ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2009, том 107, № 6, с. 1–9

ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ

УДК 537.611.2

ИЗЛУЧЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕЙ (ДГ) ОДНООСНОГО СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА В РЕЖИМЕ ПРЕЦЕССИОННОЙ ДИНАМИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

 Г. Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, 125502 Москва, ул. Лавочкина, 12

Поступила в редакцию 19.05.2008 г.

Проводится численное интегрирование уравнений Ландау-Лифшица для бездиссипативного сильноанизотропного одноосного ферромагнетика в области непараметрического порогового излучения спиновых волн доменной границей (ДГ), совершающей движение в режиме прецессионной динамики в сильном постоянном магнитном поле. Отклонение вычисленных значений поступательной скорости ДГ, отличной от нуля вследствие обратного действия поля излучения на нее, от известных аналитических результатов возрастает с уменьшением константы одноосной анизотропии и с приближением действующего поля к пороговому значению. Обращается внимание на зависящую от направления скорости ДГ асимметрию поля излучения относительно плоскости ДГ.

PACS: 75.30.Ds, 75.60.Ch

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию излучения объемных спиновых волн 180° доменной границей (ДГ) в ферромагнетике типа “ось легкого намагничивания” (ОЛН) под действием постоянного магнитного поля H_z, коллинеарного ОЛН. Одноосный ферромагнетик предполагается сильноанизотропным в смысле выполнения неравенства $Q \equiv K/2\pi M^2 \gg 1$ (K – положительная константа одноосной анизотропии, M – намагниченность образца), а ДГ – пространственно одномерной. Согласно теоретическим результатам [1–3], достаточно сильное поле H_z вызывает прецессию спинов, локализованных внутри ДГ, с частотой γH_z (γ – магнитомеханическое отношение). Взаимодействия, содержащие оси симметрии порядка n = 2, 3, 4… относительно поворотов в базисной плоскости ферромагнетика, модулируют исходную прецессию с частотой $\gamma n H_z$. Когда частота $\gamma n H_z$ попадает в область непрерывного спектра объемных спиновых волн, становится возможным пороговое непараметрическое излучение спиновых волн в объемы прилегающих к ДГ доменов. В [1, 2] в качестве неинвариантного взаимодействия рассматривался случай n = 2 (локальное магнитодипольное взаимодействие), так что для $Q \gg 1$ канал излучения открывается при $H_z \geq H_a/2$, где $H_a = 2K/M$ – эффективное поле анизотропии. Интерпретация некоторых экспериментальных особенностей высокополевой динамики ДГ, наблюдаемых в пленках одноосных феррит-гранатов, с указанной выше точки зрения, проводилась в [4] и в ряде последующих работ Рандошкина и сотрудников.

Ввиду важности прецессионного режима ДГ в реализации рассматриваемого механизма излучения спиновых волн, необходимо сделать несколько общих замечаний о режимах движения пространственно одномерных ДГ. Известное решение Уокера [5] для движущейся с постоянной скоростью ДГ неизменного профиля ограничено сверху как по полю $H_z < H_w = 2\pi M\alpha$ (здесь α – параметр затухания Гильберта), так и по скорости ДГ $V < V_w \approx 2\pi\gamma M\Delta$ ($\Delta = (A/K)^{1/2}$ – параметр ширины ДГ; A – обменная жесткость, неравенство относится к случаю $Q \gg 1$). Если $H_z > H_w$, то движение ДГ переходит в прецессионный режим, в котором профиль волны не сохраняется. В ДГ происходит прецессия спинов, и ее толщина периодически меняется, причем наряду с поступательным ДГ совершает колебательное перемещение (при $\alpha = 0$ движение носит чисто колебательный характер). В рамках сокращенного описания динамики ДГ, уравнений Слончевского, этот режим был предложен в [6, 7]; его численная верификация с использованием уравнений Ландау-Лифшица в области умеренных H_z была проведена в [8]; в [9] дана интерпретация на основании гамильтонова формализма. Отметим ради полноты, что в области $H_z > H_w$ альтернативный прецессионному сценарий движения был предложен в [10]. Механизм, для которого существенна конечность затухания α, основан на образовании кластеров, состоящих из нескольких 180° ДГ различных полярностей. Излучения спиновых волн, которое исследуется в настоящей работе, не использует предположения о конечности параметра затухания.

Ниже проводится численное интегрирование уравнений Ландау-Лифшица для бездиссипативного сильноанизотропного одноосного ферромагнетика в области излучения спиновых волн. Наблюдается, как и следует из аналитической теории, асимметрия поля излучения относительно плоскости ДГ и его обратное действие на ДГ, вызывающее ее поступательное перемещение. Численные результаты сравниваются с теоретическими выводами [1–3], основанными на вычислениях амплитуд спиновых волн в первом порядке по $1/Q \ll 1$. Отклонение вычисленных значений скорости ДГ от теоретических возрастает с уменьшением Q и с приближением действующего поля к пороговому значению сверху.

2. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ, АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе проводится вывод и исследование уравнений, описывающих излучение спиновых волн в первом порядке по $1/Q \ll 1$. При выводе уравнений используется асимптотический подход, отличающийся от представленного в [2] большей полнотой и учетом поля H_z в основном (нулевом) приближении.

