

05,06

Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках с квадратичным магнитоэлектрическим взаимодействием

© В.С. Герасимчук¹, А.А. Шитов²

¹ Национальный технический университет Украины „КПИ“, Киев, Украина

² Донбасская национальная академия строительства и архитектуры, Макеевка, Украина

E-mail: viktor.gera@gmail.com, shitov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 мая 2011 г.
В окончательной редакции 30 июня 2011 г.)

Изучена динамика доменных границ *ab*-типа в слабых ферромагнетиках с квадратичным магнитоэлектрическим взаимодействием в переменных магнитном и электрическом полях. Обсуждаются особенности колебательного и дрейфового движения доменных границ в зависимости от параметров внешних полей и характеристик материала. Предсказана возможность дрейфа доменных границ в чисто электрическом поле.

1. Введение

В настоящее время достаточно хорошо изучено влияние магнитного поля на динамику доменной структуры магнетиков [1–3]. В последнее время наблюдается повышенный интерес к изучению альтернативных способов воздействия на доменную структуру кристаллов. Так, например, в последнее десятилетие появилось множество работ по воздействию электрического поля на магнитные домены [4,5].

Влияние постоянного электрического поля на скорость движения доменной границы (ДГ) в сегнетомагнетиках в постоянном магнитном поле исследовано в [6]. В работе [7] теоретически предсказана возможность движения ДГ в электрических полях в отсутствие внешнего магнитного поля. В частности, в условиях спин-переориентационного фазового перехода типа Морина в ромбических сегнетоантиферромагнетиках под действием переменного электрического поля возбуждаются колебания 90° ДГ. В слабых ферромагнетиках (СФМ), обладающих линейным магнитоэлектрическим (МЭ) взаимодействием, во внешних переменных электрическом и магнитном полях имеет место дрейф 180° ДГ *ac*- и *ab*-типов [8,9]. При этом дрейфовое движение ДГ возможно как в чисто магнитном, так и в скрещенных электрическом и магнитном полях. Однако учета только линейного МЭ-взаимодействия недостаточно для описания дрейфа ДГ в чисто электрическом поле. В то же время Дзялошинским [10] указано на возможность движения неелевской ДГ в неоднородном электрическом поле. Показано, что скорость движения ДГ пропорциональна градиенту электрического поля.

Экспериментально смещение ДГ под действием постоянного электрического поля наблюдалось в пленках ферритов-гранатов [11]. Направление движения ДГ изменялось на противоположное при изменении полярности электрического напряжения и не зависело от направления намагниченности в домене. В качестве

механизма наблюдаемого явления авторами предложен неоднородный МЭ-эффект.

В настоящей работе изучена нелинейная динамика ДГ *ab*-типа в магнетике с квадратичным МЭ-взаимодействием. В качестве объекта исследования использована двухподрешеточная модель СФМ [7–9].

2. Модель и уравнения движения

Динамику двухподрешеточного СФМ будем описывать на основе плотности функции Лагранжа $L(\mathbf{l})$, представленной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} , $\mathbf{l}^2 = 1$ [7–9,12],

$$L(\mathbf{l}) = M_0^2 \left[\frac{\alpha}{2c^2} (\dot{\mathbf{l}})^2 - \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \left(\frac{\beta_1}{2} l_z^2 + \frac{\tilde{\beta}_2}{2} l_y^2 \right) + \frac{2d}{\delta} (h_x l_z - h_z l_x) - w_{\text{ме}}(\mathbf{l}) + \frac{4}{\delta g M_0} (\mathbf{h} \cdot [\dot{\mathbf{l}} \times \mathbf{l}]) - \frac{2}{\delta} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{h})^2 \right], \quad (1)$$

где точка над вектором \mathbf{l} обозначает производную по времени t ; M_0 — модуль вектора намагниченности подрешеток; $c = \frac{g M_0 \sqrt{\alpha \delta}}{2}$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн; δ и α — постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия соответственно; g — гиромагнитное отношение, которое мы считаем одинаковым для каждой из подрешеток; β_1 и β_2 — эффективные константы ромбической анизотропии, $\tilde{\beta}_2 = \beta_2 + \frac{d^2}{\delta}$; d — константа взаимодействия Дзялошинского; $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$; $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \cos(\omega t + \chi)$ — внешнее переменное магнитное поле с частотой ω и сдвигом фазы χ ; $w_{\text{ме}}(\mathbf{l})$ — плотность энергии МЭ-взаимодействия.

