Динамика межфазных доменных границ при фазовом переходе типа Морина

© В.С. Герасимчук*, А.Л. Сукстанский

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина
* Донбасская государственная академия строительства и архитектуры,
339023 Макеевка, Украина

(Поступила в Редакцию 9 июня 1998 г.)

Теоретически изучена динамика 90-градусных межфазных доменных границ, реализующихся при спин-переориентационном фазовом переходе первого рода типа Морина. Показано, что под действием внешнего осциллирующего магнитного поля имеет место колебательное движение границ с амплитудой, линейно зависящей от амплитуды поля, а также дрейфовое движение границы со скоростью, пропорциональной квадрату амплитуды поля. Предсказана возможность дрейфа всей доменной структуры как целого.

Хорошо известно, что в ряде слабых ферромагнетиков имеет место спин-переориентационный фазовый переход из слабо ферромагнитной фазы в антиферромагнитную фазу — так называемый переход типа Морина. Классическим примером такого рода фазового перехода является переход в диспрозиевом ортоферрите ($DyFeO_3$) при понижении температуры до 40 K [1,2], при которой происходит переориентация вектора антиферромагнетизма от a-оси кристалла к b-оси.

Экспериментальные наблюдения перехода типа Морина в $DyFeO_3$ [2–4] свидетельствуют о том, что этот переход является фазовым переходом первого рода, и в области перехода возникает промежуточное состояние, представляющее собой доменную структуру, состоящую из чередующихся слабо ферромагнитных и антиферромагнитных доменов. При этом следует отметить, что когерентная доменная структура возникает лишь в том случае, когда к магнетику приложено внешнее постоянное магнитное поле (в экспериментах [4,5] это поле было ориентировано вдоль b-оси кристалла).

Теоретическому исследованию переходов типа Морина посвящено большое количество работ (см., например, [1–4]), основное внимание в которых уделено изучению промежуточного состояния, возникающего в области фазового перехода, симметрийному анализу, построению фазовых диаграмм и т. д. Значительно менее изученными являются динамические свойства межфазных доменных границ (ДГ), которые разделяют антиферромагнитные и слабо ферромагнитные домены, сосуществующие при рассматриваемом спин-переориентационном фазовом переходе.

При переходе типа Морина межфазные ДГ являются 90-градусными. Динамические свойства 90-градусных ДГ существенно отличаются от соответствующих свойств 180-градусных границ. В частности, как показано в [6], предельная скорость стационарного движения 90-градусной межфазной ДГ определяется релятивистскими взаимодействиями, в то время как предельная скорость 180-градусных ДГ в АФМ определяется только обменными взаимодействиями (см., например, [7]).

В [8] изучено равномерное движение межфазной 90-градусной ДГ, реализующейся при температурном фазовом переходе, и показано, что скорость движения межфазной ДГ определяется балансом между "силой давления", возникающей вследствие отклонения системы от положения фазового равновесия, и "силой трения", обусловленной диссипативными процессами. Динамические свойства межфазной ДГ в антиферромагнетике во внешнем магнитном поле при фазовом переходе типа спин-флопа исследованы в [9]. Стационарное и колебательное движение межфазной ДГ в ромбических сегнетоферромагнетиках под действием внешнего электрического поля рассмотрено в [10].

Экспериментально характерные особенности динамических свойств межфазных ДГ в ортоферрите диспрозия под действием импульсного магнитного поля с коротким нарастанием импульса были обнаружены в [11–13]. Эти особенности проявлются, в частности, в нелинейной зависимости скорости границы от амплитуды поля и асимметрии этой зависимости относительно направления импульсного поля.

Целью настоящей работы является теоретическое изучение динамических свойств уединенных 90-градусных межфазных ДГ в слабых ферромагнетиках типа редкоземельных ортоферритов (РЗО), возникающих при фазовом переходе типа Морина под действием переменного внешнего магнитного поля. Аналогичная задача для межфазных границ, существующих в области спин-переориентационного фазового перехода типа "спин-флоп" в антиферромагнетиках, решалась в [14]. Существенное различие между этими задачами заключается в существовании в РЗО обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского, обусловливающего наличие слабого ферромагнитного момента в одной из фаз, между которыми имеет место фазовый переход типа Морина. Как показано на примере 180-градусных доменных границ в слабых ферромагнетиках [15], учет взаимодействия Дзялошинского приводит к существенным отличиям динамических характеристик границ в слабых ферромагнетиках от соответствующих характеристик "чистых" антиферромагнетиков. Поэтому следует ожидать, что учет взаимодействия Дзялошинского окажется столь же принципиальным и для интересующих нас в настоящей работе межфазных доменных границ в РЗО.

Как известно на примере 180-градусных ДГ в различных магнитоупорядоченных кристаллах, в осциллирующем магнитном поле ДГ колеблется с частотой поля и, кроме того, имеет место дрейф ДГ, т. е. появление постоянной составляющей скорости [15–18]. Далее показано, что эти типы движения характерны и для 90-градусных межфазных ДГ, разделяющих антиферромагнитную и слабо ферромагнитную фазы при переходе типа Морина.

1. Основные уравнения

Итак, рассмотрим двухподрешеточный слабый ферромагнетик типа РЗО, к которым относятся вещества с химической формулой $MFeO_3$, где M — какой-либо редкоземельный элемент или иттрий; группа симметрии кристалла — D_{2h}^{16}. Будем исходить из стандартного выражения для энергии РЗО, записанной через векторы слабого ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ ($\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — вектора намагниченности подрешеток) [1,2]

$$W = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\delta}{2}\mathbf{M}^2 + \frac{\alpha}{2}(\nabla \mathbf{L})^2 + \mathbf{d}[\mathbf{M}, \mathbf{L}] + w_a(\mathbf{L}) - \mathbf{M}\mathbf{H} \right\}, \tag{1}$$

где α и δ — константы неоднородного и однородного обменного взаимодействия соответственно, w_a — плотность энергии магнитной анизотропии, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле. Оси декартовой системы координат (Z, Y, Z) выберем совпадающими соответственно с a-, b- и c-осями кристалла. Для РЗО характерна ромбическая магнитная симметрия типа $2_x^- 2_z^-$; при этом главной четной осью является ось Y, и $\mathbf{d} = d\mathbf{e}_y$, d — константа обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского, $\mathbf{e}_y$ — орт вдоль соответствующей оси. В используемой геометрии слабо ферромагнитной фазе соответствует ориентация векторов $\mathbf{L}$ и $\mathbf{M}$ вдоль a- и c-осей РЗО соответственно (фаза F_xG_x по терминологии, принятой в монографии [19]); в антиферромагнитной фазе вектор антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ ориентирован вдоль b-оси (фаза G_y, $\mathbf{M} = 0$).

