УДК 537.611.2 : 537.611.3

ДИНАМИЧЕСКИЙ СКОС МАГНИТНЫХ ПОДРЕШЕТОК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТАХ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

М. А. Шамсутдинов, М. М. Фарзтдинов, Е. Г. Екомасов

Теоретически исследован спектр спиновых волн в редкоземельных ортоферритах с доменной структурой в магнитном поле, параллельном оси **b**. Рассмотрены эффекты, обусловленные динамическим скосом магнитных подрешеток вблизи ориентационных фазовых переходов в ДГ в магнитном поле. Изучена зависимость от внешнего магнитного поля радиационного затухания осциллирующей «линии» в ДГ из-за генерации внутриграничных магнонов.

1. Доменная структура оказывает сильное влияние на спектр спиновых волн в редкоземельных ортоферритах РЗО [1, 2]. Причем частотный спектр в отсутствие внешнего магнитного поля сильно зависит от структуры доменной границы (ДГ) [1, 3] и от характера спонтанных ориентационных фазовых переходов (ОФП) в ней. Наиболее чувствительной к ориентационным фазовым переходам в ДГ является частота антиферромагнитной ветви внутриграничных колебаний намагниченностей подрешеток, т. е. пульсационной моды [4, 5]. Ориентационный фазовый переход происходит с обращением в нуль активации (энергетической щели) пульсационной моды [1, 3-5]. В магнитном поле может происходить изменение симметрии ДГ в основном состоянии, т. е. произойти ОФП в ДГ путем фазовых переходов как первого, так и второго родов [4]. В антиферромагнетиках имеет место динамическое изменение вектора ферромагнетизма **m** гироскопического вида [6], т. е. $\Delta \mathbf{m}_G \sim [\mathbf{l}, \dot{\mathbf{l}}]$, где **l** — вектор антиферромагнетизма. Существование такого $\Delta \mathbf{m}_G$ приводит к изменению векторов намагниченности магнитных подрешеток. Это явление в дальнейшем назовем динамическим скосом магнитных подрешеток. Динамический скос магнитных подрешеток при приложении внешнего магнитного поля приводит к появлению в функции Лагранжа чисто гироскопического слагаемого [6]. При этом в отношении динамических свойств может иметь место нарушение симметрии основного состояния. Эффекты, обусловленные этим явлением, исследованы теоретически и экспериментально в диспрозиевом ортоферрите [7] при спиновой переориентации в магнитном поле **H** ∥ **a** только в однородно намагниченном образце. В настоящей работе исследуется спектр спиновых волн в магнитном поле **H**, параллельном оси **b**, в РЗО с доменной структурой. Изучаются последствия нарушения симметрии в магнитном поле из-за динамического скоса магнитных подрешеток в области ОФП в доменной границе. Кроме того, исследуется полевая зависимость радиационного затухания осциллирующей «линии» без поворота **m** в ДГ, также обусловленная динамическим скосом магнитных подрешеток.