Плотность энергии квадратичного МЭ-взаимодействия для СФМ типа редкоземельного ортоферрита запи-

шем в виде [13]

$$w_{\text{ме}}(\mathbf{l}) = \frac{1}{2} [(b_1 E_x^2 + b_2 E_y^2 + b_3 E_z^2) l_x^2 + (b_4 E_x^2 + b_5 E_y^2 + b_6 E_z^2) l_y^2 + (b_7 E_x^2 + b_8 E_y^2 + b_9 E_z^2) l_z^2 + b_{10} E_y E_z l_y l_z + b_{11} E_x E_z l_x l_z + b_{12} E_x E_y l_x l_y]. \quad (2)$$

Здесь b_i — константы МЭ-взаимодействия; $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e}$, где \mathbf{E}_0 — постоянное электрическое поле, $\mathbf{e} = \mathbf{e}_0 \times \cos(\omega t + \tilde{\chi})$ — переменное электрическое поле.

Динамическое торможение ДГ, обусловленное диссипативными процессами, будем учитывать с помощью диссипативной функции F

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g} \dot{\mathbf{l}}^2, \quad (3)$$

где λ — константа затухания Гильберта.

При описании динамики намагниченности удобно перейти к сферической системе координат

$$l_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad l_y = \cos \theta, \quad l_z = \sin \theta \sin \varphi, \quad (4)$$

считая $\mathbf{l}^2 = 1$.

Из плотности функции Лагранжа (1) и диссипативной функции (3) с учетом параметризации (4) получаем уравнения движения для угловых переменных θ и φ

$$\begin{aligned} & \alpha \left(\Delta \theta - \frac{1}{c^2} \ddot{\theta} \right) + \sin \theta \cos \theta \left[\alpha \left(\frac{1}{c^2} (\dot{\varphi})^2 - (\nabla \varphi)^2 \right) + \left(\tilde{\beta}_2 + b_4 E_x^2 + b_5 E_y^2 + b_6 E_z^2 \right) - \left(\beta_1 + b_7 E_x^2 + b_8 E_y^2 + b_9 E_z^2 \right) \sin^2 \varphi - \left(b_1 E_x^2 + b_2 E_y^2 + b_3 E_z^2 \right) \cos^2 \varphi - \frac{b_{11}}{2} E_x E_z \sin 2\varphi \right] - [b_{10} E_z \sin \varphi + b_{12} E_x \cos \varphi] \times \frac{E_y \cos 2\theta}{2} - \frac{4}{\delta} ((h_x \cos \varphi + h_z \sin \varphi) \sin \theta + h_y \cos \theta) \times (h_x \cos \theta \cos \varphi - h_y \sin \theta + h_z \cos \theta \sin \varphi) + \frac{2d}{\delta} \cos \theta (h_x \sin \varphi - h_z \cos \varphi) + \frac{4}{\delta g M_0} [\dot{h}_x \sin \varphi - \dot{h}_z \cos \varphi + h_y \dot{\varphi} \sin 2\theta + 2\dot{\varphi} \sin^2 \theta (h_z \sin \varphi + h_x \cos \varphi)] = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\theta}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \alpha \nabla \cdot ((\nabla \varphi) \sin^2 \theta) - \frac{\alpha}{c^2} \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} \sin^2 \theta) - \frac{b_{11}}{2} E_x E_z \sin^2 \theta \times \cos 2\varphi - (\beta_1 + (b_7 - b_1) E_x^2 + (b_8 - b_2) E_y^2 + (b_9 - b_3) E_z^2) \sin^2 \theta \frac{\sin 2\varphi}{2} - (b_{10} E_z \cos \varphi - b_{12} E_x \sin \varphi) \times \frac{E_y \sin 2\theta}{4} - \frac{4}{\delta} [(h_x \cos \varphi + h_z \sin \varphi) \sin \theta + h_y \cos \theta] \times (h_z \cos \varphi - h_x \sin \varphi) \sin \theta + \frac{2d}{\delta} (h_x \cos \varphi + h_z \sin \varphi) \sin \theta + \frac{4}{\delta g M_0} \left[(\dot{h}_x \cos \varphi + \dot{h}_z \sin \varphi) \frac{\sin 2\theta}{2} - \dot{h}_y \sin^2 \theta - h_y \dot{\theta} \sin 2\theta - 2\dot{\theta} \sin^2 \theta (h_z \sin \varphi + h_x \cos \varphi) \right] = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\varphi} \sin^2 \theta. \quad (6) \end{aligned}$$

