

# Динамика доменных границ в легкоплоскостном магнетике в поле звуковой волны

© В.С. Герасимчук, А.А. Шитов

Донбасская государственная академия строительства и архитектуры,  
86123 Макеевка, Донецкая обл., Украина

E-mail: vme@dgasa.dn.ua

(Поступила в Редакцию 20 февраля 2002 г.)

Изучено дрейфовое движение  $180^\circ$  доменной границы в двухподрешеточном легкоплоскостном слабом ферромагнетике в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной. Найдена зависимость скорости дрейфа от амплитуды и поляризации звуковой волны. Определены условия дрейфа полосовой доменной структуры.

Работа посвящена изучению взаимодействия доменной границы (ДГ) с упругой волной в слабых ферромагнетиках (СФМ), обладающих анизотропией „легкая плоскость“. Одним из наиболее интересных представителей данного класса магнетиков является борат железа  $\text{FeBO}_3$  [1]. Повышенный интерес к данному соединению объясняется тем, что  $\text{FeBO}_3$  прозрачен в видимой части спектра и имеет температуру Нееля  $T_N = 348 \text{ K}$ , что позволяет исследовать его при комнатной температуре. Магнитоупругие свойства  $\text{FeBO}_3$  изучены в [2].

Упругие деформации, создаваемые звуковой волной, воздействуя на доменную границу, изменяют ее энергию и приводят к движению ДГ [3]. Как показано в [4], стационарное движение ДГ возможно лишь при скорости, меньшей некоторой  $\tilde{V}$ , которая определяет величину магнитоупругой щели в спектре скоростей ДГ. Известна [5] экспериментальная зависимость скорости  $\tilde{V}$  от сжимающего давления в плоскости образца. При достижении ДГ скорости  $\tilde{V}$  возможен распад  $180^\circ$  ДГ на две  $90^\circ$  ДГ с образованием нового  $90^\circ$  домена.

Непосредственное воздействие упругой волны на одиночную  $180^\circ$  ДГ экспериментально изучено в [6]. Установлена возможность направленного движения ДГ под действием продольной звуковой волны. Направленное движение ДГ под действием осциллирующего звукового поля теоретически исследовано в [7–9]. В [7] на основе усредненных уравнений Слончевского рассмотрен дрейф ДГ в одноосном ферромагнетике. Используя лагранжевы формализм и непосредственное решение уравнений движения для вектора намагниченности, в [8,9] исследован дрейф ДГ в СФМ типа редкоземельных ортоферритов.

## 1. Модель и уравнение движения

Рассмотрим произвольно поляризованную звуковую волну. Полагаем, что звуковая волна задана как внешнее поле, и будем учитывать воздействие упругой подсистемы на магнитную, пренебрегая обратным влиянием магнитной подсистемы на упругую. Будем считать длину звуковой волны много большей ширины ДГ, что позволяет нам не интересоваться внутренней структурой

ДГ. В [10] показано, что в магнетике для движения ДГ существует решеточный рельеф. Если сообщить ДГ скорость, достаточную для преодоления решеточного барьера, то дальнейшее движение возможно в полях, много меньших коэрцитивной силы, которая формируется данным потенциальным барьером. Внешнее поле в дальнейшем необходимо только для компенсации динамических потерь. Будем рассматривать уже установившееся движение ДГ. Как показано далее, скорость дрейфа ДГ  $V_{dr} \ll \tilde{V}$ .

Нелинейную макроскопическую динамику двухподрешеточного СФМ, обладающего анизотропией „легкая ось“, в поле звуковой волны будем описывать на основе плотности функции Лагранжа  $L\{\mathbf{l}\}$ , представленной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  [11]. Параметризуя вектор  $\mathbf{l}$  угловыми переменными  $\theta$  и  $\varphi$

$$l_x + il_y = \sin \theta \exp(i\varphi), \quad l_z = \cos \theta, \quad (1)$$

плотность функции Лагранжа запишем в виде

$$\begin{aligned} L\{\theta, \varphi\} = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) \right. \\ - \frac{\alpha}{2} [(\nabla\theta)^2 + (\nabla\varphi)^2 \sin^2 \theta] - \left( \frac{\beta}{2} - \lambda + \frac{d^2}{2\delta} \right) \cos^2 \theta \\ - \gamma [\sin 2\theta (u_{zx} \cos \varphi + u_{yz} \sin \varphi) + u_{zz} \cos^2 \theta \\ + \sin^2 \theta (u_{xx} \cos^2 \varphi + u_{xy} \sin 2\varphi + u_{yy} \sin^2 \varphi)] \\ \left. + 2\lambda \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