В фазе G_xF_z, выбирая полярную ось вдоль **a**-оси кристалла, вектор антиферромагнетизма в угловых переменных в дальнейшем удобно представить так $\mathbf{l}=l\,(\mathbf{n}_x \cos\theta+\mathbf{n}_y \sin\theta \sin\varphi+\mathbf{n}_z \sin\theta\cos\varphi)$, где $\mathbf{n}_x$, $\mathbf{n}_y$, $\mathbf{n}_z$ — единичные орты вдоль соответствующих осей координат. Тогда в случае одномерной ДГ в основном состоянии $\theta=\theta_0\,(y)$, $\varphi=\varphi_0$, где $\varphi_0=0$ соответствует ДГ с поворотом, а $\varphi_0=\pi/2$ — ДГ без поворота $\mathbf{m}$ [4]. В случае второго типа ДГ вектор ферромагнетизма перпендикулярен плоскости поворота (ab) вектора антиферромагнетизма, т. е. $\mathbf{m}_0=m\cdot\mathbf{n}_z \cos\theta_0$, $\mathbf{l}_0=l\,(\mathbf{n}_x\cos\theta_0+\mathbf{n}_y\sin\theta_0)$. В случае малых колебаний $\mathbf{l}=\mathbf{l}_0+\Delta\mathbf{l}$, $\mathbf{m}=\mathbf{m}_0+\Delta\mathbf{m}$ трансляционная мода ДГ без поворота $\mathbf{m}$ характеризуется отличными от нуля компонентами Δl_x, Δl_y, Δm_z, а пульсационная мода — компонентами Δl_z, Δm_x. Симметрия трансляционной моды колебаний совпадает с симметрией основного состояния ДГ. Из-за динамического скоса магнитных подрешеток может оказаться, что в магнитном поле симметрия колебаний ни одной из мод не совпадает с симметрией основного состояния. Например, при $\mathbf{H}$, параллельном $\mathbf{b}$-оси, колебания каждой из двух внутриграничных мод характеризуются отличными от нуля компонентами Δl_x, Δl_y, Δl_z, Δm_x, Δm_z, т. е. суперпозицией мод. Ниже перейдем к расчету спектра спиновых волн.

2. Рассмотрим РЗО во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}\parallel\mathbf{b}$, при котором вектора ферро- и антиферромагнетизма удовлетворяют условию $\mathbf{m}^2\ll\mathbf{l}^2\approx 1$. При изучении спектра спиновых волн будем исходить из уравнений для функции Лагранжа, полученного, ограничиваясь во взаимодействии Дзялошинского вкладом антисимметричного обмена [3, 6],

$$L=\frac{A}{2c^2}\dot{\mathbf{l}}^2-\gamma\frac{AH}{c^2}[\mathbf{l}\dot{\mathbf{l}}]_y-\frac{A}{2}(\nabla\mathbf{l})^2+\frac{K_{ab}}{2}l_x^2+$$
$$+\frac{K_{cb}}{2}l_z^2-\frac{\chi_\perp}{2}H^2l_y^2, \qquad (1)$$

где c — минимальная фазовая скорость объемных спиновых волн, A — параметр неоднородного обмена, γ — гиромагнитное отношение; K_{ab} и K_{cb} — эффективные константы анизотропии в (ab) и (cb) плоскостях; $\chi_\perp=M_0/H_E$, M_0 — намагниченность насыщения подрешеток, H_E — обменное поле. Второе слагаемое в (1) — член гироскопического вида — обусловлен динамическим скосом магнитных подрешеток, который может привести в отношении динамических свойств к нарушению симметрии основного состояния.

Переходя к угловым переменным вектора антиферромагнетизма положим $\theta=\theta_0\,(\xi)+v_1\,(\xi)\,[\exp i\,(\mathbf{k}_\perp\mathbf{r}_\perp-\omega t)]$, $\varphi=\varphi_0+v_2\,(\xi)\exp[i\,(\mathbf{k}_\perp\mathbf{r}_\perp-wt)]/\sin\theta_0$. Здесь $\mathbf{k}_\perp$ — двухмерный волновой вектор в плоскости ДГ; v_1, v_2 — малые отклонения от основного состояния ДГ

$$\sin\theta_0=\mathrm{ch}^{-1}\xi,\quad \xi=y/\delta,\quad \delta=\{A/[K_{ab}-K_{cb}\cos^2\varphi_0+\chi_\perp H^2\sin^2\varphi_0]\}^{1/2}, \qquad (2)$$