В дальнейшем для определенности рассматриваем ДГ ab -типа. В отсутствие внешних полей в основном состоянии вектор \mathbf{l} коллинеарен оси X [1]. Для ДГ ab -типа $\beta_1 > \tilde{\beta}_2$, что соответствует развороту вектора антиферромагнетизма в плоскости XY . Этой ДГ соответствует значение $\varphi = \varphi_0 = 0$, а переменная $\theta = \theta_0(y)$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha \theta_0'' + \tilde{\beta}_2 \sin \theta_0 \cos \theta_0 = 0, \quad (7)$$

где штрих обозначает дифференцирование по переменной y . Решение уравнения (7), описывающего статическую 180° ДГ и удовлетворяющего граничным условиям $\theta_0(\pm\infty) = \pm\pi/2$, имеет вид

$$\theta_0' = \frac{1}{y_0} \cos \theta_0(y) = \frac{1}{y_0} \text{ch}^{-1} \frac{y}{y_0}, \quad \sin \theta_0(y) = \text{th} \frac{y}{y_0}, \quad (8)$$

где $y_0 = \sqrt{\alpha/\tilde{\beta}_2}$ — толщина ДГ.

3. Исследование динамики ДГ методом теории возмущений

Для решения уравнений (5), (6) воспользуемся одной из версий теории возмущений для солитонов [2,3,9]. Введем коллективную переменную $Y(t)$ как координату центра ДГ, производная от которой представляет собой мгновенную скорость ДГ $V(t) = \dot{Y}(t)$. Скорость дрейфа ДГ при этом определяется как среднее значение мгновенной скорости по периоду колебаний $V_{\text{др}} = \bar{V}(t)$. Считая амплитуду переменных электрического \mathbf{e} и магнитного \mathbf{h} полей малым параметром, представим функции $\theta(y, t)$, $\varphi(y, t)$ и $V(t)$ в виде рядов по степеням амплитуды

$$\begin{cases} \theta(y, t) = \theta_0(\xi) + \theta_1(\xi, t) + \theta_2(\xi, t) + \dots, \\ \varphi(y, t) = \varphi_1(\xi, t) + \varphi_2(\xi, t) + \dots, \\ V = V_1(t) + V_2(t) + \dots, \end{cases} \quad (9)$$

где $\xi = y - Y(t)$; индексы $n = 1, 2, \dots$ указывают на порядок малости величины относительно амплитуды

электрического или магнитного поля; функция $\theta_0(\xi)$, описывающая движение неискаженной ДГ, имеет структуру, аналогичную статическому решению (8). Функции высших порядков $\theta_n(\xi, t)$ и $\varphi_n(\xi, t)$ ($n = 1, 2, \dots$) описывают искажение формы ДГ. Постоянное электрическое поле \mathbf{E}_0 может быть произвольным и малым не считается.

Уравнения первого порядка теории возмущений получаются после подстановки разложения (9) в уравнения (5), (6):

$$(\hat{L} + \hat{T})\theta_1(\xi, t) = \frac{b_2 + b_5}{\tilde{\beta}_2} E_{0y} e_y \sin 2\theta_0 - \frac{4}{\tilde{\beta}_2 \delta g M_0} \dot{h}_z + \frac{\cos \theta_0(\xi)}{y_0 \omega_1^2} \left((\dot{V}_1 + \omega_r V_1) - \frac{(g M_0)^2}{2} y_0 h_z d \right) - \frac{b_{12} E_{0y} e_x}{2\tilde{\beta}_2} \cos 2\theta_0, \quad (10)$$

$$(\hat{L} + \sigma + \hat{T})\mu_1(\xi, t) = \frac{2d}{\tilde{\beta}_2 \delta} \dot{h}_x + \frac{4}{\tilde{\beta}_2 \delta g M_0} \left[\dot{h}_x \cos \theta_0(\xi) - \dot{h}_y \sin \theta_0(\xi) \right], \quad (11)$$

где приняты обозначения $\mu_1(\xi, t) = \varphi_1(\xi, t) \sin \theta_0(\xi)$,

$$\hat{T} = \frac{1}{\omega_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_r}{\omega_1^2} \frac{\partial}{\partial t},$$

$\sigma = (\beta_1 - \tilde{\beta}_2)/\tilde{\beta}_2$, $\omega_1 = c/y_0 = g M_0 \sqrt{\tilde{\beta}_2 \delta}/2$ — частота активации нижней ветви объемных спиновых волн, $\omega_r = \lambda \delta g M_0/4$ — характерная релаксационная частота.