(точка означает производную по времени),  $M_0$  — модуль вектора намагниченности подрешеток,  $c = gM_0(\alpha\delta)^{1/2}/2$  — минимальная фазовая скорость спиновых волн,  $\delta$  и  $\alpha$  — соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействий,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $d$  — константа взаимодействия Дзялошинского,  $\beta$  — константа одноосной анизотропии,  $\lambda$  — эффективная константа ромбиче-

ской анизотропии,  $u_{ik}$  — тензор упругих деформаций,  $\gamma$  — магнитоупругая постоянная.

Введем диссипативную функцию  $F$

$$F = \frac{\tilde{\lambda} M_0}{2g} \mathbf{i}_2 = \frac{\tilde{\lambda} M_0}{2g} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta), \quad (3)$$

где  $\tilde{\lambda}$  — константа затухания Гильберта.

Уравнения движения для угловых переменных с учетом динамических потерь принимают вид

$$\begin{aligned} \alpha \left( \Delta \theta - \frac{1}{c^2} \ddot{\theta} \right) + \sin \theta \cos \theta \left[ \alpha \left( \frac{1}{c^2} \dot{\varphi}^2 - (\nabla \varphi^2) \right) \right. \\ \left. + 4\lambda \cos^2 \varphi + \beta - 2\lambda + \frac{d^2}{\delta} \right] \\ - \gamma \left[ \sin 2\theta (u_{xx} \cos^2 \varphi + u_{xy} \sin 2\varphi + u_{yy} \sin^2 \varphi - u_{zz}) \right. \\ \left. + 2 \cos 2\theta (u_{xz} \cos \varphi + u_{yz} \sin \varphi) \right] = \frac{\tilde{\lambda}}{g M_0} \dot{\theta}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha \nabla \left[ \nabla \varphi \sin^2 \theta \right] - \frac{\alpha}{c^2} \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} \sin^2 \theta) - 4\lambda \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi \\ - \gamma \left[ \sin^2 2\theta \{ (u_{yy} - u_{xx}) \sin 2\varphi + 2u_{xy} \cos 2\varphi \} \right. \\ \left. + \sin 2\theta (u_{zy} \cos \varphi - u_{zx} \sin \varphi) \right] = \frac{\tilde{\lambda}}{g M_0} \dot{\varphi} \sin^2 \theta. \quad (5) \end{aligned}$$

В основном состоянии уравнения движения имеют два типа решений, описывающих плоские  $180^\circ$  ДГ. Поскольку  $(\beta - 2\lambda + d^2/\delta) > 4\lambda > 0$ , в отсутствие внешних полей вектор  $\mathbf{l}$  коллинеарен оси  $x$  и вдали от области спиновой переориентации устойчивой является ДГ с разворотом  $\mathbf{l}$  в плоскости  $xOy$  [12]. Этой ДГ соответствует  $\theta = \theta_0 = \pi/2$ , и уравнение для угловой переменной  $\varphi_0(z)$  принимает вид

$$\alpha \varphi_0'' - 4\lambda \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0, \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по переменной  $z$ . Используя граничные условия  $\varphi_0(-\infty) = 0$ ,  $\varphi_0(+\infty) = \pi$ , получим распределение намагниченности в статической  $180^\circ$  ДГ блоховского типа

$$\begin{aligned} \varphi_0' = \frac{1}{z_0} R \sin \varphi_0(z) = \frac{1}{z_0} R \rho \operatorname{ch}^{-1} \frac{z}{z_0}, \\ \cos \varphi_0(z) = -R \operatorname{th} \frac{z}{z_0}, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $z_0 = \sqrt{\alpha/4\lambda}$  — толщина ДГ,  $R = \pm 1$  — ее топологический заряд,  $\rho = \pm 1$  — параметр, описывающий направление разворота вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ.