с энергией $\sigma_w=2A/\delta$, где $\varphi_0=0$, $\pi/2$. В случае $K_{\text{св}}<0$ с ростом поля происходит переход ДГ без поворота $\mathbf{m}$ в ДГ с поворотом $\mathbf{m}$ при некотором его критическом значении, равном $H_n=(|K_{\text{св}}|/\chi_\perp)^{1/2}$ [4]. Линеаризация уравнений Эйлера—Лагранжа вблизи (2) приводит к системе уравнений

$$\hat{H}v_1+\delta^2c^{-2}(\omega^2-\omega_{1w}^2)v_1-2i\omega\gamma H\delta^2c^{-2}\sin\varphi_0\,\mathrm{ch}^{-1}\xi v_2=0,$$
$$\hat{H}v^2+\delta^2c^{-2}[(\omega^2-\omega_{2w}^2)v_2+2i\omega\gamma H\delta^2c^{-2}\sin\varphi_0\,\mathrm{ch}^{-1}\xi v_1=0. \qquad (3)$$

Здесь $\hat{H}=-d^2/d\xi^2+1-2\mathrm{ch}^{-2}\xi$ — оператор Шредингера с известными собственными функциями и значениями: $\psi_w=1/\sqrt{2}\,\mathrm{ch}\,\xi$, $\lambda_w=0$; $\psi_\varkappa=(th\,\xi-i\varkappa)\exp(i\varkappa\xi)/\sqrt{1+\varkappa^2}$, $\lambda_\varkappa=1+\varkappa^2$, $\varkappa=k_y\delta$, k_y — третья компонента волнового вектора. Частоты ω_{jw} в (3) равны

$$\omega_{1w}=(\gamma/2M_0)\,[B\,(R+Ak_\perp^2)]^{1/2}, \qquad (4)$$
$$\omega_{2w}=(\gamma/2M_0)\,\{B\,[(K_{cb}+\chi_\perp H^2)\cos 2\varphi_0+Ak_\perp^2]\}^{1/2}, \qquad (5)$$

где $B=4M_0H_E$, R — параметр, введенный для учета квазиупругости ДГ [1]. При $H=0$ выражения (4) и (5) определяют спектр частот внутриграничных колебаний намагниченности [1] («трансляционной» — ω_{1_ω} и «пульсационной» — ω_{2_ω} мод).

Решение системы уравнений (3) будем искать в виде

$$v_j(\xi) = a_w^{(j)}\psi_w + \int_{-\infty}^{+\infty} a_\varkappa^{(j)}\psi_\varkappa d\varkappa \quad (j = 1,\ 2). \tag{6}$$

Пользуясь ортогональностью собственных функций H, систему (3) можно привести к виду

$$(\omega^2 - \omega_{jw}^2)\, a_w^{(j)} - \omega D_l \sin\varphi_0 \left(a_w^{(l)} + \int_{-\infty}^{+\infty} a_\varkappa^{(l)} I_\varkappa d\varkappa \right) = 0,$$

$$[\omega^2 - \omega_{jw}^2 - c^2(1+\varkappa^2)/\delta^2]\, a_\varkappa^{(j)} - \omega D_l \sin\varphi_0 \times$$
$$\times \left(a_\varkappa^{(l)} I_\varkappa^* + \int_{-\infty}^{+\infty} a_{\varkappa'}^{(l)} I_{\varkappa\varkappa'} d\varkappa' \right) = 0, \tag{7}$$

где

$$l = 1,\ 2\ (l \neq j), \quad D_1 = D_2^* = i\omega_H, \quad \omega_H = \gamma\pi H/2,$$

$$I_\varkappa = \frac{2\sqrt{2}\,(1-i)\,\varkappa^2}{\sqrt{1+\varkappa^2}\,\mathrm{sh}(\varkappa\pi/2)}, \quad I_{\varkappa\varkappa'} = \frac{2(1+\varkappa^2+\varkappa'^2)}{\sqrt{(1+\varkappa^2)(1+\varkappa'^2)}} \frac{1}{\mathrm{ch}[\pi(\varkappa-\varkappa')/2]}. \tag{8}$$

Сначала рассмотрим случай полей $H \gg H_n$, когда устойчива ДГ с поворотом $\mathbf{m}$. Тогда, как следует из (7), спектр внутриграничных возбуждений определяется выражениями (4) и (5), где $\varphi_0 = 0$. Вблизи точки потери устойчивости ДГ ($H \to H_n$) частота «пульсационной» моды $\omega_2 = \omega_{2\omega}(k_\perp = 0) \to 0$.

