

# Вынужденное движение доменных границ в ферритах-гранатах в поле звуковой волны

© В.С. Герасимчук, А.А. Шитов

Донбасская государственная академия строительства и архитектуры,  
86123 Макеевка, Донецкая обл., Украина  
E-mail: vs@donace.dn.ua

(Поступила в Редакцию 12 января 2001 г.)

Изучено дрейфовое движение  $180^\circ$  доменной границы в ферритах-гранатах с двумя неэквивалентными подрешетками в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной, распространяющейся в плоскости доменной границы. Найдена зависимость скорости дрейфа от амплитуды и поляризации звуковой волны. Определены условия дрейфа полосовой доменной структуры.

1. Повышенный интерес к исследованию динамики доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных кристаллах обусловлен возможностью использования их в качестве магнитных носителей информации. В связи с этим большое число работ посвящено взаимодействию внешних магнитных полей с ДГ. Наряду с магнитным полем эффективным способом воздействия на доменную структуру магнетиков является поле звуковой волны. Так, в [1,2] экспериментально изучено взаимодействие ультразвука с блоховскими линиями и  $180^\circ$  ДГ в иттрий-железистом гранате. Исследованы вынужденные линейные колебания блоховских линий и ДГ. Выявлены эффекты направленного движения, непрерывной генерации и изменения плотности блоховских линий и ДГ. Влияние звуковой волны на динамику ДГ в различных типах магнетиков теоретически изучено в [3–6]. Теория дрейфа ДГ в ферромагнетике, базирующаяся на приближенных уравнениях Слончевского, развита в [3,4]. Подход, основанный на анализе нелинейных уравнений движения для векторов намагниченностей подрешеток, для изучения влияния звука на ДГ в двухподрешеточных системах — слабом ферромагнетике (СФМ) и анизотропном ферримагнетике — представлен в работах [5,6] соответственно. Все теоретические расчеты [3–6] выполнены для наиболее простого с точки зрения теоретического анализа случая, когда звуковая волна распространяется перпендикулярно плоскости ДГ.

В настоящей работе с использованием формализма Лагранжа теоретически исследовано нелинейное движение  $180^\circ$  ДГ в ферритах-гранатах под действием звуковой волны, распространяющейся параллельно плоскости ДГ, что соответствует геометрии эксперимента [1,2].

2. Нелинейная макроскопическая динамика феррита-граната с двумя неэквивалентными подрешетками в поле звуковой волны описывается на основе плотности функции Лагранжа  $L$ , представленной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  ( $\mathbf{l}^2 = 1$ ) [7,8]

$$L(\mathbf{l}) = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{\beta_1}{2} l_x^2 - \frac{\beta_2}{2} l_y^2 - \gamma u_{ik} l_i l_k + \frac{\nu}{gM_0} \frac{l_x l_x - l_y l_y}{1 + l_y} \right\}, \quad (1)$$

где точка означает производную по времени,  $M_0$  — модуль вектора намагниченности подрешеток,  $c = gM_0(\alpha\delta)^{1/2}/2$  — характерная скорость, совпадающая с минимальной фазовой скоростью спиновых волн,  $\delta$  и  $\alpha$  — соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — эффективные константы анизотропии,  $u_{ik}$  — тензор упругих деформаций,  $\gamma$  — магнитоупругая постоянная,  $\nu = |M_1 - M_2|/M_{1,2}$  — параметр, характеризующий условия применимости динамической модели феррита-граната [7]. Полагаем, что вдали от точки компенсации, если пренебречь неколлинеарностью подрешеток ( $\delta \rightarrow \infty$ ), свойства ферримагнетика близки к свойствам ферромагнитных (ФМ) веществ. Вблизи точки компенсации модули векторов намагниченности подрешеток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  отличаются незначительно ( $\nu \rightarrow 0$ ) и динамические свойства ферримагнетика близки к свойствам антиферромагнитного кристалла (АФМ). Слагаемое, описывающее энергию упругой подсистемы как таковой, в (1) не приводится, поскольку в дальнейшем авторы рассматривают звуковую волну как заданное внешнее поле, пренебрегая обратным влиянием магнитной подсистемы на упругую.