Рассмотрим одноосный ферромагнетик с ОЛН, коллинеарной оси $0z$, полагая, что единичный вектор намагниченности $\mathbf{m}(y, t) = \mathbf{M}(y, t)/|\mathbf{M}|$ зависит только от одной пространственной координаты y и времени t, и 180° ДГ располагается в плоскости $x0z$. Лагранжиан L системы уравнений Ландау-Лифшица разделим на две части $L = L_0 + L_1$, где L_0 описывает основное состояние, L_1 – возмущение. В основное состояние $L_0 = T_0 - w_0$ последовательно входят плотности “кинетической” и “потенциальной” энергий:

$$T_0 = -2m_2\frac{d}{dt}\operatorname{arctg}\frac{m_y}{m_x}, \tag{1}$$

$$w_0 = \mathbf{m}'^2 - m_z^2 - 2H_z m_z. \tag{2}$$

В (2) вносят вклады неоднородный обмен (штрих-дифференцирование по y), одноосная анизотропия и взаимодействие с внешним полем H_z. В качестве возмущения в пределе $Q \gg 1$ выбирается магнитодипольная энергия

$$L_1 = w_1 \equiv -m_y^2/Q. \tag{3}$$

В (1)–(3) входят следующие безразмерные величины (слева от стрелок):

$$L \longrightarrow L/K; \quad y \longrightarrow y/\Delta; \quad t \longrightarrow \gamma H_a t; \quad H_z \longrightarrow H_z/H_a, \tag{4}$$

где $\Delta = (A/K)^{1/2}$ – параметр ширины ДГ; A – константа неоднородного обмена; остальные обозначения были введены ранее. Учитывая в Лагранжиане постоянство длины вектора намагниченности $\mathbf{m}(y, t)^2 = 1$ с помощью аддитивного вклада $L \longrightarrow L + \lambda\mathbf{m}^2$, где λ – множитель Лагранжа, после варьирования и векторного умножения на $\mathbf{m}$, исключающему λ, приходим к уравнениям $[\mathbf{m}, \delta L/\delta\mathbf{m}] \equiv 2\dot{\mathbf{m}} - [\mathbf{m}, \delta w/\delta\mathbf{m}] = 0$. Эти уравнения эквиваленты обычным уравнениям Ландау-Лифшица

$$\dot{\mathbf{m}} = -[\mathbf{m}, \mathbf{H}^{\mathrm{ef}}], \tag{5}$$

где в силу замены (4) эффективное поле $\mathbf{H}^{\mathrm{ef}} = -(\delta w/\delta\mathbf{m})/2$. В угловых переменных

$$m_{x,y}(y, t) = \sin\theta(\cos\varphi, \sin\varphi), \quad m_z(y, t) = \cos\theta, \tag{6}$$

которые также понадобятся в последующем, уравнения (5) имеют вид

$$\sin\theta\dot{\vartheta} = -(\delta w/\delta\varphi)/2, \quad \sin\theta\dot{\varphi} = (\delta w/\delta\theta)/2, \tag{7}$$

точки над переменными обозначают дифференцирование по t.

Определим теперь нулевое приближение, отвечающее L_0. Подставляя (6) в (1), (2), с использованием (7) получаем уравнения

$$\sin\theta\dot{\varphi} + \vartheta'' - \sin\theta\cos\theta(\varphi'^2 + 1) - H_z\sin\theta = 0, \tag{8.1}$$

$$\sin\theta\dot{\varphi} - (\sin^2\vartheta\varphi')' = 0. \tag{8.2}$$

Решение (8) для 180° ДГ с азимутальным углом φ, который прецессирует под действием внешнего поля H_z, имеет вид:

$$\dot{\vartheta} = 0, \quad \cos\theta = -\operatorname{th}Y; \quad \dot{\varphi} - H_z = 0 \text{ и } \varphi = H_z t + \mathrm{onst}, \tag{9}$$

где $Y = y - q(t)$ – локальная координата, $q(t)$ – положение центра ДГ на оси $0y$. Зависимость положения ДГ от времени $q = q(t)$ учитывается в следующем приближении.

Решение уравнений излучения первого порядка по $1/Q$ ищем в виде

$$\mathbf{m} = \mathbf{R}[\theta(Y), \varphi(t)]\tilde{\mathbf{m}}, \tag{10}$$

где $\mathbf{m}$ – компоненты намагниченности в неподвижной (лабораторной) системе координат, в которой записаны (1)–(3). В движущейся вместе с нулевым решением (9) подвижной системе координат намагниченность имеет вид $\tilde{\mathbf{m}} = (\tilde{m}_x, \tilde{m}_y, (1 - \tilde{m}_x^2 - \tilde{m}_y^2)^{1/2})$. Ортогональная матрица

$$\mathbf{R} = [\theta, \varphi] = \begin{pmatrix} \cos\vartheta\cos\varphi & -\sin\varphi & \sin\vartheta\cos\varphi \\ \cos\vartheta\sin\vartheta & \cos\varphi & \sin\vartheta\sin\varphi \\ -\sin\varphi & 0 & \cos\vartheta \end{pmatrix}, \tag{11}$$

где углы θ и φ определены (9), сохраняет единичность длин векторов намагниченности в обеих системах $m^2 = \tilde{m}^2 = 1$. Решение представляем в виде следующих рядов по $1/Q$:

$$\tilde{\mathbf{m}}_{x,y}(Y,t) = \tilde{\mathbf{m}}^{(1)}_{x,y} + \tilde{\mathbf{m}}^{(2)}_{x,y} + \ldots, \quad (12.1)$$

$$q(t) = q^{(0)} + q^{(1)}(t) + \ldots. \quad (12.2)$$

Подставляя (10) в полный Лагранжиан L, варьируем его по двум независимым переменным $\tilde{m}_x$, $\tilde{m}_y$ (процедура варьирования аналогична [2], где и можно найти необходимые формулы). В полученные уравнения подставляем разложения (12) и находим с учетом (9) в первом порядке по $1/Q$:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{m}}^{(1)}_y - \hat{L}_W\tilde{m}^{(1)}_x &= f_x, \\ \dot{\tilde{m}}^{(1)}_x + \hat{L}_W\tilde{m}^{(1)}_y &= f_y, \end{aligned} \quad (13)$$

