

ДИНАМИКА ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ И МЕЖФАЗНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ВО ВНЕШНЕМ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. Герасимчук^а, А. Л. Сукстанский^{б}*

^а *Донбасская академия строительства и архитектуры
339023, Макеевка, Украина*

^б *Донецкий физико-технический институт
Национальной академии наук Украины
340114, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 29 октября 1996 г.

Изучена динамика 90-градусных межфазных доменных границ в промежуточном состоянии антиферромагнетиков, реализующемся при фазовом спин-флоп-переходе первого рода во внешнем магнитном поле. Показано, что дополнительное осциллирующее внешнее магнитное поле приводит к дрейфовому движению межфазных границ. Найдена зависимость скорости дрейфа от амплитуды, частоты и поляризации осциллирующего поля. Обсуждается возможность дрейфа всей доменной структуры как целого.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при индуцированных внешним магнитным полем или изменением температуры спин-переориентационных фазовых переходах первого рода в магнитоупорядоченных кристаллах может возникать так называемое промежуточное состояние, в котором в магнетике одновременно сосуществуют домены двух конкурирующих фаз. Теоретически промежуточное состояние было впервые изучено в работах [1–3], а экспериментально его существование было доказано в работах [4–8]. В этих же работах были исследованы области устойчивости промежуточного состояния и его высокочастотные свойства (в частности, АФМР). Последовательный общий феноменологический подход к анализу термодинамически устойчивых промежуточных состояний был развит в работах [9, 10], и в настоящее время представление о двухфазных доменных структурах как о промежуточном состоянии магнетика является общепринятым (см., например, [11–13]).

Доменная структура, имеющая место в промежуточном состоянии, является термодинамически стабильной, а ее энергия меньше энергии однородных магнитных фаз, составляющих эту структуру. Домены в промежуточном состоянии, обладающие различной симметрией, разделены межфазными доменными границами, в частности, при спин-флоп-переходе в АФМ во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания, при температурном фазовом переходе типа Морина между антиферромагнитным и слабоферромагнитным состоянием эти межфазные доменные границы являются 90-градусными.

Динамические свойства межфазных доменных границ (и промежуточных состояний в целом), закономерности их поведения во внешних полях изучены значительно

* E-mail: sukstan@purr.dipt.donetsk.ua

менее подробно, чем аналогичные свойства 180-градусных доменных границ и соответствующих доменных структур [14–17]. В работе [14] анализировалась динамика 90-градусной межфазной доменной границы, разделяющей коллинеарную и опрокинутую фазы АФМ при спин-флоп-переходе; был рассмотрен установившийся режим движения межфазной доменной границы под действием внешнего постоянного магнитного поля с учетом магнитодипольного взаимодействия и с феноменологическим учетом релаксационных процессов. В этой работе было отмечено, что динамические свойства 90-градусной межфазной доменной границы существенно отличаются от свойств 180-градусных границ, в частности, предельная скорость стационарного движения межфазной границы определяется релятивистскими взаимодействиями, в то время как предельная скорость 180-градусных доменных границ в АФМ определяется только обменными взаимодействиями (см., например, [18]). В работе [16] было изучено равномерное движение межфазной 90-градусной доменной границы, реализующейся при температурном фазовом переходе, и было показано, что ее скорость движения определяется балансом между «силой давления», возникающей вследствие отклонения системы от положения фазового равновесия, и «силой трения», обусловленной диссипативными процессами. Стационарное и колебательное движения межфазной доменной границы в ромбических сегнетоферромагнетиках под действием внешнего электрического поля рассмотрены в работе [17].

Экспериментально характерные особенности динамических свойств межфазных доменных границ в ортоферрите диспрозия под действием импульсного магнитного поля с коротким нарастанием импульса были обнаружены в работах [19–21]. Эти особенности проявляются в нелинейной зависимости скорости границы от амплитуды поля и асимметрии этой зависимости относительно направления импульсного поля. Исследования [19–21] положили начало фактическому экспериментальному изучению динамических свойств межфазных доменных границ, существующих в промежуточном состоянии, под действием внешнего переменного магнитного поля.

Цель настоящей работы — теоретическое изучение динамических свойств уединенных 90-градусных межфазных доменных границ в промежуточном состоянии и доменной структуры в целом под действием переменного внешнего магнитного поля. В качестве примера рассмотрены межфазные доменные границы в промежуточном состоянии в условиях одного из наиболее изученных спин-переориентационных фазовых переходов первого рода, при котором имеет место промежуточное состояние магнетика, а именно, при спин-флоп-переходе в АФМ во внешнем магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания [1, 2, 9–13]. Доменная структура, соответствующая этому состоянию, представляет собой чередующиеся домены двух фаз — коллинеарной Φ_{\parallel} и «опрокинутой» Φ_{\perp} , в которых вектор антиферромагнетизма ориентирован соответственно вдоль оси легкого намагничивания и перпендикулярно ей. Промежуточное состояние реализуется в конечном интервале полей $H_{\perp} < H < H_{\parallel}$, где H_{\perp} и H_{\parallel} представляют собой поля лабильности «опрокинутой» и коллинеарной фаз соответственно. Само поле спин-флоп-перехода H_p , т. е. поле, при котором энергии двух фаз равны друг другу, лежит внутри этого интервала, составляющего по порядку величины $\Delta H = H_{\parallel} - H_{\perp} \approx 4\pi H_p / \delta$, где δ — константа однородного обмена между подрешетками. Внутри этого интервала промежуточное состояние является термодинамически стабильным, а концентрация фаз изменяется с изменением внешнего магнитного поля по линейному закону.