Спектр объемных спиновых волн, как следует из второго уравнения (7), определяется выражениями

$$\omega_{1d}(\gamma/2M_0)\,[B\,(K_{ab} - K_{cb} + Ak^2)]^{1/2}, \quad \omega_{2d} = (\gamma/2M_0)\,[B\,(K_{ab} + \chi_\perp H^2 + Ak^2)]^{1/2}. \tag{9}$$

Из (5) и (9) следует, что $\omega_2^2 = \omega_{2d}^2 - \omega_{1d}^2$. В точке потери устойчивости ДГ с поворотом $\mathbf{m}$ частоты квазиферромагнитной ω_{1d} и антиферромагнитной ω_{2d} мод, как показано в [5], пересекаются. Это подтверждается экспериментальными данными по исследованию антиферромагнитного резонанса в диспрозиевом ортоферрите [8] при $T \sim 150$ К. В магнитном поле $H \to H_n$ эта особенность в поведении частот сохраняется. В этой связи представляет интерес проведение экспериментальных исследований зависимости точки пересечения частот ω_{1d} и ω_{2d} от внешнего магнитного поля. В диспрозиевом ортоферрите, согласно (9), эта точка пересечения должна смещаться в сторону более низких температур, где $K_{cb} = K_{ab} - K_{ac} < 0$ [8].

3. В полях $H < H_n$, когда устойчива ДГ без поворота $\mathbf{m}$ ($\varphi_0 = \pi/2$), аналитически точно определить спектр частот не удается. В дальнейшем рассмотрим ситуацию, когда частоты и поля удовлетворяют условию

$$\gamma\omega H \ll c^2/\delta^2. \tag{10}$$

При этом можно выделить два случая. Во-первых,

$$\omega^2 - \omega_{jw}^2 \sim c^2(1+\varkappa^2)/\delta^2, \tag{11}$$

во-вторых,

$$\omega^2 - \omega_{jw}^2 \ll c^2(1+\varkappa^2)/\delta^2. \tag{12}$$

Определим частоты, удовлетворяющие условию (10) и (11). Тогда вкладом интегральных слагаемых в (7), пропорциональных D_l, в спектр можно пренебречь. В результате для спектра объемных спиновых волн снова получим выражения (9).

При выполнении условий (10), (12) из (7) можно получить следующее дисперсионное уравнение, определяющее спектр связанных колебаний пульсационной и трансляционной мод ДГ:

$$[\omega^2(1+\varepsilon)-\omega_{1w}^2][\omega^2(1+\varepsilon)-\omega_{2w}^2]-\omega^2\omega_H^2\sin^2\varphi_0=0, \tag{13}$$

где

$$\varepsilon=\mathcal{J}(\omega_H\delta/c)^2, \quad \mathcal{J}=2\int\limits_0^\infty \frac{|l_x|^2}{1+\varkappa^2}\,dx.$$

В полях $H \leqslant H_n$ параметр $\varepsilon \ll 1$.

Оценки показывают, что условия (10)—(12) хорошо выполняются при $K_{ab} \gg |K_{cb}|$, R. Такая ситуация в РЗО имеет место вдали от точки фазового перехода $G_y \to G_xF_z$ [9] и вблизи области фазовых переходов в ДГ, обнаруженных в диспрозиевом [11] и гольмий-диспрозиевом [11] ортоферритах.

