

05;12

Взаимодействие движущейся доменной границы с поверхностными магнитоупругими волнами в ортоферрите иттрия

© А.П. Кузьменко, Е.А. Жуков, Ю.И. Щербаков

Тихоокеанский государственный университет,
680035 Хабаровск, Россия
e-mail: kap@mail.khstu.ru

(Поступило в Редакцию 21 сентября 2007 г. В окончательной редакции 10 января 2008 г.)

Обнаружены и измерены амплитудно-частотные характеристики магнитоупругих поверхностных волн, возбуждаемых при движении доменных границ в пластинчатых образцах ортоферрита иттрия. Представлены результаты исследований влияния поверхностных магнитоупругих волн на динамику доменных границ в этом ортоферрите. Исследовано нелинейное взаимодействие поверхностных магнитоупругих волн, сопровождающих движение доменной границы.

PACS: 75.50.Gg, 75.70.Kw

Введение

Упругие и магнитные волны в пластинчатых магнитоупорядоченных средах характеризуются многообразием объемных и поверхностных мод и представляют интерес в связи с различными техническими приложениями [1,2]. Магнитоупругая (МУ) связь в этом случае дополнительно усложняет спектральную зависимость [3–7], особенно в области ориентационных фазовых переходов [8] и приводит к интенсивному взаимодействию в условиях фазового синхронизма [9]. Нелинейность в магнитной подсистеме вызывает нелинейности звуковых волн [10]. Наличие магнитных неоднородностей типа доменных границ (ДГ) также усложняет спектр элементарных возбуждений ферромагнетиков [11]. В антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках (СФМ) на МУ-взаимодействия накладывается механизм обменного усиления [12], что позволяет несмотря на незначительную величину МУ-констант наблюдать магнитоакустическое взаимодействие [13].

Особое место среди СФМ занимают достаточно хорошо экспериментально и теоретически изученные ортоферриты (окисное соединение $R\text{FeO}_3$, где R — Y или редкоземельный элемент) [9,12–14]. Характерные для них высокие обменного взаимодействия, большие поля анизотропии, незначительные поля размагничивания, а также ряд других уникальных свойств, в частности магнитооптических, позволяют до последнего времени открывать в них новые явления [15–17]. В ортоферритах движение ДГ представляет основной механизм перемагничивания в полях, слабых относительно полей опрокидывания подрешеток. Максимальная скорость стационарного движения ДГ в СФМ (c) оказалась наибольшей среди всех изученных магнетиков. Она в несколько раз превосходит скорости объемных поперечных — s_t и продольных — s_l звуковых волн ($s_t = 4.2 \cdot 10^5$, $s_l = 7 \cdot 10^5$, $c = 20 \cdot 10^5$ cm/s для YFeO_3). В результате в пластинчатых образцах СФМ реализуется уникальная ситуация, при которой ДГ под действием продвигающегося

магнитного поля может последовательно преодолевать звуковые барьеры, когда ее скорость достигает скорости s_t или s_l вплоть до предельной скорости c . При этом, как было ранее показано [18,19], на полевых зависимостях скорости движения ДГ — $v_{dw}(H)$ обнаружены постоянные значения скоростей ДГ для некоторых интервалов продвигающего поля. Это свидетельствует о торможении ДГ, особенно заметном при звуковых и некоторых других скоростях.

Для описания механизмов торможения ДГ выдвинут ряд предположений, учитывающих возбуждение МУ-волн [18] и пристеночных (винтеровских) магнонов [20]. Однако полное и последовательное объяснение наблюдаемых особенностей, возникающих на $v_{dw}(H)$ при движении ДГ, в СФМ отсутствует.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния поверхностных волн на динамику ДГ в ортоферритах.

Анализ возможных типов пластинчатых волн

Для рассмотрения возбуждений, связанных с движением ДГ, рассмотрим ортоферрит, имеющий кристаллохимическую симметрию D_{2h}^{16} , который в магнитной фазе Γ_4 со спиновой конфигурацией $G_x F_z$ обладает СФМ-упорядочением. Такая ситуация характерна при температурах $T < T_N$ для ортоферритов Y, Lu, La, а при не слишком низких — для Dy, Tm, Eu и ряда других [14]. Будем пренебрегать слабыми магнитными полями, поскольку в антиферромагнетиках эффект обменного усиления помимо увеличения МУ-взаимодействия уменьшает магнитостатическое [13]. Пренебрежем также влиянием ДГ на структуру МУ нормальных волн.

В двухподрешеточном приближении вектора намагниченности $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M$, где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ — намагниченности подрешеток, $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = M^2$, связаны соотношениями $\mathbf{ml} = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ [9,12].

Выберем оси координат $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$, совпадающие с кристаллографическими осями $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$. Векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} в равновесном состоянии ориентированы соответственно вдоль \mathbf{z} и \mathbf{x} . В полях, меньших полей опрокидывания, $\mathbf{m}^2 \ll \mathbf{l}^2 \approx 1$. Введем азимутальный и полярный углы $\theta_{1,2}, \varphi_{1,2}$ векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$ в сферической системе координат в виде $\theta_1 = \pi/2 - \alpha - \varphi$, $\theta_2 = \pi/2 + \alpha - \varepsilon$, $\varphi_1 = \varphi + \beta$, $\varphi_2 = \pi + \varphi - \beta$. При небольшом отклонении от рассматриваемой равновесной спиновой конфигурации $\varphi, \alpha \ll 1$, и небольшим изломе подрешеток $\beta, \varphi \ll 1$ параметры $\varphi, \alpha, \beta, \varepsilon$ совпадают с проекциями векторов \mathbf{l}, \mathbf{m} : $\mathbf{l} = (1, \varphi, \alpha)$; $\mathbf{m} = (0, \beta, \varepsilon)$ уравнения движения в соответствии с [20,21] в гармоническом приближении вблизи равновесного состояния могут быть представлены в виде

$$\frac{4M^2}{ag^2} \ddot{\alpha} + b_3 \alpha - A \Delta \alpha + 2\delta_8 u_{xz} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{4M^2}{ag^2} \ddot{\varphi} + b_2 \varphi - A \Delta \varphi + 2\delta_7 u_{xy} = 0, \quad (2)$$