$180^\circ$  ДГ, разделяющие домены с противоположным направлением намагниченности в полосовой доменной структуре (ДС), обладают противоположными топологическими зарядами  $R$ . Разворот вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ от  $-R$

до  $+R$  (или в обратном направлении) может происходить либо через положительное, либо через отрицательное направление оси  $y$ , что и определяется параметром  $\rho$ . Поэтому соседним ДГ в составе полосовой ДС с вращением вектора  $\mathbf{l}$  в плоскости  $xOy$  отвечают значения  $l_x(z = \pm\infty) = \mp R$  и одно из двух значений  $l_y(z = 0) = \pm\rho$ . Уединенной ДГ, изученной в [6], соответствует  $R = +1$  и  $\rho = +1$ .

## 2. Звуковая волна, распространяющаяся в плоскости ДГ

Для решения уравнений движения (4), (5) рассмотрим монохроматическую звуковую волну, распространяющуюся в плоскости ДГ:  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_\perp, t) = \mathbf{u}_0 \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t)$ , где  $\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp = k_x x + k_y y$ . Введем коллективную переменную  $Z(\mathbf{r}_\perp, t)$  как координату центра ДГ. Скорость дрейфа ДГ будем определять как среднее значение мгновенной скорости  $V(\mathbf{r}_\perp, t) = \dot{Z}(\mathbf{r}_\perp, t)$  по периоду осцилляций,  $V_{\text{dr}} = \overline{V(\mathbf{r}_\perp, t)}$  (чертой отмечено усреднение по периоду звуковой волны). Считая амплитуду звуковой волны достаточно малой, будем искать решение системы (4), (5) в виде разложений

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

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

$$V = V_1 + V_2 + \dots, \quad (8)$$

где  $\xi = z - Z(\mathbf{r}_\perp, t)$ , а индексы  $n = 1, 2, \dots$  указывают на порядок малости величины по амплитуде звуковой волны. Функция  $\varphi_0(\xi)$  описывает движение невозмущенной ДГ и имеет структуру, аналогичную статическому решению (7). Функции высших порядков  $\theta_n$  и  $\varphi_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) описывают движение возмущенной ДГ и возбуждение спиновых волн.

2.1. Линейное приближение. Уравнения первого порядка теории возмущений имеют вид

$$\begin{aligned} \left( \hat{L} + \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ = \frac{R \sin \varphi_0(\xi)}{z_0 \omega_0^2} \left( \frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_1}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp z_1 \right) \\ - \frac{\gamma}{4\lambda} [(u_{yy} - u_{xx}) \sin 2\varphi_0(\xi) + 2u_{xy} \cos 2\varphi_0(\xi)], \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left( \hat{L} + \sigma + \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ = \frac{\gamma}{2\lambda} (u_{xx} \cos \varphi_0 + u_{yz} \sin \varphi_0), \quad (10) \end{aligned}$$

где приняты следующие обозначения:  $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ,  $\sigma = (\beta - 2\lambda + d^2/\delta)(4\lambda)^{-1}$ ,  $\omega_0 = c/z_0$  — частота активации нижней ветви объемных спиновых

волн,  $\omega_r = \tilde{\lambda}dgM_0/4$  — характерная релаксационная частота,  $\mathbf{k}_\perp$  — волновой вектор звуковой волны,  $k_\perp = |\mathbf{k}_\perp| = \omega/s$ ,  $s$  — скорость звуковой волны.

Оператор  $\hat{L} = -z_0^2 d^2/d\xi^2 + 1 - 2/\text{ch}^2(\xi/z_0)$  имеет известный набор собственных функций

$$f_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2z_0}} \text{ch}^{-1} \frac{\xi}{z_0}$$

и

$$f_p(\xi) = \frac{1}{b_p \sqrt{L}} \left( \text{th} \frac{\xi}{z_0} - ipz_0 \right) \exp(ip\xi),$$