Вначале мы рассмотрим динамику одной межфазной 90-градусной доменной гра-

ницы под действием внешнего осциллирующего поля, а затем обсудим движение доменной структуры в промежуточном состоянии как целого.

Как известно на примере 180-градусных доменных границ в различных магнитоупорядоченных кристаллах, в осциллирующем магнитном поле доменная граница колеблется с частотой поля и, кроме того, имеет место ее дрейф, т. е. появление постоянной составляющей скорости [22, 23]. Ниже мы покажем, что эти типы движения характерны и для 90-градусных межфазных доменных границ.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Согласно [24, 25] (см. также [18, 26]), динамические свойства двухподрешеточного антиферромагнетика могут быть описаны на основе эффективной функции Лагранжа L , записанной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} = \mathbf{L}/|\mathbf{L}|$, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ ($\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ — векторы намагниченности подрешеток). Для АФМ с ромбической магнитной анизотропией, находящегося во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}(t)$, плотность эффективной функции Лагранжа имеет вид:

$$L = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2} \left[\frac{1}{c^2} \dot{\mathbf{l}}^2 + (\nabla \mathbf{l})^2 \right] - \frac{2}{\delta M_0^2} (\mathbf{H})^2 - \frac{1}{2} (\beta_1 l_x^2 + \beta_2 l_y^2) - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} (\beta'_1 l_x^4 + \beta'_2 l_x^2 l_y^2 + \beta'_3 l_y^4) + \frac{4}{\delta g M_0^2} [\mathbf{H}[\mathbf{l}]] \right\}, \quad (1)$$

где $M_0 = |\mathbf{M}_{1,2}|$ — модуль векторов намагниченности подрешеток, $c = gM_0(\alpha\delta)^{1/2}/2$ — характерная скорость, совпадающая с минимальной фазовой скоростью спиновых волн в отсутствие магнитного поля, α и δ — константы неоднородного и однородного обменного взаимодействия соответственно, g — гиромагнитное отношение, β_1, β_2 — константы анизотропии второго, а $\beta'_1, \beta'_2, \beta'_3$ — четвертого порядка; точка обозначает дифференцирование по времени. Такое описание динамики АФМ справедливо во внешних полях, существенно меньших обменного поля $H_e = \delta M_0$. При этом вектор слабого ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ связан с вектором \mathbf{l} соотношением

$$\mathbf{M} = \frac{2}{\delta} [\mathbf{l}[\mathbf{H}]] + \frac{2}{\delta g M_0} [\mathbf{l}].$$

Динамическое торможение доменной границы, обусловленное различными релаксационными процессами, будем описывать с помощью диссипативной функции

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

где λ — релаксационная константа.

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

$$l_z + i l_x = \sin \theta \exp(i\varphi), \quad l_y = \cos \theta \quad (3)$$

уравнения движения с учетом диссипативных слагаемых, имеют вид

$$\alpha \left(\Delta\theta - \frac{1}{c^2} \dot{\theta} \right) + \sin\theta \cos\theta \left[\alpha \left(\frac{1}{c^2} \dot{\varphi}^2 - (\nabla\varphi)^2 \right) - \beta_1 \sin^2\varphi + \beta_2 - \beta'_1 \sin^2\theta \sin^4\varphi + \right. \\ \left. + \beta'_3 \cos^2\theta - \frac{\beta'_2}{2} \cos 2\theta \sin^2\varphi \right] + \frac{4}{\delta g M_0^2} [\dot{H}_x \cos\varphi - \dot{H}_z \sin\varphi - 2\dot{\varphi} \sin^2\theta (H_x \sin\varphi + H_z \cos\varphi) - \\ - H_y \dot{\varphi} \sin 2\theta] - \frac{4}{\delta M_0^2} (H_y \cos\theta + H_x \sin\theta \sin\varphi + H_z \sin\theta \cos\varphi) \times \\ \times (H_x \cos\theta \sin\varphi - H_y \sin\theta + H_z \cos\theta \cos\varphi) = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\theta}, \quad (4)$$