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} - \rho s_l^2 \Delta \mathbf{u} - \rho (s_l^2 - s_t^2) \nabla (\nabla \mathbf{u}) = \mathbf{f}, \quad (3)$$

$$\mathbf{f} = \left[\delta_7 \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \delta_8 \frac{\partial \alpha}{\partial z}; \delta_7 \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \delta_8 \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где a, A — постоянные однородного и неоднородного обмена, b_2, b_3 — константы анизотропии, ρ — плотность, δ_i — магнитоупругие константы, $u_{ik} = (\partial u_i / \partial x_k + \partial u_i / \partial x_k) / 2$ — тензор деформации, u_i — компоненты вектора деформации \mathbf{u} . Считаем деформации небольшими, а упругую подсистему — изотропной.

Отклонения вектора \mathbf{l} в плоскостях xy (угол φ) и xz (угол α), соответствующие спинволновым представлениям Γ_{14} и Γ_{23} фазы Γ_4 [12], связаны со звуковыми волнами с поляризациями u_x, u_y и u_z соответственно. Сила связи зависит от направления распространения волны.

Для исследования влияния поверхности будем рассматривать бесконечную плоскопараллельную пластинку ортоферрита, вырезанную перпендикулярно оси и ограниченную областью $-h/2 \leq z \leq h/2$. Ограничимся наиболее характерным для ортоферритов случаем границы \mathbf{ac} -типа, ориентированной в плоскости \mathbf{yz} , движущейся вдоль оси $\mathbf{x}(\mathbf{a})$, считая, что все переменные не зависят от \mathbf{y} . Решение (1)–(4) ищем по методике, аналогичной [3,6–8] в виде $\tilde{u}_k \exp(\mathbf{i}k_z z)$, $\tilde{u}_k = u_k \exp(\mathbf{i}k_x x - \mathbf{i}\omega t)$, где $u_k = \alpha_k, \varphi_k, u_{xk}, u_{yk}, u_{zk}$. Уравнения распадаются на две независимых системы (5)–(7), связывающие волны $(\alpha_k, u_{xk}, u_{zk})$ и (8), (9), для (φ_k, u_{yk}) :

$$(\omega^2 - \omega_a \omega_{b3} - k_x^2 c^2 - k_z^2 c^2) \alpha_k - \mathbf{i}k_z \omega_a \omega_{\delta 8} u_{xk} - \mathbf{i}k_x \omega_a \omega_{\delta 8} u_{zk} = 0, \quad (5)$$

$$\mathbf{i}k_z s_l^2 \frac{\omega_{\delta 8}}{\omega_\rho} \alpha_k + (\omega^2 - k_x^2 s_l^2 - k_z^2 s_l^2) u_{xk} - k_x k_z (s_l^2 - s_t^2) u_{zk} = 0, \quad (6)$$

$$\mathbf{i}k_x s_t^2 \frac{\omega_{\delta 8}}{\omega_\rho} \alpha_k - k_x k_z (s_l^2 - s_t^2) u_{xk} + (\omega^2 - k_x^2 s_l^2 - k_z^2 s_l^2) u_{zk} = 0, \quad (7)$$

$$(\omega^2 - \omega_a \omega_{b2} - k_x^2 c^2 - k_z^2 c^2) \varphi_k - \mathbf{i}k_x \omega_a \omega_{\delta 7} u_{yk} = 0, \quad (8)$$

$$\mathbf{i}k_x s_t^2 \frac{\omega_{\delta 7}}{\omega_\rho} \varphi_k + [\omega^2 - (k_x^2 + k_z^2) s_t^2] u_{yk} = 0, \quad (9)$$

где введены эффективные частоты, соответствующие упругой, обменной, анизотропной и МУ энергиям: $\omega_\rho = g \rho s_l^2 / 2M$, $\omega_a = ga / 2M$, $\omega_{b2, b3} = gb_{2,3} / 2M$, $\omega_{\delta 7, \delta 8} = g \delta_{7,8} / 2M$; $c = g \sqrt{aA} / 2M$ — фазовая скорость спиновых волн на линейном участке дисперсии.

При учете конечной толщины пластины по оси $\mathbf{z}(\mathbf{c})$ в отсутствие МУ-взаимодействия уравнения (5)–(7) описывают Релея–Лэмба (\mathbf{SL} -волны, по сейсмической терминологии), уравнения (8), (9) — горизонтальные или сдвиговые волны (\mathbf{SH} -волны). Для рассмотрения возможных возбуждений, распространяющихся с фазовой скоростью v , положим $\omega = k_x v$. Равенство нулю определителей, обуславливающее наличие нетривиальных решений, приводит к дисперсионным уравнениям для k_z . Рассмотрим вначале последний тип волн.