Следует отметить, что симметрия РЗО допускает инварианты M_xL_z и M_zL_x поотдельности; поэтому более общее выражение для энергии РЗО содержит две константы, описывающие взаимодействие Дзялошинского: $d_1M_xL_z$ и $d_3M_zL_x$, $d_1 \neq d_3$. Однако различие между константами d_1 и d_3 имеет чисто релятивистское происхождение и поэтому много меньше каждой из константа d_1, d_3 ($|d_1 - d_3| \sim 10^{-2} d_{1,3}$, см. [1–3]). Именно это обстоятельство позволяет использовать при описании динамики РЗО приближение $d_1 \approx d_3 = d$ (влияние различия констант d_1 и d_3 становится весьма существенным при анализе релаксационных свойств ДГ в РЗО [20]).

Энергию магнитной анизотропии в РЗО запишем в виде

$$w_a = M_0^2 \left[\frac{1}{2}\left(\beta_1 l_z^2 + \beta_2 l_y^2\right) + \frac{1}{4}\left(\beta_1' l_z^4 + \beta_2' l_y^2 l_z^2 + \beta_3' l_y^4\right) \right], \tag{2}$$

где $\mathbf{l} = \mathbf{L}/|\mathbf{L}|$, β_1, β_2 — константы анизотропии второго, а β_1', β_2', β_3' — четвертого порядка; $M_0 = |M_{1,2}|$ — модуль векторов намагниченности подрешеток.

Статические и динамические свойства двухподрешеточных антиферромагнетиков (в том числе и слабых ферромагнетиков типа РЗО) могут быть исследованы на основе стандартной системы уравнений движения векторов намагниченности подрешеток (уравнений Ландау–Лифшица) или на эквивалентной системе уравнений для векторов $\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$. Однако, как показано в работах [21,22], соответствующая задача может быть существенно упрощена, если воспользоваться тем обстоятельством, что обменное антиферромагнитное взаимодействие между подрешетками велико ($\delta \gg 1$), и поэтому угол подгиба векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ мал. При этом имеет место неравенство $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}| \sim 2\mathbf{M}_0$, используя которое вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{M}$ удается выразить через единичный вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$

$$\mathbf{M} = \frac{2}{\delta}\left\{ \left[\mathbf{l}[\mathbf{H}\mathbf{l}]\right] + \frac{2}{g}[\dot{\mathbf{l}}\mathbf{l}] + M_0[\mathbf{d}\mathbf{l}] \right\} \tag{3}$$

(g — гиромагнитное отношение, а точка обозначает дифференцирование по времени) и записать замкнутое уравнение для вектора $\mathbf{l}$, которое является вариационным уравнением Эйлера–Лагранжа для эффективной функции Лагранжа $L(\mathbf{l})$ [22]. Для рассматриваемого РЗО плотность эффективной функции Лагранжа имеет вид

$$L = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2}\left[\frac{1}{c^2}\dot{\mathbf{l}}^2 - (\nabla \mathbf{l})^2\right] - \frac{1}{2}\left(\beta_1 l_z^2 + \tilde{\beta}_2 l_y^2\right) + \frac{1}{4}\left(\beta_1' l_z^4 + \beta_2' l_y^2 l_z^2 + \beta_3' l_y^4\right) + \frac{4}{\delta g M_0^2}\left[\mathbf{H}[\dot{\mathbf{l}}\mathbf{l}]\right] - \frac{2}{\delta M_0^2}(\mathbf{l}\mathbf{H})^2 + \frac{2d}{\delta M_0}\left(l_x H_z - l_z H_x\right) \right\}, \tag{4}$$

где $c = gM_0(\alpha\delta)^{1/2}/2$ — характерная скорость, совпадающая с минимальной фазовой скоростью спиновых волн в отсутствие магнитного поля, $\tilde{\beta}_2 = \beta_2 + d^2/\delta$. Отметим, что такое описание динамики АФМ справедливо во внешних магнитных полях, существенно меньших обменного поля $H_e = \delta M_0$.

Динамическое торможение ДГ, обусловленное различными релаксационными процессами, будем описывать с помощью диссипативной функции Q

$$Q = \frac{\lambda M_0}{2g}\,\dot{\mathbf{l}}^2, \tag{5}$$

где λ — релаксационная константа.

В терминах двух независимых угловых переменных, параметризующих единичный вектор $\mathbf{l}$

$$l_x + il_y = \sin\theta\exp(i\varphi), \qquad l_z = \cos\theta, \tag{6}$$

уравнения движения с учетом диссипативных слагаемых имеют вид

$$\alpha\left(\Delta\theta - \frac{l}{c^2}\ddot{\theta}\right) + \sin\theta\cos\theta\left[\alpha\left(\frac{l}{c^2}\dot{\varphi}^2 - (\nabla\varphi)^2\right)\right.$$
$$+ \beta_1 - \tilde{\beta}_2\sin^2\varphi + \beta_1'\cos^2\theta - \beta_3'\sin^2\theta\sin^4\varphi$$
$$\left. - \frac{\beta_2'}{2}\cos 2\theta\sin^2\varphi\right] - \frac{2d}{\delta M_0}\big(H_z\cos\theta\cos\varphi + H_x\sin\theta\big)$$
$$- \frac{4}{\delta M_0^2}\big(H_z\cos\theta + H_y\sin\theta\sin\varphi + H_x\sin\theta\cos\varphi\big)$$
$$\times\big(H_y\cos\theta\sin\varphi - H_z\sin\theta + H_x\cos\theta\cos\varphi\big)$$
$$+ \frac{4}{\delta g M_0^2}\Big[\dot{H}_y\cos\varphi - \dot{H}_x\sin\varphi - 2\dot{\varphi}\sin^2\theta\big(H_y\sin\varphi$$
$$+ H_x\cos\varphi\big) - H_z\dot{\varphi}\sin 2\theta\Big] = \frac{\lambda}{gM_0}\,\dot{\theta}, \tag{7}$$

$$\alpha\nabla\big(\sin^2\theta(\nabla\varphi)\big) - \frac{\alpha}{c^2}(\sin^2\theta\dot{\varphi}) - \sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi$$
$$\times\left(\tilde{\beta}_2 + \frac{\beta_2'}{2}\cos^2\theta + \beta_3'\sin^2\theta\sin^2\varphi\right)$$
$$+ \frac{4}{\delta g M_0^2}\Big[-\frac{1}{2}\sin 2\theta\,(\dot{H}_y\sin\varphi + \dot{H}_x\cos\varphi)$$
$$+ \dot{H}_z\sin^2\theta + 2\dot{\theta}\sin^2\theta\big(H_y\sin\varphi + H_x\cos\varphi\big)$$
$$+ H_z\dot{\theta}\sin 2\theta\Big] - \frac{4\sin\theta}{\delta M_0^2}\big(H_z\cos\theta + H_y\sin\theta\sin\varphi$$
$$+ H_x\sin\theta\cos\varphi\big)\big(H_y\cos\varphi - H_x\sin\varphi\big)$$
$$+ \frac{2d}{\delta M_0}H_z\sin\theta\cos\theta = \frac{\lambda}{gM_0}\dot{\varphi}\sin^2\theta. \tag{8}$$