где неоднородные части (13) равны

$$\begin{aligned} f_x &= \sin\theta\cos\theta\sin^2\varphi/Q, \\ f_y &= -\sin\theta\cos\varphi\sin\varphi/Q. \end{aligned} \quad (14)$$

Дифференцирование по времени в $\dot{\tilde{m}}^{(1)}_x(Y, t)$, $\dot{\tilde{m}}^{(1)}_y(Y, t)$ выполняется только по второй независимой переменной – t, так как дифференцирование $Y(t)$ вносит вклад второго порядка. Оператор $\hat{L}_W = -\mathbf{d}^2/\mathbf{d}Y^2 - \cos 2\vartheta(Y)$ имеет ортонормированный полный набор: дискретная мода $\chi_{\rm tr}(Y)$ (трансляционный уровень спектра), $\hat{L}_W\chi_{\rm tr}(Y) = 0$, которая делает $\hat{L}_W$ особым, и функции непрерывного спектра $\chi_{\rm pr}(Y, k)$ (прецессионный спектр), $\hat{L}_W\chi_{\rm pr}(Y, k) = (1 + k^2)\chi_{\rm pr}(Y)(-\infty > k > \infty)$. Собственные функции имеют вид

$$\begin{aligned} \chi_{\rm tr}(Y) &= 1/(2^{1/2}{\rm ch}Y)^{-} \equiv \sin\theta^{(0)}; \\ \chi_{\rm pr}(Y,k) &= \hat{L}^{+}\exp(ikY)/[2\pi(1+k^2)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где оператор $\hat{L}^{+} = d/dY - {\rm th}Y$.

Уравнения (13) в общем случае [2] содержат четыре неизвестных функции $\tilde{m}_{x,y}$, $q(t)$ и $\varphi(t)$, но последняя в рассматриваемом случае уже определена нулевым приближением, см. (9). Функция $q^{(1)}(t)$ определяется из условия разрешимости уравнений (13), т.е. ортогональности правой части (13) дискретной моде $\chi_{\rm tr}(Y)$. При этом в левой части трансляционные составляющие $(\dot{\tilde{m}}^{(1)}_{x,y})_{tr}$, как и сами функции $(\tilde{m}^{(1)}_{x,y})_{tr} \sim \sin\theta = \vartheta'$, можно положить равными нулю, так как их динамика сводится к динамике $\varphi(t)$ и $q^{(1)}(t)$. Действительно, сравним вариации намагниченности в угловых переменных (6), которые равны $\delta\theta = -\vartheta'\delta q$ и $\delta\varphi$, с изменениями намагниченности в силу преобразования (10), выражающимися через $(\tilde{m}^{(1)}_{x,y})_{tr}$. Таким образом, получим следующие связи между двумя наборами зависимых переменных: $\delta\theta = (\tilde{m}^{(1)}_x)_{\rm tr}$, $\delta\varphi\sin\theta = (\tilde{m}^{(1)}_y)_{\rm tr}$. Динамика трансляционных компонент намагниченности выражается через угловые переменные. В свою очередь, как следует из условия разрешимости (14), динамика угловых переменных (в безразмерных переменных (4)) подчиняется (в данном конкретном случае) уравнениям Слончевского в их простейшем варианте [2, 6, 7]:

$$H_z - \dot{\varphi} = 0, \quad \dot{q}^{(1)} + \cos\varphi\sin\varphi/Q = 0. \quad (16)$$

С другой стороны, после учета (16) в (13), получаем искомые спин-волновые уравнения:

$$\dot{\tilde{m}}^{(1)}_y - \hat{L}_W\tilde{m}^{(1)}_x = \sin\theta\cos\theta\sin^2\varphi(H_z t)/Q; \quad (17.1)$$

$$\dot{\tilde{m}}^{(1)}_x + \hat{L}_W\tilde{m}^{(1)}_y = 0. \quad (17.2)$$

Функции $\tilde{m}^{(1)}_x \sim \partial\vartheta/\partial\Delta \sim y\sin\theta$, $\tilde{m}^{(1)}_y = 0$ удовлетворяют статическим уравнениям (17) с правой частью, см. (9) и (4), поэтому можно заключить, что в динамическом случае уравнения (17) описывают колебания ширины ДГ. Выделив в правой части (17) осциллирующий сомножитель $-\cos(2H_z t)/2$, можно представить решение (17) в виде действительной части разложения

$$\tilde{m}^{(1)}_x(Y,t) = \exp(-2iH_z t)\int_{-\infty}^{\infty}\chi_k(Y)\tilde{m}_x(k)dk =$$

$$= \frac{-\hat{L}^{+}}{2Q(2\pi)^{1/2}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(ikY)(1+k^2)^{1/2}(\sin\vartheta\cos\vartheta)_k dk}{[(2H_z)^2 - (1+k^2)^2]}\times \quad (18)$$

$$\times\exp(-2iH_z t),$$

$$(\sin\theta\cos\theta)_k = \frac{\pi(1+k^2)^{1/2}}{2(2\pi)^{1/2}{\rm ch}(\pi k/2)}$$

(и аналогично для $\tilde{m}^{(1)}_y(Y, t)$). Собственная функция трансляционного спектра $\chi_{\rm tr}(Y)$ не вносит вклада в излучение в силу симметрии задачи.