Сдвиговые волны

Для системы (8), (9) соответствующее уравнение $(k_z^2 - k_{10}^2)(k_z^2 - k_{20}^2) = \xi^2 k_x^2$; где $\xi = \delta_7 / \sqrt{A \rho s_l^2}$, k_{10}, k_{20} — волновые числа k_z для не взаимодействующих спиновой и поперечной звуковой волн при $\delta_7 = 0$: $k_{10}^2 = (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2 - k_x^2$, $k_{20}^2 = k_x^2 (v^2 / s_l^2 - 1)$. При $\xi^2 k_x^2 \ll 1$:

$$k_{z1}^2 \approx (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2 - k_x^2 - \xi^2 k_x^2 / [k_x^2 v^2 / s_l^2 - (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2], \quad (10)$$

$$k_{z2}^2 \approx k_x^2 (v^2 / s_l^2 - 1) + \xi^2 k_x^2 / [k_x^2 v^2 / s_l^2 - (k_x^2 v^2 - \omega_a \omega_{b2}) / c^2]. \quad (11)$$

Связь между волнами φ_k, u_{yk} приобретает вид

$$u_{k1, k2} = -\mathbf{i} \frac{\omega_{\delta 7}}{\omega_\rho} \frac{k_x \varphi_{k1, k2}}{(k_{20}^2 - k_{1,2}^2)}; \quad \varphi_{k1, k2} = \mathbf{i} \frac{\omega_a \omega_{\delta 7}}{c^2} \frac{k_x u_{k1, k2}}{(k_{10}^2 - k_{1,2}^2)}. \quad (12)$$

Общее решение для u_k будем искать следующим образом:

$$\tilde{\varphi}_k = a_1 \exp(\mathbf{i}k_z z) + b_1 \exp(-\mathbf{i}k_z z) - \frac{\mathbf{i} \xi^2 k_x}{(k_{20}^2 - k_{10}^2)} \frac{\omega_\rho}{\omega_{\delta 7}} [a_2 \exp(\mathbf{i}k_z z) + b_2 \exp(-\mathbf{i}k_z z)]; \quad (13)$$

$$\tilde{u}_{yk} = -\frac{\mathbf{i} \xi^2 c^2 k_x}{\omega_a \omega_{\delta 7} (k_{20}^2 - k_{10}^2)} [a_1 \exp(\mathbf{i}k_z z) + b_1 \exp(-\mathbf{i}k_z z)] + a_2 \exp(\mathbf{i}k_z z) + b_2 \exp(-\mathbf{i}k_z z) \quad (14)$$

со свободными граничными условиями на поверхностях пластины $\sigma_{yz} = 0$, которое в данной геометрии сводится

к $du_y/dz = 0$ и в отсутствие закрепления спинов к $\partial\varphi/\partial z = 0$ при $z = \pm h/2$.

Система из четырех уравнений, составленная по этим условиям, однородна и имеет отличные от нуля решения при равенстве нулю определителя. Так как спиновые волны и упругие в граничные условия вошли независимо, полученные в результате дисперсионные уравнения подобны таковым для не взаимодействующих волн, $\sin(k_{z1,z2}h/2) = 0$; $\cos(k_{z1,z2}h/2) = 0$, где МУ-взаимодействие приводит к изменению k_z (10), (11). Нас интересуют волны, фазовые скорости которых могут совпадать со скоростью границы, рассмотрим семейство поверхностных звуковых волн при $\xi^2 k_x^2 \ll 1$:

$$\frac{v_n^2}{s_l^2} \approx 1 + \left(\frac{n\pi}{k_x h}\right)^2 - \frac{\xi^2 \Delta_2^2}{(1 + k_x^2 \Delta_2^2)}, \quad (15)$$

где n — номер моды, $\Delta_2 = \sqrt{\omega_a \omega_{b2}}/c = \sqrt{A/b_2}$ совпадает с толщиной ДГ. МУ-взаимодействие фазовые скорости спиновых ветвей повышает, а звуковых — понижает, как и для объемных волн. При этом наибольшее снижение скорости звука наблюдается в низкочастотной части спектра, где спиновая система успевает подстраиваться под упругую, а в высокочастотной области взаимодействие уменьшается. В результате в спектре квазиупругих поверхностных МУ сдвиговых волн образуются бездисперсионные участки, на которых фазовая скорость совпадает с групповой при $k_x^2 \Delta_2^2 = n\pi/(\xi h - n\pi)$.

На рис. 1 приведены спектральные зависимости разности фазовой скорости сдвиговых волн и объемной звуковой $v - s_l$ от k_x для пластины YFeO₃ толщиной 10 и 100 мкм при параметрах, взятых из [9,14,21]: $\rho = 5.6 \text{ g/cm}^3$; $A = 0.88 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$; $b_2 = 2.5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $\delta_7 = 5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $\xi = 5.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. С уменьшением толщины пластины нормальные SH-моды сдвигаются в область высоких пространственных

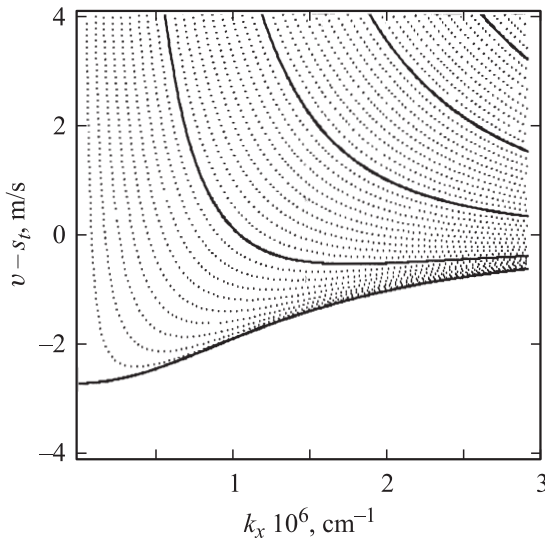


Рис. 1. Спектральные зависимости разности фазовой скорости сдвиговых волн и объемной звуковой $v - s_l$ от k_x для пластины YFeO₃ толщиной 10 мкм (сплошные кривые) и 100 мкм (штриховые). Нижняя кривая соответствует $n = 0$.