Если $\beta_1 > 0$, $\tilde{\beta}_2 > 0$, то в отсутствие внешнего магнитного поля реализуется слабо ферромагнитная фаза F_xG_z, в которой вектор анитферромагнетизма $\mathbf{l}$ в основном состоянии коллинеарен легкой оси X, а вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{M}$ — оси Z. При понижении температуры эффективная константа анизотропии $\tilde{\beta}_2$ меняет знак; при $\tilde{\beta}_2 < 0$ легкой осью становится ось Y, к которой и переориентируется вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$. При этом, как легко видеть из соотношения (3), вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{M}$ в основном состоянии равен нулю — реализуется антиферромагнитная фаза G_y.

Как уже отмечалось, при таком спонтанном спин-переориентационном переходе когерентная доменная структура не образуется, что связано с кинетикой рассматриваемого перехода [3,4]. Дело в том, что в исходной слабо ферромагнитной ("высокотемпературной") фазе своеобразными зародышами антиферромагнитной фазы являются 180-градусные доменные границы между доменами с противоположной ориентацией векторов антиферромагнетизма (параллельно и антипараллельно оси X), в которых вектор $\mathbf{l}$ разворачивается в плоскости XY (в центре таких границ вектор $\mathbf{l}$ ориентирован вдоль оси Y). При приближении к точке фазового перехода толщина границ увеличивается, что в итоге приводит к фактическому распаду исходной 180-градусной границы на две 90-градусные межфазные границы, разделяющие домены с ориентацией вектора $\mathbf{l}$ вдоль осей X и Y. В результате такого процесса и могла бы образоваться когерентная доменная структура (промежуточное состояние). Однако размагничивающие поля препятствуют расширению 180-градусной границы: ее распад на две 90-градусные возможен лишь в том случае, если энергия двух 90-градусных границ оказывается меньше, чем энергия 180-градусной границы. Поэтому переход в антиферромагнитную фазу происходит некогерентным образом и промежуточное состояние не возникает. Если же к магнетику приложено слабое внешнее постоянное магнитное поле, ориентированное вдоль оси Y, то оно стимулирует распад 180-градусной границы на две 90-градусные с образованием когерентной доменной структуры [3,4]. В связи с этим мы также будем считать, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_e + \tilde{\mathbf{H}}(t)$, где $\mathbf{H}_c = H_c\mathbf{e}_y$ — постоянное внешнее поле, $\tilde{\mathbf{H}}(t)$ — внешнее осциллирующее магнитное поле, имеющее все три отличные от нуля компоненты; кроме того, будем считать, что различные компоненты осциллирующего поля имеют между собой, в общем случае, произвольные сдвиги фаз

$$\tilde{H}_z = \tilde{H}_{0z}\cos\omega t, \qquad \tilde{H}_x = \tilde{H}_{0x}\cos(\omega t + \chi),$$
$$\tilde{H}_y = \tilde{H}_{0y}\cos(\omega t + \chi_1) \tag{9}$$

(как показано далее, скорость дрейфа границы существенно зависит от величины χ, χ_1).

Как следует из уравнений движения (7), (8), при $\tilde{\mathbf{H}}(t) = 0$ доменной границе, в которой вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ разворачивается в плоскости (XY), отвечает $\theta = \theta_0 = \pi/2$, а угловая переменная $\varphi = \varphi_0(y)$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha\varphi_0'' - \left(\tilde{\beta}_2(T) + \frac{4H_c^2}{\delta M_0^2}\right)\sin\varphi_0\cos\varphi_0$$
$$- \beta_3'\sin^3\varphi_0\cos\varphi_0 = 0 \tag{10}$$

(предполагаем, что распределение намагниченности в ДГ неоднородно вдоль оси Y; штрих обозначает дифференцирование по этой координате).

Как известно (см., например, [1–3]), если константа анизотропии четвертого порядка $\beta_3' < 0$, то фазовый переход типа Морина является фазовым переходом первого рода, температура которого $T = T_M$ определяется уравнением

$$\beta'(T_M) \equiv \tilde{\beta}_2(T_M) + \frac{4H_c^2}{\delta M_0^2} = \frac{|\beta_3'|}{2} \tag{11}$$

(внешнее постоянное поле H_c несколько сдвигает температуру перехода[1]). В точке фазового перехода (т. е. при $\beta' = |\beta_3'|/2$), в которой сосуществуют слабо ферромагнитная и антиферромагнитная фазы, решение уравнения (10), описывающее 90-градусную межфазную доменную границу и удовлетворяющее граничным условиям

$$\varphi_0(-\infty) = 0, \quad \varphi_0(+\infty) = \pi/2, \quad \varphi_0'(\pm\infty) = 0, \tag{12}$$

описывается соотношениями

$$\varphi_0' = \frac{1}{2y_0}\sin 2\varphi_0 = \frac{1}{2y_0}\operatorname{sech}\left(\frac{y}{y_0}\right),$$

$$\cos 2\varphi_0 = -\operatorname{th}\left(\frac{y}{y_0}\right), \tag{13}$$

где $y_0 = (\alpha/\beta')^{1/2}$ — эффективная толщина 90-градусной границы. Отметим, что эффективная толщина межфазной границы существенно больше толщины обычных 180-градусных границ в силу малости констант анизотропии четвертого порядка по сравнению с константами анизотропии второго порядка.