( $L$  — длина кристалла) и собственных значений ( $\lambda_0 = 0$  и  $\lambda_p = b_p^2 = 1 + p^2 z_0^2$ ). Решение системы уравнений первого порядка (9), (10) ищем в виде разложения по полному набору собственных функций оператора  $\hat{L}$ . Получаем

$$\begin{aligned} \varphi_1(\xi, t) = R\rho \text{Re} \left\{ \frac{i\gamma}{8\lambda} [(k_y u_{0y} - k_x u_{0x}) D_1(\xi) \right. \\ \left. - (k_x u_{0y} + k_y u_{0x}) D_2(\xi)] \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \right\}, \\ \theta_1(\xi, t) = \frac{\gamma R}{4\lambda} \text{Re} \left\{ \left[ \frac{ik_y u_{0z}}{\sigma - q} \sin \varphi_0(\xi) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{ik_x u_{0z}}{1 + \sigma - q} \cos \varphi_0(\xi) \right] \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t) \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь приняты обозначения

$$\begin{aligned} D_1(\xi) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{th}(\xi/z_0) \cos(p\xi) + pz_0 \sin(p\xi)}{(\lambda_p - q) \text{ch} \frac{\pi pz_0}{2}} d(pz_0), \\ D_2(\xi) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{th}(\xi/z_0) \sin(p\xi) - pz_0 \cos(p\xi)}{(\lambda_p - q) \text{sh} \frac{\pi pz_0}{2}} d(pz_0), \\ q &= q_1 + iq_2, \quad q_1 = \left( \frac{\omega}{\omega_2} \right)^2, \quad q_2 = \left( \frac{\omega \omega_r}{\omega_0^2} \right). \end{aligned}$$

Из уравнения (9) при условии обращения в нуль амплитуды голдстоуновской моды [8,9] получаем уравнение для определения скорости ДГ

$$\frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_1}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp Z_1 = 0. \quad (12)$$

Из (12) видно, что звук в линейном по амплитуде звуковой волны приближении не вызывает движения ДГ, а приводит к возбуждению спиновых волн, которые описываются соотношениями (11). Эти возбуждения обеспечиваются как поперечными, так и продольными акустическими колебаниями.

2.2. Второе приближение. Уравнение второго порядка для функции  $\varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)$  представим в виде

$$\begin{aligned} \left( \hat{L} + \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ = \left( \frac{\partial^2 Z_2}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_2}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp Z_2 \right) \frac{R \sin \varphi_0}{\omega_0^2 z_0} + \frac{2}{\omega_0^2} \left( \frac{\partial Z_1}{\partial t} \right) \\ \times \dot{\varphi}'_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) - 2z_0 \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \theta'_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) R \sin \varphi_0 \\ + \left[ \Delta_\perp Z_1 - \left( \frac{1}{c} \frac{\partial Z_1}{\partial t} \right) \right] \frac{\sin 2\varphi_0}{2} + \varphi_1^2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \sin 2\varphi_0 \\ + \frac{\varphi_1'(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)}{\omega_0^2} \left( \frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_1}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp Z_1 \right) \\ + \frac{\gamma}{2\lambda} [(u_{zy} \cos \varphi_0 - u_{xz} \sin \varphi_0) \theta_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ + ((u_{xx} - u_{yy}) \cos 2\varphi_0 + 2u_{xy} \sin 2\varphi_0) \varphi_1(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)]. \quad (13) \end{aligned}$$

Уравнение второго порядка для функции  $\theta_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)$  скорость движения ДГ не определяет, поэтому мы его не приводим. Поскольку нас интересует только вынужденное движение ДГ, для определения  $V_2(t)$  достаточно найти коэффициент, соответствующий голдстоуновской моде, в разложении  $\varphi_2(\xi, \mathbf{r}_\perp, t)$  по собственным функциям оператора  $\hat{L}$  и положить его равным нулю [8,9]. В результате получаем

$$\begin{aligned} R\rho \left( \frac{\partial^2 Z_2}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_2}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp Z_2 \right) \\ = N + N_1 \exp(2i\omega t) + N_2 \exp(-2i\omega t). \quad (14) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} N &= \omega_0^2 z_0 \sqrt{2z_0} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi f_0(\xi) \left\{ \frac{\theta_1^* \theta'_1}{2} \sin \varphi_0 \right. \\ &- \varphi_1^* \varphi_1 \frac{\sin 2\varphi_0}{4z_0} - \frac{(\varphi_1^*)'}{4\omega_0^2 z_0} \left( \frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} + \omega_r \frac{\partial Z_1}{\partial t} - \omega_0^2 z_0^2 \Delta_\perp Z_1 \right) \\ &- \frac{\gamma}{2\lambda} [(u_{zy} \cos \varphi_0 - u_{xz} \sin \varphi_0) \theta_1^*(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \\ &\left. + ((u_{xx} - u_{yy}) \cos 2\varphi_0 + 2u_{xy} \sin 2\varphi_0) \varphi_1^*(\xi, \mathbf{r}_\perp, t) \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где звездочка обозначает комплексное сопряжение. Явный вид коэффициентов  $N_1$  и  $N_2$  мы не приводим, поскольку при последующем усреднении решения уравнения (14) слагаемые с  $N_1$  и  $N_2$  обращаются в нуль. Интегрируя уравнение (14) и усредняя полученное решение по периоду звуковой волны, получаем скорость дрейфа ДГ  $V_{\text{dr}} = \bar{V}_2 = \overline{\partial Z_2 / \partial t}$ .