Все результаты получены без учета в энергии анизотропии слагаемых $(a_1'l_x^4+a_2'l_x^2l_z^2+a_3'l_z^4)/4$. При $a_i'/K_{ab} \ll 1$ нетрудно найти решение для основного состояния, пренебрегая слабой зависимостью φ_0 от координаты ξ в области ОФП второго рода в ДГ [4], а затем определить спектр связанных колебаний пульсационной и трансляционной мод. Результаты вычислений приводят к тому, что в (13) частота ω_{2w} становится равной

$$\omega_{2w}=(\gamma/2M_0)\{B[(K_1(H)+2K_2\sin^2\varphi_0)\cos 2\varphi_0+K_2\sin^2 2\varphi_0+Ak_\perp^2]\}^{1/2},$$

$$K_1(H)=K_{cb}-a_2'/6-2a_3'/3+\chi_\perp H^2, \quad K_2=a_3'/3. \tag{14}$$

В случае $a_3'<0$ ОФП в ДГ происходит путем фазового перехода первого рода при $H_n=(|K_1+K_2|/\chi_\perp)^{1/2}$, а если $a_3'>0$ — путем двух фазовых переходов второго рода в интервале полей $H_{n1} \leqslant H \leqslant H_{n2}$ через состояние, определяемое уравнением $\sin^2\varphi_0 \simeq -K_1(H)/2K_2$, где $H_{n1}(\varphi_0=\pi/2)=(|K_1+2K_2|/\chi_\perp)^{1/2}$, $H_{n2}(\varphi_0=0)=(|K_1|/\chi_\perp)^{1/2}$.

Отметим, что закон дисперсии ω_{1w} в (4) соответствует учету магнитостатической энергии в приближении Винтера. В приближении Слонзусского [12] частота w_{1w} в (13) принимает вид

$$\omega_{1w}(\gamma/2M_0)[B(Ak_\perp^2+R+2\pi m_s^2k_z^2\delta/k_\perp)]^{1/2}, \tag{15}$$

где $m_s=M_0H_D/H_E$, H_D — поле Дзялошинского.

Вблизи точки фазового перехода второго рода в ДГ $H \to H_{n1}$ в длинноволновом приближении $(\omega_1=\omega_{1w}(0)<\omega_2 \leqslant ck_\perp \ll \omega_H)$ в фазе $\varphi_0=\frac{\pi}{2}$ из (13) следует, что

$$\omega_{\rm I}=(2\gamma H_{E}/\pi HM_0)[(R+Ak_\perp^2+2\pi m_s^2k_z^2\delta/k_\perp)(|K_1+2K_2|-\chi_\perp H^2+AK_\perp^2)]^{1/2}, \tag{16}$$

$$\omega_{\rm II}=(\gamma/2M_0)[B(|K_1+2K_2|-(1-\pi^2/4)\chi_\perp H^2+R+$$
$$+2\pi m_s^2k_z^2\delta/k_\perp+2Ak_\perp^2)]^{1/2}. \tag{17}$$

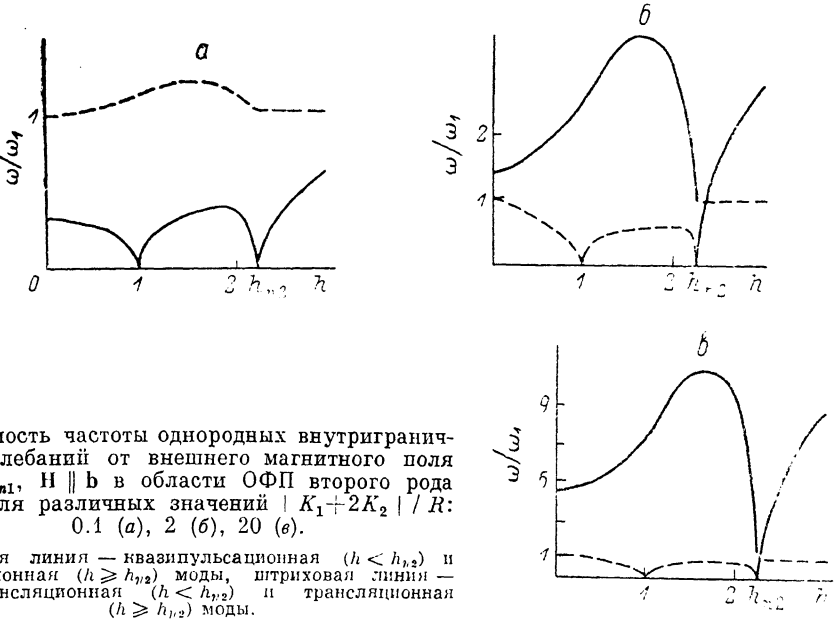
Проанализируем зависимость частот от магнитного поля при $R \to 0$. Из (17) видно, что при подходе к точке потери устойчивости ДГ без поворота $\mathbf{m}$ $(H \to H_{n1})$ частота однородных внутриграничных колебаний, соответствующая квазипульсационной моде, не обращается в нуль, а стремится к величине