частот. Наивысшая мода с бездисперсионным участком — $n_{\max} = \xi h/\pi$. При толщине пластинки $h \leq 6 \mu\text{m}$ возбуждается только нулевая мода, совпадающая с объемным поперечным звуком вдоль оси x .

Рассматриваемые связанные волны φ_k, u_{yk} (8), (9) могут возбуждаться ДГ **ab**-типа. Из приведенных расчетов следует, что вращение антиферромагнитного вектора **l** в плоскости **ab**, возможно, будет зависеть от толщины пластинки ортоферрита. Для YFeO₃ типична граница **ac**-типа, с отличными от нуля значениями α . Как показано в [21], при движении ДГ вектор **l** выходит из плоскости **ac** на несколько градусов, что может вызывать возбуждение рассматриваемых МУ-волн. Упругое смещение u_y может возникнуть также из-за неоднородного характера движения ДГ [9]. Неоднородности пластинок, присущие монокристаллам ортоферритов, также могут приводить к размерному эффекту. При другой ориентации ДГ относительно кристаллографических осей, к примеру, поверхности пластинок перпендикулярны оптической оси, возможны возбуждения всех типов МУ-волн (5)–(9), а значит может также иметь место размерный эффект.

Волны Релея–Лэмба в общем случае допускают только численный анализ. Без учета обратного влияния упругих волн на магнитную систему определение величин упругих колебаний этих волн, возбуждаемых ДГ, расположенной в плоскости **yz** и движущейся со скоростью v_{dw} вдоль **x**, приводилось согласно данным работ [21,22]. В правую часть (3) подставим плотность силы, создаваемой ДГ

$$f_x = (2\delta_1 + \delta_2)\partial(\cos^2 \alpha)/\partial x; \quad f_z = \delta_8 \partial(\sin \alpha \cos \alpha)/\partial x; \quad \cos \alpha = \text{th}[(x - v_{dw}t)/\Delta_3], \quad (16)$$

где Δ_3 — толщина ДГ, с учетом граничных условий $\sigma_{xz} = 0$; $\sigma_{zz} = 0$ при $z = \pm h/2$. Магнитная часть тензора напряжений σ_{xz}^m рассчитывалась по термодинамическому потенциалу, приведенному в [21]:

$$\sigma_{zz}^m = -(2\delta_5 + \delta_6) \sin^2 \alpha; \quad \sigma_{xz}^m = \delta_8 \sin \alpha \cos \alpha. \quad (17)$$

Упругое смещение u_y и все производные по y в этом случае отсутствуют, а угол α уже не будет малым. Расчет u_x, u_z по (3) и (16) проводился численно с помощью метода Фурье для волн, распространяющихся с фазовой скоростью $v = v_{dw}$ при параметрах ортоферрита иттрия из [21]: $2\delta_5 + \delta_6 = 6 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$; $\delta_8 = 5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; $2\delta_1 + \delta_2 = 2.3 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. Амплитуда изгиба пренебрежимо мала ($\sim 10^{-10} \text{ cm}$) при расчетах для толщины ДГ, теоретически определенной из $\Delta_3 = \sqrt{A/b_3} = 10^{-6} \text{ cm}$.

На рис. 2 приведена зависимость амплитуды деформаций u_x, u_z на поверхности пластины от скорости движения ДГ v_{dw} для пластины толщиной 100 мкм. При расчетах ширина ДГ принята равной $\Delta_3 = 10^{-3} \text{ cm}$, что можно объяснить наклоном ДГ при движении и неидеальностью образцов. Амплитуда изгиба мало изменяется в диапазоне скоростей $(1-3) \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Ее

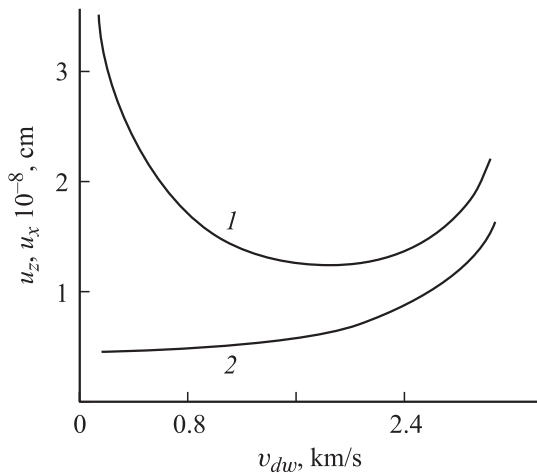


Рис. 2. Зависимость деформаций на поверхности пластины u_z (кривая 1), u_x (2) от скорости движения ДГ v_{dw} .