Оператор \hat{L} имеет вид оператора Шредингера с безотражательным потенциалом

$$\hat{L} = -y_0^2 \frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\text{ch}^2(\xi/y_0)}$$

и характеризуется дискретным уровнем с собственным значением $\lambda_0 = 0$ и локализованной волновой функцией

$$f_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2y_0} \text{ch}(\xi/y_0)},$$

а также непрерывным спектром $\lambda_p = 1 + p^2 y_0^2$, которому соответствуют собственные функции

$$f_p(\xi) = \frac{1}{b_p \sqrt{L}} \left(\text{th} \frac{\xi}{y_0} - i p y_0 \right) \exp(i p \xi),$$

где $b_p = \sqrt{1 + p^2 y_0^2}$, L — длина кристалла.

Уравнения (10), (11) получены в предположении, что постоянное электрическое поле имеет только одну составляющую $\mathbf{E}_0 = (0, E_{0y}, 0)$, а константы МЭ-взаимодействия малы по сравнению с эффективной константой ромбической анизотропии $\tilde{\beta}_2$: $b_i/\tilde{\beta}_2 \ll 1$.

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

$$\theta_1(\xi, t) = \text{Re} \left\{ \sum_p \left[d_p^{(1)} f_p(\xi) + d_0^{(1)} f_0(\xi) \right] \exp(i\omega t) \right\}, \quad (12)$$

$$\mu_1(\xi, t) = \text{Re} \left\{ \sum_p \left[c_p^{(1)} f_p(\xi) + c_0^{(1)} f_0(\xi) \right] \exp(i\omega t) \right\}. \quad (13)$$

После определения коэффициентов в разложении (12), (13) решение уравнений (10), (11) имеет вид

$$\begin{cases} \theta_1(\xi, t) = a_1(t) G_1(\xi) + a_2(t) G_2(\xi) + a_3(t) G_3(\xi), \\ \mu_1(\xi, t) = a_4(t) \cos \theta_0(\xi) + a_5(t) \sin \theta_0(\xi) + a_6(t) G_4(\xi), \end{cases} \quad (14)$$

где приняты обозначения

$$a_1(t) = \frac{b_2 + b_5}{2\tilde{\beta}_2} E_{0y} e_y, \quad a_2(t) = -\frac{2}{\tilde{\beta}_2 \delta g M_0} \dot{h}_z,$$

$$a_3(t) = \frac{b_{12}}{4\tilde{\beta}_2} E_{0y} e_x, \quad a_4(t) = \frac{\pi d g M_0 \dot{h}_x + 4\dot{h}_x}{\tilde{\beta}_2 \delta g M_0 [\sigma - q_1 + i q_2]},$$

$$a_5(t) = \frac{-4\dot{h}_y}{\tilde{\beta}_2 \delta g M_0 [1 + \sigma - q_1 + i q_2]}, \quad a_6(t) = \frac{d\dot{h}_x}{\tilde{\beta}_2 \delta},$$

$$q_1 = \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2, \quad q_2 = \left(\frac{\omega \omega_r}{\omega_1^2} \right),$$

$$G_1(\xi) = y_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_1(p)}{\Omega_1(p, \omega)} dp,$$

$$G_2(\xi) = y_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_2(p)}{\lambda_p \Omega_1(p, \omega)} dp,$$

$$G_3(\xi) = y_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_2(p)}{\Omega_1(p, \omega)} dp,$$

$$G_4(\xi) = y_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_2(p)}{\Omega_2(p, \omega)} dp,$$

$$N_1(p) = \frac{\cos(p\xi) \text{th}(\xi/y_0) + (p y_0) \sin(p\xi)}{\text{ch}(\pi p y_0/2)},$$

$$N_2(p) = \frac{\sin(p\xi) \text{th}(\xi/y_0) - (p y_0) \cos(p\xi)}{\text{sh}(\pi p y_0/2)},$$

$$\Omega_1(p, \omega) = \lambda_p - q_1 + i q_2,$$

$$\Omega_2(p, \omega) = \lambda_p (\lambda_p + \sigma - q_1 + i q_2).$$

Условие отсутствия амплитуды голдстоуновской моды ($d_0^{(1)} = 0$) [9,14] приводит к уравнению для скорости ДГ

$$\dot{V}_1 + \omega_r V_1 = \frac{y_0 g M_0}{2} (\pi \dot{h}_z + d g M_0 h_z). \quad (15)$$