Если полюсы подынтегрального выражения (18) не попадают на вещественную ось ($H_z < 1/2$), имеют место экспоненциально затухающие колебания намагниченности при удалении от центра ДГ. В случае $H_z > 1/2$, когда частота и волновые числа удовлетворяют соотношениям

$$\omega_0 = 2H_z, \quad k_{1,2} = \pm k_0, \quad k_0 = (2H_z - 1)^{1/2}, \quad (19)$$

происходит излучение монохроматических спиновых волн с $\omega_0 = 1 + k_0^2$. Амплитуду расходящихся от ДГ в обе стороны спиновых волн получают вычислением интеграла (18) в комплексной плоскости k. При $Y \longrightarrow \infty$ контур интегрирования вдоль вещественной оси замыкается в верхней полуплоскости k и охватывает полюс k_1 снизу, оставляя k_2 вне замкнутого контура; при $Y \longrightarrow -\infty$ контур замыкается в нижней полуплоскости и охватывает полюс k_2 снизу, оставляя k_1 вне замкнутого контура. Чисто мнимые полюсы подынтегрального выражения не учитываются, так как их вклад затухает экспоненциально при $|Y| \longrightarrow \infty$. После отделения действительных частей получаем расходящиеся спиновые волны в подвижной системе координат:

$$\tilde{m}_x^{(1)}(|Y| \longrightarrow \infty, t) = \\ = a[-k_0\cos(k_0|Y| - 2H_zt) + \sin(k_0|Y| - 2H_zt)]; \tag{20.1}$$

$$\tilde{m}_y^{(1)}(|Y| \longrightarrow \infty, t) = \\ = a[k_0\sin(k_0|Y| - 2H_zt) + \cos(k_0|Y| - 2H_zt)]; \tag{20.2}$$

$$a = \pi/[16Qk_0\mathrm{ch}(\pi k_0/2)]. \tag{20.3}$$

После перехода в лабораторную систему, подставив (20) в (11)), получим:

$$m_x^{(1)}(Y \longrightarrow \infty, t) = \\ = a[k_0\cos(k_0Y - H_zt) - \sin(k_0Y - H_zt)]; \tag{21.1}$$

$$m_x^{(1)}(Y \longrightarrow -\infty, t) = \\ = -a[k_0\cos(k_0Y + 3H_zt) + \sin(k_0Y + 3H_zt)]; \tag{21.2}$$

$$m_y^{(1)}(Y \longrightarrow \infty, t) = \\ = a[\cos(k_0Y - H_zt) + k_0\sin(k_0Y - H_zt)]; \tag{21.3}$$

$$m_y^{(1)}(Y \longrightarrow \infty, t) = \\ = a[\cos(k_0Y + 3H_zt) - k_0\sin(k_0Y + 3H_zt)]. \tag{21.4}$$

Заметим, что расходящиеся волны, обладающие симметрией в подвижной системе координат, теряют ее в неподвижной и распространяются с различными фазовыми скоростями

$$V_{p+} = (\mathbf{d}y/\mathbf{d}t)_{p+} = H_z/k_0 + \dot{q}, \quad y \longrightarrow \infty; \tag{22.1}$$

$$V_{p-} = (\mathbf{d}y/\mathbf{d}t)_{p-} = -(3H_z/k_0 - \dot{q}) \quad y \longrightarrow -\infty, \tag{22.2}$$

где $\dot{q}$ – поступательная скорость ДГ в первом приближении, см. (9).

Для вычисления средней скорости ДГ вследствие обратного действия излучаемых ею спиновых волн V_{sw}, обратимся к уравнению баланса энергии, следующему из уравнений (5)

$$\dot{w} - 2(\dot{\mathbf{m}}\mathbf{m}')' = 0 \tag{23}$$

и записанному в неподвижной системе отсчета. Интегрируя (23) в бесконечных пределах по $\mathbf{d}y$, получаем с использованием представления (21)

$$-2(\dot{\mathbf{m}}\mathbf{m}')\big|_{y=-\infty}^{y=\infty} = 2a^2k_0(1+k_0^2)(H_z + k_0V_{sw}) - \\ -2a^2k_0(1+k_0^2)(-3H_z + k_0V_{sw}) = 8a^2k_0(1+k_0^2)H_z. \tag{24}$$

Обратим внимание на то, что поток энергии распределен несимметрично относительно плоскости ДГ. Интегрирование $\dot{w}$, после усреднения по “быстрым” осцилляциям с частотой $\sim H_a$, определяет мощность, передаваемую внешним полем H_z магнитной системе: $-4H_zV_{sw}$. После этого с помощью (23) получаем скорость ДГ, которую представим ниже в размерных переменных

$$V_{sw} = \left(\frac{\pi}{8}\right)^2 \frac{\Delta\gamma H_z}{Q^2\Delta k_0(H_z)} \times \\ \times \frac{1}{\mathrm{ch}^2(\pi\Delta k_0(H_z)/2)}, \quad H_z > H_a/2 \tag{25}$$

(здесь теперь $k_0(H_z) = (2H_z/H_a - 1)^{1/2}/\Delta$). Формула (25) с учетом затухания была впервые получена в [3] (см. формулу (28) этой работы) другим методом, но там она содержит дополнительный множитель 2. В следующем разделе будет проведена численная проверка этого и других результатов настоящего раздела.

3. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ, РЕЗУЛЬТАТЫ

Верификация аналитических результатов, изложенных в предыдущем разделе, осуществляется путем прямого численного интегрирования пространственно одномерных уравнений Ландау-Лифшица (5).