$$\alpha \nabla (\sin^2\theta (\nabla\varphi)) - \frac{\alpha}{c^2} (\sin^2\theta \dot{\varphi})' - \sin^2\theta \sin\varphi \cos\varphi \left(\beta_1 + \frac{\beta'_2}{2} \cos^2\theta + \beta'_3 \sin^2\theta \sin^2\varphi \right) + \\ + \frac{4}{\delta g M_0^2} \left[-\frac{1}{2} \sin 2\theta (\dot{H}_x \sin\varphi + \dot{H}_z \cos\varphi) + \dot{H}_y \sin^2\theta + 2\dot{\theta} \sin^2\theta (H_x \sin\varphi + H_z \cos\varphi) + \right. \\ \left. + H_y \dot{\theta} \sin 2\theta \right] - \frac{4 \sin\theta}{\delta M_0^2} (H_y \cos\theta + H_x \sin\theta \sin\varphi + H_z \sin\theta \cos\varphi) (H_x \cos\varphi - H_z \sin\varphi) = \\ = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\varphi} \sin^2\theta. \quad (5)$$

Если $\beta_1 > 0$, $\beta_2 > 0$, то в постоянном внешнем магнитном поле \mathbf{H}_0 , параллельном оси z и меньшем, чем поле спин-флоп-перехода $H_p = [\delta(2\beta_1 + \beta'_1)/8]^{1/2}$, вектор \mathbf{l} в основном состоянии коллинеарен оси легкого намагничивания z . При этом в магнетике могут существовать два типа 180-градусных доменных границ: в одной из них вектор \mathbf{l} вращается в плоскости xz , а в другой — в плоскости yz . Если $\beta_2 > \beta_1 > 0$, то устойчивой является доменная граница, в которой вектор \mathbf{l} вращается в плоскости xz . Этой доменной границе отвечает угол $\theta = \theta_0 = \pi/2$, а угловая переменная $\varphi = \varphi_0(y)$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha \varphi_0'' - \left(\beta_1 - \frac{4H_0^2}{\delta} \right) \sin\varphi_0 \cos\varphi_0 - \beta'_1 \sin^3\varphi_0 \cos\varphi_0 = 0 \quad (6)$$

(мы предполагаем, что распределение намагниченности в доменной границе неоднородно вдоль оси y ; штрих обозначает дифференцирование по этой координате).

Отметим также, что хотя в настоящей работе в качестве примера рассматривается АФМ с ромбической магнитной анизотропией, полученные ниже результаты можно обобщить на АФМ с иной анизотропией в плоскости xy , например с гексагональной. При этом единственным требованием является наличие достаточно большой анизотропии в плоскости xy (см. ниже). Развиваемая теория неприменима к чисто одноосному АФМ, в котором ориентация вектора \mathbf{L} в «опрокинутой» фазе не фиксирована, и, следовательно, не определена плоскость разворота вектора \mathbf{L} в межфазной доменной границе. Анализ нелинейной динамики межфазной доменной границы в одноосном АФМ требует специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящей работы.

Как известно (см., например, [1–3]), если константа анизотропии четвертого порядка $\beta'_1 < 0$, то в поле спин-флоп-перехода, т.е. при $H_0 = H_p$, имеет место фазовый переход первого рода, при котором вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} переориентируется перпендикулярно оси z и при $\beta_2 > \beta_1$ располагается вдоль оси x . В самой точке фазового перехода обе фазы (коллинеарная и «опрокинутая») могут сосуществовать, при этом они разделяются 90-градусной межфазной доменной границей, которая, как следует из

уравнений (6), с учетом граничных условиях $\varphi_0(-\infty) = 0$, $\varphi_0(+\infty) = \pi/2$, $\varphi_0'(\pm\infty) = 0$ описывается соотношениями

$$\varphi_0' = \frac{1}{2y_0} \sin 2\varphi_0 = \frac{1}{2y_0} \operatorname{sech} \left(\frac{y}{y_0} \right), \quad \cos 2\varphi_0 = -\operatorname{th} \left(\frac{y}{y_0} \right), \quad (7)$$

где $y_0 = \sqrt{2\alpha/|\beta_1'|}$ — толщина 90-градусной границы. Отметим, что эта толщина существенно больше толщины обычных 180-градусных границ в силу малости констант анизотропии четвертого порядка по сравнению с константами анизотропии второго порядка ($y_0 \gg y_{180} = \sqrt{\alpha/\beta}$).

Если к уже существующей межфазной доменной границе приложить дополнительное постоянное магнитное поле вдоль оси z , то она начнет двигаться в сторону энергетически более выгодной фазы с постоянной скоростью, которая определяется разностью между суммарным полем и полем спин-флоп-перехода [16]. При этом предельная скорость движения определяется максимально допустимой величиной дополнительного поля, наличие которого обусловлено тем условием, что суммарное поле должно оставаться в области лабильности фаз, разделяемых границей. Если к межфазной доменной границе приложить переменное поле, то ее движение будет нестационарным, в частности, в случае осциллирующего поля граница будет колебаться с частотой поля и, как мы убедимся ниже, будет дрейфовать с некоторой определенной скоростью. Кроме того, наличие дополнительного осциллирующего поля искажает форму доменной границы.

