Физика низких температур, 1998, т. 24, № 1, с. 17–22

Динамика малоугловых доменных границ во внешнем осциллирующем магнитном поле

К. И. Примак, А. Л. Сукстанский

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: sukstan@purr.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 17 июня 1997 г., после переработки 7 августа 1997 г.

Изучена динамика малоугловых доменных границ, существующих в легкоосном ферромагнетике вблизи спин-переориентационного фазового перехода во внешнем планарном магнитном поле. Найдена зависимость скорости дрейфа от амплитуды, частоты и поляризации осциллирующего поля.

Вивчено динаміку малокутових доменних меж, які існують у легковісному феромагнетику поблизу спін-переорієнтаційного фазового переходу у зовнішньому планарному магнітному полі. Знайдено залежність швидкості дрейфу від амплітуди, частоти і поляризації осцилюючого поля.

PACS: 75.60.Ch, 75.40.Gb

Экспериментальному и теоретическому изучению динамики доменных границ (ДГ) в различных магнитоупорядоченных кристаллах посвящено огромное количество работ, в которых основное внимание уделяется анализу двух основных типов движения ДГ: поступательного в постоянном внешнем магнитном поле и колебательного в осциллирующем внешнем поле. Однако существует еще один тип движения ДГ, который может возникать под действием внешнего осциллирующего поля, — дрейфовое движение ДГ, т.е. появление постоянной составляющей скорости движения границы. Экспериментально явление дрейфа ДГ наблюдалось в [1,2], а в работах [3,4] аналогичный эффект был обнаружен для другого вида топологических солитонов — блоховских линий.

Теоретически явление дрейфа ДГ в ферромагнетиках было предсказано в работе [5] на основе энергетических соображений. Более последовательный подход к решению рассматриваемого класса задач, базирующийся на специфической теории возмущений для солитонов, был предложен в работе [6] при изучении дрейфа блоховских линий. В настоящее время дрейф ДГ во внешнем осциллирующем магнитном поле изучен достаточно подробно практически для всех основных типов магнетиков [7–10]. Кроме того, в работе [11] предсказана возможность дрейфа ДГ в сегнетомагнетиках во внешнем осциллирующем электрическом поле, а в работе [12] — дрейф ДГ под действием сильной звуковой волны.

Однако во всех этих работах изучался дрейф только 180°-ных ДГ, существующих вдали от областей спин-переориентационных фазовых переходов. Как известно, вблизи таких переходов структура и динамические свойства ДГ существенно отличаются от свойств обычных 180°-ных границ. Типичным примером спин-переориентационного фазового перехода является хорошо известный фазовый переход в ферромагнетике с магнитной анизотропией типа «легкая ось» в планарном магнитном поле, близком к полю анизотропии. Вблизи этого фазового перехода составляющая вектора намагниченности **M**, коллинеарная оси анизотропии (оси Z), мала в меру близости к точке фазового перехода, и угол разворота вектора **M** в ДГ, разделяющей домены с противоположными значениями M_z, также мал (именно такие ДГ мы будем называть малоугловыми). Как показано в работе [13], динамика малоугловой ДГ может быть описана в рамках «лоренц-инвариантной» модели «Φ^4» (см. ниже) в отличие от обычных 180°-ных ДГ в ферромагнетиках, динамика которых такой инвариантностью не обладает. В этой связи

© К. И. Примак, А. Л. Сукстанский, 1998

представляет определенный интерес исследование динамики малоугловых ДГ во внешнем осциллирующем магнитном поле, что и является целью настоящей работы.

Итак, рассмотрим ферромагнетик с магнитной анизотропией типа «легкая ось», помещенный во внешнее планарное постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ и переменное поле $\tilde{\mathbf{H}}(t)$, ориентированное в плоскости ДГ. Выберем декартову систему координат таким образом, чтобы ось анизотропии совпадала с осью Z, а ось Y — с направлением постоянного планарного поля $\mathbf{H}_0$.