$$\omega_{\rm II}(0)=\pi\gamma H_{n1}/2. \tag{18}$$

При этом закон дисперсии квазитрансляционной моды (16) отличается от закона дисперсии трансляционной моды (15).

Таким образом, если в отсутствие внешнего магнитного поля ОФП в ДГ происходит с уменьшением и обращением в нуль активации пульсационной моды ДГ, то во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ возникают связанные колебания пульсационной и трансляционной мод. На смену пульсационной моде приходит квазипульсационная мода: при подходе к точке ОФП появляется щель, соответствующая однородным колебаниям магнитных моментов подрешеток в ДГ относительно внешнего магнитного поля. При этом происходит размягчение другой моды, а именно квазитрансляционной. Фазовая скорость изгибных волн вдоль ДГ, соответствующая этой моде, при k_x, $k_z \to 0$, $R \to 0$ стремится к нулю.

Отмеченные выше особенности спектра внутриграничных спиновых волн при $R \to 0$ похожи на те, которые существуют вблизи точек ориентационных фазовых переходов в кристаллах при учете магнитоупругого взаимодействия [13]. Однако имеются также существенные отличия. Во-первых, ориентационный фазовый переход в ДГ и нарушение вращательной симметрии ДГ вызываются одним и тем же взаимодействием, т. е. внешним магнитным полем. Во-вторых, симметрия квазипульсационной и квазитрансляционной мод при $0 < H < H_{n2}$ совпадает, а отличие от нуля щели квазипульсационной моды в точке ОФП $H = H_{n1}$ обусловлено взаимодействием и расталкиванием мод. Взаимодействие и расталкивание мод зависят от соотношения между ω_1 и ω_2 при $H=0$, т. е. R и



Зависимость частоты однородных внутриграничных колебаний от внешнего магнитного поля $h=H/H_{n1}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ в области ОФП второго рода в ДГ для различных значений $|K_1+2K_2|/R$: 0.1 (*а*), 2 (*б*), 20 (*в*).

Сплошная линия — квазипульсационная ($h < h_{n2}$) и пульсационная ($h \geqslant h_{n2}$) моды, штриховая линия — квазитрансляционная ($h < h_{n2}$) и трансляционная ($h \geqslant h_{n2}$) моды.

$|K_1+2K_2|$. Наибольшее расталкивание имеет место при $\omega_2 \gtrsim \omega_1$. На рисунке приведены зависимости частот для различных случаев. Явления, аналогичные существующим при $R \neq 0$, $H < H_{n2}$, имеют место и в однородно намагниченном диспрозиевом ортоферрите в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ [7], где также наблюдается взаимодействие и расталкивание антиферромагнитной и квазиферромагнитной ветвей АФМР, обусловленные динамическим скосом магнитных подрешеток.

Обычно $|K_1+2K_2| \gg R \neq 0$ при этом вблизи точки ОФП щель квазипульсационной моды стремится к (18). Фазовая скорость линейных изгибных волн, распространяющихся вдоль ДГ, соответствующая квазитрансляционной моде, при $k_x, k_z \to 0$ теперь не стремится к нулю.