Далее мы рассмотрим динамику межфазной доменной границы в дополнительном осциллирующем магнитном поле $\vec{H}(t)$, имеющем все три отличные от нуля компоненты, считая, что различные компоненты имеют между собой в общем случае произвольные сдвиги фаз:

$$\vec{H}_z = \vec{H}_{0z} \cos(\omega t), \quad \vec{H}_x = \vec{H}_{0x} \cos(\omega t + \chi), \quad \vec{H}_y = \vec{H}_{0y} \cos(\omega t + \chi_1). \quad (8)$$

Как мы убедимся ниже, скорость дрейфа границы существенно зависит от величин χ , χ_1 .

3. ЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МЕЖФАЗНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Считая дополнительное поле достаточно слабым, для анализа динамики доменной границы воспользуемся, следуя [22, 23], одной из версий теории возмущений для солитонов. Для этого введем в рассмотрение коллективную переменную $Y(t)$, имеющую смысл координаты доменной границы в момент времени t , и будем искать решение уравнений (4), (5) в виде

$$\theta = \frac{\pi}{2} + \vartheta(\xi, t), \quad \varphi = \varphi_0(\xi) + \psi(\xi, t), \quad (9)$$

где $\xi = y - Y(t)$. Функция $\varphi_0(\xi)$ описывает движение неискаженной доменной границы (структура функции $\varphi_0(\xi)$ такая же, как и функции $\varphi_0(y)$ в статическом решении (7)), а функции $\psi(\xi)$ и $\vartheta(\xi)$ отвечают искажению формы границы. Скорость дрейфа доменной границы определяется как среднее значение мгновенной скорости $V(t) = \dot{Y}(t)$ 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 доменной границы, а также скорость границы $V(t)$ будем искать в виде рядов по степеням амплитуды поля, учитывая, что нас интересует только вынужденное движение границы:

$$\begin{aligned}\vartheta(\xi, t) &= \vartheta_1(\xi, t) + \vartheta_2(\xi, t) + \dots, \\ \psi(\xi, t) &= \psi_1(\xi, t) + \psi_2(\xi, t) + \dots, \\ V &= V_1 + V_2 + \dots,\end{aligned}\tag{10}$$

где индексы $n = 1, 2, \dots$ обозначают порядок малости величины по отношению к амплитуде поля, $\psi_n, \vartheta_n, V_n \sim h^n$.

Подставим разложения (10) в уравнения (4), (5) и выделим члены различного порядка малости. Очевидно, что в нулевом приближении мы получим уравнение (6), описывающее покоящуюся доменную границу.

Уравнения первого приближения можно записать в виде

$$\begin{aligned}(\hat{L} + \hat{T}) \psi_1 - 2 \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_0^2} \dot{\vartheta}_1 \cos \varphi_0 &= \frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0 \tilde{\omega}_0^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) + \\ &+ \frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2} [\dot{h}_y + \omega_0 (h_z \sin 2\varphi_0 - h_x \cos 2\varphi_0)],\end{aligned}\tag{11}$$

$$\begin{aligned}(\hat{L}' + \hat{T} + \sigma) \vartheta_1 + 2 \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_0^2} \dot{\psi}_1 \cos \varphi_0 &= \frac{\omega_0 V_1}{y_0 \tilde{\omega}_0^2} \cos \varphi_0 \sin 2\varphi_0 + \\ &+ \frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2} [\dot{h}_x \cos \varphi_0 - \dot{h}_z \sin \varphi_0 + \omega_0 h_y \cos \varphi_0].\end{aligned}\tag{12}$$

Здесь введены обозначения $\mathbf{h}(t) = \dot{\mathbf{H}}(t)/M_0$, $\sigma = (\kappa^{-1} - 1)\omega_0^2/\tilde{\omega}_0^2$, $\kappa = \beta_1/\beta_2$,

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

где $\omega_0 = gM_0\sqrt{\beta_1\delta}/2$ и $\tilde{\omega}_0 = c/y_0 = \omega_0\sqrt{|\beta_1|/2\beta_1} \ll \omega_0$ — частоты активации объемных ветви спиновых волн в магнетике при $H_0 = 0$ и при $H_0 = H_p$ соответственно; $\omega_r = \lambda\delta gM_0/4$ — характерная релаксационная частота.

Оператор \hat{L} в уравнении (11) имеет вид оператора Шредингера с безотражательным потенциалом:

$$\hat{L} = -y_0^2 \frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\text{ch}^2(\xi/y_0)}.\tag{13}$$

Спектр и волновые функции оператора \hat{L} (13) хорошо известны. Он обладает одним дискретным уровнем $\lambda_0 = 0$, соответствующим локализованной волновой функции

$$f_0(\xi) = \left[\sqrt{2y_0} \text{ch}(\xi/y_0) \right]^{-1},\tag{14}$$

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

$$f_k(\xi) = \frac{1}{b_k \sqrt{L}} \left[\text{th} \left(\frac{\xi}{y_0} \right) - ik y_0 \right] e^{ik\xi},\tag{15}$$

где $b_k = \sqrt{1 + (ky_0)^2}$, L — длина кристалла.