$$\begin{aligned} V_{\text{dr}} &= R\rho \mu_1(\omega) k_x k_y (u_{0z})^2 + R\rho \mu_2(\omega) \\ &\times [k_x k_y (u_{0y}^2 - u_{0x}^2) + u_{0y} u_{0x} (k_y^2 - k_x^2)], \quad (16) \end{aligned}$$

где  $\mu_i(\omega)$  — нелинейные подвижности (НП) ДГ,

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

$$\mu_2(\omega) \approx \frac{\tau}{(1 - q_1)^2 + q_2^2}. \quad (17)$$

Здесь  $\mu_0 = \pi z_0 g \gamma^2 M_0 / (16 \lambda \tilde{\lambda})$ ,  $\tau = \eta \mu_0 \approx 1.2 \cdot 10^5$  см/с,  $\eta$  — числовой параметр. При оценке скорости дрейфа будем использовать следующие параметры бората железа [11,13]:  $z_0 \sim 10^{-4}$  см,  $\sigma \approx 2 \cdot 10^4$ ,  $g = 2.94 \cdot 10^6$  (с · Ое) $^{-1}$ ,  $\gamma M_0^2 \sim 10^7$  эрг/см $^3$ ,  $\mu_0 \approx 2.35 \cdot 10^{19}$  см/с,  $\omega_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10}$  с $^{-1}$ ,  $\omega_r \approx 9.2 \cdot 10^6$  с $^{-1}$ .

Поскольку длина звуковой волны много больше ширины ДГ (этому условию соответствует  $\omega \ll 10^{10}$  с $^{-1}$ ),  $q_1 q_2 \ll 1$ . Следовательно,  $\mu_2(\omega)$  слабо зависит от частоты.

Скорость дрейфа ДГ, обусловленная  $\mu_2(\omega)$ , достигает  $10^{-5}$  см/с при скорости звука  $s = 4.71 \cdot 10^5$  см/с [11] и предельно допустимом значении тензора деформации  $k u_0 \sim 10^{-5}$ .

Наличие в выражении для скорости дрейфа (16) множителя  $R\rho$  свидетельствует о возможности дрейфа полосовой доменной структуры как целого. Для этого необходимо, чтобы вращение вектора  $\mathbf{l}$  от одного домена к другому проходило в одном направлении.

Выясним теперь зависимость скорости дрейфа от поляризации звуковой волны. Поскольку волна распространяется в плоскости границы  $xOy$ , представим волновой вектор в виде  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0) = k(\cos \varphi_s, \sin \varphi_s, 0)$ . Возможны следующие поляризации волны (приведены на рис. 1–3 соответственно).

1) Поперечная волна с вектором смещений, перпендикулярным плоскости ДГ:  $\mathbf{u} = u_0(0, 0, 1)$ . Тогда скорость дрейфа (16) можно представить в виде

$$V_{\text{др}} = \frac{R\rho}{2} \mu_1(\omega) (k_t u_0)^0 \sin 2\varphi_s, \quad (18)$$

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

2) Поперечная волна с вектором смещений, лежащим в плоскости границы:  $\mathbf{u} = u_0(-\sin \varphi_s, \cos \varphi_s, 0)$ . В этом случае скорость дрейфа, как следует из (16), оказывается равной

$$V_{\text{др}} = \frac{R\rho}{2} \mu_2(\omega) (k_t u_0)^2 \sin 4\varphi_s. \quad (19)$$

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

$$V_{\text{др}} = -\frac{R\rho}{2} \mu_2(\omega) (k_t u_0)^2 \sin 4\varphi_s. \quad (20)$$

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

Из (18)–(20) следует, что если звуковая волна распространяется параллельно плоскости ДГ, то ее дрейф возможен как в продольной, так и в поперечной звуковой волне. Как следует из (19), (20), дрейф доменной структуры, обусловленный  $\mu_2(\omega)$ , будет проходить в противоположных направлениях в зависимости от того, какая звуковая волна (поперечная или продольная) его вызывает.

