ДРЕЙФ МАГНИТНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.С.Герасимчук, А.Л.Сукстанский

Предсказан эффект дрейфа доменных границ в магнетиках, обладающих линейным магнитоэлектрическим взаимодействием. Рассчитаны коэффициенты нелинейной подвижности границы в двухподрешеточном антиферромагнетике во внешних осциллирующих электрическом и магнитном полях. Обсуждается возможность дрейфа полосовой доменной структуры.

В последнее время резко возрос интерес к изучению различных эффектов, связанных с магнитоэлектрическим взаимодействием. Это взаимодействие, как известно, дает возможность влиять на электрическую подсистему кристалла с помощью внешнего электрического поля. В частности, электрическое поле может приводить к вынужденному движению магнитных доменных границ. Этот эффект обсуждался в [1], где было показано, что осциллирующее электрическое поле возбуждает колебания межфазной 90° доменной границы в условиях фазового перехода типа Морина в ромбических сегнетомагнетиках. При этом амплитуда скорости доменной границы была пропорциональна амплитуде поля (эффект первого порядка).

Существует, однако, еще один весьма интересный тип движения доменных границ, а именно ее дрейф, т.е. появление постоянной составляющей скорости доменной границы, в осциллирующем внешнем поле. Теоретически явление дрейфа доменной границы во внешнем магнитном поле было предсказано в [2], а наиболее адекватная теория была предложена для ферромагнетиков в [3] и двухподрешеточных слабых ферромагнетиков (СФМ) в [4].

Целью настоящей работы является изучение дрейфа 180° магнитной доменной границы в магнетике, обладающем линейным магнитоэлектрическим взаимодействием, во внешних осциллирующих электрическом и магнитном полях. В качестве примера рассматривалась двухподрешеточная модель СФМ, аналогичная использованной в [1,4], описывающая, в частности, магнитную подсистему ромбических сегнетомагнетиков типа Ni–Cl-борацитов или редкоземельных манганитов (кристаллический класс C_{2v}).

1. Уравнения движения

Как показано в работе [5], нелинейная макроскопическая динамика двухподрешеточного СФМ может быть описана на основе плотности функции Лагранжа $\mathcal{L}$, записанного в терминах единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, $\mathbf{l}^2 = 1$

$$\mathcal{L} = M_0^2\left\{\frac{\alpha}{2c^2}\dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\alpha}{2}(\nabla \mathbf{l})^2 - w_a(\mathbf{l}) - \frac{2}{\delta}(\mathbf{l}\,\mathbf{h})^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{4}{\delta g M_0}\left(\mathbf{h}[\dot{\mathbf{l}}\,\mathbf{l}]\right) + \frac{2d}{\delta}\left(h_x \mathbf{l}_z - h_z \mathbf{l}_x\right) - w_{\mathrm{me}}(\mathbf{l})\right\}, \tag{1}$$

где точка означает производную по времени; M_0 — модуль вектора намагниченности подрешеток; δ и α — соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия; g — гидромагнитное отношение; d — константа обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского (как показано в [6], слабый ферромагнетизм имеет место в плоскости, перпендикулярной пироэлектрической оси C_2, которую будем считать ориентированной вдоль декартовой оси Y); $c = gM_0(\alpha\delta)^{1/2}/2$ — характерная скорость, совпадающая с минимальной скоростью спиновых волн; $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$; $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \cos\omega t$ — внешнее магнитное поле,

$$w_a(\mathbf{l}) = \frac{\beta_1}{2}\mathbf{l}_z^2 + \frac{\beta_2}{2}\mathbf{l}_y^2$$

— плотность энергии магнитной анизотропии; β_1, β_2 — константы анизотропии; $w_{\mathrm{me}}(\mathbf{l})$ — плотность энергии магнитоэлектрического взаимодействия. Внешнее электрическое поле $E(t)$ будем считать направленным вдоль пироэлектрической оси C_2. Поскольку E_y преобразуется по единичному представлению пироэлектрического класса C_{2v}, то $w_{\mathrm{me}}(\mathbf{l})$ можно записать в виде $w_{\mathrm{me}}(\mathbf{l}) = E(t)\tilde{w}(\mathbf{l})$, где выражение для $\tilde{w}(\mathbf{l})$ содержит те же слагаемые, что и $w_a(\mathbf{l})$, но с другими феноменологическими константами. Далее будем считать, что

$$\tilde{w} = \frac{b_1}{2}\mathbf{l}_z^2 + \frac{b_2}{2}\mathbf{l}_y^2,$$

где b_1, b_2 — константы магнитоэлектрического взаимодействия.