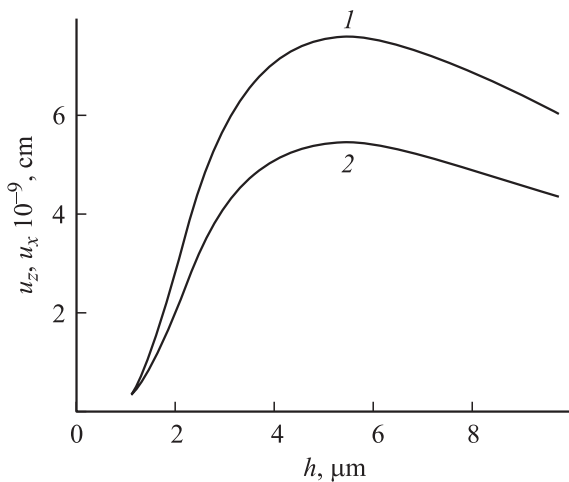


Рис. 3. Зависимость деформаций на поверхности пластины u_z (кривая 1), u_x (2) от толщины пластины h при скорости ДГ 3.3 km/s.

значение составляет порядка $2 \cdot 10^{-8}$ см и начинает расти при меньших скоростях из-за роста длины волны по отношению к толщине пластины. Рост амплитуды при больших скоростях связан с уменьшением дисперсии при приближении к релейской скорости (рис. 2). В этом случае также имеет место размерный эффект.

Зависимость деформаций от толщины пластины для скорости $3.3 \cdot 10^5$ см/с приведена на рис. 3. При такой скорости длина волны Лэмба оказывается порядка толщины пластины. Как следует из расчетной зависимости, максимальная деформация наблюдается при толщине пластины, сопоставимой с толщиной ДГ (рис. 3).

В пластинах с бесконечными размерами имеет место сильная дисперсия волн Лэмба, возбуждаемых ДГ, что ограничивает их амплитуду. Однако для объемных МУ-волн [21] ситуация может измениться при выполнении резонансных условий. Ограничение поперечных размеров пластины по осям x и y [23] должно приводить к

возбуждению стоячих изгибных волн Лэмба [24]. В этом случае в периодическом магнитном поле амплитуда деформаций должна существенно возрастать. Для образцов, по форме близких к прямоугольным, с поперечными размерами l_1, l_2 и опертыми краями, частоты f могут быть рассчитаны в соответствии с [24]:

$$f_{p,q,n} = Bh[(p/l_1)^2 + (q/l_2)^2]/n,$$

$$B = 0.9s_t \sqrt{s_l^2 - s_t^2}/s_l \quad (18)$$

с ненулевыми целыми p, q, n . Здесь p, q — номера резонансных частот, n — номер субгармоники. Для YFeO_3 величина $B = 3 \cdot 10^5$ см/с. Для образцов со свободными краями значения резонансных частот субгармоник будут понижаться, а их амплитуды — повышаться, тогда как закрепление краев образцов будет повышать частоту и уменьшать амплитуды субгармоник. В этом случае дисперсия уже не ограничивает амплитуду волн Лэмба, однако для расчета их амплитуды необходимо учитывать поглощение.

Методика эксперимента

Исследовались пластинчатые образцы монокристаллов ортоферрита иттрия, вырезанные перпендикулярно оптической оси. Монокристаллы ортоферритов выращивались методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом в Московском энергетическом институте (проф. А.М. Балбашов) и имели естественные ростовые неоднородности [25]. Для установления и возвращения в исходное положение одиночной прямолинейной ДГ в работе использовалось постоянное градиентное поле $H_{gr} = rdH/dr$, где r — координата, перпендикулярная плоскости ДГ. В образцах устанавливалась двухдоменная структура, визуально контролируемая с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Отклонение ДГ от равновесного положения осуществлялось импульсным магнитным полем, создаваемым с помощью катушек Гельмгольца. Динамика ДГ исследовалась интерферометрическим [24], темнопольным [26] методами и методом двукратной фотографии [9].

При исследовании изгибных колебаний пластинчатых образцов, сопровождающих движение ДГ первым методом, разработанным в НПО „Дальстандарт“ Госстандарта РФ [27], образец YFeO_3 помещался в одно из плеч интерферометра Майкельсона. Порог чувствительности этого метода составлял $5 \cdot 10^{-8}$ см. Исследование упругих колебаний проводилось при действии биполярных импульсов продвигающего поля с амплитудой 21 Ое на частотах до 10 МГц [24].

Изгибные колебания исследовались также темнопольным методом [26], при котором измерялась мощность отраженного от поверхности образца излучения на длине волны $0.63 \mu\text{m}$, регистрируемого в дальней оптической зоне.

В обоих методах регистрация излучения осуществлялась с помощью фотодиодов ФД-256 с постоянной времени 2 ns и цифрового осциллографа Tektronic TDS5054B с длиной записи до $16 \cdot 10^6$ точек выборки.

Для измерения полевой зависимости скорости ДГ $v_{dw}(H)$ был применен магнитооптический метод двукратной фотографии [9,18]. Регистрировались два положения ДГ с временной задержкой 15 ns при действии импульсного продвигающего магнитного поля, амплитуда которого могла превышать 2000 Oe. Скорость ДГ этим методом измерялась с погрешностью не более 2%.

Результаты и их обсуждение

Изгибные МУ-колебания

Измерения изгибных колебаний в направлении, перпендикулярном поверхности пластины, проводились интерферометрическим методом в пластинчатом образце YFeO_3 толщиной $100 \mu\text{m}$ с формой, близкой к прямоугольной размером 4–6 mm. Способ закрепления пластинок на подложке наиболее близко соответствовал граничным условиям „опертые края“. В установившемся режиме при воздействии на образец прямоугольного биполярного импульса магнитного поля наблюдалось резкое возрастание сигнала на ряде резонансных частот, согласующихся с формулой (18). На частотах продвигающего магнитного поля до 10 kHz возникала составляющая упругих колебаний с частотой, изменяющейся в диапазоне 24–28 kHz.