В отличие от оператора \hat{L} , оператор

$$\hat{L}' = \hat{L} + \frac{5}{4 \operatorname{ch}^2(\xi/y_0)} + \left(1 + \frac{\beta_2'}{|\beta_1'|}\right) \frac{\exp(\xi/y_0)}{2 \operatorname{ch}(\xi/y_0)} \quad (16)$$

свойством безотражательности не обладает, и найти его спектр и собственные функции не удастся, что существенно усложняет анализ динамики 90-градусной доменной границы по сравнению с аналогичной задачей для 180-градусных границ (для всех рассмотренных в [22, 23, 27, 28] моделей магнетиков в уравнениях первого приближения, аналогичных уравнениям (11), (12), фигурирует только безотражательный оператор \hat{L}). Поэтому при решении уравнений первого приближения мы, во-первых, воспользуемся тем обстоятельством, что $\tilde{\omega}_0 \ll \omega_0$, и, во-вторых, ограничимся случаем, когда частота внешнего поля достаточно мала, а именно, имеет место неравенство $\omega \ll \tilde{\omega}_0$. Такие ограничения вполне оправданы с точки зрения эксперимента (см. [19–21]), где использовались частоты переменного поля порядка 10^6 – 10^7 с⁻¹, в то время как для типичных АФМ $\omega_0 \sim 10^{11}$ с⁻¹, $\tilde{\omega}_0 \sim 10^9$ – 10^{10} с⁻¹. Кроме того, будем считать, что в рассматриваемом АФМ анизотропия в плоскости xy достаточно велика, а именно, имеет место неравенство $(\beta_2 - \beta_1)/\beta_1 \gg (\tilde{\omega}_0/\omega_0)^2 \sim |\beta_1'|/\beta_1$. Это условие не является слишком сильным, так как обычно константы анизотропии четвертого порядка значительно меньше, чем второго, — в 10 и более раз. Поэтому для применимости используемого приближения достаточно различия констант β_1 и β_2 на 10%, что характерно для многих АФМ¹⁾. При этом фигурирующий в уравнении (12) параметр $\sigma \gg 1$, 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 $\psi_1(\xi, t)$:

$$\vartheta_1 = \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\omega_0 V_1}{y_0 \tilde{\omega}_0^2} \cos \varphi_0 \sin 2\varphi_0 + \frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2} \left[\dot{h}_x \cos \varphi_0 - \dot{h}_z \sin \varphi_0 + \omega_0 h_y \cos \varphi_0 \right] - 2 \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_0^2} \psi_1 \cos \varphi_0 \right\}. \quad (17)$$

Подставляя выражение для ϑ_1 в (11) и пренебрегая малыми по параметру $\omega/\tilde{\omega}_0 \ll 1$ слагаемыми, получим уравнение для функции $\psi_1(\xi, t)$ в виде

$$\begin{aligned} (\hat{L} + \hat{T}) \psi_1 &= \frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0 \tilde{\omega}_0^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) + \\ &+ \frac{gM_0}{\tilde{\omega}_0^2} \left[(1 + 2\kappa \cos^2 \varphi_0) \dot{h}_y + \omega_0 (h_z \sin 2\varphi_0 - h_x \cos 2\varphi_0) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Решение уравнения (18) будем искать в виде разложения по собственным функциям оператора \hat{L} (13), которые образуют полный ортонормированный набор:

$$\psi_1(\xi, t) = \operatorname{Re} \left\{ \left[\sum_k d_k f_k(\xi) + d_0 f_0(\xi) \right] e^{i\omega t} \right\}. \quad (19)$$

¹⁾ Как уже отмечалось, для одноосных АФМ, в которых $\beta_1 = \beta_2$ и $\sigma = 0$, используемое приближение неприменимо.

Коэффициенты разложения d_k и d_0 в разложении (19) находятся стандартным образом путем умножения правой части уравнения (18) на f_k^* или f_0^* соответственно и интегрирования по переменной ξ .

Здесь следует сделать одно важное замечание. Уравнения первого приближения (11), (12) описывают возбуждение линейных спиновых волн на фоне доменной границы. При этом последнее слагаемое в разложении (19) отвечает сдвиговой (голдстоуновской) моде, которая описывает движение границы как целого. Однако соответствующая степень свободы уже учтена с помощью коллективной координаты $Y(t)$ в определении переменной ξ . Поэтому голдстоуновскую моду в разложении (19) следует опустить, т.е. мы должны потребовать, чтобы соответствующий коэффициент был $d_0 = 0$ (см. обсуждение этого вопроса в монографии [29]).