Динамическое торможение доменной границы, обусловленное различными диссипативными процессами, будем учитывать с помощью диссипативной функции Q

$$Q = \frac{\lambda M_0}{2g}\dot{\mathbf{l}}^2, \tag{2}$$

где λ — феноменологическая релаксационная константа.

Если $\beta_1 > \beta_2 > 0$, то в СФМ в отсутствие внешних полей равновесной является ориентация $\mathbf{l}$ вдоль оси X, а устойчивой является 180° доменная граница с разворотом вектора $\mathbf{l}$ в плоскости (XZ).

Удобно ввести угловые переменные θ и φ, параметризующие единичный вектор $\mathbf{l}$

$$\mathbf{l}_x + i\mathbf{l}_z = \cos\theta \exp(i\varphi), \qquad \mathbf{l}_y = \cos\theta. \tag{3}$$

Уравнения движения в терминах угловых переменных θ и φ имеют вид

$$\alpha\left(\Delta\theta - \frac{\alpha}{c^2}\ddot{\theta}\right) + \sin\theta\cos\theta\left[\alpha\left(\frac{1}{c^2}\dot{\varphi}^2 - (\nabla\varphi)^2\right) - (\beta_1 + b_1E)\sin^2\varphi + (\beta_2 + b_2E)\right] -$$

$$- \frac{2d}{\delta}\cos\theta\,(h_x\sin\varphi - h_z\cos\varphi) -$$

$$- \frac{4}{\delta}\left[(h_x\cos\varphi + h_z\sin\varphi)\sin\theta + h_y\cos\theta\right]\left[(h_z\sin\varphi + h_x\cos\varphi)\cos\theta - h_y\sin\theta\right] +$$

$$+ \frac{4}{\delta g M_0}\left[2\sin^2\theta\,\dot{\varphi}\,(h_x\cos\varphi + h_z\sin\varphi) - \dot{h}_z\cos\varphi + \dot{h}_x\sin\varphi + h_y\sin 2\theta\,\dot{\varphi}\right] = \frac{\lambda}{gM_0}\dot{\theta}, \tag{4}$$

$$\alpha\nabla\left(\sin^2\theta(\nabla\varphi)\right) - \frac{\alpha}{c^2}\frac{d}{dt}\left(\sin^2\theta\,\dot{\varphi}\right) - (\beta_1 + b_1E)\sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi +$$

$$+ \frac{4}{\delta}\left[(h_x\cos\varphi + h_z\sin\varphi)\sin\theta + h_y\cos\theta\right](h_z\cos\varphi - h_x\sin\varphi)\sin\theta +$$

$$+ \frac{2d}{\delta}\sin\theta(h_z\sin\varphi + h_x\cos\varphi) + \frac{4}{\delta g M_0}\left[\frac{1}{2}\sin 2\theta(\dot{h}_z\sin\varphi + \dot{h}_x\cos\varphi) -\right.$$

$$\left. - 2\sin^2\theta\,\dot{\theta}(h_x\cos\varphi + h_z\sin\varphi) - h_y\sin 2\theta\,\dot{\theta} - \dot{h}_y\sin^2\theta\right] = \frac{\lambda}{gM_0}\sin^2\theta\,\dot{\varphi}. \tag{5}$$

Покоящейся доменной границе с разворотом вектора $\mathbf{l}$ в плоскости (XZ) отвечают (в отсутствие внешних полей)

$$\theta_0 = \pi/2, \qquad \cos\varphi_0(y) = -\mathrm{th}(y/y_0), \tag{6}$$

где величина $y_0 = (\alpha/\beta_1)^{1/2}$ имеет смысл толщины доменной границы.