Учитывая тот факт, что длина вектора  $\mathbf{l}$  постоянна, перейдем к угловым переменным  $\theta$  и  $\varphi$

$$l_z = i l_x = \sin \theta \exp(i\varphi), \quad l_y = \cos \theta. \quad (2)$$

В угловых переменных плотность функции Лагранжа имеет следующий вид:

$$L\{\theta, \varphi\} = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) - \frac{\alpha}{2} [(\nabla \theta)^2 + (\nabla \varphi)^2 \sin^2 \theta] - \frac{\beta_1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - \frac{\beta_2}{2} \cos^2 \theta - \gamma [\sin 2\theta (u_{zy} \cos \varphi + u_{yx} \sin \varphi) + u_{yy} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta (u_{zz} \cos^2 \varphi + u_{xz} \sin 2\varphi + u_{xx} \sin^2 \varphi)] + \frac{\nu}{gM_0} \dot{\varphi} (1 - \cos \theta) \right\}. \quad (3)$$

Динамическое торможение ДГ, обусловленное диссипативными процессами, учитываем с помощью диссипативной функции:

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g} \dot{\mathbf{l}}^2 = \frac{\lambda M_0}{2g} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta), \quad (4)$$

где  $\lambda$  — константа затухания Гильберта.

Уравнения движения в угловых переменных  $\theta$  и  $\varphi$  с учетом релаксационных слагаемых имеют вид

$$\begin{aligned} & \alpha \left( \Delta \theta - \frac{1}{c^2} \ddot{\theta} \right) + \sin \theta \cos \theta \left[ \alpha \left( \frac{1}{c^2} \dot{\varphi}^2 - (\nabla \varphi)^2 \right) \right. \\ & \left. - \beta_1 \sin^2 \varphi + \beta_2 \right] + \frac{\nu}{gM_0} \dot{\varphi} \sin \theta - \gamma \left[ \sin 2\theta \right. \\ & \left. \times (u_{zz} \cos^2 \varphi + u_{xz} \sin 2\varphi + u_{xx} \sin^2 \varphi - u_{yy}) \right. \\ & \left. + 2 \cos 2\theta (u_{zy} \cos \varphi + u_{yx} \sin \varphi) \right] = \frac{\lambda}{gM_0} \dot{\theta}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \alpha \nabla [\sin^2 \theta (\nabla \varphi)] - \frac{\alpha}{c^2} \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} \sin^2 \theta) \\ & - \beta_1 \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi - \frac{\nu}{gM_0} \dot{\theta} \sin \theta \\ & + \gamma \left[ \sin^2 \theta (u_{zz} \sin 2\varphi - 2u_{xz} \cos 2\varphi - u_{xx} \sin 2\varphi) \right. \\ & \left. + \sin 2\theta (u_{zy} \sin \varphi - u_{yx} \cos \varphi) \right] = \frac{\lambda}{gM_0} \dot{\varphi} \sin^2 \theta. \quad (6) \end{aligned}$$

Если  $0 < \beta_1 < \beta_2$ , то устойчива ДГ, в которой вектор  $\mathbf{l}$  вращается в плоскости  $XZ$ , а распределение намагниченности неоднородно вдоль оси  $Y$  [8]. Такой ДГ соответствует  $\theta = \theta_0 = \pi/2$ , а угловая переменная  $\varphi = \varphi_0(y)$  удовлетворяет уравнению

$$\alpha \varphi_0'' - \beta_1 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0, \quad (7)$$

где штрих обозначает производную по переменной  $y$ . Решение уравнения (7) для статической  $180^\circ$  ДГ, удовлетворяющее граничным условиям  $\varphi_0(-\infty) = 0$ ,  $\varphi_0(+\infty) = \pi$ , имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_0' &= \frac{1}{y_0} R \sin \varphi_0 = \frac{1}{y_0} R \rho \cdot \cosh^{-1} \frac{y}{y_0}, \\ \cos \varphi_0(y) &= -R \cdot \tanh \frac{y}{y_0}, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $y_0 = \sqrt{\alpha/\beta_1}$  — толщина ДГ,  $R = \pm 1$  — ее топологический заряд и  $\rho = \pm 1$  — параметр, описывающий направление разворота вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ. Как известно,  $180^\circ$  доменные границы, разделяющие домены с противоположным направлением намагниченности в полосовой доменной структуре (ДС), обладают противоположными топологическими зарядами  $R$ . Разворот вектора  $\mathbf{l}$  в доменных границах от  $-R$  до  $+R$  (или в обратном направлении) может происходить либо через положительное, либо через отрицательное направление

оси  $Z$ , что и определяется параметром  $\rho$ . Поэтому соседним доменным границам в составе полосовой ДГ с вращением вектора  $\mathbf{l}$  в плоскости  $XZ$  соответствуют значения  $l_z(y = \pm\infty) = \mp R$  и одно из двух значений  $l_x(y = 0) = \pm\rho$ . При наличии внешнего поля и определенном согласовании знаков топологических зарядов  $R$  и параметров  $\rho$  в соседних ДГ возможно поступательное движение полосовой ДС как целого в СФМ [5]. Покажем, что подобный эффект имеет место и в анизотропном ферромагнетике, если звуковая волна распространяется параллельно плоскости ДГ.