Прежде всего на основании (5) определим смещение самой ДГ под действием внешнего магнитного поля. Для этого будем искать нули численно вычисляемой компоненты намагниченности $m_z(y, t)$, которые и будут определять положение центра 180° ДГ. Согласно уравнениям Слончевского (6) и выражению для скорости ДГ (25), положение центра ДГ в области излучения $H_z > 1/2$ задается функцией (при выборе начального условия $m_y(y, 0) = 0$, т.е. $q(0) = 0$)

$$q(t) = q^{(1)}(t) + V_{sw}t = [1 - \cos(2H_zt)]/4QH_z + V_{sw}t. \tag{26}$$

Справа в (26) входят: осциллирующий член, следующий из уравнений Слончевского, см. (6), и слагаемое, описывающее поступательное смещение ДГ вследствие обратного действия излучения спиновых волн (безразмерная скорость в (26) равна $V_{sw} \longrightarrow V_{sw}/(\Delta\gamma H_a)$, см. (4)). Типичная картина зависимости положения центра ДГ от времени $q(t)$, полученная численным интегрированием (5),

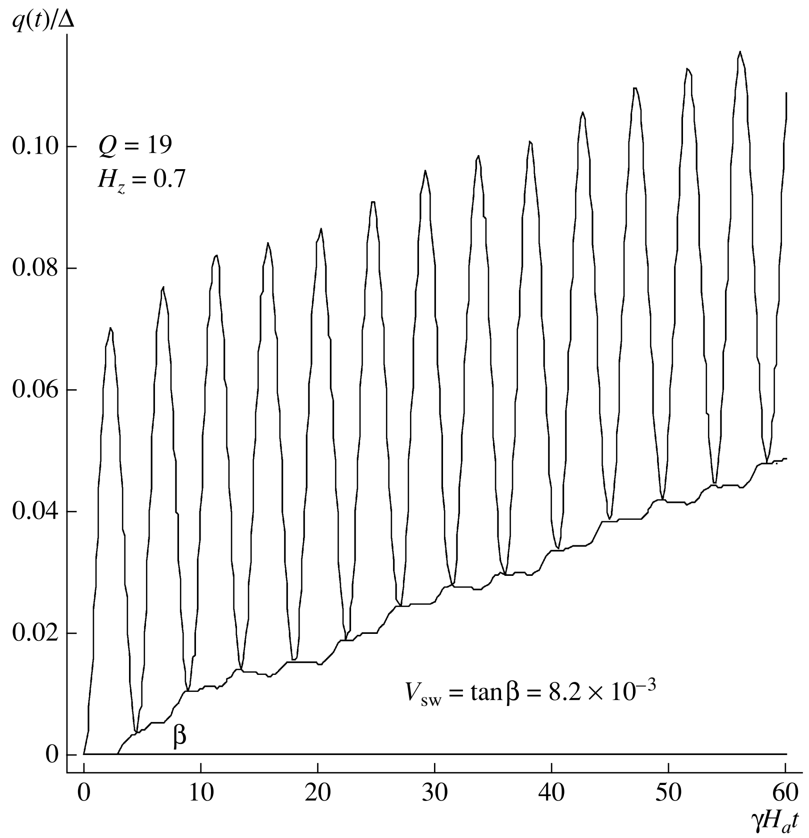

Рис. 1. Типичная зависимость скорости центра ДГ от времени (сильно осциллирующая верхняя кривая) и та же зависимость после исключения из нее осцилляций по Слончевскому (нижняя кривая), выделяющая систематическое поступательное смещение ДГ. Средняя скорость смещения определяется по общему углу наклона нижней кривой β.

представлена на рис. 1 Сильно осциллирующая верхняя кривая получена из уравнения $m_я(y, t) = 0$; нижняя, сглаженная – вычитанием из верхней суммарной кривой осцилляций ДГ, возникающих в силу уравнений Слончевского (16), т.е. из уравнения $m_я(y + q^{(1)}(t), t) = 0$. Малость амплитуды сглаженной кривой указывает на хорошую применимость теории Слончевского. Эта кривая позволяет определить по тангенсу ее угла наклона β (см. рис. 1) поступательную скорость смещения ДГ. В рассматриваемом случае $V_{sw} = 8.2 \times 10^{-4}$, тогда как вычисленное по (25) значение – 7.2×10^{-4}. Расхождение можно отнести к поправкам $\sim 1/Q$, которые не учитывается осцилляциями ДГ в силу уравнений Слончевского (16) и смещением ДГ в силу излучения спиновых волн.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости скорости ДГ $V_{sw}(Q)$ при $H_z = \text{const}$ и $V_{sw}(H_z)$ при $Q = \text{const}$. Скорости ДГ определялись указанным в предыдущем параграфе способом. Сравнение нанесенных теоретических кривых (25) с вычисленными по решениям уравнения Ландау-Лифшица значениями скорости показывает удовлетворительное общее качественное согласие (учет дополнительного множителя 2, содержащегося, согласно [3], в правой части (25), ухудшает согласие). Расхождение возрастает с приближением поля к пороговому значению $H_z = 1/2$ и с уменьшением Q. Возможно, что часть этих расхождений объясняется недостаточностью линейных по $1/Q$ приближений (16) и (17), с помощью которых получена используемая для сравнения формула (25).

В заключение этого раздела обратимся к изучению структуры спин-волнового поля, излучаемого ДГ. Поскольку в рамках численного моделирования уравнения Ландау-Лифшица (5) решается задача с начальными условиями (задача Коши), то на плоскости $y0t$ идеальное волновое поле, представляемое формулами (21), может существовать лишь в некоторых ограниченных областях, расположенных внутри двух волновых пакетов, излучаемых вправо и влево от центра ДГ. В каждом конкретном случае имеющиеся вычислительные возможности в той или иной степени ограничивают размеры пространственно-временной области $y0t$, доступной для сравнения с (21).