На рис. 4 представлены осциллограммы амплитуд магнитного поля (биполярный прямоугольный импульс) и упругих колебаний на частоте 3.8 kHz, вызванных движением ДГ (с усреднением за 100 проходов). Наибольшая деформация, вызванная движением ДГ, была зарегистрирована в этом диапазоне на частоте 26.4 kHz. Измеренная на этой частоте амплитуда деформаций составила 7 nm. Наблюдаемые упругие колебания имели гармонический характер. Оценка плотности энергии колебаний дает величину $4 \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^3$. При исследовании на более высоких частотах (вплоть до 10 MHz) были обнаружены упругие деформации аналогичной природы на частотах 58 и 72 kHz.

На низких частотах спектральный анализ осциллограмм упругих колебаний и продвигающего поля дает

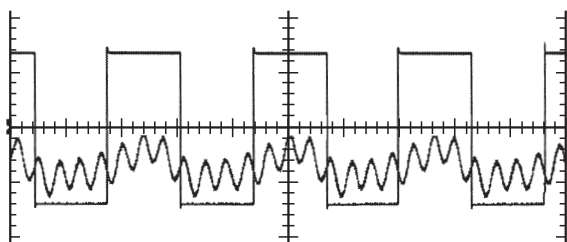


Рис. 4. Осциллограммы сигналов продвигающего магнитного поля на частоте 3.8 kHz (прямоугольный биполярный импульс) и упругих колебаний поверхности пластинчатого образца ($M 40 \mu\text{s}$).

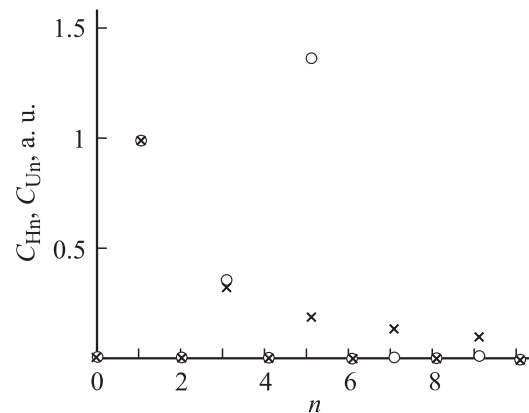


Рис. 5. Интенсивности гармоник кратности n продвигающего поля C_{Hn} (крестики) и упругой деформации (кружочки) для основной частоты 5.3 kHz.

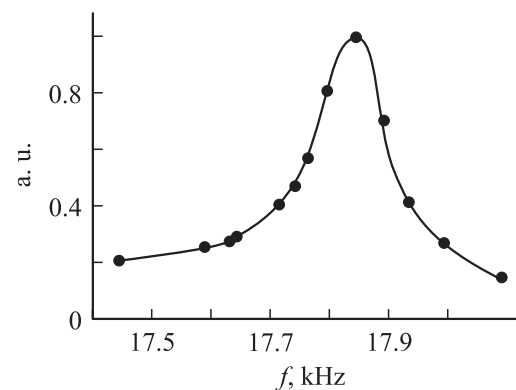


Рис. 6. Амплитудно-частотная характеристика пластинчатых магнитоупругих волн вблизи частоты 17.85 kHz.

только нечетные гармоники. По законам симметрии четные составляющие отсутствуют при данных граничных условиях. Максимальная амплитуда наблюдается у гармоники в диапазоне 24–28 kHz.

На рис. 5 приведены гармоники деформации C_{Un} (обозначены кружочками) и амплитуды продвигающего поля на частоте 5.3 kHz C_{Hn} (обозначены крестиками), нормированные по первой гармонике ($n = 1$). Наибольшая амплитуда в спектре деформации у пятой гармоники ($n = 5$), которая попадает в указанный выше диапазон частот.

Для исследования временных характеристик возбуждаемых поверхностных МУ-волн применялся темнопольный метод [26]. В отличие от предыдущего условия закрепления образца — „опертые края“ — крепление образца, а также форма отличались, что вызвало изменения значений резонансных частот. В диапазоне от 1 до 100 kHz их наблюдалось не менее 20. Амплитудно-частотные зависимости таких МУ-колебаний носили ярко выраженный резонансный характер. К примеру, у гармоники на частоте 17.85 kHz ширина резонанса составила порядка 130 Hz (рис. 6).

Для определения времени релаксации наблюдаемых резонансных МУ-колебаний применена модуляция биполярного прямоугольного сигнала магнитного поля низкочастотной прямоугольной огибающей. Время жизни возбуждаемых поверхностных МУ-волн, к примеру, при частоте продвигающего поля 1.018 kHz составило порядка 20 ms.

На рис. 7 приведен участок характерной цифровой осциллограммы регистрируемого сигнала амплитуды МУ-волны в режиме свободных колебаний через 24 ms после окончания серии биполярных импульсов магнитного поля на этой же частоте для периода низкочастотной модуляции магнитного поля 60 ms. Из рисунка видно уменьшение амплитуды гармоники на частоте продвигающего поля и появление более высокочастотных колебаний.