Как следует из (3) и (13), распределение вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в межфазной границе при $\tilde{\mathbf{H}}(t) = 0$ имеет вид

$$M_x = -\frac{H_c}{\delta}\sin 2\varphi_0 = -\frac{H_c}{\delta}\operatorname{sech}\left(\frac{y}{y_0}\right),$$

$$M_y = \frac{2H_c}{\delta}\cos^2\varphi_0 = \frac{H_c}{\delta}\left[1 - \operatorname{th}\left(\frac{y}{y_0}\right)\right],$$

$$M_z = -\frac{2dM_0}{\delta}\cos\varphi_0$$

$$= -\frac{2dM_0}{\delta}\left[1 + \exp\left(\frac{2y}{y_0}\right)\right]^{-1/2}. \tag{14}$$

Таким образом, при $H_c = 0$ вектор $\mathbf{M}$ в межфазной границе параллелен оси Z и изменяется только по величине — от величины $(2dM_0/\delta)$ (по модулю) в слабо ферромагнитной фазе (при $y \to -\infty$) до 0 в антиферромагнитной фазе (при $y \to +\infty$). Если же внешнее магнитное поле H_c не равно нулю, то в межфазной границе все три компоненты вектора $\mathbf{M}$ отличны от нуля.

Если к уже существующей межфазной доменной границе приложить дополнительное внешнее магнитное поле вдоль оси Z, то оно нарушит равенство энергий двух фаз и граница начнет двигаться в сторону энергетически более выгодной фазы. При этом предельная скорость движения определяется максимально допустимой величиной дополнительного поля (существование этого ограничения связано с тем, что суммарное поле должно оставаться в области лабильности фаз, разделяемых межфазной границей). Если дополнительное поле переменно, то движение межфазной границы будет нестационарным, в частности, в случае осциллирующего поля граница будет колебаться с частотой поля, причем амплитуда колебаний прямо пропорциональна амплитуде переменного поля (эффект первого порядка). Кроме того (см. далее), граница будет дрейфовать с некоторой определенной скоростью, пропорциональной квадрату амплитуды переменного поля (эффект второго порядка).

[1] Отметим, что наличие осциллирующего магнитного поля также приводит к сдвигу температуры фазового перехода [23], однако в настоящей работе этот эффект нас интересовать не будет.

2. Первый порядок теории возмущений: колебания межфазной доменной границы

Считая осциллирующее поле достаточно слабым и следуя общей схеме анализа динамики доменных границ в переменном поле, базирующейся на одной из версий теории возмущений для солитонов [14–18], введем коллективную переменную $Y(t)$, имеющую смысл координаты доменной границы в момент времени t, и будем искать решение уравнений движения (7)–(8) в виде

$$\theta = \frac{\pi}{2} + \vartheta(\xi, t), \qquad \vartheta = \vartheta_0(\xi) + \psi(\xi, t), \tag{15}$$

где $\xi = y - Y(t)$. Функция $\varphi_0(\xi)$ описывает движение неискаженной границы (структура функции $\varphi_0(\xi)$ такая же, как и функции $\varphi_0(y)$ в статическом решении (13)), а функции $\psi(\xi)$ и $\vartheta(\xi)$ отвечают искажению формы границы. Скорость дрейфа ДГ определяется как среднее значение мгновенной скорости ДГ $V(t) = \dot{Y}(t)$ по периоду осцилляций, $V_{dr} = \overline{V(t)}$, где черта означает усреднение по периоду колебаний внешнего поля.

Функции $\psi(\xi)$ и $\vartheta(\xi)$, описывающие искажение формы ДГ, а также скорость границы $V(t)$ будем искать в виде рядов по степеням амплитуды поля, учитывая, что нас интересует только вынужденное движение ДГ

$$\vartheta(\xi, t) = \vartheta_1(\xi, t) + \vartheta_2(\xi, t) + \ldots,$$

$$\psi(\xi, t) = \psi_1(\xi, t) + \psi_2(\xi, t) + \ldots,$$

$$V = V_1 + V_2 + \ldots, \tag{16}$$

где индексы $n = 1, 2, \ldots$ обозначают порядок малости величины по отношению к амплитуде поля, ψ_n, ϑ_n, $V_n \sim h^n$.

Подставим разложения (16) в уравнения (7)–(8) и выделим члены различного порядка малости. Очевидно, что в нулевом приближении мы получим уравнение (10), описывающее покоящуюся межфазную доменную границу.

Уравнения первого приближения по внешнему переменному полю можно записать в виде

$$(\hat{L}+\hat{T})\psi_1 - 2\frac{h_c g M_0}{\tilde{\omega}_0^2}\dot{\vartheta}_1 \sin\vartheta_0 = \frac{d}{2}\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2 h_z \sin\vartheta_0$$

$$+\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2}\right)\dot{h}_z + \frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0\tilde{\omega}_0^2}\left(\dot{V}_1+\omega_r V_1\right)$$

$$-\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2 h_c\Big[h_x\cos 2\varphi_0 + h_y \sin 2\varphi_0\Big], \qquad (17)$$

$$(\hat{L}'+\hat{T}+\sigma)\vartheta_1 + 2\frac{h_c g M_0}{\tilde{\omega}_0^2}\dot{\psi}_1\sin\varphi_0 = -\frac{d(gM_0)^2}{2\tilde{\omega}_0^2}h_x$$

$$+\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2 h_c h_z \sin\varphi_0 + \frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2}\Big[\dot{h}_y\cos\varphi_0$$

$$-\dot{h}_x\sin\varphi_0 + \frac{V_1}{y_0}h_c\sin\varphi_0\sin 2\varphi_0\Big]. \qquad (18)$$

Здесь введены обозначения: $\mathbf{h}(t){=}\tilde{\mathbf{H}}(t)/M_0$, $h_c{=}H_c/M_0$, $\sigma=(1-k^{-1})\omega_0^2/\tilde{\omega}_0^2$, $k=\beta_1/\beta'$,

$$\hat{T}=\frac{1}{\tilde{\omega}_0^2}\frac{d^2}{dt^2}+\frac{\omega_r}{\tilde{\omega}_0^2}\frac{d}{dt}, \qquad (19)$$

где $\omega_0{=}gM_0(\beta_1\delta)^{1/2}/2$ и $\tilde{\omega}_0{=}c/y_0{=}\omega_0(\beta'/\beta_1)^{1/2}{\ll}\omega_0$ — частоты активации объемной ветви спиновых волн в магнетике вдали от температуры фазового перехода T_M и при $T=T_M$ соответственно; $\omega_r=\lambda\delta gM_0/4$ — характерная релаксационная частота.