Будем исходить из энергии ферромагнетика, записанной в стандартном виде:

$$W = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{M})^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 - \mathbf{HM} \right\} , \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности: α и β — константы обменного взаимодействия и анизотропии соответственно; $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \tilde{\mathbf{H}}(t)$ — внешнее магнитное поле. В выражении (1) не учитываем магнитодипольное взаимодействие, так как вблизи рассматриваемого спин-переориентационного фазового перехода влияние этого взаимодействия на динамические свойства ДГ мало и им можно пренебречь [13,14].

Статические и динамические свойства ферромагнетика определяются уравнениями движения для вектора намагниченности $\mathbf{M}$ (уравнения Ландау—Лифшица):

$$\dot{\mathbf{M}} = -g\, [\mathbf{M}, \mathbf{H}_e] + \frac{\lambda_r}{M_0} [\mathbf{M}, \dot{\mathbf{M}}] \ , \ \mathbf{H}_e = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} , \qquad (2)$$

где $M_0 = |\mathbf{M}|$ — намагниченность насыщения; g — гиромагнитное отношение; λ_r — релаксационная константа; точка обозначает производную по времени.

Параметризуя вектор намагниченности $\mathbf{M}$ двумя независимыми угловыми переменными θ и φ,

$$\mathbf{M} = M_0(\cos\theta \sin\varphi, \cos\theta \cos\varphi, \sin\theta) , \qquad (3)$$

уравнения движения (2) можно записать в виде

$$\frac{\dot{\varphi}}{gM_0} \cos\theta + \alpha\Delta\theta + (\beta + \alpha\varphi'^2) \sin\theta \cos\theta +$$

$$+ h_z \cos\theta - h_y \sin\theta \cos\varphi = \frac{\lambda_r}{gM_0}\, \dot{\theta} \ ; \qquad (4)$$

$$-\frac{\dot{\theta}}{gM_0} \cos\theta + \alpha(\varphi' \cos^2\theta)' -$$

$$- h_y \cos\theta \sin\varphi = \frac{\lambda_r}{gM_0} \dot{\varphi} \cos^2\theta \qquad (5)$$

где $h_y(t) = (H_0 + \tilde{H}_y(t))/M_0$, $h_z(t) = \tilde{H}_z(t)/M_0$, а штрих обозначает дифференцирование по координате X (в дальнейшем мы ограничимся только одномерными решениями уравнения движения). При записи уравнений (4), (5) мы учли, что в выбранной геометрии плоскость границы совпадает с плоскостью (YZ), и переменное внешнее поле, ориентированное в этой плоскости, имеет две отличные от нуля составляющие $\tilde{H}_y(t)$ и $\tilde{H}_z(t)$. В дальнейшем будем считать, что поле $\tilde{\mathbf{H}}(t)$ — монохроматическое частотой ω, и между его компонентами существует некоторый сдвиг фаз χ (как мы убедимся ниже, интересующая нас скорость дрейфа ДГ существенно зависит от величины χ):

$$\tilde{H}_z(t) = H_{z0} \cos \omega t \ , \ \tilde{H}_y(t) = H_{y0} \cos (\omega t + \chi) \ . \quad (6)$$

Если постоянное внешнее магнитное поле меньше поля анизотропии ($H_0 < H_a = \beta M_0$), а переменное поле отсутствует, то в равновесном однородном состоянии вектор намагниченности $\mathbf{M}$ лежит в плоскости (YZ) ($\varphi = 0$) и составляет с осью Y угол $\theta_* = \pm \arccos (H_0/\beta M_0)$. При $H_0 = \beta M_0$ имеет место фазовый переход второго рода в фазу с планарной ориентацией вектора $\mathbf{M}$ ($\theta_* = 0$). Статическое одномерное решение уравнений (4), (5), описывающее ДГ, которая разделяет два домена с $M_z = M_0 \sin\theta_*$ и $M_z = -M_0 \sin\theta_*$, может быть представлена в виде [15]

$$\sin\theta(x) = \sin\theta_* \, \frac{\mathrm{sh}\, [(x/x_0) \sin\theta_*]}{\mathrm{ch}\, [(x/x_0) \sin\theta_*] + \cos\theta_*} \ . \qquad (7)$$