Наглядное представление структуры поля и фазовых соотношений между волнами можно получить с помощью функции

$$T_j(y) = t_{00} + j(2\pi/3H_z) + sm0_x(y, t_{00} + j(2\pi/3H_z)), \quad (27)$$

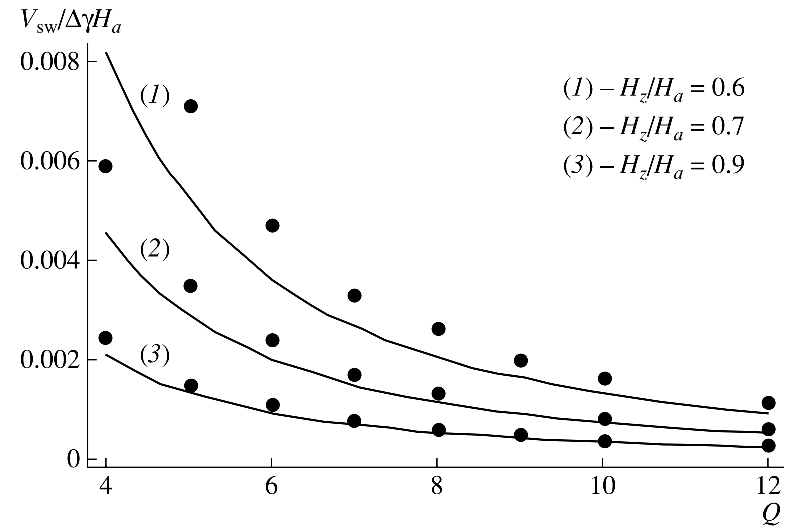

Рис. 2. Зависимости скорости ДГ V_{sw} от фактора качества Q.

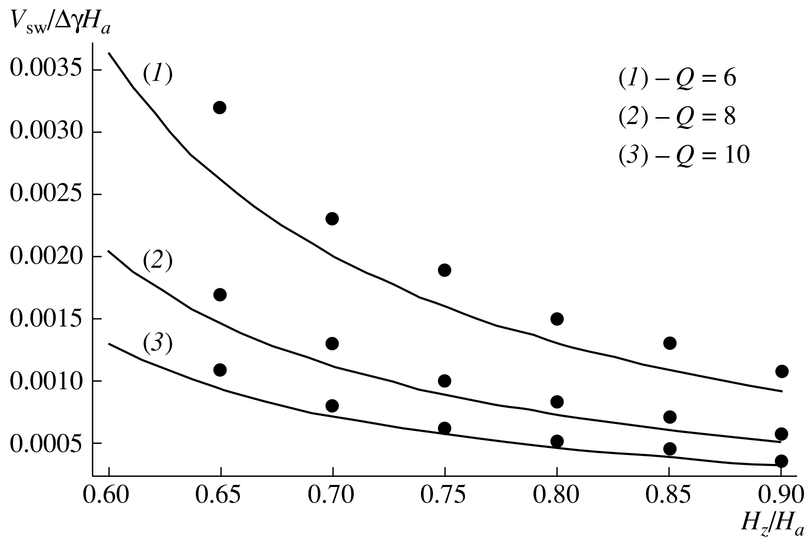

Рис. 3. Зависимости скорости ДГ V_{sw} от безразмерного внешнего магнитного поля H_z/H_a.

стробирующей волновое поле $m_x(y, t)$ через минимальный временной теоретический период по времени $2\pi/3H_z$ (или аналогичного выражения для $m_y(y, t)$), и построить $T_j(y)$ для j = 0–3 на плоскости $y0t$. Здесь s – выбираемый из соображений удобства масштабный множитель; t_{00} – начальный момент времени; выбранный полный временной интервал $2\pi/H_z$ охватывает один период по времени $2\pi/H_z$ волны, уходящей вправо, и три периода волны $2\pi/3H_z$, уходящей влево по оси y, см. (21). Для совмещения масштабов кривых на рис. 4 из $m_x(y, t)$ удалено нулевое решение $m0_x(y,t) = m_x(y, t) - \cos H_z t/\operatorname{ch}(y + q^{(1)}(t))$ с максимальной амплитудой $|m_{x,y}(0, t)| \sim 1$, см. (9), (10), которое локализовано в области вблизи центра ДГ.

На рис. 4 изображен типичный фрагмент спинволнового поля для тех же значений параметров $Q = 10$, $H_z = 0.7$, что и на рис. 1, $s = 30$, шаг дискретизации по времени $2\pi/3H_z$ (≈ 3). Волновые пакеты со средними значениями амплитуд $|m_{x,y}(y, t)| \sim 0.02$–$0.04$ излучаются вправо и влево с групповыми скоростями $V_{g(+,-)} = \mathbf{d}\omega_{(+,-)}/\mathbf{d}k$. Здесь

$$\omega_{(+,-)} = ((1 + k^2 \mp H_z)(1 + k^2 \mp H_z + 1/Q))^{1/2} + V_{sw}k \qquad (28)$$

– законы дисперсии сред в неподвижном правом ($y > 0$) и левом ($y < 0$) доменах, мало отличающиеся друг от друга при $Q = 10$ и соответствующих значениях V_{sw} (см. рис. 2 и 3). Фронты излучения