Найдем решения системы (5), (6). Для этого воспользуемся версией теории возмущений для солитонов [5,9–11]. Заметим, что при распространении звуковой волны параллельно плоскости ДГ ( $k_x \neq 0$ ,  $k_z \neq 0$  и  $k_y = 0$ ) локальное положение центра ДГ зависит не только от временной, но и от поперечной координаты  $Y(\mathbf{r}_\perp, t)$ . Поэтому в отличие от [5,9–11] коллективную переменную  $Y(\mathbf{r}_\perp, t)$  введем как координату центра ДГ, где  $\mathbf{r} = (x, z)$ . Считая амплитуду звуковой волны достаточно малой, будем искать решение системы (5), (6) в виде разложений

$$\theta(\mathbf{r}, t) = \pi/2 + \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) + \theta_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) + \dots,$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi_0(\xi) + \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) + \varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) + \dots, \quad (9)$$

где  $\xi = y - Y(\mathbf{r}_\perp, t)$ , индексы  $n = 1, 2, \dots$  указывают на порядок малости величины по амплитуде звуковой волны. Функция  $\varphi_0(\xi)$  описывает невозмущенную ДГ и удовлетворяет соотношениям (8). Функции  $\theta_n$  и  $\varphi_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) описывают искажение формы доменной границы за счет возбуждения спиновых волн. Скорость дрейфа ДГ определяется как среднее значение мгновенной скорости  $V(\mathbf{r}_\perp, t) = \dot{Y}(\mathbf{r}_\perp, t)$  по периоду осцилляций,  $V_{dr} = \overline{V(\mathbf{r}_\perp, t)}$  (чертой отмечено усреднение по периоду звуковой волны).

Рассмотрим монохроматическую звуковую волну, распространяющуюся параллельно плоскости ДГ с частотой  $\omega$ :  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_\perp, t) = \mathbf{u}_0 \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t)$  (где  $\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp = k_x x + k_z z$ ). Представляя коллективную переменную в виде ряда  $Y = Y_1 + Y_2 + \dots$ , получим систему уравнений первого приближения по амплитуде звуковой волны

$$\begin{aligned} & \left( \hat{L} + \frac{1}{\omega_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_r^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ & + \frac{\omega_\nu}{\omega_1^2} \frac{\partial}{\partial t} \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) = \frac{R \sin \varphi_0(\xi)}{y_0 \omega_1^2} \\ & \times \left( \frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Y_1}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_1 \right) + \frac{i\gamma}{\beta_1} \\ & \times \exp[i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)] [(k_z u_{0z} - k_x u_{0x}) \sin 2\varphi_0(\xi) \\ & - (k_z u_{0x} + k_x u_{0z}) \cos 2\varphi_0(\xi)], \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left( \hat{L} + \sigma + \frac{1}{\omega_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_r^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ & - \frac{\omega_\nu}{\omega_1^2} \frac{\partial}{\partial t} \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) = -\frac{R\omega_\nu}{y_0\omega_1^2} \frac{\partial Y_1}{\partial t} \sin \varphi_0(\xi) \\ & + \frac{i\gamma u_{0y}}{\beta_1} \exp[i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \\ & \times [(k_z \cos \varphi_0(\xi) + k_x \sin \varphi_0(\xi))], \end{aligned} \quad (11)$$

где приняты обозначения  $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ ,  $\sigma = (\beta_2 - \beta_1)/\beta_1$ ,  $\omega_1 = c/y_0$  — частота активации нижней ветви объемных спиновых волн,  $\omega_r = \lambda \delta g M_0/4$  — характерная релаксационная частота,  $\mathbf{k}_\perp$  — волновой вектор звуковой волны,  $k_\perp = |\mathbf{k}_\perp| = \omega/s$ ,  $s$  — скорость звуковой волны.

Оператор  $\hat{L} = -y_0^2 \frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\cosh^2(\xi/y_0)}$  имеет известные волновые функции  $f_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2y_0}} \cosh^{-1} \frac{\xi}{y_0}$  и  $f_p(\xi) = \frac{1}{b_p \sqrt{L}} \left( \tanh \frac{\xi}{y_0} - ipy_0 \right) \exp(ip\xi)$  ( $L$  — длина кристалла) и собственные значения  $\lambda_0 = 0$  и  $\lambda_p = b_p^2 = 1 + p^2 y_0^2$ .