Решение этого уравнения описывает колебания ДГ во внешнем осциллирующем поле и имеет вид

$$Y(t) = \text{Re} \left[\frac{y_0 g M_0}{2} \frac{\pi \omega - i d g M_0}{\omega(\omega_r + i \omega)} h_{0z} \exp[i(\omega t + \chi_z)] \right]. \quad (16)$$

Выделяя действительную часть в выражении (16), запишем решение в виде

$$Y(t) = A \cos(\omega t + \chi_z^H), \quad (17)$$

где

$$A = \frac{y_0 g M_0 h_{0z}}{2\omega} \sqrt{\frac{(d g M_0)^2 + (\pi \omega)^2}{\omega^2 + \omega_r^2}}$$

— амплитуда колебаний ДГ, χ_z^H — начальный сдвиг фаз в магнитном поле H_z .

Скорость дрейфа ДГ получим из решения уравнений второго порядка теории возмущений. Из условия отсутствия голдстоуновской моды после усреднения по периоду колебаний находим

$$\begin{aligned} V_{\text{др}} = v_0 & \left[A_1(\omega; \chi_{xy}^{HH}) + D_1(\omega; \chi_{xy}^{HH}) \right] H_{0x} H_{0y} \\ & + v_0 \left[A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE}) + D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE}) \right] \\ & \times H_{0z} E_{0y} e_{0y} + v_0 A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE}) E_{0y}^2 e_{0x} e_{0y}. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь приняты обозначения

$$\begin{aligned} A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE}) = \frac{\omega}{4gQ\tilde{\omega}} & \left[(\eta_1 [q_2 \tilde{\omega} - 2\omega\omega_r] - \eta_2 q_2 \tilde{\omega}) \cos \chi_{zy}^{HE} \right. \\ & \left. + (\eta_2 (1 - q_1) \tilde{\omega} + \eta_1 [\omega_r^2 - \omega^2 + q_1 \tilde{\omega}]) \sin \chi_{zy}^{HE} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE}) = -\frac{\eta_3 d M_0}{Q\tilde{\omega}} \\ \times \left[\omega_r^2 \cos \chi_{zy}^{HE} + q_2 (\omega_1^2 - \omega_r^2 - \omega^2) \sin \chi_{zy}^{HE} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE}) = \frac{M_0^2 \tilde{B}_2 \delta}{Q} \eta_4 \\ \times \left[\frac{b_5 - 3b_2}{\tilde{\beta}_2} (1 - q_1) \cos \chi_{xy}^{EE} + \frac{3b_5 - b_2}{\tilde{\beta}_2} q_2 \sin \chi_{xy}^{EE} \right], \end{aligned}$$

$$Q = (1 - q_1)^2 + q_2^2, \quad \tilde{\omega} = \omega^2 + \omega_r^2, \quad \eta_1 = \frac{\pi^2}{4} \frac{b_2 + b_5}{\tilde{\beta}_2},$$

$$\eta_2 = \frac{8}{3} \frac{b_5 - b_2}{\tilde{\beta}_2}, \quad \eta_3 = \frac{\eta_1}{2\pi}, \quad \eta_4 = \frac{1}{24} \frac{b_{12}}{\tilde{\beta}_2}, \quad v_0 = \frac{g^2 y_0}{\omega_r}$$

— подвижность ДГ, $\chi_{zy}^{HE} = \chi_y^E - \chi_z^H$ и $\chi_{xy}^{EE} = \chi_y^E - \chi_x^E$ — относительный сдвиг фаз в электрическом и магнитном полях и в чисто электрическом поле соответственно.

Слагаемые $A_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$ и $D_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$ описывают вклад в скорость дрейфа ДГ за счет чисто магнитного поля в плоскости XY . Эти функции и особенности такого движения подробно исследовались ранее [9,15].