Для монохроматического поля частоты ω получаем

$$\begin{aligned}\psi_1(\xi, t) &= \frac{gM_0}{\bar{\omega}_0^2} [a_1 \cos 2\varphi_0 + a_2 G(\xi)], \\ \vartheta_1(\xi, t) &= \frac{gM_0}{\bar{\omega}_0^2} [\cos \varphi_0 (a_3 \cos 2\varphi_0 + a_4 \sin 2\varphi_0) + a_5 \cos \varphi_0 + a_6 \sin \varphi_0].\end{aligned}\quad (20)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}a_0 &= \kappa \dot{h}_y - \omega_0 h_x, \quad a_2 = (1 + \kappa) \dot{h}_y, \quad a_3 = 2\dot{h}_x, \quad a_4 = -\frac{2\bar{\omega}_0^2 \omega_r}{\omega^2 + \omega_r^2} h_z, \\ a_5 &= \left(\frac{\bar{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2 (\dot{h}_x + \omega_0 h_y), \quad a_6 = -\left(\frac{\bar{\omega}_0}{\omega_0}\right)^2 \dot{h}_z, \\ G(\xi) &= \frac{y_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{\text{th}(\xi/y_0) \sin(k\xi) - ky_0 \cos(k\xi)}{(1 + k^2 y_0^2)^{3/2} \text{sh}(\pi k y_0/2)}.\end{aligned}$$

Условие отсутствия голдстоуновской моды в разложении (19) равносильно требованию ортогональности правой части уравнения (18) функции f_0 , что и определяет уравнение для скорости межфазной доменной границы $V_1(t)$ в линейном по полю приближении:

$$\dot{V}_1 + \omega_r V_1 = -y_0 g M_0 [2\omega_0 h_z(t) + \pi(1 + \kappa) \dot{h}_y(t)]. \quad (21)$$

Уравнение (21) элементарно интегрируется для монохроматического поля (8):

$$V_1(t) = \mu_z h_{0z} [\omega_r \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t)] + \mu_y h_{0y} [\omega_r \sin(\omega t + \chi_1) - \omega \cos(\omega t + \chi_1)], \quad (22)$$

где

$$\mu_z = -\frac{2gM_0 y_0 \omega_0}{\omega^2 + \omega_r^2}, \quad \mu_y = \frac{\pi g M_0 (1 + \kappa) y_0 \omega}{\omega^2 + \omega_r^2}.$$

Выражение (22) 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, величина μ_z в отличие от μ_y остается отличной от нуля и описывает движение межфазной доменной границы с постоянной скоростью [16].

4. ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ. ДРЕЙФ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ

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

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

$$\hat{L}\psi_2 = \frac{\sin 2\varphi_0}{2y_0\bar{\omega}_0^2} (\dot{V}_2 + \omega_r V_2) + N(\xi, t), \tag{23}$$

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

$$\begin{aligned} N(\xi, t) = & \frac{1}{\bar{\omega}_0^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) \psi_1' + \sin 2\varphi_0 (5 \cos^2 \varphi_0 - 1) \psi_1^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{V_1}{c} \right)^2 \sin 4\varphi_0 - y_0 \sin 2\varphi_0 \vartheta_1 \vartheta_1' - \\ & - \vartheta_1^2 \left(\sin^2 \varphi_0 - \frac{\beta_2'}{2|\beta_1'|} \right) \sin 2\varphi_0 - \left(\frac{gM_0}{\bar{\omega}_0^2} \right) \left[(\dot{h}_x \sin \varphi_0 + \dot{h}_z \cos \varphi_0) \vartheta_1 + 2(h_x \sin \varphi_0 + h_z \cos \varphi_0) \dot{\vartheta}_1 \right] - \\ & - \left(\frac{gM_0}{\bar{\omega}_0} \right)^2 \left[h_x h_z \cos 2\varphi_0 + \frac{1}{2} (h_x^2 - h_z^2) \sin 2\varphi_0 \right] - 2 \left(\frac{\omega_0}{\bar{\omega}_0^2} \right) (V_1 \vartheta_1' \cos \varphi_0 + \psi_1 \dot{\vartheta}_1 \sin \varphi_0) + \\ & + \left(\frac{gM_0 \omega_0}{\bar{\omega}_0^2} \right) [2\psi_1 (h_z \cos 2\varphi_0 + h_x \sin 2\varphi_0) - \vartheta_1 h_y \sin \varphi_0]. \end{aligned} \tag{24}$$

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

Решение уравнения (23) также можно искать в виде разложения по собственным функциям оператора \hat{L} , аналогичном (19). При этом так же, как и в уравнении первого приближения, мы должны потребовать, чтобы в разложении функции $\psi_2(\xi, t)$ отсутствовала сдвиговая мода, т. е. необходимо, чтобы правая часть уравнения (23) была ортогональна функции $f_0(\xi)$. Это требование приводит к уравнению, определяющему слагаемое второго порядка в разложении скорости границы V_2 :

$$\dot{V}_2 + \omega_r V_2 = -\bar{\omega}_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\xi N(\xi, t) \sin 2\varphi_0. \tag{25}$$