2. Теория возмущений. Линейное приближение

В постоянном внешнем магнитном поле определенной ориентации доменная граница движется с фиксированной скоростью, определяемой балансом магнитного давления, действующего на доменную границу, и силой динамического торможения [5]. В осциллирующем магнитном поле граница колеблется с частотой поля [7] и, как показано в [4], возможен дрейф доменной границы со скоростью, пропорциональной квадрату амплитуды поля (во втором порядке теории возмущений). Как мы убедимся ниже, аналогичное явление — дрейф доменной границы — индуцируется и переменным электрическим полем. Для вычисления соответствующих характеристик мы воспользуемся одним из вариантов теории возмущений по амплитудам внешних полей, которые будем считать достаточно слабыми (см., например, [3,4]).

Определим коллективную переменную $Y(t)$ как координату центра доменной границы в произвольный момент времени t и будем искать решения уравнений движения в виде

$$\theta(y,t) = \frac{\pi}{2} + \vartheta_1(\xi,t) + \vartheta_2(\xi,t) + \dots,$$

$$\varphi(y,t) = \varphi_0(\xi) + \Psi_1(\xi,t) + \Psi_2(\xi,t) + \dots, \tag{7}$$

где $\xi = y - Y(t)$, индексы $n = 1,2,\dots$ указывают на порядок малости величины по амплитуде поля. Функция $\varphi_0(\xi)$ описывает движение неискаженной доменной границы, и ее структура такая же, как и в статическом решении $\varphi_0(y)$ (6).

Скорость дрейфа доменной границы определяется как среднее значение мгновенной скорости $V(t) = \dot{Y}t$ по периоду осцилляций, $V = \overline{V(t)}$ (черта означает усреднение по периоду колебаний внешних полей).

Полагая $V = V_1 + V_2 + \dots$, уравнение первого приближения по амплитудам полей h и E запишем в виде

$$\left(\hat{L} + \frac{1}{\omega_0^2}\frac{d^2}{dt^2} + \frac{\omega_r}{\omega_0}\frac{d}{dt}\right)\Psi_1 = \frac{\sin\varphi_0}{\beta_1}\left(\frac{\alpha\dot{V}_1}{y_0c^2} + \frac{\lambda V_1}{gM_0y_0} + \frac{2dh_z}{\delta}\right) + $$

$$+ \frac{2d}{\beta_1\delta}h_x\cos\varphi_0 - \frac{gM_0}{\omega_0^2}\dot{h}_y - \frac{b_1}{\beta_1}E(t)\sin\varphi_0\cos\varphi_0, \tag{8}$$

$$\left(\hat{L} + \delta + \frac{1}{\omega_0^2}\frac{d^2}{dt^2} + \frac{\omega_r}{\omega_0}\frac{d}{dt}\right)\vartheta_1 = \frac{gM_0}{\omega_0^2}\left(\dot{h}_x\sin\varphi_0 - \dot{h}_z\cos\varphi_0\right), \tag{9}$$

где приняты обозначения: $\sigma = (\beta_2 - \beta_1)/\beta_1$, $\omega_0 = c/y_0$ — частота активации нижней ветви спиновых волн, $\omega_r = \lambda\delta gM_0/4$ — характерная релаксационная частота.

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

$$\hat{L} = -y_0^2\frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\xi/y_0}. \tag{10}$$

Спектр и волновые функции оператора $\hat{L}$ (10) хорошо известны. Он обладает одним дискретным уровнем с собственным значением $\lambda_0 = 0$, которому отвечает локализованная волновая функция

$$f_0(\xi) = \frac{1}{(2y_0)^{1/2}}\operatorname{ch}^{-1}\xi/y_0, \tag{11}$$

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

$$f_k(\xi) = \frac{e^{ik\xi}}{b_kL^{1/2}}\left(\operatorname{th}\frac{\xi}{y_0} - iky_0\right), \tag{12}$$

где $b_k = (1 + k^2y_0^2)^{1/2}$, L — длина кристалла.