В условиях закрепления ДГ на дефектах или в градиентном магнитном поле может реализоваться случай $R \gtrsim |K_1+2K_2|$. В предельном случае $R \gg |K_1+2K_2|$ и в длинноволновом приближении имеем

$$\omega_{\mathrm{I}} = \omega_{1w}(1 + \omega_H^2/2\omega_{1w}^2), \quad \omega_{II} = \omega_{2w}(1 - \omega_H^2/2\omega_{1w}^2), \tag{19}$$

здесь ω_{jw} — определяется (14) и (15). В этом случае ОФП в ДГ происходит с уменьшением и обращением в нуль активации квазипульсационной моды, т. е. $\omega_{II}(k_x, k_z \to 0) \to 0$ при $H \to H_{n1}$.

Обращает на себя внимание несимметричное поведение собственных частот ДГ (см. рисунок) в магнитном поле в области ОФП. Такое поведение частот может привести к несимметричной температурной зависимости частоты и релаксации ядер в доменной границе.

4. Рассмотрим радиационное затухание [14] «линии» в ДГ РЗО при наличии внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$. Основное состояние вертикальной «линии» в ДГ с поворотом $\mathbf{m} - \mathbf{l}_0 = l_0 \cdot (\mathbf{n}_y \sin\varphi_0 + \mathbf{n}_z \cos\varphi_0) \sin\theta_0$, $\mathbf{m}_0 = m_0 \mathbf{n}_x \cos\varphi_0 \sin\theta_0$, где $\cos\varphi_0 = -th\,(x/\Lambda_0)$, $\Lambda_0 = \sqrt{A/(K_1 + \chi_\perp H_E^2)}$. В случае малых трансляционных колебаний линии при $H=0$ отличны от нуля компоненты Δl_y, Δl_z, Δm_x, т. е. симметрия таких колебаний «линии» совпадает с симметрией ее основного состояния, а трансляционные колебания ДГ определяются компонентами Δl_x, Δl_z, Δm_x. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ из-за динамического скоса магнитных подрешеток существуют связанные колебания трансляционных мод ДГ и «линии» [15], которые определяются всеми отличными от нуля компонентами Δl_x, Δl_y, Δl_z, Δm_x, Δm_z. Это приводит к тому, что при колебании линии по закону $X_0 = a_0 \cos\omega t$, где X_0 — координата центра «линии», под действием переменных магнитного и электрического полей будут генерироваться как объемные, так и внутриграничные спиновые волны. Например, осциллирующая «линия», оказывая на ДГ гироскопическое давление, является источником периодических изгибных колебаний доменной границы в РЗО, так же как и в ферромагнетиках. Возбуждение внутриграничных магнонов, соответствующих трансляционной моде, произойдет в «резонансном» случае, когда совпадут частоты колебаний «линии» с собственной частотой изгибных колебаний ДГ. Поток этих магнонов и будет определять декремент затухания «линии», названного радиационным [14]. В случае РЗО гироскопическое давление возникает во внешнем магнитном поле из-за динамического скоса магнитных подрешеток и равно [15]

$$F_g = (\pi M_0 H/\gamma H_E)\,\eta \cdot \dot{X}_0 \cdot \delta(X - X_0), \tag{20}$$

где $\eta = \pm 1$ — топологический заряд «линии». Декремент радиационного затухания «линии» определим как

$$\tau_r^{-1} = \dot{E}/E_0, \tag{21}$$

где $E_0 = (m_л + m_{хл})(a_0\omega)^2/2$ — усредненная за период колебаний энергия «линии», $m_л = 2M_0\delta_0/\gamma^2 H_E \Lambda_0$, $m_{хл} = (\pi M_0 H/\gamma H_E)^2/2\,(\sigma_w k_0)^{1/2}$ — инерционная и гироскопическая массы «линии», $k_0 = R/\delta_0$, $\dot{E}$ — мощность возбуждаемых трансляционных внутриграничных магнонов. В результате расчетов, следуя методике [14], имеем

$$\tau_r^{-1} = \frac{\omega_1 m_{хл}}{2(m_л + m_{хл})} \sum_n \frac{n\omega\,[\mathcal{J}_{n-1}(a_0 k_{\perp n}) + \mathcal{J}_{n+1}(a_0 k_{\perp n})]^2}{[(n\omega)^2 - \omega_1^2]^{1/2}}, \tag{22}$$