Подставляя вычисленные в предыдущем разделе функции $\psi_1(\xi, t)$ и $\vartheta_1(\xi, t)$ в (23), после усреднения по периоду колебаний и интегрирования в (25) получим для скорости дрейфа $V_{dr} = \bar{V}_2(t)$ следующее выражение:

$$V_{dr} = \sum_{ij} \nu_{ij}(\omega; \chi, \chi_1) \tilde{H}_{0i} \tilde{H}_{0j}. \tag{26}$$

Коэффициенты ν_{ij} — некоторые функции частоты поля и сдвигов фаз, которые мы будем называть нелинейными подвижностями межфазной границы:

$$\nu_{xx} = -\nu_0 \left(\frac{\omega_0}{\bar{\omega}_0} \right)^2, \quad \nu_{yy} = \nu_0 \kappa, \quad \nu_{zz} = -\nu_0 \left[1 + \frac{4}{3} \kappa^2 \left(\frac{\beta_2'}{|\beta_1'|} - \frac{2}{5} \right) \left(\frac{\bar{\omega}_0}{\omega_r} \right)^2 \right],$$

$$\nu_{xz} = 2\pi\nu_0 \left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_0} \right)^2 \left[\cos \chi - \kappa \frac{\omega_0}{\omega_r} \sin \chi \right], \quad \nu_{xy} = \nu_0 \left(\frac{\omega\omega_0}{\tilde{\omega}_0^2} \right) [2\kappa + (1+\kappa)\eta] \sin(\chi - \chi_1), \quad (27)$$

$$\nu_{yz} = 2\pi\nu_0\kappa \left[\left(\frac{\omega\omega_0}{\tilde{\omega}_0^2} \right) \sin \chi_1 - \frac{\kappa}{16} \left(1 - \frac{4\beta'_2}{|\beta'_1|} \right) \frac{\tilde{\omega}_0^2}{\omega_0\omega_r} \cos \chi_1 \right],$$

где $\nu_0 = y_0 g^2 / 2\omega_r$, а η — численный коэффициент порядка единицы. При выводе соотношений (27) мы воспользовались тем обстоятельством, что характерное значение релаксационной частоты в АФМ достаточно высоко ($\omega_r \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$), так как входящая в нее релаксационная константа λ обменно усилена, и поэтому для используемых в эксперименте частот $\omega \sim 10^6 - 10^7 \text{ с}^{-1}$ имеет место неравенство $\omega \ll \omega_r$.

Следует отметить, что в отличие от дрейфа изученных в [22, 23, 27, 28] 180-градусных доменных границ, дрейф межфазной 90-градусной границы 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).

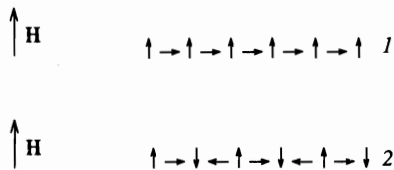
Для численной оценки полученных компонент тензора нелинейных подвижностей воспользуемся следующими типичными значениями параметров: $y_0 \sim 10^{-5} \text{ см}$, $g \sim \sim 10^7 (\text{с}\cdot\text{Э})^{-1}$, $\omega_r \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$. При этом величина ν_0 оказывается порядка $10^{-1} \text{ см}/(\text{с}\cdot\text{Э}^2)$. Полагая также $\kappa \sim 1$, $\omega_0 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\tilde{\omega}_0 \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, из полученных выражений для компонент тензора нелинейных подвижностей найдем, что при используемых в эксперименте частотах порядка $\omega \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ имеют место следующие оценки: $\nu_{xx} \sim 10^2 \nu_0$, $\nu_{yy} \sim \nu_0$, $\nu_{zz} \sim 10^2 \nu_0$, $\nu_{xz} \sim 10^2 \nu_0$ при $\chi = 0$ и $\nu_{xz} \sim 10^3 \nu_0$ при $\chi \neq 0$, $\nu_{yz} \sim 10^{-1} \nu_0$ при $\chi_1 \neq \pi/2$ и $\nu_{yz} \sim 10^{-2} \nu_0$ при $\chi = \pi/2$, $\nu_{xz} \sim 10^{-2} \nu_0$ при $\chi \neq \chi_1$ и $\nu_{xy} = 0$ при $\chi = \chi_1$.

Отметим существенную зависимость некоторых компонент тензора нелинейных подвижностей от сдвига фаз между соответствующими компонентами внешнего поля, в частности, увеличение на порядок компоненты ν_{xz} при $\chi \neq 0$. Именно в этом случае, т.е. при наличии x - и z -компонент осциллирующего поля и отличного от нуля сдвига фаз между ними, скорость дрейфа межфазной доменной границы оказывается наибольшей и при амплитуде внешнего поля порядка 1 Э может достигать 1 м/с.

5. ДРЕЙФ ДВУХФАЗНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

Рассматриваемое промежуточное состояние, реализующееся при спин-флоп-переходе, состоит из чередующихся доменов «легкоосной» (АФМ) фазы, в которой вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} ориентируется параллельно или антипараллельно оси z (и $m = 0$), и «опрокинутой» (СФМ) фазы, в которой вектор \mathbf{l} параллелен или антипараллелен оси x (и $m \neq 0$) (типичная доменная структура в промежуточном состоянии изображена на рисунке).