Функции $\{f_0, f_k\}$образуют полный ортонормированный набор, и решения уравнений первого приближения (8), (9) естественно искать в виде разложения по этому набору. Для монохроматического внешнего поля частоты ω положим

$$\vartheta_1(\xi,t) = \mathrm{Re}\Big\{\Big[\sum_k c_k f_k(\xi) + c_0 f_0(\xi)\Big]e^{i\omega t}\Big\}, \tag{13}$$

$$\Psi_1(\xi,t) = \mathrm{Re}\Big\{\Big[\sum_k d_k f_k(\xi) + d_0 f_0(\xi)\Big]e^{i\omega t}\Big\}. \tag{14}$$

Здесь следует сделать существенное замечание. Уравнения первого приближения (8), (9) описывают возбуждение линейных спиновых волн на фоне доменных границ. Последнее слагаемое в разложении функции $\Psi_1(\xi,t)$ соответствует сдвиговой (голдстоуновской) моде, т.е. движению доменных границ как целого. Однако соответствующая степень свободы системы уже учтена введением коллективной координаты $Y(t)$ в определении переменной ξ. Поэтому в разложении (14) сдвиговая мода должна быть опущена, т.е. следует положить $d_0 = 0$ (детальное обсуждение этого вопроса см. в монографии [8]). Это условие приводит к требованию ортогональности правой части уравнения (8) функции f_0, что в свою очередь определяет уравнение для скорости доменной границы $V_1(t)$ в линейном по полю приближении

$$\dot{V}_1 + \frac{\lambda c^2}{\alpha g M_0}V_1 = -\frac{2dc^2 y_0}{\alpha\delta}h_z + \frac{2\pi c^2 y_0}{\alpha\delta g M_0}\dot{h}_y. \tag{15}$$

Уравнение (15) описывает колебания доменной границы во внешнем осциллирующем магнитном поле, а электрическое поле в линейном приближении движения 180° доменной границы не вызывает (в отличие от 90° межфазной доменной границы, рассмотренной в [1]) . Дрейфовое движение доменной границы в рассматриваемом линейном приближении отсутствует, так как $\overline{V_1} = 0$.

Коэффициенты c_0, c_k, d_k разложений (13), (14) находятся стандартным образом путем умножения правой части уравнений (8), (9) на f_k^* или f_0^* и интегрирования по переменной ξ.

Для монохроматического внешнего электрического поля частоты ω, $E = E_{0y}\cos\omega t$ и магнитного поля той же частоты, но все три компоненты которого имеют некоторые произвольные сдвиги фаз относительно электрического поля

$$h_1 = h_{01}\cos(\omega t + \chi_1), \tag{16}$$

из уравнений (8), (9) получим

$$\vartheta_1(\xi,t) = 2\,\mathrm{Re}\Big\{a_1(t)\sin\varphi_0(\xi) + a_2(t)\cos\varphi_0(\xi)\Big\},$$

$$\Psi_1(\xi,t) = 2\,\mathrm{Re}\Big\{a_3(t)\cos\varphi_0(\xi) + a_4(t)G(\xi) + a_5(t)B(\xi)\Big\}. \tag{17}$$

Здесь введены обозначения:

$$a_5(t) = \frac{2b_1}{\beta_1} E_{0y} e^{i\omega t},$$

$$a_1(t) = \frac{i\omega g M_0}{\omega_0^2} \frac{h_{0x} e^{i(\omega t + \chi_x)}}{(\sigma - q_1 + iq_2)},$$

$$a_2(t) = \frac{i\omega g M_0}{\omega_0^2} \frac{h_{0z} e^{i(\omega t + \chi_z)}}{(1 + \sigma - q_1 + iq_2)},$$

$$a_3(t) = \frac{2d}{\beta_1 \delta} \frac{h_{0x} e^{i(\omega t + \chi_x)}}{(1 - q_1 + iq_2)},$$