Решение системы уравнений первого порядка (10), (11) ищем в виде разложения по полному набору собственных функций оператора  $\hat{L}$  и получаем

$$\begin{aligned} \varphi_1(\xi, t) &= \text{Re} \left\{ \frac{i\gamma}{2\beta_1} \left[ -b_1 \sqrt{L} f_{p=0}(\xi) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + R\rho(k_x u_{0x} - k_z u_{0z}) D_1(\xi) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - (k_x u_{0z} + k_z u_{0x}) D_2(\xi) \right] \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \right\}, \\ \theta_1(\xi, t) &= \text{Re} \left\{ \left[ -b_1 \sqrt{L} f_{p=0}(\xi) + \frac{\sqrt{2y_0} f_0(\xi)}{\sigma - q} \right. \right. \\ & \quad \times \left( \frac{i\gamma\rho}{\beta_1} k_x u_{0y} - \frac{R\rho\omega_\nu V_1}{\omega_1^2 y_0} \right) + \frac{\omega_\nu \gamma R\rho}{2\beta_1 \omega_0} (k_x u_{0x} - k_z u_{0z}) D(\xi) \\ & \quad \left. \left. + (k_x u_{0z} + k_z u_{0x}) D_4(\xi) \right] \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь приняты обозначения

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{2i\omega_\nu}{\omega_0} \frac{Rk_z u_{0y}}{(1-q)(1-q+\sigma) - (\omega_\nu/\omega_0)^2}, \\ b_2 &= \frac{i\gamma}{\beta_1} \frac{R(1-q) \cdot k_z u_{0y}}{(1-q)(1-q+\sigma) - (\omega_\nu/\omega_0)^2}, \\ D_1(\xi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(p) B_1(p) d(py_0), \\ D_2(\xi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A_2(p) B_1(p) d(py_0), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_3(\xi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(p) B_2(p) d(py_0), \\ D_4(\xi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A_2(p) B_2(p) d(py_0), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_1(p) &= \frac{\tanh(\xi/y_0) \cos(p\xi) + py_0 \sin(p\xi)}{\cosh(\pi py_0/2)}, \\ A_2(p) &= \frac{\tanh(\xi/y_0) \sin(p\xi) - py_0 \cos(p\xi)}{\sinh(\pi py_0/2)}, \\ B_1(p) &= \frac{\lambda_p - q + \sigma}{(\lambda_p - q)(\lambda_p - q + \sigma) - (\omega_\nu/\omega_0)^2}, \\ B_2(p) &= \frac{B_1(p)}{\lambda_p - q + \sigma}, \\ q &= q_1 + iq_2, \quad q_1 = \left( \frac{\omega}{\omega_1} \right)^2, \\ q_2 &= \left( \frac{\omega\omega_r}{\omega_1^2} \right), \quad \omega_0 = \beta_1 g M_0. \end{aligned}$$

Как следует из решения (12), звуковая волна, распространяющаяся в плоскости ДГ, возбуждает локализованные и нелокализованные спиновые волны. Причем эти возбуждения обеспечиваются как поперечными, так и продольными акустическими колебаниями. Если же звуковая волна падает перпендикулярно плоскости ДГ, то спиновые волны возбуждаются только поперечными компонентами звуковой волны [6]. Из условия обращения в нуль голдстоуновской моды [5] из системы (10), (11) получаем уравнение для определения скорости ДГ

$$\begin{aligned} R\rho \left( \frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2} + \left( \omega_r - \frac{i\omega_\nu \omega_\nu}{(\sigma - q)\omega_0} \right) \frac{\partial Y_1}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_1 \right) \\ = \frac{y_0 \omega_1^2 \omega_\nu \gamma \rho}{(\sigma - q)\omega_0 \beta_1} k_x u_{0y} \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t). \end{aligned} \quad (13)$$

Решение данного уравнения имеет вид

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{y_0 \omega_1^2 \omega_\nu \gamma}{(\sigma - q)\omega_0 \beta_1} \frac{Rk_x u_{0y}}{\left( \frac{\omega_1 y_0 \omega}{s} \right)^2 - i\omega \left( \omega_r - \frac{i\omega_\nu \omega_\nu}{(\sigma - q)\omega_0} \right) - \omega^2} \\ & \quad \times \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t). \end{aligned} \quad (14)$$

Из соотношения (14) можно определить скорость ДГ в линейном по амплитуде звуковой волны приближении:  $V_1 = -i\omega Y_1$ . Из выражения (14) видно, что  $V(\mathbf{r}_\perp, t) \sim \nu$ . Следовательно, если динамические свойства феррита-граната близки к свойствам АФМ ( $\nu \rightarrow 0$ ), то колебания ДГ в таком веществе не возбуждаются. Подобная ситуация — отсутствие вынужденного движения ДГ в линейном приближении — имеет место в случае распространения звуковой волны перпендикулярно плоскости ДГ в СФМ [5]. В веществах с  $\nu \neq 0$  звуковая волна вызывает осциллирующее движение ДГ.