Нетрудно видеть, что в промежуточном состоянии 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 доменные границы в структуре будут дрейфовать в одну сторону с одним и тем же значением скорости дрейфа.



Два возможных типа ориентации вектора антиферромагнетизма в доменной структуре в промежуточном состоянии; дрейфовать может только структура типа 2

В предыдущем разделе мы рассмотрели дрейф уединенной межфазной доменной границы с вполне конкретной ориентацией вектора антиферромагнетизма I в левом и правом доменах, а именно, при решении уравнения (6), определяющего структуру доменной границы, мы использовали граничные условия $\varphi_0(-\infty) = 0$, $\varphi_0(+\infty) = \pi/2$, т. е. считали, что вектор I ориентирован вдоль оси z в левом домене (при $y \rightarrow -\infty$) и вдоль оси x в правом домене ($y \rightarrow +\infty$).

Анализ динамики всех других возможных в рассматриваемой структуре межфазных доменных границ показывает, что в заданном осциллирующем внешнем магнитном поле все границы дрейфуют с одной и той же по абсолютной величине скоростью, однако направления дрейфа могут быть различными и зависят от взаимной ориентации вектора I в доменах, разделяемых межфазной границей. Оказывается, что в одну и ту же сторону движутся все границы, имеющие одинаковое направление вращения вектора I , т. е. границы, в которых знак производной φ'_0 одинаков. Например, в ту же сторону, что и изученная выше конкретная межфазная доменная граница, будут дрейфовать границы, у которых $\varphi'_0 > 0$, т. е. при переходе из левого домена в правый вектор I поворачивается по часовой стрелке. Схематически такая структура изображена на рисунке (тип 2).

Вообще говоря, в большинстве экспериментов, в которых изучался спин-флоп-переход, промежуточное состояние с указанной доменной структурой не возникает, а формируется структура, в которой соседние доменные границы имеют различные направления вращения вектора I , и для которой, следовательно, в рамках рассматриваемой в настоящей работе модели дрейф как целого невозможен. Однако, требуемая структура все же может быть создана специальным образом, принципы ее организации предложены в работах [30, 31].

Работа выполнена при частичном финансировании Международной программой Сороса поддержки в области точных наук (ISSEP) (грант № APU 062018).

Литература

1. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, Письма в ЖЭТФ **9**, 634 (1969).
2. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, ЖЭТФ **59**, 1299 (1970).
3. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, ЖЭТФ **62**, 2233 (1972).
4. В. Г. Барьяхтар, А. А. Галкин, С. Н. Ковнер, В. А. Попов, ЖЭТФ **58**, 494 (1970).
5. К. Л. Дудко, В. В. Еременко, В. М. Фридман, ЖЭТФ **61**, 678 (1971).
6. A. King and D. Pagnette, Phys. Rev. Lett. **30**, 662 (1972).
7. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, С. Л. Гнатченко, Письма в ЖЭТФ **20**, 612 (1974).
8. В. В. Еременко, А. В. Клочко, В. М. Науменко, ЖЭТФ **89**, 1002 (1985).
9. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, ФНТ **12**, 43 (1986).
10. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, УФН **156**, 47 (1988).

11. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
12. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
13. В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова думка, Киев (1989).
14. Б. А. Иванов, ЖЭТФ **79**, 581 (1980).
15. А. К. Звездин, А. А. Мухин, Кр. сообщ. по физике, ФИАН (6), 11 (1985).
16. Т. К. Соболева, Е. П. Стефановский, А. Л. Сукстанский, Письма в ЖЭТФ **42**, 59 (1985).
17. Т. К. Соболева, Е. П. Стефановский, А. Л. Сукстанский, ФТТ **26**, 2725 (1984).
18. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
19. С. Л. Гнатченко, Н. Ф. Харченко, А. Б. Чижик и др., ФНТ **12**, 1111 (1986).
20. С. Л. Гнатченко, А. Б. Чижик, Н. Ф. Харченко, ФНТ **15**, 304 (1989).
21. С. Л. Гнатченко, А. Б. Чижик, Н. Ф. Харченко, Письма в ЖЭТФ **51**, 282 (1990).
22. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
23. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ **103**, 151 (1993).
24. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, ФНТ **5**, 759 (1979).
25. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ **78**, 1509 (1980).
26. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
27. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, ФНТ **20**, 142 (1994).
28. V. S. Gerasimchuk and A. L. Sukstanskii, JMMM **146**, 323 (1995).
29. R. Rajaraman, *Solitons and Instanton in Quantum Field Theory*, North Holland, Amsterdam (1982).
30. Н. Ф. Харченко, В. А. Бедарев, Письма в ЖЭТФ **56**, 360 (1992).
31. Н. Ф. Харченко, В. А. Бедарев, ФНТ **19**, 72 (1993).