$$a_4 = -\frac{i\omega g M_0}{\omega_0^2} h_{0y} e^{i(\omega t + \chi_y)},$$

$$G(\xi) = \frac{y_0}{2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\left(\operatorname{th}(\xi/y_0)\sin k\xi - ky_0 \cos k\xi\right)}{b_k^2 (\lambda_k - q_1 + iq_2) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi k y_0}{2}\right)},$$

$$B(\xi) = \frac{y_0}{2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\left(\operatorname{th}(\xi/y_0)\cos k\xi - ky_0 \sin k\xi\right)}{b_k^2 (\lambda_k - q_1 + iq_2) \operatorname{sh}\left(\frac{\pi k y_0}{2}\right)}, \tag{18}$$

где

$$q_1 = (\omega/\omega_2)^2, \qquad q_2 = (\omega\omega_r/\omega_0^2).$$

Из соотношений (17), (18) следует, что компоненты внешнего магнитного поля h_x и h_z возбуждают объемные колебания только с $k = 0$, в то время как наличие h_y-компонент магнитного и электрического поля E_y позволяет даже в первом порядке теории возмущений возбуждать объемные спиновые волны с $k \neq 0$.

3. Второе приближение. Дрейф доменной границы

Перейдем теперь к анализу уравнений второго приближения по амплитуде внешнего магнитного поля.

Соответствующую систему уравнений второго порядка по амплитуде внешнего поля в общем виде мы не будем выписывать из-за ее чрезмерной громоздкости, а приведем лишь усредненное по периоду колебаний уравнение, которое следует из уравнения (5)

$$\hat{L}\Phi_2(\xi) = \frac{\lambda}{gM_0} \varphi_0'(\xi) \bar{V}_2 + \overline{N(\xi, t)}, \tag{19}$$

где

$$\Phi_2(\xi) = \overline{\Psi_2(\xi, t)},$$

а функция $N(\xi, t)$ определяется выражением

$$N(\xi,t) = \left(\frac{d}{c^2}\dot{V}_1 + \frac{\lambda}{gM_0}V_1\right)\Psi_1' - \frac{d}{c^2}V_1^2\varphi_0'' - 2\alpha\varphi_0'\vartheta_1\vartheta_1' + \beta_1\sin 2\varphi_0\Psi_1^2 -$$

$$-\frac{4}{\delta}\left[\left(h_z^2 - h_x^2\right)\sin\varphi_0\cos\varphi_0 + h_x h_z\cos 2\varphi_0\right] -$$

$$-\frac{4}{\delta q M_0}\left[\left(\dot{h}_x\cos\varphi_0 + \dot{h}_z\sin\varphi_0\right)\vartheta_1 + 2\left(h_x\cos\varphi_0 + h_z\sin\varphi_0\right)\dot{\vartheta}_1\right] -$$

$$-\frac{2}{\delta}\left(h_z\cos\varphi_0 - h_x\sin\varphi_0\right)\Psi_1 - b_1 E_y\Psi_1\cos 2\varphi_0. \tag{20}$$

Второе уравнение системы, которое следует из уравнения (5) и определяет функцию $\overline{\vartheta_2(\xi,t)}$ имеет аналогичную структуру, однако оно не содержит слагаемого второго порядка в разложении скорости доменной границы V_2 и поэтому нас в дальнейшем интересовать не будет.

Так же как и в уравнении первого приближения (8), 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 (19) была ортогональна $f_0(\xi)$ (11). Отсюда получаем выражение для скорости дрейфа доменной границы $V_{\rm dr} = \bar{V}_2$,

$$V_{\rm dr} = -\frac{gM_0 y_0}{2\lambda}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\xi\,\overline{N(\xi,t)}\varphi_0'(\xi). \tag{21}$$