Оператор $\hat{L}$ в уравнении (17) имеет вид оператора Шредингера с безотражательным потенциалом

$$\hat{L}=-y_0^2\frac{d^2}{d\xi^2}+1-\frac{2}{\mathrm{ch}^2(\xi/y_0)}. \qquad (20)$$

Спектр и волновые функции оператора $\hat{L}$ (20) хорошо известны. Он обладает одним дискретным уровнем $\lambda_0=0$, соответствующем локализованной волновой функции

$$f_0(\xi)=\frac{1}{(2y_0)^{1/2}\,\mathrm{ch}(\xi/y_0)}, \qquad (21)$$

а также непрерывным спектром $\lambda_k=1{+}(ky_0)^2$, которому отвечают собственные функции

$$f_k(\xi)=\frac{1}{b_k L^{1/2}}\Big(\mathrm{th}(\xi/y_0)-iky_0\Big)e^{ik\xi}, \qquad (22)$$

где $b_k=[1+(ky_0)^2]^{1/2}$, L — длина кристалла.

Оператор $\hat{L}'$ в уравнении (18) имеет вид

$$\hat{L}'=\hat{L}+\frac{5}{4\,\mathrm{ch}^2(\xi/y_0)}+\left(1+\frac{\beta_2'}{|\beta_3'|}\right)\frac{\exp(\xi/y_0)}{2\,\mathrm{ch}(\xi/y_0)}. \qquad (23)$$

В отличие от оператора $\hat{L}$, оператор $\hat{L}'$ (23) свойством безотражательности не обладает, его спектр и собственные функции неизвестны, что существенно усложняет анализ динамики 90-градусной ДГ по сравнению с аналогичной задачей для 180-градусных границ (для рассмотренных в [15–18] моделей магнетиков в уравнениях первого приближения, аналогичных уравнениям (17)–(18), фигурирует только безотражательный оператор $\hat{L}$). Поэтому при решении уравнений первого приближения мы воспользуемся тем обстоятельством, что в [5,11–13] использовались частоты переменного внешнего магнитного поля $\omega\sim 10^6{-}10^7\,\mathrm{s}^{-1}$, что значительно меньше, чем характерные частоты ω_0 и $\tilde{\omega}_0$ (для типичных РЗО $\omega_0\sim 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\tilde{\omega}_0\sim 10^9-10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$). При этом, как нетрудно видеть, фигурирующий в уравнении (18) параметр $\sigma\sim(\omega_0/\tilde{\omega}_0)^2\gg 1$, и поэтому в этом уравнении можно пренебречь слагаемым $(\hat{L}'+\hat{T})\vartheta_1$ по сравнению с $\sigma\vartheta_1$ и выразить функцию $\vartheta_1(\xi,t)$ через функцию $\psi_1(\xi,t)$

$$\vartheta_1=-2\frac{h_c gM_0}{\omega_0^2}\dot{\psi}_1\sin\varphi_0-\frac{d(gM_0)^2}{2\omega_0^2}h_x$$

$$+4\left(\frac{gM_0}{\omega_0}\right)^2 h_c h_z\sin\varphi_0+\frac{gM_0}{\omega_0^2}\Big[\dot{h}_y\cos\varphi_0$$

$$-\dot{h}_x\sin\varphi_0+\frac{V_1}{y_0}h_c\sin\varphi_0\sin 2\varphi_0\Big]. \qquad (24)$$

Подставляя выражение для ϑ_1 в уравнение (17) и пренебрегая малыми по параметру $\omega/\tilde{\omega}_0\gg 1$ слагаемыми, получим уравнение для функции $\psi_1(\xi,t)$ в виде

$$(\hat{L}+\hat{T})\psi_1=\frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0\tilde{\omega}_0^2}\left(\dot{V}_1+\omega_r V_1\right)$$

$$-\frac{2(gM_0)^3}{(\omega_0\tilde{\omega}_0)^2}h_c\sin\varphi_0\left[\frac{d}{2}\dot{h}_x-4h_c\dot{h}_z\sin\varphi_0\right]$$

$$+\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2\Big[\frac{d}{2}h_z\sin\varphi_0-h_c\big(h_x\cos 2\varphi_0$$

$$+h_y\sin 2\varphi_0\big)\Big]+\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2}\dot{h}_z. \qquad (25)$$

Решение уравнения (24) будем искать в виде разложения по собственным функциям оператора $\hat{L}$ (20), которые образуют полный ортонормированный набор. Для монохроматического поля частоты ω положим

$$\psi_1(\xi,t)=\mathrm{Re}\left\{\left[\sum_k d_k f_k(\xi)+d_0 f_0(\xi)\right]e^{i\omega t}\right\}. \qquad (26)$$

Коэффициенты разложения d_k и d_0 в разложении (26) находятся стандартным образом путем умножения правой части уравнения (25) на $f_k^*(\xi)$ или $f_0^*(\xi)$ соответственно и интегрирования по переменной ξ.

Уравнения первого приближения (17)–(18) описывают возбуждение линейных спиновых волн на фоне доменной границы. При этом последнее слагаемое в разложении (26) отвечает сдвиговой (голдстоуновской) моде, которая описывает движение доменной границы как целого. Однако соответствующая степень свободны уже учтена с помощью коллективной координаты $Y(t)$ в определении переменной ξ, поэтому голдстоуновскую моду в разложении (26) следует опустить, т. е. мы должны потребовать, чтобы соответствующий коэффициент $d_0 = 0$ (см. обсуждение этого вопроса в [24]). Условие отсутствия голдстоуновской моды в разложении (26) равносильно требованию ортогональности правой части уравнения (25) функции $f_0(\xi)$, что и определяет уравнение для скорости межфазной доменной границы $V_1(t)$ в линейном по полю приближении

$$\dot V_1 + \omega_r V_1 = y_0 g M_0 \left[2h_c \left(\frac{gM_0}{\omega_0} \right)^2 \left(d\dot h_x - 2\pi h_c \dot h_z \right) + gM_0 \left(2h_c h_y - dh_z \right) - \pi \dot h_z \right]. \qquad (27)$$

Уравнение (27) элементарно интегрируется, и для монохроматического поля частоты ω имеем

$$V_1(t) = \frac{y_0 g M_0}{\omega^2 + \omega_r^2} \left\{ gM_0 (2h_c h_{0y} - dh_{0z})(\omega \sin\omega t + \omega_r \cos\omega t) + \omega(\omega\cos\omega t - \omega_r \sin\omega t) \left[\left(\frac{gM_0}{\omega_0} \right)^2 2h_c (dh_{0x} - 2\pi h_c h_{0z}) - \pi h_{0z} \right] \right\}. \qquad (28)$$

Выражение (28) описывает колебания межфазной доменной границы в осциллирующем внешнем поле и, как легко видеть, не приводит к дрейфу границы, $\overline{V_1(t)} = 0$.

