ,  $\Delta_{xz} \rightarrow \Delta_{yz}$ ,  $\Delta_{13} \rightarrow \Delta_{32}$ .

В распределении (12) для конфигурации  $G_y$  в центре ДГ  $x = 0$ ; следовательно,  $\cos \theta_0(x) = 0$  ( $\sin \theta_0(x) = 1$ ), поэтому, согласно (22),  $\mathbf{m}$  принимает наибольшее значение именно в центре ДГ. Конфигурация  $G_y$  является чисто антиферромагнитной, так как в доменах  $\mathbf{m} = 0$ , а в самой ДГ  $\mathbf{m} \neq 0$ .

4.2. ДГ  $ab$ -типа. Эта ДГ реализуется при  $\varphi = \varphi_0 = 0$ , при этом вращение вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ осуществляется в плоскости  $XY$ , изменение вектора  $\mathbf{m}$  только по величине описывается соотношением (17), где  $\theta_0 = \theta_0(x)$ . Уравнение для определения переменной  $\theta_0(x)$  имеет вид (18).

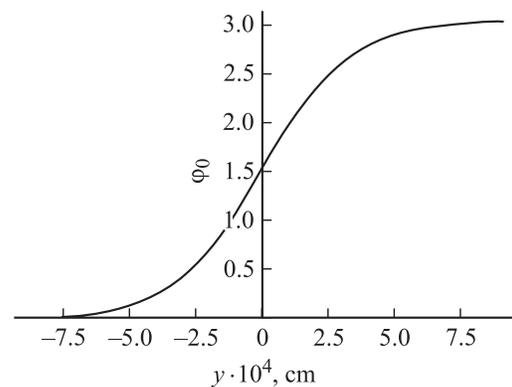
Решение уравнения (18) для конфигурации  $G_y$ , необходимо искать с граничными условиями  $\varphi_0(-\infty) = 0$ ,  $\varphi_0(+\infty) = (\pi - \arctg \frac{1}{\lambda})$ . Оно имеет вид (14), (16), если в этих соотношениях сделать замены  $y \rightarrow x$ ,  $\Delta_{xz} \rightarrow \Delta_{yz}$ ,  $\Delta_{13} \rightarrow \Delta_{12}$ .

#### 5. Обсуждение результатов

На рисунке представлена стационарная зависимость  $\varphi_0(y)$ , описываемая соотношением (16). Численные оценки приведены для СФМ  $\text{NdFeO}_3$  [1,2]:  $M_0 = 4.9 \text{ Ое}$ ,  $\beta_1 - \beta_3 \sim 1$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ ,  $\delta \sim 10^3$ . В магнитном поле  $\omega \gg \omega_r \approx 2 \cdot 10^9 \text{ с}$ ,  $H_{0x} = H_{0z} = 25 \text{ Ое}$ ,  $\cos \chi_2 \sim 1$  ДГ трансформируется в 174-градусную ДГ. Из рисунка видно, что толщина ДГ при наличии поля увеличивается (толщина статической ДГ без поля  $1.9 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ ).

Как уже отмечалось во Введении, в определенном температурном интервале может меняться знак разности между константами анизотропии, в результате чего возможна перестройка доменной структуры магнетика. Нами установлено, что магнитное поле также приводит к перенормировке эффективных констант анизотропии, что в свою очередь может вызвать перестройку доменной структуры. Установлены два типа перестройки ДГ: 1) с переориентацией ДГ и 2) без переориентации ДГ.

1) Рассмотрим перестройку с переориентацией ДГ. Предположим, что в СФМ реализуется фаза  $G_x F_z$  с ДГ  $ab$ -типа. Если СФМ поместить в переменное магнитное поле  $\mathbf{h} = (h_x, 0, 0)$ , то, для того чтобы ДГ  $ab$ -типа была устойчивой, необходимо выполнение неравенства  $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 + (2h_{0x}^2/\delta)$ . С увеличением поля  $h_x$  это неравенство может трансформироваться к виду  $\beta_1 > \beta_3 + (2h_{0x}^2/\delta) > \tilde{\beta}_2$ . Данное соотношение между константами анизотропии характерно для фазы  $G_y$  с ДГ  $ab$ -типа. В конфигурации  $G_x F_z$  ДГ находится в плоскости  $XZ$ , а в  $G_y$  — в плоскости  $YZ$ . Таким образом, приложив к СФМ поле вдоль ДГ, можно при определенном значении поля вызвать переориентацию доменной структуры (т.е. перейти к структуре с ДГ, перпендикулярными полю). Этот переход происходит при изменении разности  $(\beta_2 - \beta_3^{\text{eff}})$ . Подобная переориентация под действием поля наблюдалась экспериментально в пленке феррит-граната  $(\text{YGdYb})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  [16]. Было установлено, что при некоторой частоте поля ДГ сначала ориентировались вдоль поля, а в более высоких полях наблюдалась решетка ДГ, перпендикулярных полю.



Стационарное распределение намагниченности в  $\text{NdFeO}_3$  в переменном магнитном поле  $H_{0x} = H_{0z} = 25 \text{ Ое}$ .