Точное распределение намагниченности в движущейся ДГ при наличии планарного поля в аналитическом виде получить не удается, однако ряд характерных особенностей движущейся ДГ качественно проанализирован (см. [13,14]). В частности, в этих работах была найдена эффективная масса ДГ как функция внешнего планарного поля и вычислена предельная скорость стационарного движения ДГ. В работе [13] показано, что в сильном планарном поле, близком к полю анизотропии, т.е. в том случае, когда параметр $\varepsilon = (1 - H/H_a)^{1/2} << 1$, в основном приближении по этому малому параметру динамика ДГ может быть описана в рамках хорошо известной модели «Φ^4». Действительно, если $\varepsilon << 1$, то в ДГ угол θ мал, $|\theta| \le \theta_* \approx \sqrt{2}\,\varepsilon << 1$. Оставляя в уравнении (5) только линейные по параметру ε слагаемые, угол φ можно выразить через угол θ:

$$\varphi \approx -\frac{\dot{\theta}}{gH_0}\,. \tag{8}$$

Подставляя (8) в уравнение (4), в основном по параметру ε приближении получаем

$$x_0^2\Phi'' - \frac{1}{\omega_0^2}\ddot{\Phi} - 2(\Phi^3 - \Phi) - h_1(t) - 2h_2(t)\Phi - $$

$$- \frac{\lambda}{\omega_0}\dot{\Phi} = 0\,, \tag{9}$$

где введены обозначения:

$$\Phi = \frac{\theta}{\sqrt{2}\ \varepsilon}\,, \qquad x_0^2 = \frac{2\alpha}{\beta\varepsilon^2}\,, \qquad \omega_0^2 = \frac{g^2H_0H_a\varepsilon^2}{2}\,,$$

$$\lambda = \frac{\lambda_r}{\varepsilon}\left(\frac{2H_0}{H_a}\right)^{1/2}, \ h_1(t) = -\frac{\sqrt{2}\ \tilde{H}_z(t)}{H_a\varepsilon^3}\,,$$

$$h_2(t) = \frac{\tilde{H}_y(t)}{H_a\varepsilon^2}\,.$$

Нетрудно убедиться, что уравнение (9) есть уравнение Эйлера–Лагранжа для системы, описываемой функцией Лагранжа L, которая характерна для модели «Φ^4» во внешнем поле,

$$L = \int dx \left\{\frac{1}{2\omega_0^2}\dot{\Phi}^2 - \frac{x_0^2}{2}\Phi'^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}(\Phi^2 - 1)^2 - \left[h_1(t)\Phi + h_2(t)\Phi^2\right]\right\}, \tag{10}$$

и диссипативной функцией Q,

$$Q = \frac{\lambda}{2\omega_0}\int dx\ \dot{\Phi}^2\,. \tag{11}$$

Отметим, что, хотя в общем случае динамика ферромагнетика описывается уравнениями (4), (5), которые не обладают ни лоренцевской, ни галилеевской инвариантностью, модель «Φ^4», адекватная вблизи точки фазового перехода, является «лоренц-инвариантной» с характерной скоростью $c = x_0\omega_0 = g(\alpha M_0H_0)^{1/2}$. Поэтому в отличие от общего случая нетрудно построить динамические решения уравнений движения, если известно соответствующее статическое решение. Например, статическое решение уравнения (9) без учета внешнего осциллирующего поля и затухания, удовлетворяющее граничным условиям $\Phi_0(\pm\infty) = \pm 1$, $\Phi_0'(\pm\infty) = 0$ и описывающее покоящуюся ДГ, имеет вид

$$\Phi_0(x) = \operatorname{th}\left(\frac{x}{x_0}\right), \tag{12}$$

где x_0 имеет смысл толщины ДГ (кинка).

Соответствующее динамическое решение, отвечающее движущейся с постоянной скоростью V границе, получается из (12) стандартной «релятивистской» заменой $x \to (x - Vt)/(1 - V^2/c^2)^{1/2}$. Предельная скорость стационарного движения ДГ равна c.