Отметим, что при $\omega = 0$, т. е. в случае статического поля, выражение (28) описывает движение межфазной доменной границы с постоянной скоростью [8]. Аналогичные соотношения для скорости движения межфазных доменных границ, реализующихся при фазовом переходе типа Морина в ромбических сегнетомагнетиках под действием внешнего электрического поля были получены в [10].

Определяя коэффициенты d_k в разложении (26), получаем решение уравнения первого приближения (в приближении $\omega \gg \omega_0$)

$$\psi_1(\xi, t) = \mathrm{Re}\left\{ a_x(t) \cos 2\varphi_0(\xi) + a_z(t) U(\xi) \right\},$$

$$\vartheta_1(\xi, t) = \left(\frac{gM_0}{\omega_0} \right)^2 \mathrm{Re}\Big[b_x(t) \sin\varphi_0(\xi) \cos 2\varphi_0(\xi) + b_z(t) \sin\varphi_0(\xi) + c_x(t) + \left(c_z(t) + b_y(t) \right) \times \sin^2\varphi_0(\xi) \cos\varphi_0(\xi) + c_y(t) \cos\varphi_0(\xi) \Big], \qquad (29)$$

где введены обозначения

$$a_x(t) = -h_c h_{0x} e^{i\omega t}, \quad a_z(t) = \left(\frac{gM_0}{\tilde\omega_0} \right)^2 \frac{d}{4\pi} h_{0z} e^{i\omega t},$$

$$b_x(t) = 2i \left(\frac{\omega}{gM_0} \right) h_c^2 h_{0x} e^{i\omega t}, \quad b_y(t) = 4 \left(\frac{gM_0}{\omega_r} \right) h_c^2 h_{0y} e^{i\omega t},$$

$$b_z(t) = 4h_c h_{0z} e^{i\omega t}, \quad c_x(t) = -\frac{d}{2} h_{0x} e^{i\omega t},$$

$$c_y(t) = i \left(\frac{\omega}{gM_0} \right) h_{0y} e^{i\omega t}, \quad c_z(t) = -2 \left(\frac{gM_0}{\omega_r} \right) dh_c h_{0z} e^{i\omega t},$$

$$U(\xi) = L f_k(\xi) \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dk\, d\tilde\xi\, \frac{f_k^*(\tilde\xi) \sin\varphi_0(\tilde\xi)}{\lambda_k}.$$

Таким образом, в линейном по амплитуде переменному внешнего поля приближении межфазная доменная граница колеблется с частотой поля (28), а также имеет место искажение формы границы, описываемое формулами (29).

3. Второй порядок теории возмущений: дрейф межфазной границы

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

Соответствующую систему уравнений второго приближения в общем виде выписывать не будем, а приведем лишь уравнение, которое следует из уравнения (4),

$$\hat L \psi_2 = \frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0 \tilde\omega_0^2} \left(\dot V_2 + \omega_r V_2 \right) + N(\xi, t), \qquad (30)$$

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

$$\begin{aligned} N(\xi, t) = {} & \frac{1}{\tilde\omega_0^2} \left(\dot V_1 + \omega_r V_1 \right) \psi_1' + \sin 2\varphi_0 \left(5\cos^2\varphi_0 - 1 \right) \psi_1^2 \\ & - \frac14 \left(\frac{V_1}{c} \right)^2 \sin 4\varphi_0 - y_0 \sin 2\varphi_0 \vartheta_1 \vartheta_1' \\ & - \vartheta_1^2 \left(\sin^2\varphi_0 + \frac{\beta_2'}{2\beta_3'} \right) \sin 2\varphi_0 - \left(\frac{gM_0}{\tilde\omega_0^2} \right) \\ & \times \Big[\left(\dot h_x \cos\varphi_0 + \dot h_y \sin\varphi_0 \right) \vartheta_1 + 2\left(h_x \cos\varphi_0 + h_y \sin\varphi_0 \right) \dot\vartheta_1 + 2h_c \left(\psi_1 \dot\vartheta_1 \cos\varphi_0 - V_1 \vartheta_1' \sin\varphi_0 \right) \Big] \\ & - \left(\frac{gM_0}{\tilde\omega_0} \right)^2 \Big[h_x h_y \cos 2\varphi_0 + \frac12 \left(h_y^2 - h_x^2 \right) \sin 2\varphi_0 \\ & - 2h_c \Big(h_x \psi_1 \sin 2\varphi_0 + h_y \psi_1 \cos 2\varphi_0 - \frac12 h_z \vartheta_1 \cos\varphi_0 \Big) \Big] + \frac12 \left(\frac{gM_0}{\tilde\omega_0} \right)^2 \\ & \times dh_z \psi_1 \cos\varphi_0. \end{aligned} \qquad (31)$$

Уравнение второго приближения для функции $\vartheta_2(\xi, t)$ имеет аналогичную структуру, однако не содержит слагаемого второго порядка в разложении скорости ДГ (V_2), и поэтому нас в дальнейшем интересовать не будет.

Решение уравнения (31) также будем искать в виде разложения по полному ортонормированному набору собственных функций $\{f_0(\xi), f_k(\xi)\}$ оператора $\hat{L}$

$$\psi_2(\xi,t) = \mathrm{Re}\left\{\left[\sum_k d_k^{(2)} f_k(\xi) + d_0^{(2)} f_0(\xi)\right] e^{i\omega t}\right\}. \quad (32)$$

При этом, так же как и в уравнении первого приближения, мы должны потребовать, чтобы в разложении фукнции $\psi_2(\xi,t)$ отсутствовала сдвиговая мода, т. е. необходимо, чтобы правая часть уравнения (31) была ортогональна функции $f_0(\xi)$ и коэффициент $d_0^{(2)} = 0$. Это требование приводит к уравнению, определяющему слагаемое второго порядка в разложении скорости границы V_2

$$\dot{V}_2 + \omega_r V_2 = -\tilde{\omega}_0^2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, N(\xi,t) \sin 2\varphi_0. \quad (33)$$

Подставляя вычисленные в предыдущем разделе функции $\psi_1(\xi,t)$ и $\vartheta_1(\xi,t)$ в (31) и проводя усреднение по периоду колебаний и интегрирование в (33), после простых, но довольно громоздких вычислений получим для скорости дрейфа $V_{dr} = \overline{V_2(t)}$ следующее выражение:

$$V_{dr} = \sum_{ij} \nu_{ij}(\omega;\chi,\chi_1)\, \tilde{H}_{0i}\tilde{H}_{0j}. \quad (34)$$