Отметим, что величины $A_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$ и $D_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$ безразмерные, $A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ и $D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ имеют размерность Oe , а $A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE})$ — размерность Oe^2 .

4. Обсуждение результатов

Обсудим сначала особенности решений (14) и (16) — уравнений первого порядка теории возмущений.

Собственные функции оператора \hat{L} получены Винтером [16,17] в задаче о спиновых возбуждениях магнетиков. В 180° ДГ спины могут принимать участие в колебаниях двух типов. Первый тип колебаний связан непосредственно с ДГ, эти колебания называются внутрigrаничными, им соответствует локализованная волновая функция $f_0(\xi)$. Второй тип колебаний является аналогом обычных спиновых волн внутри доменов. Этим колебаниям соответствует непрерывный спектр, описываемый волновыми функциями $f_p(\xi)$.

Из соотношений (14) и (16) следует, что все компоненты внешнего магнитного поля, а также компоненты e_y и e_x электрического поля возбуждают второй тип колебаний (причем компонента h_y возбуждает только состояние с $p = 0$). Компоненты h_x и h_z возбуждают также и колебания первого типа.

Особенности колебательного движения ДГ обусловлены тем, что электрическое поле в линейном по полю приближении не вызывает движения ДГ ab -типа. При учете линейного МЭ-взаимодействия аналогичным образом ведут себя ДГ ac - [8] и ab -типов [9]: в них колебания ДГ возбуждаются только магнитным полем. Заметим, что переменное электрическое поле (как отмечалось во Введении) возбуждает колебания 90° ДГ вблизи спин-переориентационного фазового перехода [7].

Исходя из соотношения (17) легко найти скорость колебательного движения ДГ $V = \omega A$. Этот результат в точности соответствует подвижности ДГ при колебательном режиме движения в магнитном поле [18]. Величина амплитуды A колебаний ДГ хорошо согласуется с экспериментом [19]: для частот $d g M_0 \gg \omega_r \gg \omega$ зависимость амплитуды от частоты $A \sim 1/\omega$, что и наблюдается экспериментально.

Обсудим теперь особенности дрейфового движения ДГ ab -типа. Из соотношения (18) следует, что существуют три вида дрейфового движения ДГ.

1. Дрейф ДГ в чисто электрическом поле. Дрейфовое движение вызывает переменное электрическое поле, ориентированное вдоль легкой (e_x) и средней (e_y) осей магнетика при наличии постоянного электрического поля вдоль средней оси (E_{0y}).

2. Дрейф ДГ в скрещенных электрическом и магнитном полях в присутствии постоянного поля $E_0 = (0, E_{0y}, 0)$. Возможность такого дрейфа ДГ исследовалась ранее в работах [8,9], где установлен дрейф ДГ ac - и ab -типов в СФМ, обладающем линейным МЭ-взаимодействием, в переменных электрическом и магнитном полях. Постоянное электрическое поле при этом не учитывалось.

3. Дрейф ДГ в чисто магнитном поле, ориентированном вдоль легкой и средней осей магнетика. Это движение, как уже отмечалось выше, рассмотрено в [9,15] и в настоящей работе не обсуждается.

Рассмотрим каждый из этих эффектов подробнее. Анализ соотношения (18) показывает, что скорость дрейфа ДГ формируется слагаемыми двух типов. Слагаемые первого типа $D_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$ и $D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ обусловлены взаимодействием Дзялошинского, а слагаемые второго типа $A_1(\omega; \chi_{xy}^{HH})$, $A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ и $A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE})$ характерны и для чистого антиферромагнетика. Для оценки вкладов этих слагаемых в скорость дрейфа ДГ при различных частотах и сдвигах фаз воспользуемся значениями параметров иттриевого ортоферрита YFeO_3 [1,15]: $d \sim 10^2$, $y_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ см, $\sigma = 2$, $g = 1.76 \cdot 10^7$ (с · Ое) $^{-1}$, $\omega_r = 3 \cdot 10^9$ с $^{-1}$, $\omega_1 = 3.3 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, $b_i/\beta_2 \sim 10^{-4}$, $M_0 = 218$ Ое. В этом случае подвижность ДГ составляет $v_0 \approx 0.41$ см/с · Ое 2 .