При учете взаимодействия с переменным внешним полем и затухания «лоренц-инвариантность» уравнения (9), естественно, отсутствует и поэтому для его решения, следуя [7–10], воспользуемся одной из версий теории возмущений для солитонов, считая амплитуду внешнего магнитного поля (и, следовательно, «полей» h_1 и h_2 в уравнении (9)) достаточно малыми. Для этого определим коллективную переменную $X(t)$ как координату центра ДГ в произвольный момент времени t и будем искать решение уравнения (9) в виде

$$\Phi(x, t) = \Phi_0(\xi) + \psi_1(\xi, t) + \psi_2(\xi, t) + \ldots\,, \tag{13}$$

где $\xi = x - X(t)$; индексы $n = 1, 2, \ldots$ указывают на порядок малости величины по амплитуде внешнего осциллирующего поля ($\psi_n \sim h^n$). Функция $\Phi_0(\xi)$ описывает движение неискаженного кинка и ее структура такая же, как и в статическом решении (12) (в силу малости внешнего осциллирующего поля, амплитуда изменения скорости кинка также мала, $V << c$, и поэтому «лоренцевским» сокращением толщины кинка можно пренебречь). Слагаемые $\psi_n(\xi, t)$ ($n = 1, 2, \ldots$) описывают искажение формы ДГ и возбуждение спиновых волн при ее движении.

Скорость дрейфа ДГ определяется как среднее значение мгновенной скорости ДГ $V(t) = \dot{X}(t)$ по периоду осцилляций, $V_{\mathrm{dr}} = \overline{V(t)}$, где черта означает усреднение по периоду колебаний внешнего поля. Скорость ДГ V также представим в виде ряда по степеням амплитуды внешнего поля, имея в виду, что нас интересует только вынужденное движение ДГ:

$$V = V_1 + V_2 + \ldots,\ V_n \sim h^n\,. \tag{14}$$

Подставим разложения (13) и (14) в уравнение (9) и выделим слагаемые различных порядков малости. Очевидно, что в нулевом приближении получим уравнение, описывающее покоящуюся ДГ, и его решение имеет вид (12). Уравнение первого порядка теории возмущений можно представить в виде

$$\left(\hat{L} + \frac{1}{\omega_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\lambda}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\psi_1(\xi,\ t) =$$

$$= \left(\frac{\dot{V}_1}{\omega_0^2} + \frac{\lambda V_1}{\omega_0}\right)\Phi_0'(\xi) - \Big(h_1(t) + h_2(t)\Phi_0(\xi)\Big)\ , \tag{15}$$

где оператор $\hat{L}$ имеет вид оператора Шредингера с безотражательным потенциалом:

$$\hat{L} = -x_0^2\,\frac{d^2}{d\xi^2} + 4 - \frac{6}{\mathrm{ch}^2\,\xi/x_0}\ . \tag{16}$$

Спектр и волновые функции оператора $\hat{L}$ хорошо известны. В отличие от моделей магнетиков, исследованных в работах [7–12], оператор $\hat{L}$ обладает не одним, а двумя дискретными уровнями с собственными значениями λ_1 и λ_2 , которым соответствуют локализованные волновые функции $u_1(\xi)$ и $u_2(\xi)$:

$$u_1(\xi) = \frac{A_1}{\mathrm{ch}^2(\xi/x_0)}\ ,\ \lambda_1 = 0\ ,\ A_1 = \left(\frac{3}{4x_0}\right)^{1/2}\ ;$$

$$u_2(\xi) = \frac{A_2\mathrm{sh}\,(\xi/x_0)}{\mathrm{ch}^2\,(\xi/x_0)}\ ,\ \lambda_2 = 3\ ,\ A_2 = \left(\frac{3}{2x_0}\right)^{1/2}\ , \tag{17}$$

а также непрерывным спектром $\lambda_k = 4 + (kx_0)^2$, которому соответствуют собственные функции u_k ,

$$u_k(\xi) = A_k\Big[3\mathrm{th}^2(\xi/x_0) - 3ikx_0\,\mathrm{th}\,(\xi/x_0) - $$

$$- (1 + k^2x_0^2)\Big]\exp\,(ik\xi)\ ,$$

$$A_k = \Big[(1 + k^2x_0^2)\,(4 + k^2x_0^2)\,L\Big]^{1/2}\ , \tag{18}$$

где L — длина кристалла.