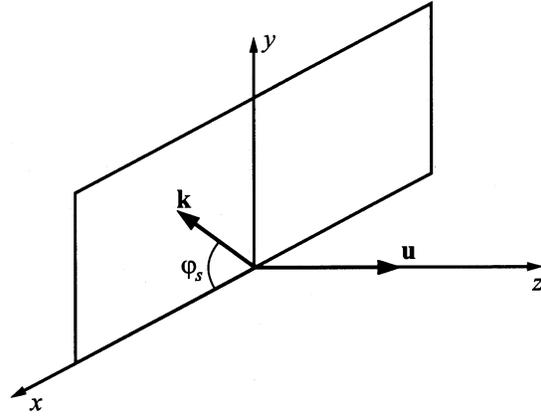


Рис. 1. Поперечная волна. Вектор смещений перпендикулярен плоскости ДГ.

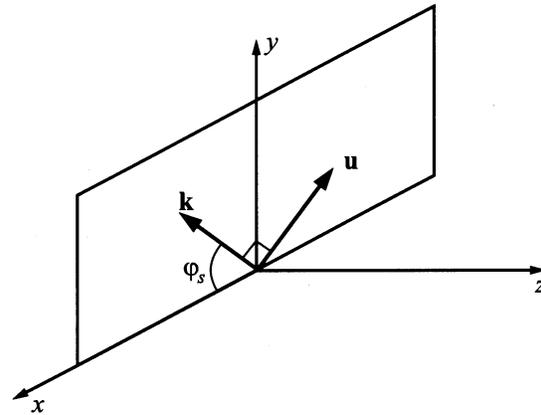


Рис. 2. Поперечная волна. Вектор смещений в плоскости ДГ.

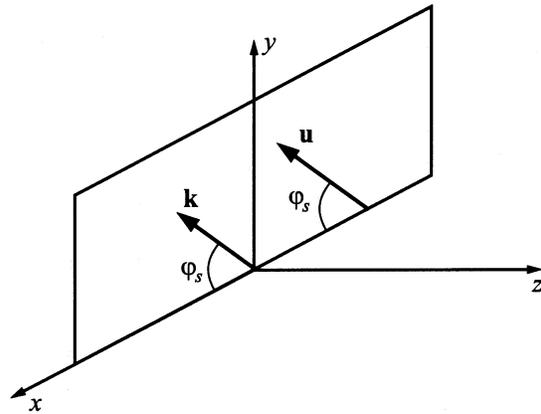


Рис. 3. Продольная волна.

### 3. Звуковая волна, перпендикулярная плоскости ДГ

Найдем решения уравнений движения (4), (5) в случае звуковой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ:  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp[i(k_z z - \omega t)]$ . Введем коллек-

тивную координату центра ДГ  $Z(t)$ , которая в отличие от рассмотренного выше случая не имеет зависимости от  $\mathbf{r}_\perp$ . Распространим развитую выше теорию на этот случай. В первом порядке теории возмущений звук по-прежнему не вызывает дрейфа ДГ, а возбуждает спиновые волны, которые описываются следующими соотношениями:

$$\varphi_1(\xi, t) = 0,$$

$$\theta_1(\xi, t) = \frac{\pi\gamma k^2 z_0}{8\lambda} \operatorname{Re} \{B(\xi) \exp[i(kz - \omega t)]\}, \quad (21)$$