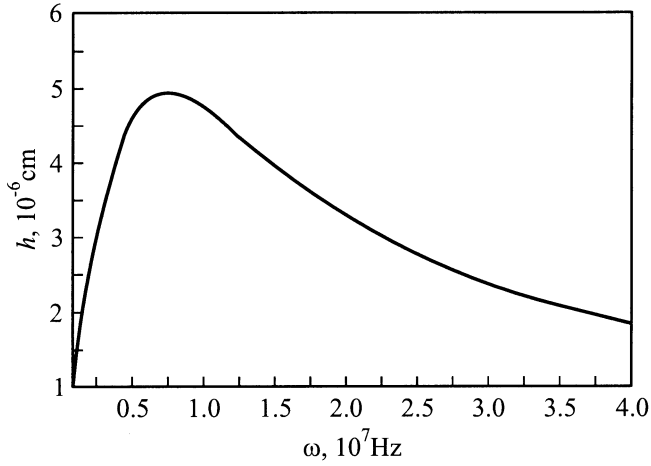


Рис. 1. Зависимость модуля смещения  $h$  от частоты звукового поля  $\omega$  для  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

В частности, средняя величина модуля смещения ДГ на частоте  $\omega \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$  для иттриевого феррита-граната (при  $\nu \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ) составляет порядка  $10^{-6} \text{ см}$ . Полученное среднее значение модуля смещения согласуется с экспериментальным [1]. Зависимость модуля смещения  $h$  от частоты приведена на рис. 1. Следует отметить, что в данной геометрии колебания обусловлены продольной компонентой звукового поля, в то время как в случае падения звуковой волны перпендикулярно плоскости доменной границы колебания в феррите возбуждались только поперечными компонентами звуковой волны [6].

3. Уравнение второго приближения для функции  $\varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \hat{L}\varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) = & \left( \frac{\partial^2 Y_2}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Y_2}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_2 \right) \frac{R \sin \varphi_0}{\omega_1^2 y_0} \\ & - 2y_0 \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \theta_1'(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) R \sin \varphi_0 \\ & + \frac{2}{\omega_1^2} \left( \frac{\partial Y_1}{\partial t} \right) \varphi_1'(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) + \left[ \Delta_\perp Y_1 - \left( \frac{1}{c} \frac{\partial Y_1}{\partial t} \right)^2 \right] \\ & \times \frac{\sin 2\varphi_0}{2} + \varphi_1^2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \sin 2\varphi_0 + \frac{\omega_{nu}}{\omega_1^2} \theta_1'(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ & + \frac{\varphi_1'(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)}{\omega_1^2} \left( \frac{\partial^2 Y_1}{\partial t} + \omega_r \frac{\partial Y_1}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_1 \right) \\ & + \frac{2i\gamma}{\beta_1} \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \left[ (k_z u_{0z} - k_x u_{0x}) \cos 2\varphi_0 \right. \\ & \left. + (k_z u_{0x} + k_x u_{0z}) \sin 2\varphi_0 \right] \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ & + (k_x u_{0y} \cos \varphi_0 - k_z u_{0y} \sin \varphi_0) \frac{\theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)}{2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение второго приближения для функции  $\theta_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)$  не содержит явно  $Y_2(\mathbf{r}_\perp, t)$  и в дальнейшем нас не будет интересовать. Решение уравнения (15)

можно искать в виде разложения по собственным функциям оператора  $\hat{L}$ . Полное решение уравнений второго приближения не приводится, так как нас интересует только вынужденное движение ДГ. Для определения  $V_2(t)$  достаточно найти коэффициент  $d_0^{(2)}$  в разложении

$$\begin{aligned} \varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) = & \text{Re} \left\{ \sum_p \left[ d_p^{(2)} f_p(\xi) + d_0^{(2)} f_0(\xi) \right] \right. \\ & \left. \times \exp[i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)] \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

и приравнять его к нулю. В результате с учетом решений уравнений первого порядка получаем следующее уравнение для коллективной координаты, описывающее динамику ДГ во втором порядке теории возмущений:

$$\begin{aligned} R\rho \left( \frac{\partial^2 Y_2}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Y_2}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_2 \right) \\ = N + N_1 \exp(2i\omega t) + N_2 \exp(-2i\omega t), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} N = & \omega_1^2 y_0 \sqrt{2y_0} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi f_0(\xi) \left\{ \frac{\theta_1^* \theta_1'}{2} \sin \varphi_0 - \varphi_1^* \varphi_1 \frac{\sin 2\varphi_0}{4y_0} \right. \\ & - \frac{(\varphi_1^*)'}{4\omega_1^2 y_0} \left( \frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2} + (\omega_r + 2i\omega) \frac{\partial Y_1}{\partial t} - \omega_1^2 y_0^2 \Delta_\perp Y_1 \right) \\ & - \frac{\nu}{2\omega_0 y_0} \left( \frac{\partial Y_1}{\partial t} \right) (\theta_1^*)' - \frac{i\gamma}{2\beta_1 y_0} \left[ (k_z u_{0z} - k_x u_{0x}) \varphi_1^* \cos 2\varphi_0 \right. \\ & \left. + (k_z u_{0x} + k_x u_{0z}) \varphi_1^* \sin 2\varphi_0 - \frac{k_z u_{0y}}{2} \theta_1^* \sin \varphi_0 \right. \\ & \left. + \frac{k_x u_{0y}}{2} \theta_1^* \cos \varphi_0 \right] \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \left. \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