Функции $\{u_1\ ,\ u_2\ ,\ u_k\}$ образуют полный ортонормированный набор, и решения уравнения (15) естественно искать в виде разложения по этому набору. Для монохроматического внешнего поля частотой ω положим

$$\psi_1(\xi,\ t) = \mathrm{Re}\left\{e^{i\omega t}\left[c_1u_1(\xi) + c_2u_2(\xi) + \sum_k c_ku_k(\xi)\right]\right\}\ . \tag{19}$$

Здесь следует сделать одно существенное замечание. Уравнение (15) описывает возбуждение линейных спиновых волн на фоне ДГ. Первое слагаемое в разложении функции $\psi_1(\xi,\ t)$ отвечает сдвиговой (голдстоуновской) моде, т.е. движению ДГ как целого. Однако соответствующая степень свободы уже учтена введением коллективной координаты $X(t)$ в определении переменной ξ. Поэтому в разложении (19) сдвиговая мода должна быть опущена, т.е. следует положить $c_1 = 0$ (детальное обсуждение этого вопроса см. в монографии [16]). Это условие приводит к требованию ортогональности функции $u_1(\xi)$ в правой части уравнения (15), что в свою очередь определяет уравнение для скорости ДГ $V_1(t)$ в линейном по внешнему осциллирующему полю приближении:

$$\dot{V}_1 + \lambda\omega_0V_1 = \frac{3}{2}\,c\omega_0h_1(t)\ . \tag{20}$$

Решение уравнения (20) описывает колебания ДГ в осциллирующем внешнем поле, причем эти колебания возбуждаются только Z-компонентой поля. Как легко видеть, $\overline{V_1(t)} = 0$, т.е. дрейф ДГ в линейном по переменному полю приближении отсутствует.

Коэффициенты c_2 и c_k в разложении (19), определяющие амплитуды локализованной на ДГ и нелокализованных (внутридоменных) спиновых волн, находятся стандартным образом путем умножения правой части уравнения (15) на $u_2^*(\xi)$ или $u_k^*(\xi)$ и интегрирования по переменной ξ. После несложных вычислений получаем

$$c_2 = -\,\frac{\pi x_0A_2}{3 - \Omega^2 + i\lambda\Omega}\,h_{20}\ ,$$

$$c_k = -\,\frac{\pi x_0A_k}{4 + k^2x_0^2 - \Omega^2 + i\lambda\Omega}\times \tag{21}$$

$$\times\left[4\delta(kx_0)h_{10} - \frac{i(4 + k^2x_0^2)}{\mathrm{sh}\,(\pi kx_0/2)}\,h_{20}\right],$$

где $\Omega = \omega/\omega_0$, $h_{10} \sim H_{z0}$ и $h_{20} \sim H_{y0}$ — амплитуды соответствующих полей, $\delta(x)$ — δ-функция Дирака.

Видим, что Y-компонента осциллирующего поля приводит к возбуждению как локализованных на ДГ, так и внутридоменных спиновых волн, а Z-компонента возбуждает только внутридоменные спиновые волны с $k = 0$.

Перейдем теперь к анализу уравнения второго приближения по амплитуде внешнего поля. Соответствующее уравнение для функции $\psi_2(\xi,\ t)$ после усреднения по периоду колебаний осцилляций может быть представлено в виде

$$\hat{L}\Phi_2(\xi) = -\frac{1}{\omega_0^2}\,\overline{V_1^2(t)}\;\Phi_0''(\xi) - 6\Phi_0(\xi)\overline{\psi_1^2(\xi,\,t)} -$$

$$-\,2\overline{h_2(t)\psi_1(\xi,\,t)} + \frac{\lambda}{\omega_0}\,\overline{V_2(t)}\;\Phi_0'(\xi)\,, \qquad (22)$$

где $\Phi_2(\xi) = \overline{\psi_2(\xi,\,t)}$.