Исследование непрерывных спектральных характеристик проводилось с помощью вейвлет-анализа [28]. Данные вейвлет-анализа приведены на рис. 8, где представлен контурный график коэффициентов

$$c(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \quad (19)$$

где

$$\psi(t) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right).$$

На рис. 9 представлены временные графики для значений a , равных 100 (пунктир) и 8 (сплошная линия), соответствующие частотам 1 и 12.5 kHz в диапазоне изменения b в интервале времени, представленном на рис. 7. Наблюдаемое возникновение в нижней части вейвлет-поверхности затемненных областей при b , начиная с 28 ms, указывает на образование высокочастотных составляющих колебаний. В этих условиях отмечается также уменьшение амплитуды колебаний (на частоте 1 kHz) и появление колебания на срезах вейвлет-поверхности.

Таким образом, интерферометрический и темнопольный методы позволили обнаружить поверхностные МУ-волны в пластинчатых образцах, которые сопровождают

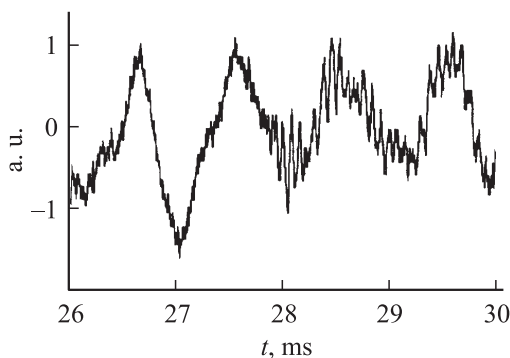


Рис. 7. Участок осциллограммы регистрируемого сигнала амплитуды МУ-волны.

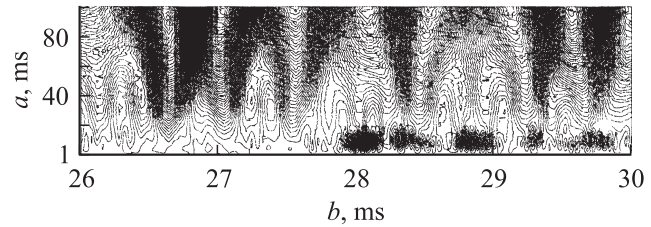


Рис. 8. Контурный график вейвлет-коэффициентов.

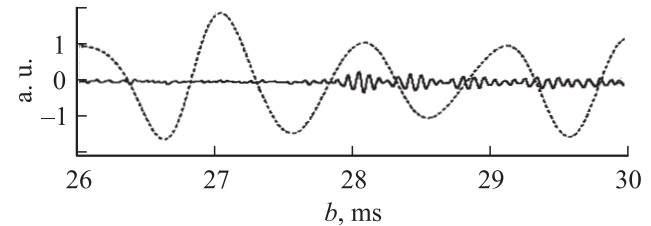


Рис. 9. Вейвлет-коэффициенты $c(100, b)$ — пунктирная линия, $c(8, b)$ — сплошная линия.

движение ДГ, и могут оказать влияние не ее динамику. Наблюдаемое явление перекачки энергии между различными гармониками пластинчатых МУ-волн в образцах YFeO₃ свидетельствует об их нелинейном характере. Ранее [10,29] взаимодействие между звуковыми волнами в YFeO₃ наблюдалось только для объемных МУ-волн на низших гармониках.

Динамика ДГ

В работе [30] была обнаружена зависимость динамики ДГ от толщины плоскопараллельных образцов. В настоящей работе для исследования влияния поверхностей образцов на динамику ДГ использовались образцы клинообразной формы с искусственно созданной мозаичной поверхностью, когда толщина пластинки в разных местах варьировалась от 14 до 20 μm.

Как видно из графика, представленного на рис. 10, сильное торможение ДГ наблюдалось лишь начиная со скорости $\sim 14 \cdot 10^5$ cm/s. Заметно торможение и на поперечном звуке. Экспериментальные результаты для образца клинообразной формы (с толщиной, изменяемой от 320 до 30 μm на длине 4 mm) представлены в таблице. Изучалось движение ДГ как по кристаллографической оси a , направленной перпендикулярно усеченному ребру клина, так и в направлении, параллельном этому ребру. По сравнению с данными рис. 10 в этом случае обнаружилось заметное торможение ДГ и на дозвуковых скоростях, а также увеличение общего числа полочек при движении параллельно ребру. Наблюдается различие и при движении ДГ в противоположных направлениях вдоль оси a .

В целом, динамика ДГ в ортоферритах отвечает следующим закономерностям. Наблюдается дискретный набор скоростей ДГ, на которых она тормозится при

Скорости v (10^5 cm/s) / величины интервалов ΔH (Oe) при движении в сторону большей толщины клина (А), в противоположную сторону (В) и вдоль ребра (С)

$v, 10^5$ cm/s	A	0.9	3.1	4.2	5.9	13.5	14.5	15.5	17.5	18.5	19.2			
$\Delta H, \text{Oe}$		25	35	90	25	40	25	100	150	270	$> 10^3$			
$v, 10^5$ cm/s	B	1.2	2.2	4.2	5.2	13.2	14.5	15.3	16.2	17.2	18.2	19.2		
$\Delta H, \text{Oe}$		25	35	100	25	25	50	30	70	180	250	$> 10^3$		
$v, 10^5$ cm/s	C	1.5	3.2	4.2	5.9	7.9	10.4	11.0	12.1	13.0	15.2	17.5	18.1	19.8
$\Delta H, \text{Oe}$		30	30	50	50	30	25	50	75	50	100	300	700	$> 10^3$

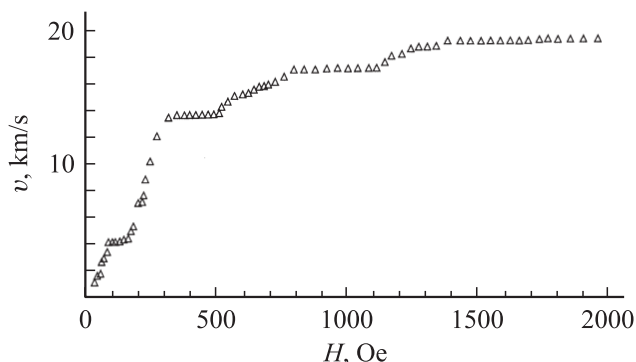


Рис. 10. Полевая зависимость скорости $v(H)$ стационарного движения ДГ в YFeO_3 толщиной $20 \mu\text{m}$ с искусственно созданной мозаичной структурой.