где $k_{\perp n} = c^{-1}\,[(n\omega)^2 - w_1^2]^{1/2}$, $\omega_1 = \omega_{1w}$ $(k_\perp = 0)$, — ширина активационной щели, $\mathcal{J}_n(\xi)$ — функция Бесселя. При $\omega = \omega_1/n$ $(n = 1, 2, 3 \ldots)$ в (22) существует расходимость, устраняемая при учете конечности времени жизни магнонов. В случае $\omega \gg \omega_1$ и при малой амплитуде колебаний линии $a\omega/c \ll 1$ из (22) получаем

$$\tau_r^{-1} \sim \omega_1 m_{хл}/2\,(m_л + m_{хл}). \tag{23}$$

Декремент радиационного затухания сильно зависит от поля H, а при $H \to 0$ и $\tau_r^{-1} \to 0$. Если же $m_л \ll m_{хл}$, то τ_r^{-1}, как и в случае ферромагнетиков, определяется только шириной активационной щели в магнонном спектре. Сравним (23) с обычной магнитной релаксацией «линии» [15]

$$\tau_л^{-1} = m_л \tau_\alpha^{-1}/(m_л + m_{хл}), \quad \tau_\alpha^{-1} = 2\gamma a H_E. \tag{24}$$

Используя обычные значения параметров РЗО — $\delta_0 \sim 10^{-6}$ см, $\gamma \sim 10^7$ э$^{-1}$с$^{-1}$, $H_E \sim 10^6$ э, $c \sim 10^6$ см/с — и считая, что $H \sim 10^3$ э, $\alpha \sim 10^{-4}$, $\Lambda_0 \sim 10^{-5}$ см, получим $\tau_r^{-1}/\tau_л^{-1} \sim 1$. Таким образом, радиационное затухание «линии» с ростом поля может стать сравнимым с ее обычной магнитной релаксацией. Заметим, что выше мы пренебрегли излучением объемных и внутриграничных, соответствующих пульсационной моде, спиновых волн. Это справедливо в области частот, удовлетворяющих соотношению $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2 \ll \omega_{1d}$, ω_{2d} (т. е. вдали от области ОФП в ДГ), где $R \ll K_1(H) \ll K_{ab}$.

Авторы выражают благодарность Е. А. Турову за полезные замечания.

Список литературы

[1] Фарзтдинов М. М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1988. 240 с.
[2] Tsang S. H., White R. L., White R. M. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 12. P. 6063—6074.
[3] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. // УФН. 1985. Т. 146. № 3. С. 417—458.
[4] Шамсутдинов М. А., Фарзтдинов М. М., Халфина А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 112—116.
[5] Шамсутдинов М. А., Фарзтдинов М. М. // Тез. докл. Всес. конф. по физике магнитных явлений. Донецк, 1977. С. 251.
[6] Андреев А. Ф., Марченко В. И. // УФН. 1980. Т. 130. № 1. С. 39—63.
[7] Балбашов А. М., Марчуков П. Ю., Рудашевский Е. Г. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 358—366.
[8] Балбашов А. М., Волков А. А., Лебедев С. П. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 3. С. 978—987.
[9] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М.; 1979. 320 с.
[10] Залесский А. В., Саввинов А. М., Желудев И. С., Иващенко А. Н. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 4. С. 1449—1459.
[11] Shymczak R., Maziewski A., Piotrowski K. // J. Magn. and Magn. Mater. 1980. V. 15—18. N 3. P. 1505—1506.
[12] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.; 1982. 384 с.
[13] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429—462.
[14] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ФТТ. 1987. Т. 20. № 1. С. 268—270.
[15] Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А., Екомасов Е. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1866—1868.

Башкирский государственный университет
Уфа

Поступило в Редакцию
11 мая 1989 г.
В окончательной редакции
18 октября 1989 г.