Коэффициенты ν_{ij} — некоторые функции частоты поля и сдвигов фаз, имеющие смысл нелинейных подвижностей межфазной границы

$$\nu_{xx} = -\nu_0\left[1 + h_c^2\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2\right],$$

$$\nu_{yy} = \nu_0\left[1 + \frac{32}{15}h_c^4\left(\frac{gM_0}{\omega_0}\right)^2\left(\frac{gM_0}{\omega_r}\right)^2\left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2\right],$$

$$\nu_{zz} = \nu_0\Bigg[-\frac{d^2}{32}\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2\eta + 4h_c^2\left(\frac{gM_0}{\omega_0}\right)^2 \times\left(-1 + \frac{\pi}{16}d\left(\frac{gM_0}{\omega_r}\right)\right)\Bigg],$$

$$\nu_{xy} = -2\pi\nu_0 h_c^2\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2\cos\chi,$$

$$\nu_{yz} = \nu_0\left(\frac{gM_0}{\omega_0}\right)^2 h_c\Bigg[\frac{2\eta_1}{\pi}dh_c^2\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)\sin(\chi-\chi_1) + \left(\frac{5}{16}d\left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2 - \frac{\pi}{2}h_c^2\left(\frac{gM_0}{\omega_r}\right) - \frac{32}{15}dh_c^2\left(\frac{gM_0}{\omega_r}\right)^2 \times\left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2 + \frac{13}{2}\pi h_c^2\left(\frac{gM_0}{\omega_r}\right)\left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2\right)\cos(\chi-\chi_1)\Bigg],$$

$$\nu_{xz} = \nu_0\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2 h_c\Bigg[d\left(\eta_2 + \left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2\right)\cos\chi_1 - \frac{\pi^2}{2}\left(\frac{\omega}{gM_0}\right)\left(1 + 4h_c^2\left(\frac{gM_0}{\omega_0}\right)^2\right)\sin\chi_1\Bigg], \quad (35)$$

где $\nu_0 = y_0 g^2/2\omega_r$, а η, η_1, η_2 — численные коэффициенты порядка 1.

Следует отметить, что, в отличие от изученных в [15] 180-градусных доменных границ в слабых ферромагнетиках, дрейф межфазных 90-градусных доменных границ оказывается возможным и при наличии только одной компоненты внешнего осциллирующего магнитного поля (в случае 180-градусных границ отличны от нуля только недиагональные компоненты тензора нелинейных подвижностей). Аналогичный результат имеет место и для 90-градусных межфазных границ при спин-флоп-переходе [14].

В типичных РЗО намагниченность подрешеток $M_0 \sim 10^2$ Oe, поэтому при величинах внешнего постоянного поля порядка $H_c \sim 10$ Oe можно пренебречь всеми слагаемыми в тензоре нелинейных подвижностей, пропорциональными h_c. При этом все недиагональные коэффициенты ν_{ij}, $i \neq j$ обращаются в нуль, и остаются отличными от нуля только нелинейные подвижности

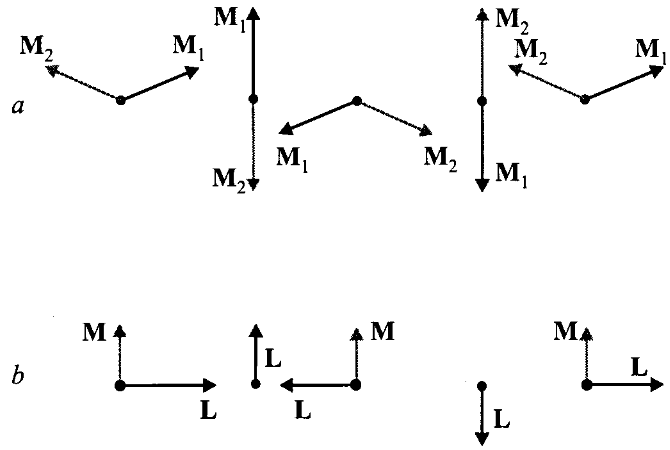
$$\nu_{xx} = -\nu_0, \quad \nu_{yy} = \nu_0, \quad \nu_{zz} = -\nu_0\frac{d^2\eta}{32}\left(\frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0}\right)^2, \quad (36)$$

которые в рассматриваемом интервале частот $\omega \ll \tilde{\omega}_0$ оказываются практически не зависящими от частоты внешнего осциллирующего поля.

Для численной оценки полученных компонент тензора НП воспользуемся следующими типичными значениями параметров: $y_0 \sim 10^{-5}$ cm, $g \sim 10^7\,(\mathrm{s}\cdot\mathrm{Oe})^{-1}$, $\omega_r \sim 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$ (характерное значение релаксационной частоты в РЗО достаточно велико, так как входящая в нее релаксационная константа λ обменно усилена). При этом величина ν_0 оказывается порядка $10^{-1}\,\mathrm{cm}/(\mathrm{s}\cdot\mathrm{Oe}^2)$. Учитывая также, что в типичных РЗО $d \sim 10^2$, $\tilde{\omega}_0 \sim 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$, найдем, что коэффициент нелинейной подвижности ν_{zz}, пропорциональный квадрату константы взаимодействия Дзялошинского, оказывается значительно больше, чем коэффициенты ν_{xx} и ν_{yy}: $\nu_{xx} \sim \nu_{yy} \sim 10^{-1}\,\mathrm{cm}/(\mathrm{s}\cdot\mathrm{Oe}^2)$, $\nu_{zz} \sim 1-10\,\mathrm{cm}/(\mathrm{s}\cdot\mathrm{Oe}^2)$. Следовательно, при амплитуде внешнего поля порядка 1 Oe скорость дрейфа межфазной доменной границы может достигать 0.1 cm/s при ориентации переменного поля в плоскости (XY), и 1–10 cm/s при наличии Z-компоненты осциллирующего поля.

Как уже отмечалось, недиагональные компоненты тензора нелинейных подвижностей отличны от нуля только при наличии внешнего постоянного поля вдоль оси Y. Полагая $H_c \sim 10$ Oe ($h_c \sim 0.1$), получаем, что, например, коэффициент ν_{xy} оказывается порядка $10^{-2}\,\mathrm{cm}/(\mathrm{s}\cdot\mathrm{Oe}^2)$, что значительно меньше диагональных коэффициентов.

Отметим также существенную зависимость некоторых компонент тензора нелинейных подвижностей от сдвига фаз (χ и χ_1) между соответствующими компонентами внешнего поля.