звездочкой (\*) отмечено комплексное сопряжение. Явный вид коэффициентов  $N_1$  и  $N_2$ , имеющих структуру, аналогичную (18), не приводится, поскольку при последующем усреднении решения уравнения (17) слагаемые с  $N_1$  и  $N_2$  обращаются в нуль. Интегрируя уравнение (17) и усредняя полученное решение по периоду звуковой волны, получаем скорость дрейфа ДГ  $V_{dr} = \overline{V_2} = \frac{\partial Y_2}{\partial t}$

$$\begin{aligned} V_{dr} = & R\rho \mu_1(\omega) (k_x u_{0y}) (k_z u_{0y}) + R\rho \mu_2(\omega) \left[ (k_x u_{0x}) (k_z u_{0x}) \right. \\ & \left. - (k_x u_{0z}) (k_z u_{0z}) - (k_z u_{0x}) (k_z u_{0z}) + (k_x u_{0x}) (k_x u_{0z}) \right] \\ & + \rho \mu_3(\omega) (k_z u_{0y}) \left[ (k_x u_{0z}) + (k_z u_{0x}) \right] \\ & + \rho \mu_4(\omega) (k_x u_{0y}) \left[ (k_x u_{0x}) - (k_z u_{0z}) \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\mu_i(\omega)$  — нелинейные подвижности (НП) ДГ, зависящие от параметров магнетика и звуковой волны. Общий вид выражений для  $\mu_i(\omega)$  достаточно громоздкий,

поэтому целесообразно рассмотреть характерные предельные случаи. Прежде чем провести анализ зависимости скорости дрейфа от НП  $\mu_i(\omega)$ , отметим следующее обстоятельство. Поскольку соседние доменные границы обладают противоположными значениями топологического заряда  $R$ , для дрейфа полосовой доменной структуры, образованной такими границами, необходимо, чтобы параметры  $\rho$  в соседних ДГ также были различны. Иными словами, ориентация вектора  $\mathbf{l}$  в соседних ДГ должна быть противоположной, а направление вращения — одинаковым. В этом случае комбинация  $R\rho$  для соседних ДГ имеет одинаковый знак и ДГ движутся в одном направлении, т. е. имеет место движение ДС.

Обсудим частотную зависимость НП  $\mu_i(\omega)$  для некоторых характерных случаев. Рассмотрим ферромагнетик вблизи точки компенсации, т. е. в АФМ-пределе ( $\nu \rightarrow 0$ ). В этом случае  $\mu_3(\omega)$  и  $\mu_4(\omega)$  пропорциональны  $\nu$  и равны нулю, а основной вклад в скорость дрейфа обусловлен нелинейной подвижностью  $\mu_1(\omega)$

$$\mu_1^{\text{AFM}}(\omega) = -\mu_0 \frac{q_2^2}{[(1 + \sigma - q_1)^2 + q_2^2][(\sigma - q_1)^2 + q_2^2]}, \quad (20)$$

где  $\mu_0 = \frac{\pi y_0 g \gamma^2 M_0}{4 \beta_1 \lambda}$ . В наиболее интересном с точки зрения эксперимента длинноволновом приближении, которому соответствует область частот  $\omega = sk_{\perp} \ll 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , выражение (20) сводится к виду

$$\mu_1^{\text{AFM}}(\omega) = -\mu_0 \frac{q_2^2}{(1 + \sigma)^2 \sigma^2}. \quad (21)$$

Для оценки скорости дрейфа ДГ воспользуемся числовыми значениями параметров, характеризующими феррит-гранат вблизи точки компенсации (например,  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [12]):  $y_0 \sim 10^{-4} \text{ cm}$ ,  $M_0 = 4.5 \text{ Oe}$ ,  $\beta_1 \approx 603.3$ ,  $\sigma \sim 1$ ,  $g = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (s} \cdot \text{Oe)}^{-1}$ ,  $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\gamma M_0^2 \sim 7.3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ . При характерной скорости звука  $s \sim 10^5 \text{ cm/s}$  и максимально допустимом значении тензора деформации  $ku_0 \sim 10^5$  скорость дрейфа ДГ достигает  $10^{-5} \text{ cm/s}$ . В коротковолновом приближении ( $\omega \gg 10^{11} \text{ s}^{-1}$ )