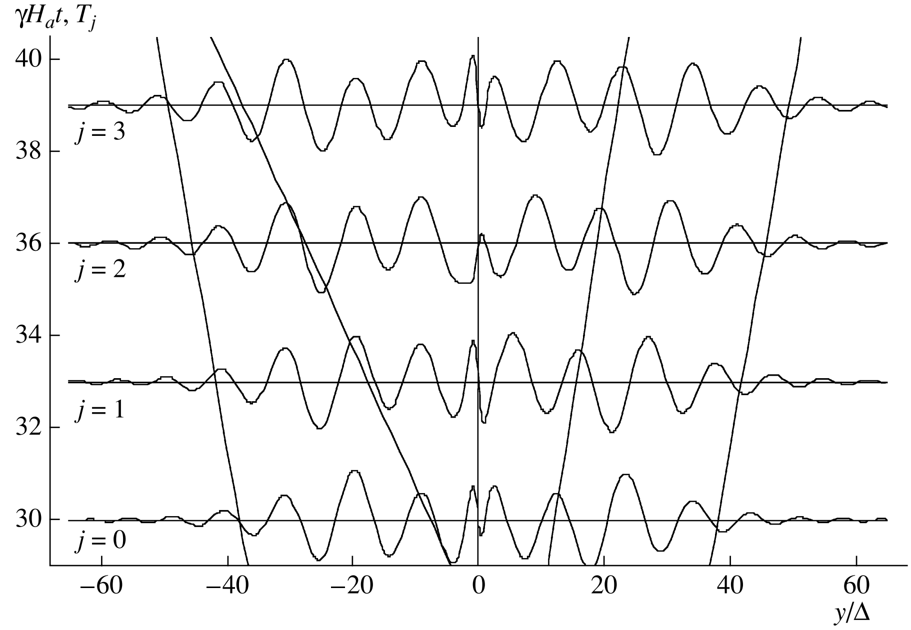

Рис. 4. Фрагмент асимметричного спин-волнового поля намагниченности $m_x(y, t)$ на пространственно-временной плоскости (нулевое приближение, локализованное вблизи области $y = 0$, удалено). Шаг изменения по времени $2\pi/3H_z \approx 3$ ($j = 0$–3). Волновые пакеты слева и справа от ДГ $y = 0$ ограничены внешними прямыми $y = V_{g(+,-)}t$, где $V_{g(+,-)}$ – соответствующие групповые скорости. При постоянном y средние значения фаз в левом домене совпадают через $2\pi/3H_z$, в правом – через $2\pi/H_z$. Внутри пакетов построены две характеристики с различающимися фазовыми скоростями. Средняя амплитуда осцилляций намагниченности в пакете ~(0.02–0.04)M (s – коэффициент масштабирования $m_x(y, t)$ равен 30).

ограничены двумя внешними наклонными прямыми $y = V_{g(+,-)}t$, как показано на рис. 4. Здесь же изображены также две характеристики $y = V_{g(+,-)}t$, расположенные внутри волновых зон ($V_{p(+,-)}$ – фазовые скорости (22), различающиеся для обоих доменов). Теоретические значения временных периодов в правом $T_+ = 2\pi/H_z \approx 9$ и левом $T_- = 2\pi/3H_z \approx 3$ доменах соответствуют средним значениям, определенным с помощью рис. 4. Напротив, длины волн излучения в волновых зонах правого и левого домена $2\pi/k_0$ ($k_0 = (2H_z - 1)^{1/2}$, см. (19)) одинаковы ~9.9, что также соответствует данным на рисунке. Как видно из рис. 2 и 3, скорости ДГ V_{sw} слишком малы, чтобы привести к заметному изменению волновой картины за счет смещения центра ДГ в течение использованного для построения рис. 4 интервала времени.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение остановимся на нескольких вопросах, представляющих интерес в связи с результатами настоящей работы. Один из них связан с возможностью понижения порогового поля $H_z = H_a/2$, довольно значительная величина которого зависит от порядка оси симметрии магнитостатического взаимодействия (3) относительно поворотов в базисной плоскости одноосного ферромагнетика. Можно заметить, что аналогичный рассмотренному выше механизм излучения возникает, например, если, наряду с магнитодипольной, включить в возмущение L_1 исходного Лагранжиана, см. (3), кубическую анизотропию $w_c = -K_c(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4)/2$.

Если константа кубической анизотропии $K_c > 0$, возникающие три ОЛН коллинеарны осям неподвижной координатной системы, использованным в настоящей работе. Добавки к правым частям f_x и f_y (14) получаем тем же способом, что и при выводе уравнений (13)

$$\begin{aligned} \delta f_x &= -\cos\theta\sin\theta\cos^4\varphi/Q_{c4} + \ldots \\ \text{и}\quad \delta f_y &= \sin^3\theta\sin\varphi\cos^3\varphi/Q_{c4} + \ldots, \end{aligned} \qquad (29)$$

где многоточия обозначают члены более низкого порядка по степеням $\sin\varphi$ или $\cos\varphi$ и $Q_{c4} = K/K_c > 1$. Добавки (29), как ясно из (14), ведут к пороговой величине поля $H_z = H_a/4$. В случае отрицательного знака K_c аналогичные соображения ведут к порогу $H_z = H_a/3$.