Так же, как и в уравнении первого приближения (15), мы должны потребовать, чтобы в разложении функции $\Phi_2(\xi)$ по собственным функциям оператора $\hat{L}$ отсутствовала сдвиговая мода, т.е. необходимо, чтобы правая часть уравнения (22) была ортогональна функции $u_1(\xi)$ (17). Отсюда находим выражение для скорости дрейфа $V_{\rm dr} = \overline{V_2(t)}$:

$$V_{\rm dr} = \frac{9x_0\omega_0}{\lambda}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\xi\left[\Phi_0(\xi)\overline{\psi_1^2(\xi,\,t)} + \frac{1}{3}\,\overline{h_2(t)\psi_1(\xi,\,t)}\right]\Phi_0'(\xi)\,. \qquad (23)$$

Подставляя в (23) $\Phi_0(\xi)$ из (12) и используя разложение (19) для функции $\psi_1(\xi,t)$ с коэффициентами из (21), выполняя усреднение по периоду колебаний и интегрирование в (23), получаем

$$V_{\rm dr} = \mu_{12}h_{10}h_{20}\,, \qquad \mu_{12}(\Omega,\,\chi) =$$

$$= \mu_{12}^0\left\{3\pi\,\frac{[(3-\Omega^2)\,(4-\Omega^2) + \lambda^2\Omega^2]\cos\chi + \lambda\Omega\sin\chi}{[(3-\Omega^2)^2 + \lambda^2\Omega^2]\,[(4-\Omega^2)^2 + \lambda^2\Omega^2]} + \frac{1}{(4-\Omega^2)^2 + \lambda^2\Omega^2}\left[I_1(\Omega,\,\lambda)\cos\chi + I_2(\Omega,\,\lambda)\sin\chi\right]\right\}, \qquad (24)$$

где величина μ_{12} имеет смысл нелинейной подвижности ДГ:

$$\mu_{12}^0 = \frac{9\pi x_0\omega_0}{2^7\lambda}\,,$$

$$I_1(\Omega,\,\lambda) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{x^4(4+x^2)\,[(4-\Omega^2)\,(4-\Omega^2+x^2) + \lambda^2\Omega^2]}{(1+x^2)\,[(4-\Omega^2+x^2)^2 + \lambda^2\Omega^2)]\,\mathrm{sh}^2\!\left(\dfrac{\pi x}{2}\right)}\,dx\,,$$

$$I_2(\Omega,\,\lambda) = \lambda\Omega\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{x^6(4+x^2)}{(1+x^2)\,[(4-\Omega^2+x^2)^2 + \lambda^2\Omega^2]\,\mathrm{sh}^2\left(\dfrac{\pi x}{2}\right)}\,dx\,.$$

Зависимость функции μ_{12} от безразмерной частоты Ω при различных значениях сдвига фаз χ представлена на рис. 1.

Формула (24) определяет скорость дрейфа ДГ в модели «Φ^4», описываемой функцией Лагранжа (10). Переходя к исходным размерным параметрам магнетика, запишем скорость дрейфа малоугловой ДГ в виде

$$V_{\rm dr} = \mu_{yz}(\omega,\,\chi)H_{z0}H_{y0}\,, \qquad (25)$$

где нелинейная подвижность ДГ $\mu_{yz}(\omega,\chi)$ определяется выражением, аналогичным (24), с характерным значением μ_{yz}^0 равным

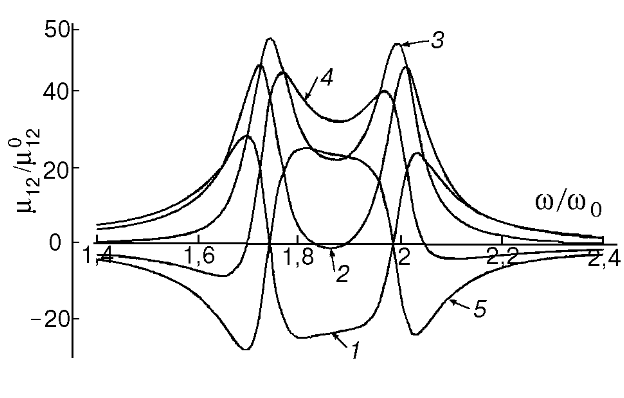

Рис. 1. Частотная зависимость нелинейной подвижности при $\lambda = 0{,}1$ и различных значениях сдвига фаз χ: 0 (*1*); $\pi/4$ (*2*); $\pi/2$ (*3*); $3\pi/4$ (*4*); π (*5*).