Подставляя вычисленные в предыдущем разделе функции $\Psi_1(\xi,t)$ и $\vartheta_1(\xi,t)$ (17), (18) в (20), выполняя усреднение по периоду колебаний и интегрирование в (21), получим для скорости дрейфа $V_{\rm dr}$

$$V_{\rm dr} = \nu_{xz}(\omega)H_{0x}H_{0z} + \nu_{xy}(\omega)H_{0x}H_{0y} +$$

$$+\tilde{\nu}_{yz}(\omega;\,\chi_z)H_{0z}E_{0y} + \tilde{\nu}_{yy}(\omega;\chi_y)H_{0y}E_{0y}, \tag{22}$$

где ν_{xz}, ν_{xy} — нелинейные подвижности доменных границ в магнитном поле, полученные в [4], а коэффициенты $\tilde{\nu}_{yz}$ и $\tilde{\nu}_{yy}$, имеющие смысл нелинейных подвижностей доменных границ в комбинированных магнитном и электрическом полях, имеют вид

$$\nu_{yz}(\omega;\,\chi) = \tilde{\nu}_0\eta_1 d\frac{\left[1-\left(\omega^2/\omega_0^2\right)\right]\cos\chi - \left(\omega\omega_r/\omega_0^2\right)\sin\chi}{\left[1-\left(\omega^2/\omega_0^2\right)\right] + \left(\omega\omega_r/\omega_0^2\right)^2}, \tag{23}$$

$$\tilde{\nu}_{yy}(\omega;\,\chi) = \tilde{\nu}_0\left(\omega/gM_0\right)\frac{\left(\eta_2\omega\omega_r/\omega_0^2\right)\cos\chi + \eta_3\left[1-\left(\omega^2/\omega_0^2\right)\right]\sin\chi}{\left[1-\left(\omega^2/\omega_0^2\right)\right]^2 + \left(\omega\omega_r/\omega_0^2\right)^2}, \tag{24}$$

где $\tilde{\nu}_0 = \pi^2 g^2 y_0 b_1/16\omega_r\beta_1$, η_{1-3} — численные коэффициенты порядка единицы.

Из (22) следует, что дрейф доменных границ возможен либо в магнитном поле, в котором обязательно две компоненты отличны от нуля (h_x и h_z или h_x и h_y) (характерные свойства соответствующих нелинейных подвижностей ν_{xz} и ν_{xy} детально проанализированы в [4]), либо в скрещенных (h_z и E_y) или параллельных пироэлектрической оси магнитном и электрическом полях (h_y и E_y). Отметим, что в первом из этих случаев (скрещенные поля) дрейф доменных границ связан с наличием в магнетике обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского. Во втором случае (параллельные поля) дрейф доменных границ возможен и в «чистом» коллинеарном антиферромагнетике, т.е. при $d = 0$.

Формулы (23), (24) описывают типичную резонанс-антирезонансную зависимость нелинейных подвижностей $\tilde{\nu}_{yz}$ и $\tilde{\nu}_{yy}$ от частоты. При малых частотах ($\omega \ll \omega_0$) $\tilde{\nu}_{yy} \ll \tilde{\nu}_{yz} \sim d\tilde{\nu}_0$. Величину $d\tilde{\nu}_0$ нетрудно связать с известной экспериментально линейной подвижностью доменных границ в СФМ в постоянном магнитном поле μ_0 [5,9]

$$d\tilde{\nu}_0 = \mu_0 \frac{\pi^2}{16}\left(\frac{b_1}{\beta_1}\right), \qquad \mu_0 = \frac{g^2 y_0 d M_0}{\omega_r}. \tag{25}$$

Принимая характерное значение $\mu_0 \sim 6 \cdot 10^3\,\mathrm{cm/s{\cdot}Oe}$ и полагая $b_1/\beta_1 \sim 10^{-4}$ [10], получим $d\tilde{\nu}_0 \sim 10^{-1}$ ед. CGSE. В узкой ($\sim \omega_r$) резонансной области частот нелинейные подвижности доменных границ возрастают в $(\omega_0/\omega_r) \sim 10^2$ раз, а при бо́льших частотах убывают по степенно́му закону.