Относительная ориентация векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ (a) и векторов слабого ферромагнетизма $\mathbf{M}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ (b) в доменах, соответствующая доменной структуре, которая может дрейфовать как единое целое.

4. Дрейф двухфазной доменной структуры

Как уже отмечалось выше, экспериментально наблюдаемый фазовый переход типа Морина [3,4] при наличии слабого внешнего постоянного магнитного поля, ориентированного вдоль оси Y, сопровождается образованием когерентной двухфазной доменной структуры (промежуточного состояния). Поэтому естественно возникает вопрос о возможности дрейфа всей доменной структуры как целого (аналогичная задача о дрейфе промежуточного состояния, возникающего при спин-флоп переходе в одноосных антиферромагнетиках, рассмотрена в [14]).

Так же как и промежуточное состояние при спин-флоп фазовом переходе, когерентная доменная структура, реализующаяся при переходе типа Морина, состоит из чередующихся доменов слабо ферромагнитной фазы, в которых вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ ориентируется параллельно или антипараллельно оси X (а вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{m}$ — соответственно параллельно или антипараллельно оси Z), и доменов антиферромагнитной фазы, в которых вектор $\mathbf{l}$ параллелен или антипараллелен оси Y (а $\mathbf{m} = 0$).

Нетрудно видеть, что в такой двухфазной структуре возможны восемь типов 90-градусных межфазных доменных границ, разделяющих домены с различной ориентацией вектора $\mathbf{l}$ и, кроме того, отличающихся направлением вращения вектора при переходе из левого домена в правый. Совершенно естественно, что доменная структура в промежуточном состоянии будет дрейфовать как единое целое лишь в том случае, когда все ДГ в структуре будут дрейфовать в одну сторону с одним и тем же значением скорости дрейфа.

В предыдущем разделе рассмотрен дрейф уединенной межфазной ДГ с вполне конкретной ориентацией вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ в левом и правом доменах, а именно при решении уравнения (10), определяющего структуру ДГ, мы использовали граничные условия $\varphi_0(-\infty) = 0$, $\varphi_0(+\infty) = \pi/2$, т. е. считали, что вектор $\mathbf{l}$ ориентирован вдоль оси X в левом домене (при $y \to -\infty$) и вдоль оси Y в правом домене (при $y \to +\infty$).

Анализ динамики всех других возможных в рассматриваемой структуре межфазных ДГ показывает, что скорость дрейфа всех типов доменных границ определяется формулой

$$V_{dr} = \rho \sum_{ij} \nu_{ij}(\omega; \chi, \chi_1) \tilde{H}_{0i} \tilde{H}_{0j}, \tag{37}$$

отличающейся от формулы (34) только наличием дополнительного множителя ρ, равного ± 1 и определяющего "спиральность" границы: $\rho = \pm 1$, если в рассматриваемой доменной границе $\varphi_0' > 0$, т. е. при переходе из левого домена в правый вектор $\mathbf{l}$ разворачивается против часовой стрелки, и $\rho = -1$, если $\varphi_0' = 0$, т. е. при вращении вектора $\mathbf{l}$ по часовой стрелке. Следовательно, в заданном осциллирующем внешнем магнитном поле все границы дрейфуют с одной и той же по абсолютной величине скоростью, однако направление дрейфа зависит от взаимной ориентации вектора $\mathbf{l}$ в доменах, разделяемых межфазной границей: в одну и ту же сторону движутся все границы, имеющие одинаковое направление вращения вектора $\mathbf{l}$, т. е. границы, в которых знак производной φ_0' одинаков. Например, в ту же сторону, что и изученная выше конкретная межфазная ДГ, будут дрейфовать границы, у которых $\varphi_0' > 0$, т. е. при переходе из левого домена в правый вектор $\mathbf{l}$ разворачивается против часовой стрелки. Схематически такая структура изображена на рисунке.

В настоящее время нет убедительных экспериментальных данных о том, реализуется ли при фазовом переходе типа Морина именно такая доменная структура или нет, однако, так же как и при спин-флоп фазовом переходе, требуемая структура может быть создана специальным образом: принципы ее организации предложены в работах [25,26].

Авторы искренне признательны С.Л. Гнатченко и А.Б. Чижику за ознакомление с еще не опубликованными результатами экспериментальных исследований по дрейфу межфазных доменных границ, а также К.И. Примаку за помощь в работе.

Работа частично поддержана Международной соросовской программой поддержки в области точных наук (ISSEP) Международного фонда "Возрождение" (грант N APU 062018).

Список литературы

[1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971).
[2] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
[3] В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиненко. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков. Наукова думка, Киев. (1989). 264 с.
[4] С.Л. Гнатченко, Н.Ф. Харченко, К. Петровски, Г. Шимчак, Р. Шимчак. ЖЭТФ **99**, 874 (1991).
[5] С.Л. Гнатченко, А.Б. Чижик. Частное сообщение.
[6] Б.А. Иванов. ЖЭТФ **79**, 581 (1980).
[7] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
[8] Т.К. Соболева, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский. Письма в ЖЭТФ **42**, 59 (1985).
[9] А.К. Звездин, А.А. Мухин. Краткие сообщения по физике. ФИАН *6*, 11 (1985).
[10] Т.К. Соболева, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский. ФТТ **26**, 2725 (1984).
[11] С.Л. Гнатченко, Н.Ф. Харченко, А.Б. Чижик. ФНТ **12**, 1111 (1986).
[12] С.Л. Гнатченко, А.Б. Чижик, Н.Ф. Харченко. ФНТ **15**, 304 (1989).
[13] С.Л. Гнатченко, А.Б. Чижик, Н.Ф. Харченко. Письма в ЖЭТФ **51**, 282 (1990).
[14] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **112**, 1374 (1997).
[15] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **103**, 151 (1993).
[16] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
[17] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ФНТ **20**, 142 (1994).
[18] V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii. J. Magn. Magn. Mater. **146**, 323 (1995).
[19] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд-во АН СССР, М. (1962). 224 с.
[20] Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **94**, 204 (1988).
[21] И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов. ФНТ **5**, 759 (1979).
[22] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **78**, 1509 (1980).
[23] В.С. Герасимчук, Ю.И. Горобец. ФНТ **5**, 753 (1979).
[24] R. Rajaraman. Solitons and Instantons in Quantum Field Theory. North–Holland, Amsterdam (1982).
[25] Н.Ф. Харченко, В.А. Бедарев. Письма в ЖЭТФ **56**, 360 (1992).
[26] Н.Ф. Харченко, В.А. Бедарев. ФНТ **19**, 72 (1993).