Проведем анализ слагаемого $A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE})$. Его зависимость от частоты внешнего магнитного поля при значениях сдвига фаз $\chi_{xy}^{EE} = 0, \pi/4, \pi/2$ в поле $E_{0y} = 5$ CGSE units и $e_{0x} = e_{0y} = 0.1$ CGSE units представлены на рисунке. Вклад этого слагаемого в скорость дрейфа ДГ во всем диапазоне частот незначительный, за исключением непосредственной окрестности резонансной частоты $\omega = \omega_1$.

При $\chi_{xy}^{EE} = 0$ вблизи частоты ω_1 имеет место особенность типа резонанс–антирезонанс. При этом $A_3(\omega_1; 0) \simeq \pm 65.6$ Ое 2 , что обеспечивает абсолютное значение скорости дрейфа ДГ 6.8 см/с. При достижении частоты ω_1 ДГ меняет направление движения на противоположное. Переход между резонансным и антирезонансным поведением происходит в узкой области частот $\Delta\omega \approx 3 \cdot 10^9$ с $^{-1}$.

При $\chi_{xy}^{EE} = \pi/4$ резонанс–антирезонансное поведение функции $A_3(\omega; \pi/4)$ становится асимметричным. При этом

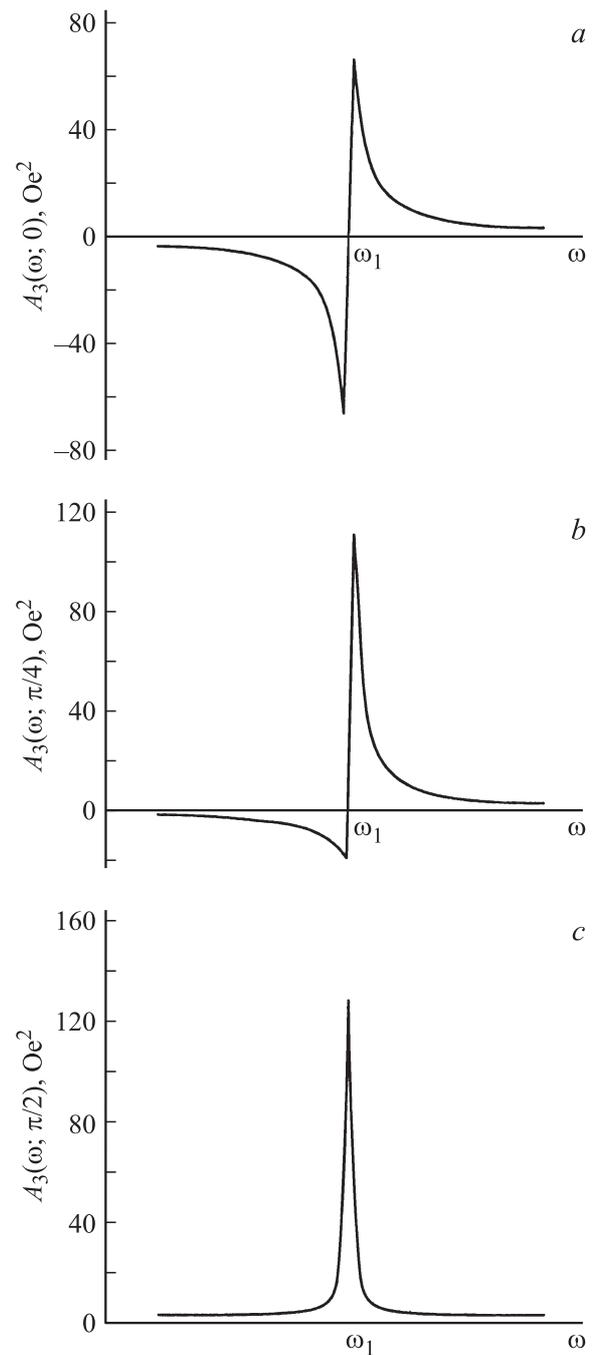
$$A_3(\omega_1; \pi/4) \simeq \begin{cases} -19.4 \text{ Ое}^2, \\ 111.3 \text{ Ое}^2. \end{cases}$$

Наибольшее значение скорости дрейфа составляет примерно 11.5 см/с, а при антирезонансе — 2 см/с. Ширина резонанс–антирезонансного участка в этом случае $\Delta\omega \approx 4.2 \cdot 10^9$ с $^{-1}$.

При $\chi_{xy}^{EE} = \pi/2$ вблизи частоты ω_1 появляется обычный резонанс, причем $A_3(\omega_1; \pi/2) \approx 131$ Ое 2 , что обеспечивает значение скорости дрейфа ДГ 13.5 см/с.