$$\mu_1^{\text{AFM}}(\omega) = -\mu_0 \frac{q_2^2}{q_1^4}. \quad (22)$$

Вторая подвижность в (19) —  $\mu_2^{\text{AFM}}(\omega)$  — для произвольной частоты имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_2^{\text{AFM}}(\omega) &= \frac{\mu_0}{8} \int_{-\infty}^{\infty} B_1(p) d(py_0) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} B_1^*(n) \frac{(p+n)^2 y_0^2 (p-n)^2 y_0^2}{\sinh(\pi(p+n)y_0/2) \sinh(\pi(p-n)y_0/2)} d(ny_0) \\ &\approx \frac{\eta \mu_0}{(1 - q_1)^2 + q_2^2}, \end{aligned}$$

где числовой параметр  $\eta \approx 5 \cdot 10^{-15}$ .

Рассмотрим феррит-гранат в ФМ пределе ( $\delta \rightarrow \infty$ ). В этом случае в длинноволновом приближении

$$\mu_1^{\text{FM}}(\omega) = -\mu_0 \frac{\omega^2 \nu^2}{\sigma(\sigma + 1)\omega_0^2}, \quad (23)$$

а в коротковолновом

$$\mu_1^{\text{FM}}(\omega) = -\mu_0 \frac{\sigma(\omega\nu/\omega_0)^4}{(1 + \sigma - (\omega\nu/\omega_0)^2 - q_2^2)^2 (\sigma^2 + q_2^2)}. \quad (24)$$

Скорость дрейфа, обусловленная  $\mu_1^{\text{FM}}(\omega)$ , в длинноволновом приближении в ФМ-пределе составляет, например для  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $10^{-6} \text{ cm/s}$ . Для оценки взяты следующие параметры  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [12]:  $y_0 \approx 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ ,  $\beta_1 \approx 8.5$ ,  $\sigma \sim 1$ ,  $\lambda \approx 0.04$ ,  $M_0 = 93.3 \text{ Oe}$ ,  $\gamma M_0^2 \approx 4.1 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ,  $g = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (s} \cdot \text{Oe)}^{-1}$ ,  $\omega_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ . Нелинейные подвижности  $\mu_2^{\text{FM}}(\omega)$  и  $\mu_3^{\text{FM}}(\omega)$  в ФМ-пределе для произвольных значений частоты имеют вид

$$\mu_2^{\text{FM}}(\omega) = \mu_0 \eta \frac{(1 + \sigma)^2 + (\omega\nu/\omega_0)^2 + q_2^2}{(1 + \sigma + q_2^2 - (\omega\nu/\omega_0)^2)^2 + q_2^2(\sigma + 2)^2},$$

$$\mu_3^{\text{FM}}(\omega) = \frac{q_2(\omega\nu/\omega_0)(\sigma + 2)}{(1 + \sigma - q_2^2 - (\omega\nu/\omega_0)^2)^2 + q_2^2(\sigma + 2)^2}.$$

Нелинейная подвижность  $\mu_4^{\text{FM}}(\omega)$  в длинноволновом приближении имеет значение

$$\mu_4^{\text{FM}}(\omega) = -\frac{1}{4} \frac{\sigma(\sigma^2 + \sigma + 2)(\omega\nu/\omega_0)^2 \omega \omega_1^2 \omega_0^2 y_0^2}{(\sigma + 1)\sigma^2 s^2 [(\omega\nu\omega_0/\omega_0)^2 + (\sigma\omega\omega_1^2 y_0^2/s^2)^2]},$$

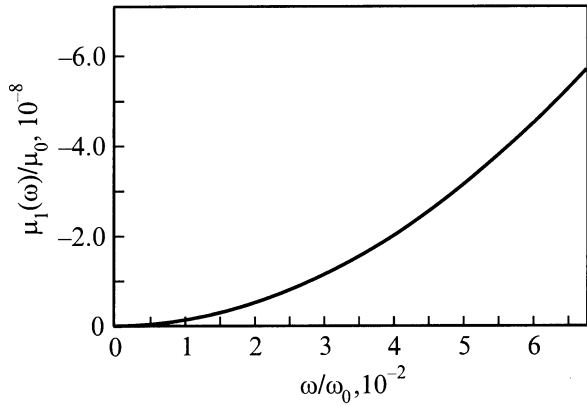
а в коротковолновом

$$\begin{aligned} \mu_4^{\text{FM}}(\omega) &= -\frac{1}{2} \\ &\times \frac{(\omega\nu/\omega_0)^3 q_2}{[(1 + \sigma - q_2^2 - (\omega\nu/\omega_0)^2)^2 + q_2^2(\sigma + 2)^2][\sigma^2 + q_2^2]}. \end{aligned}$$