возрастании продвигающего магнитного поля. Прежде всего, следует выделить торможение ДГ на звуковых скоростях s_t, s_l , которое, очевидно, обусловлено МУ-взаимодействием с объемными звуковыми волнами, а также предельную скорость s , совпадающую с минимальной фазовой скоростью спиновых волн на участке без дисперсии. Кроме того, имеет место торможение (дополнительные полочки) и при других скоростях. Количество дополнительных полочек снижается с уменьшением толщины образцов. Дискретность скоростей торможения ДГ на зависимости $v_{dw}(H)$ свидетельствует о резонансном механизме их возникновения.

В перечисленных экспериментах, так же как и ранее в целом ряде работ [9,18,19], подтверждается нелинейность динамики ДГ в зависимости от формы, размеров образцов, состояния поверхности. Это указывает на то, что образование дополнительных полочек на зависимости $v_{dw}(H)$ может быть вызвано взаимодействием ДГ с поверхностными МУ-волнами, а также нелинейными многоволновыми процессами с их участием.

Заключение

Таким образом, результаты расчета и экспериментов свидетельствуют о том, что движение ДГ в пластинках ортоферрита иттрия сопровождается возбуждением не

только объемных, но и поверхностных МУ-волн. В резонансных условиях они оказывают заметное влияние на динамику ДГ. Большой набор спектральных зависимостей мод различных типов поверхностных МУ-волн приводит к увеличению числа возможных резонансов на скоростях ДГ, не совпадающих со скоростями объемных звуковых и спиновых волн. При этом динамика ДГ зависит от толщины, формы и состояния поверхности образцов.

Определение конкретных типов возбуждаемых поверхностных волн на некоторых скоростях ДГ, особенно в клинообразных образцах, требует проведения дополнительных как экспериментальных, так и теоретических исследований.

Список литературы

- [1] Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
- [2] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [3] Филиппов Б.Н., Болтачев В.Д., Лебедев Ю.Г. // ФММ. 1980. Т. 49. Вып. 6. С. 70–81.
- [4] Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 8. С. 2307–2313.
- [5] Барьяхтар В.Г., Локтев В.М., Рябченко С.М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 5. С. 1752–1756.
- [6] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 11. С. 6–23.
- [7] Filimonov Yu.A., Kazakov G.T., Khivintsev Yu.V., Kotelayn-skii I.M., Maryachin A.V. // JMMM. 2004. Vol. 272–276. Pt 2. P. 1009–1010.
- [8] Гуляев Ю.В., Дикштейн И.Е., Шавров В.Г. // УФН. 1997. Т. 167. № 7. С. 735–750.
- [9] Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N. // Springer Tracts in Mod. Phys. Berlin, 1994. Vol. 129. 179 p.
- [10] Ожогин В.И., Преображенский В.Л. // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593–621.
- [11] Фарзтдинов М.М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1988. 240 с.
- [12] Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001. 560 с.
- [13] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.

- [14] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных металлах. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [15] Шамсутдинов М.А., Шамсутдинов Д.М., Екомасов Е.Г. // ФММ. 2003. Т. 96. № 4. С. 16–22.
- [16] Kimel A.V., Stanciu C.D., Usachev P.A., Pisarev R.V., Gridnev V.N., Kirilyuk A., Rasing Th. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. N 6. P. 060 403(4).
- [17] Чёткин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борцеговский О.А. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 4. С. 232–235.
- [18] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Чёткин М.В. // УФН. 1985. Т. 146. № 3. С. 417–458.
- [19] Чёткин М.В., Кузьменко А.П., Каминский А.В., Филатов В.Н. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 9. С. 1656–1660.
- [20] Звездин А.К., Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 8. С. 449–452.
- [21] Звездин А.К., Мухин А.А., Попков А.Ф. Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. Препринт ФИАН СССР. М.: 1982. № 108. 65 с.
- [22] Звездин А.К., Мухин А.Ф. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 2. С. 577–599.
- [23] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [24] Кузьменко А.П., Жуков Е.А. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 9. С. 49–54.
- [25] Балбашов А.М., Червоненкис А.Я., Антонов А.В., Бахтезов В.Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. Вып. 6. С. 1243–1247.
- [26] Белотелов В.И., Логинов А.С., Николаев А.В. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 3. С. 490–499.
- [27] Бандаренко А.Н., Базылев П.В., Луковой В.А. // Автометрия. 2002. № 2. С. 101–107.
- [28] Астафьева М.Н. // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
- [29] Dorofeev D.L., Rakhotov G.V., Zon V.A. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 026 607(8).
- [30] Чёткин М.В., Кузьменко А.П., Гадецкий С.Н., Филатов В.Н., Ахуткина А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. Вып. 5. С. 223–226.