Характер частотной зависимости функций $A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ и $D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ аналогичен рассмотренному выше. Скорость дрейфа ДГ достигает наибольших значений вблизи резонансной частоты ω_1 , на которой наблюдаются особенности типа резонанс или резонанс–антирезонанс. Вклад слагаемого $D_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$ в скорость дрейфа значительно меньше, чем $A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$, и составляет менее 1 см/с в непосредственной окрестности $\omega = \omega_1$ при любых значениях сдвига фаз χ_{zy}^{HE} . Поэтому приведем результаты для слагаемого $A_2(\omega; \chi_{zy}^{HE})$.

При $\chi_{zy}^{HE} = 0$ имеет место обычный резонанс. Скорость дрейфа ДГ по абсолютному значению составляет 81 см/с. При $\chi_{zy}^{HE} = \pi/4$ появляется несиммет-



Зависимость $A_3(\omega; \chi_{xy}^{EE})$ от частоты внешнего магнитного поля при значениях сдвига фаз $\chi_{xy}^{EE} = 0$ (a), $\pi/4$ (b) и $\pi/2$ (c) в поле $E_{0y} = 5$ CGSE units и $e_{0x} = e_{0y} = 0.1$ CGSE units.

ричный резонанс–антирезонанс, скорость дрейфа для большего пика достигает значения 58 см/с, а для меньшего — 1.4 см/с. При $\chi_{zy}^{HE} = \pi/2$ имеет место симметричный резонанс–антирезонанс, скорость дрейфа составляет 12.6 см/с.

Для сравнения отметим, что дрейф в чисто магнитном поле при $H_{0i} = 1$ Ое вблизи резонансных частот может достигать нескольких м/с [9,15]. При этом наибольший эффект обусловлен взаимодействием Дзялошинского.

5. Заключение

Исследована динамика ДГ ab -типа в магнитных материалах, обладающих квадратичным МЭ-взаимодействием. Рассматривается случай постоянного электрического поля $\mathbf{E}_0 = (0, E_{0y}, 0)$ и переменного электрического поля произвольной ориентации. Установлено, что на фоне быстрых колебаний, совершаемых ДГ, возникает медленная составляющая поступательного (дрейфового движения ДГ). Установлено, что дрейфовое движение ДГ может быть вызвано 1) чисто электрическим полем, ориентированным вдоль легкой (x) и средней (y) осей магнетика; 2) скрещенным электрическим и магнитным полями; 3) чисто магнитным полем. В первых двух случаях необходимо также постоянное поле E_{0y} . Показано, что скорость дрейфа ДГ формируется слагаемыми двух типов: одно из них обусловлено взаимодействием Дзялошинского, другое имеет аниферромагнитное происхождение. Слагаемые первого типа обеспечивают наибольший вклад при дрейфе в магнитном поле, а слагаемые второго типа — в остальных случаях.

Список литературы

- [1] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
- [2] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
- [3] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **103**, 151 (1993).
- [4] Е.А. Туров, В.В. Николаев. УФН **175**, 457 (2005).
- [5] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. УФН **179**, 897 (2009).
- [6] Т.К. Соболева, Е.П. Стефановский. ФНТ **10**, 620 (1984).
- [7] Т.К. Соболева, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский. ФТТ **26**, 2725 (1984).
- [8] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ФТТ **36**, 2221 (1994).
- [9] V.S. Gerasimchuk, A.A. Shitov. J. Phys.: Cond. Matter **21**, 176 003 (2009).
- [10] I. Dzyaloshinskii. Europhys. Lett. **83**, 67 001 (2008).
- [11] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятков. Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
- [12] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **78**, 1509 (1980).
- [13] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.
- [14] Р. Раджараман. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. Мир, М. (1985). 408 с.
- [15] V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii. Phys. Rev. B **59**, 6966 (1999).
- [16] J.M. Winter. Phys. Rev. **124**, 452 (1961).
- [17] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. Наука, М. (1987). 216 с.
- [18] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, П.Д. Ким, А.Л. Сукстанский, Д.Ч. Хван. Письма в ЖЭТФ **37**, 35 (1983).
- [19] Д.Ч. Хван, П.Д. Ким, Л.А. Богатырева. ФТТ **26**, 1555 (1984).