Еще один вопрос связан с учетом затухания на излучение спиновых волн, что особенно важно вблизи порога, где скорость ДГ V_{sw} (25) обращается в бесконечность. Согласно [3], затухание приводит к тому, что скорость ДГ становится ко-

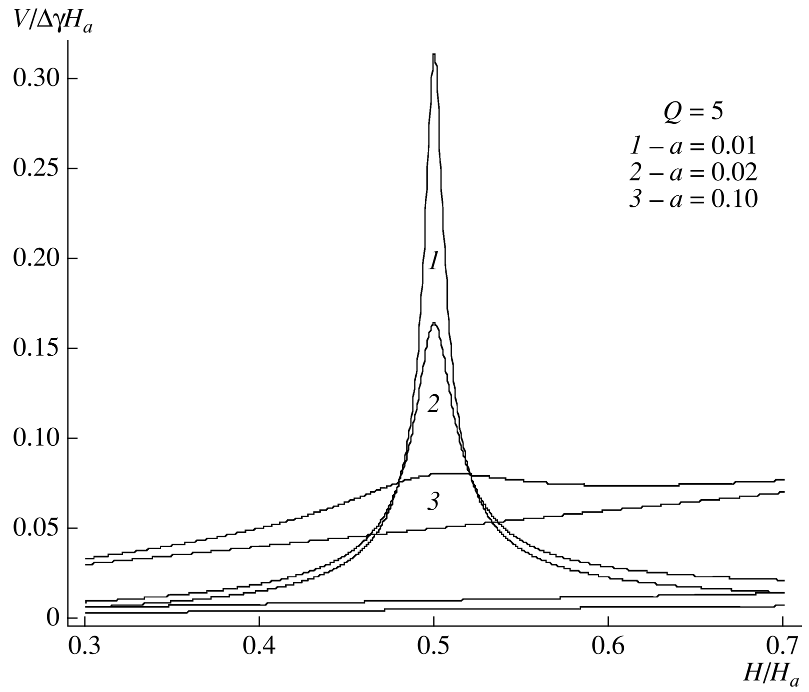

Рис. 5. Зависимость скорости ДГ от магнитного поля в области излучения спиновых волн. Три наклонные прямые $V = \alpha H_z$ – скорости ДГ в отсутствии излучения при указанных на рисунке значениях параметра затухания α.

нечной в точке порога и отличной от нуля в области $H_z < 1/2$. Здесь дополнительно к этому эффекту рассмотрен еще аддитивный вклад в динамику ДГ затравочного затухания Гильберта. Дополним правую часть уравнение баланса энергии (23) слагаемым, учитывающим диссипацию по Рэлею: $2\alpha\dot{\mathbf{m}}^2$, где α – безразмерный параметр затухания Гильберта. Если учесть дополнительное слагаемое в нулевом приближении (см. (9) и (10)), то для полной скорости ДГ получим выражение

$$V = V_{sw} + \alpha\Delta\gamma H_z, \tag{30}$$

отличающееся от соответствующего выражения в [3] наличием второго слагаемого справа.

Для устранения расходимости V_{sw} (25) в точке порога достаточно определить комплексное k из закона дисперсии $\omega = 1 + k^2 - i\alpha\omega$ при $\omega = 2H_z$, где $\alpha \ll 1$, и подставить вещественную часть корня в (25). При незначительном отступлении от порога вещественная часть k равна

$$\Delta k_0(H_z) = ((2H_z/H_a - 1)^2 + (2\alpha H_z/H_a)^2)^{1/2}. \tag{31}$$

Характерный вид зависимостей (30) при различных значениях параметра α изображен на рис. 5. Как и в [3], десятикратное увеличение α ведет к примерно тому же падению пикового значения скорости (3.5 раза).

Проведенное в настоящей работе сравнение численных результатов, полученных интегрированием уравнения Ландау-Лифшица (5), с результатами аналитической теории, изложенной в разд. 2, показывает общее удовлетворительное согласие. Выявлена асимметричная в лабораторной системе структура поля спиновых волн, излучаемых ДГ (см. (21) и рис. 4). Скорость, приобретаемая ДГ вследствие обратного действия излучения (см. (25)), также согласуется с численными результатами, представленными на рис. 2, 3. Необходимо отметить однако, что имеющееся расхождение аналитических и численных результатов возрастает как с уменьшением $Q = H_a/4\pi M$, так и с приближением поля $H_я$ к пороговому значению $H_a/2$. Как можно предполагать, такое расхождение может быть уменьшено при учете следующих по отношению к уравнениям (13), (14) приближений по $1/Q$, которые будут включать эффекты взаимодействие спиновых волн, нелинейный сдвиг порогового значения поля и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ходенков Г.Е.* Излучение спиновых волн при движении блоховской ДГ в ферромагнетиках с большой константой анизотропии // ФММ. 1975. Т. 39. Вып. 2. С. 466–472.
2. *Ходенков Г.Е.* Структура ДГ в ферромагнетике с большим фактором качества // ФММ. 1994. Т. 78. Вып. 3. С. 33–37.
3. *Иванов Ю.И.* Динамика ДГ в спин-волновом приближении // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. Вып. 2. С. 612–626.
4. *Рандошкин В.В., Сигачев В.Б.* О механизме зарождения микродоменов вблизи движущейся домен-

ной стенки // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1522–1524.

5. *Walker L.R.* (unpubl.). Quoted by Dillon F. in Dynamics of domain walls. Magnetism ed. by Rado G.T., Suhl H. New-York: Pergamon Press, 1963. V. 3. P. 451–465.
6. *Slonczewski J.C.* Dynamics of magnetic domain walls // Intern. J. Magnet. 1972. V. 2. № 2. P. 85–97.
7. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
8. *Shryer N.L., Walker L.R.* The motion of 180° domain walls in uniform DC magnetic field // J. Appl. Phys. 1974. V. 4. № 12. P. 5406–5421.
9. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова Думка, 1988. 190 с.
10. *Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е.* Динамика ДГ во внешнем магнитном поле // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. Вып. 2. С. 705–710.