4. Дрейф доменной структуры

В предыдущих разделах обсуждался дрейф уединенных доменных границ. Обсудим теперь возможность дрейфа во внешнем переменном поле плоскопараллельной доменной структуры (ПДС), состоящей из 180° доменных границ. При этом надо иметь в виду, что соседние доменные границы в ПДС обладают противоположными топологическими зарядами, которые определяются граничными условиями к уравнениям (4), (5). Кроме того, разворот вектора $\mathbf{l}$ в различных доменных границах может происходить либо через положительное, либо через отрицательное направление оси Z. От этих двух факторов зависит направление дрейфа доменных границ в поле с фиксированной частотой ω и сдвигом фазы χ_1. Дрейф ПДС, естественно, возможен лишь в том случае, когда соседние доменные границы движутся в одном и том же направлении.

Определим топологический заряд доменных границ $R = \pm 1$ и параметр $\rho = \pm 1$, описывающий направление разворота вектора $\mathbf{l}$ в доменных границах, следующим образом:

$$\mathbf{l}_x(\pm\infty) = \mp R, \qquad \mathbf{l}_z(y=0) = \pm\rho.$$

Рассмотренной в предыдущих разделах доменной границе с распределением намагниченности (6) соответствуют $R = \rho = +1$. В общем случае вместо (6) имеем

$$\varphi_0 = \frac{1}{y_0} R \sin\varphi_0 = \frac{1}{y_0} R\rho \operatorname{ch}^{-1}\frac{y}{y_0}, \qquad \cos\varphi_0 = -R \operatorname{th}\frac{y}{y_0}. \tag{26}$$

Анализ показывает, что в общем случае скорость дрейфа доменных границ с данным значением параметров R и ρ определяется формулой, аналогичной (22)

$$V_{\mathrm{dr}} = R\rho\nu_{xz}(\omega)H_{0x}H_{0z} + R\nu_{xy}(\omega)H_{0x}H_{0y} + \\ + R\tilde{\nu}_{yz}(\omega;\, \chi_z)E_{0y}H_{0z} + R\rho\tilde{\nu}_{yy}(\omega;\, \chi_y), \tag{27}$$

где нелинейные подвижности ν_{xz} и ν_{xy} по-прежнему описываются теми же выражениями, что и в формуле (22).

Таким образом, из (27) видим, что дрейф ПДС в магнитном поле, поляризованном в плоскости (XY), и в скрещенных магнитном и электрическом полях вообще невозможен, так как топологические заряды R у соседних доменных границ различны. В магнитном поле, поляризованном в плоскости (XZ), а также в коллинеарных оси Y магнитном и электрическом полях дрейф ПДС возможен, но для этого необходимо, чтобы параметр ρ в соседних доменных границах, так же как и топологический заряд R, должен быть различен, т.е. вращение вектора $\mathbf{l}$ в соседних доменных границах должно происходить в одном и том же направлении. Аналогичный результат (возможность дрейфа ПДС в магнитном поле) имеет место как в ферромагнетике [3], так и в слабом ферромагнетике [4].

Авторы признательны И.Е.Чупис за обсуждения и ценные замечания.

Эта работа частично поддержана грантом Фонда Сороса, предоставленным Американским физическим обществом, а также Министерством образования Украины.

Список литературы

[1] Соболева Т.К., Стефановский Е.П., Сукстанский А.Л. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2725.
[2] Schlomann E., Miln I.D. // JEEE Trans. Magn. 1974. V. MAG-10. P. 117.
[3] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Денисов С.И. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 1345.
[4] Герасимчук В.С., Сукстанский А.Л. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 151.
[5] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 1509.
[6] Brunskill I.H., Schmid H. // Ferroelectrics. 1981. V. 36. P. 395.
[7] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 35.
[8] Раджараман Р. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. М.: Мир, 1985. 414 с.
[9] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. // УФН. 1985. Т. 146. С. 417.
[10] Смоленский Г.А., Чупис И.Е. // УФН. 1982. Т. 137. С. 415

Донецкий физико-технический институт АН Украины

Поступило в Редакцию 2 декабря 1993 г.