## Перестройка доменной структуры в СФМ

Поляризация поля	Перестройка доменной структуры	
	с переориентацией ДГ	без переориентации ДГ
$\mathbf{h} \parallel OX$	$G_x F_z$ (ДГ $ab$ -типа) $\rightarrow G_y$ (ДГ $ab$ -типа) $\rightarrow G_y$ (ДГ $bc$ -типа)*	$G_x F_z$ (ДГ $ac$ -типа) $\rightarrow G_z F_x$ (ДГ $ac$ -типа) $\rightarrow G_z F_x$ (ДГ $bc$ -типа)*
$\mathbf{h} \parallel OY$	$G_y$ (ДГ $bc$ -типа) $\rightarrow G_z F_x$ (ДГ $bc$ -типа) $\rightarrow G_z F_x$ (ДГ $ac$ -типа)* $G_y$ (ДГ $ab$ -типа) $\rightarrow G_x F_z$ (ДГ $ab$ -типа) $\rightarrow G_x F_z$ (ДГ $ac$ -типа)*	—
$\mathbf{h} \parallel OZ$	$G_z F_x$ (ДГ $bc$ -типа) $\rightarrow G_y$ (ДГ $bc$ -типа) $\rightarrow G_y$ (ДГ $ab$ -типа)*	$G_z F_x$ (ДГ $ac$ -типа) $\rightarrow G_x F_z$ (ДГ $ac$ -типа) $\rightarrow G_x F_z$ (ДГ $ab$ -типа)*
$\mathbf{h} = (0, h_y, h_z)$	—	$G_x F_z$ ДГ $ab$ -типа $\rightleftharpoons$ ДГ $ac$ -типа
$\mathbf{h} = (h_x, 0, h_z)$	—	$G_y$ ДГ $ab$ -типа $\rightleftharpoons$ ДГ $bc$ -типа
$\mathbf{h} \parallel (h_x, h_y, 0)$	—	$G_z F_x$ ДГ $ab$ -типа $\rightleftharpoons$ ДГ $ac$ -типа

2) Рассмотрим перестройку доменной структуры без переориентации ДГ. Будем считать, что в магнитной конфигурации  $G_x F_z$  устойчива ДГ  $ab$ -типа ( $\beta_1^{\text{eff}} > \beta_2^{\text{eff}} > \beta_3$ ). Рассмотрим поведение СФМ с такой конфигурацией в переменном магнитном поле с компонентами  $Y$  и  $Z$ . При  $h_{0y} \gg h_{0z}$  для конфигурации  $G_x F_z$  может выполняться неравенство  $\tilde{\beta}_2 + (2h_{0y}^2/\delta) > \beta_1 + (2h_{0z}^2/\delta) > \beta_3$ , что влечет за собой переход от ДГ  $ab$ -типа к ДГ  $ac$ -типа, так как плотность поверхностной энергии ДГ  $ab$ -типа больше плотности поверхностной энергии ДГ  $ac$ -типа.

Переход ДГ  $ac$ -типа  $\rightarrow$  ДГ  $ab$ -типа может иметь место при  $h_{0z} \gg h_{0y}$ . В этом случае условие устойчивости ДГ  $ac$ -типа может быть сведено к условию, характерному для ДГ  $ab$ -типа:  $\beta_1 + (2h_{0z}^2/\delta) > \tilde{\beta}_2 + (2h_{0y}^2/\delta) > \beta_3$ . Поверхностная плотность энергии ДГ  $ab$ -типа становится меньше поверхностной плотности энергии ДГ  $ac$ -типа.

Приведем численные оценки, используя параметры  $\text{NbFeO}_3$ . Примем постоянные анизотропии  $\beta_1$  и  $\beta_2$  одного порядка,  $\beta_1 \sim 1$ . Пусть при некоторой температуре  $(\beta_1 - \tilde{\beta}_2) \cong 0.1$  и устойчивой является ДГ  $ab$ -типа. В поле  $H_{0y} = 35 \text{ Ое}$  слагаемое  $(2h_{0y}^2/\delta) \sim (\beta_1 - \tilde{\beta}_2) \cong 0.1$ . Следовательно, в поле выше 35 Ое может произойти переход ДГ  $ab$ -типа  $\rightarrow$  ДГ  $ac$ -типа, а в поле, меньшем 35 Ое, устойчивой является ДГ  $ab$ -типа. Если, изменяя температуру, уменьшить разность  $(\beta_1 - \tilde{\beta}_2)$ , то переход ДГ  $ab$ -типа  $\rightarrow$  ДГ  $ac$ -типа возможен и в меньших магнитных полях.

Все возможные перестройки доменной структуры представлены в таблице. Таблица составлена для таких поляризаций поля, при которых в уравнениях (11), (18) и (22) последнее слагаемое отсутствует ( $\overline{h_i h_j} \rightarrow 0$ ).

В тех случаях, когда под действием внешнего магнитного поля в магнетике могут меняться местами легкая

и средняя или средняя и трудная оси, одна магнитная конфигурация переходит в другую.