$$\mu_{yz}^0 = -\frac{9\pi g}{2^3 \lambda_r H_a \varepsilon^4} \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/2} . \qquad (26)$$

Используя типичные для ферромагнетика параметры $g \sim 2\cdot 10^7$ c^{-1} Э$^{-1}$, $\lambda_r \sim 10^{-2}$, $(\alpha\beta)^{1/2} \sim$ $\sim 10^{-6}$ см, $H_a \sim 5\cdot 10^3$ Э и полагая $\varepsilon = 10^{-1}$, для полей порядка $H_{z0} \sim H_{y0} \sim 1$ Э получаем скорость дрейфа $V_0 = |\mu_{yz}^0| H_{y0} H_{z0} \sim 10$ м/c.

Отметим, что значение коэффициента нелинейной подвижности ДГ μ_{yz}^0 (26) значительно (на 1–2 порядка) превосходит соответствующий коэффициент, определяющий скорость дрейфа обычных 180°-ных ДГ, существующих в ферромагнетиках вдали от точки фазового перехода [7]. При приближении к точке фазового перехода, т.е. при уменьшении параметра ε, коэффициент нелинейной подвижности, согласно (26), возрастает пропорционально ε^{-4}, что обусловлено уменьшением массы малоугловой ДГ [13]. Однако при численной оценке скорости дрейфа следует иметь в виду, что использованная выше теория возмущений справедлива лишь при h_{10}, $h_{20} \ll 1$, т.е. в достаточно слабом осциллирующем магнитном поле, $H_{z0} \le H_a\varepsilon^3$, $H_{y0} \le H_a\varepsilon^2$. Поэтому характерное значение дрейфовой скорости ДГ V_0, которая может быть адекватно описана в рамках развитой выше теории возмущений, пропорционально малому параметру ε. Очевидно, что ДГ может дрейфовать и с большей скоростью, но в этом случае для анализа динамики ДГ следует развить более общую теорию.

1. Ю. Н. Драгошанский, Е. Б. Хан, В. А. Зайкова, *ФММ* **39**, 289 (1975).
2. В. К. Власко-Власов, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, Л. С. Успенская, *ФТТ* **24**, 1255 (1982).
3. В. С. Горнаков, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, *ФММ* **84**, 1505 (1984).
4. L. M. Dedukh, V. S. Gornakov, and V. L. Nikitenko, *Phys. Status Solidi* **A75**, 117 (1983).
5. E. Schlomann and J. D. Miln, *IEEE Trans. Magn.*, Mag.-**10**, 791 (1974).
6. С. В. Иорданский, В. И. Марченко, *ЖЭТФ* **91**, 1867 (1986).
7. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *ЖЭТФ* **98**, 1345 (1990).
8. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **103**, 151 (1993).
9. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ФНТ* **20**, 142 (1994).
10. V. S. Gerasimchuk and A. L. Sukstanskii, *J. Magn. Magn. Mater.* **146**, 323 (1995).
11. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *Ferroelectrics 162, 293 (1994).*
12. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **106**, 1146 (1994).
13. Б. А. Иванов, В. П. Краснов, Е. В. Тартаковская, *Письма в ЖТФ* **13**, 341 (1987).
14. B. A. Ivanov, N. E. Kulagin, and K. A. Safaryan, *Physica* **B202**, 193 (1994).
15. J. Kaczer and R. Gemperle, *Czech. J. Phys.* **B11**, 157 (1971).
16. Р. Раджараман, *Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля*, Мир, Москва (1985).

Dynamics of small-angle domain walls in external oscillating magnetic field

K. I. Primak and A. L. Sukstansky

The dynamics of small-angle domain walls, existing in an easy-axis ferromagnet in the vicinity of the spin-reorientation phase transition in an external in-plane magnetic field, is studied. The dependence of the drift velocity on the amplitude, frequency and polarization of the oscillating field is obtained.