где

$$B(\xi) = -\frac{z_0}{\pi} [\rho u_{0y} D_3(\xi) + i R u_{0x} D_4(\xi)] + b_1 f_k(\xi) + b_2 f_0(\xi),$$

$$D_3(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_p(\xi) \Omega(p, q)}{\operatorname{ch} \frac{\pi z_0(p-k)}{2}} dp,$$

$$D_4(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_p(\xi) \Omega(p, q)}{\operatorname{sh} \frac{\pi z_0(p-k)}{2}} dp,$$

$$b_1 = -\frac{2iR\sqrt{L}u_{0x}\Omega(k, q)}{\pi k z_0},$$

$$b_2 = \frac{\sqrt{2z_0}}{\sigma - q} \left( \frac{R u_{0x}}{\operatorname{ch} \frac{\pi k z_0}{2}} + \frac{i \rho u_{0y}}{\operatorname{sh} \frac{\pi k z_0}{2}} \right),$$

$$\Omega(n, q) = \{\sqrt{\lambda_n}(\lambda_n - q + \sigma)\}^{-1}, \quad k = k_z, \quad \lambda_n = 1 + n^2 z_0^2 \quad (n = p, k).$$

Из приведенных соотношений видно, что спиновые волны в отличие от случая распространения звука в плоскости ДГ возбуждаются только поперечными компонентами поля.

Во втором порядке теории возмущения ДС совершает дрейфовое движение со скоростью

$$V_{\text{dr}} = \mu_{xx}(\omega)(k u_{0x})^2 + R \rho \mu_{xy}(\omega)(k u_{0x})(k u_{0y}) + \mu_{yy}(\omega)(k u_{0y})^2, \quad (22)$$

где  $\mu_{ij}(\omega)$  при  $\omega \ll 10^{10} \text{ s}^{-1}$  имеют вид

$$\mu_{xy} = \eta_1 \mu_0 \frac{(k z_0)^2}{\sigma^2}, \quad \mu_{xx} = -\eta_2 \mu_0 \frac{k z_0 q_2}{\sigma^2},$$

$$\mu_{yy} = -\eta_3 \mu_0 \frac{k z_0 q_2}{\sigma^2}. \quad (23)$$

Числовые коэффициенты  $\eta_1 \sim 1$ ,  $\eta_2 \sim 0.05$ ,  $\eta_3 \sim 0.4$  получены в результате оценок выражений для  $\mu_{ij}(\omega)$  в длинноволновом приближении. Основной вклад в скорость дрейфа вносит нелинейная подвижность  $\mu_{xy}$ . Скорость дрейфа, обусловленная данной подвижностью,  $V_{\text{dr}} \sim 0.1 \text{ cm/s}$ .

На основе проведенного анализа установлено, что дрейф уединенной ДГ и полосовой ДС в легкоплоскостном СФМ возможен в звуковой волне, распространяющейся как перпендикулярно плоскости ДГ, так и параллельно ей. В первом случае направленное движение доменных границ вызывается поперечными компонентами

звуковой волны. Наибольшая величина скорости дрейфа обусловлена звуковой волной, в которой присутствуют одновременно две поперечные компоненты амплитуды:  $u_{0x}$  и  $u_{0y}$ . В случае звуковой волны, распространяющейся в плоскости ДГ, дрейф обусловлен как поперечными, так и продольными компонентами поля. Однако эффект дрейфа много меньше, чем в случае звуковой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ.

## Список литературы

- [1] I. Bernal, C.W. Struck, J.G. White. Acta Cryst. **16**, 849 (1963).
- [2] А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Ю.Ф. Попов, В.Н. Селезнев, В.В. Усков. ФТТ **14**, 1, 214 (1972).
- [3] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов. ФММ **39**, 4, 478 (1975).
- [4] А.К. Звездин, В.В. Костюченко, А.А. Мухин. Препринт ФИАН СССР № 209 (1983). 56 с.
- [5] М.В. Четкин, В.В. Лыков, В.Д. Терещенко. ФТТ **32**, 3, 939 (1990).
- [6] М.В. Четкин, В.В. Лыков, А.А. Маковозова, А.Г. Белоногов. ФТТ **33**, 1, 307 (1991).
- [7] С.И. Денисов. ФТТ **31**, 11, 270 (1989).
- [8] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **106**, 4, 1146 (1994).
- [9] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **118**, 6 (12), 1384 (2000).
- [10] T. Egami. Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 211 (1973).
- [11] Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, А.В. Вершинин. ФТТ **33**, 7, 1978 (1991).
- [12] А.Л. Сукстанский. ФТТ **27**, 11, 3509 (1985).
- [13] М.П. Петров, Г.А. Смоленский, А.П. Паугурт, С.А. Кижась, М.К. Чижов. ФТТ **14**, 1, 109 (1972).