В переходах, отмеченных звездочкой, в магнетике происходит более сложная перестройка. Эти переходы осуществляются через состояние, при котором меняются сначала легкая и средняя оси (отмечены в этой же ячейке таблицы). Например, в поле  $\mathbf{h} \parallel OX$  происходит перестройка  $G_x F_z$  (ДГ  $ab$ -типа)  $\rightarrow G_y$  (ДГ  $ab$ -типа) (этот случай подробно обсуждался в п. 1 данного раздела). При этой перестройке меняются местами легкая ( $X$ ) и средняя ( $Y$ ) оси. Если поле достаточно большое  $(2h_{0x}^2/\delta) > \beta_1 - \beta_3$ , то на этом перестройка доменной структуры не завершается, а происходит переход  $G_y$  (ДГ  $ab$ -типа)  $\rightarrow G_y$  (ДГ  $bc$ -типа)\*. При этом переходе меняются местами уже „новая“ средняя ( $X$ ) и трудная ( $Z$ ) оси. Таким образом, данный переход (со звездочкой) условно можно обозначить как  $G_x F_z$  (ДГ  $ab$ -типа)  $\rightarrow G_y$  (ДГ  $ab$ -типа)  $\rightarrow G_y$  (ДГ  $bc$ -типа)\*. В этом случае помимо переориентации ДГ изменяется еще и плоскость разворота вектора антиферромагнетизма в ДГ ( $XY \rightarrow YZ$ ). Переходы, отмеченные звездочкой, возможны в полях большей амплитуды, чем это обсуждалось выше.

Поле перестройки ДГ можно понизить, если рассматривать СФМ, у которых намагниченность насыщения  $M_0$  и постоянная однородного обменного взаимодействия  $\delta$  малы.

## 6. Заключение

В работе получены возможные стационарные распределения намагниченности в СФМ в переменном магнитном поле. Установлено, что наличие быстро осциллирующего магнитного поля определенной поляри-

зации может приводить к подмагничиванию доменов, вследствие чего ДГ перестает быть 180-градусной, при этом увеличивается толщина ДГ.

Определены возможные типы перестройки доменной структуры под действием магнитного поля: с переориентацией ДГ и без переориентации ДГ.

Перестройка доменной структуры с переориентацией ДГ аналогична обычному фазовому переходу типа Морина [19], при котором однородное термодинамически устойчивое состояние, обладающее слабым ферромагнетизмом ( $G_x F_z$  или  $G_z F_x$ ), сменяется чисто антиферромагнитным состоянием ( $G_y$ ).

Перестройка доменной структуры без переориентации ДГ происходит при переходе от одного слабоферромагнитного состояния к другому слабоферромагнитному состоянию ( $G_x F_z \rightleftharpoons G_z F_x$ ,  $G_z F_x \rightleftharpoons G_x F_z$ ,  $G_x F_z \rightleftharpoons G_x F_z$ ) или при изменении антиферромагнитного состояния ( $G_y$ ; ДГ  $ab$ -типа  $\rightleftharpoons$  ДГ  $bc$ -типа).

## Список литературы

- [1] М.М. Фарзтдинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). 155 с.
- [2] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
- [3] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **87**, 1863 (1984).
- [4] А.В. Залесский, А.М. Саввинов, И.С. Желудев, А.Н. Иващенко. ЖЭТФ **68**, 1449 (1975).
- [5] М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов, А.А. Халфина. ФТТ **21**, 1522 (1979).
- [6] Е.Г. Екомасов, М.А. Шабалин. ФТТ **45**, 1664 (2003).
- [7] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **86**, 1505 (1984).
- [8] V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaya. Phys. Stat. Sol. (a) **75**, K 125 (1983).
- [9] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, П.Д. Ким, А.Л. Сукстанский, Д.Ч. Хван. Письма в ЖЭТФ **37**, 35 (1983).
- [10] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
- [11] A.V. Chizhik, S.L. Gnatchenko. J. Magn. Magn. Mater. **140–141**, 1921 (1995).
- [12] V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii. Phys. Rev. B **59**, 6966 (1999); В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **102**, 151 (1993).
- [13] E. Schlömann. IEEE Trans. Magn. **MAG-11**, 1051 (1975).
- [14] В.М. Елеонский, А.К. Звездин, В.К. Редько. ФММ **43**, 7 (1977).
- [15] А.М. Медников, С.И. Ольховский, В.К. Редько, В.И. Рыбак, В.П. Сондаевский, Г.К. Чиркин. ФТТ **19**, 1195 (1977).
- [16] В.К. Власко-Власов, А.Ф. Хапиков. ЖЭТФ **93**, 1508 (1987).
- [17] Б.А. Иванов, А.С. Логгинов, А. Мазевский, Т.Б. Розанова, А. Станкиевич. Письма в ЖЭТФ **56**, 201 (1992).
- [18] А.П. Кузьменко, В.К. Булгаков. ФТТ **44**, 864 (2002).
- [19] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.