В качестве экспериментального образца в [1] использовался  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Используя следующие значения параметров  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при  $\nu = 5 \cdot 10^{-3}$  [12]:  $y_0 \approx 10^{-5} \text{ cm}$ ,  $\beta_1 \approx 0.6$ ,  $\sigma \sim 1$ ,  $\lambda \approx 10^{-4}$ ,  $M_0 = 140 \text{ Oe}$ ,  $\gamma M_0^2 \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ,  $g = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (s} \cdot \text{Oe)}^{-1}$ ,  $\omega_0 \approx 1.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ , оценим исходя из соотношений (17) и (18) скорость дрейфа ДГ. В длинноволновом приближении  $\mu_1(\omega)$  имеет тот же вид, что и в (23), и скорость дрейфа в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  составляет  $10^{-4} \text{ cm/s}$ . Частотная зависимость НП  $\mu_1(\omega)$  в длинноволновом приближении представлена на рис. 2. В коротковолновом приближении

$$\mu_1(\omega) = -\mu_0 \left( \frac{\omega_0 \omega_{\nu}^3}{\nu \omega^4} \right).$$

Рассмотрим теперь зависимость скорости дрейфа от поляризации звуковой волны, полагая, что фигурирующие в формулах (19)–(24) частота  $\omega$  и компоненты вектора  $\mathbf{k}$  связаны между собой обычным законом дисперсии



**Рис. 2.** Частотная зависимость нелинейной подвижности  $\mu_1(\omega)$  для  $Y_3Fe_5O_{12}$  в длинноволновом приближении.

звуковых волн  $\omega = sk$ ,  $k = |\mathbf{k}|$ , где скорость звука  $s$  различна для продольных и поперечных волн.

Поскольку волна распространяется в плоскости границы, т.е. в плоскости  $(xz)$ , положим  $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z) = k(\cos \varphi_s, 0, \sin \varphi_s)$ . Возможны следующие поляризации волны.

1) Поперечная волна с вектором смещений, перпендикулярным плоскости ДГ. Для нее  $\mathbf{u} = u_0(0, 1, 0)$  и скорость дрейфа при заданной частоте звука можно представить в виде

$$V_{dr} = \frac{R\rho}{2} \mu_1(\omega)(k_t u_0)^2 \sin 2\varphi_s, \quad (25)$$

где  $k_t = \omega/s_t$  и  $s_t$  — скорость поперечного звука.

2) Поперечная волна с вектором смещений, лежащим в плоскости границы,  $\mathbf{u} = u_0(-\sin \varphi_s, 0, \cos \varphi_s)$ . В этом случае скорость дрейфа, как следует из (19), оказывается равной

$$V_{dr} = -\frac{R\rho}{2} \mu_2(\omega)(k_t u_0)^2 \sin 4\varphi_s. \quad (26)$$

3) Продольная волна для которой  $\mathbf{u} = u_0 \times (\cos \varphi_s, 0, \sin \varphi_s)$ . Для нее получаем

$$V_{dr} = \frac{R\rho}{2} \mu_2(\omega)(k_l u_0)^2 \sin 4\varphi_s. \quad (27)$$

Здесь  $k_l = \omega/s_l$ , где  $s_l$  — скорость продольного звука.

Из (25)–(27) следует, что если звуковая волна распространяется параллельно плоскости ЛГ, то ее дрейф возможен как в продольной, так и в поперечной звуковой волне. В случае распространения звуковой волны перпендикулярно плоскости ДГ, как показано в [6], дрейф имеет место только при поперечной поляризации звуковой волны. Поскольку в (25)–(27) скорость дрейфа  $V_{dr} \sim R\rho$ , эти формулы описывают не только дрейф уединенной ДГ, но и дрейф полосовой ДС как целого.

## Список литературы

- [1] В.К. Власко-Власов, О.А. Тихомиров. ФТТ **32**, 6, 1678 (1990).
- [2] В.К. Власко-Власов, О.А. Тихомиров. ФТТ **33**, 12, 3498 (1991).
- [3] Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. УФЖ **35**, 2, 271 (1990).
- [4] С.И. Денисов. ФТТ **31**, 11, 270 (1989).
- [5] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **106**, 4, 1146 (1994).
- [6] V.S. Gerasimchuk, A.A. Shitov. J. Phys.: Condens. Matter **12**, 13, 3119 (2000).
- [7] Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **84**, 1, 370 (1983).
- [8] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **78**, 4, 1509 (1980).
- [9] V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii. J. Magn. Magn. Mater. **146**, 232 (1995).
- [10] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 4, 1345 (1990).
- [11] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **103**, 1, 151 (1993).
- [12] С. Крупица. Физика ферритов и родственных им окислов. Мир, М. (1976). 504 с.