

УДК 548 : 537.611.46

© 1990

## СПЕКТР ИЗГИБНЫХ ВОЛН ДОМЕННОЙ СТЕНКИ ПЕРЕХОДНОГО ТИПА — ОТ СТЕНКИ БЛОХА К СТЕНКЕ НЕЕЛЯ

В. Т. Сыногач

Экспериментально исследованы изменения спектра изгибных волн монополярной доменной стенки в иттриевом феррогранате, происходящие по мере увеличения нормального к ней постоянного магнитного поля  $H_y$ . Выявлены постепенное уменьшение резонансных частот стоячих волн изгиба стенки, их фазовой скорости, щели в спектре. Проведен расчет спектра возбуждений стенки в поле  $H_y$ , из которого следует, что их фазовая скорость должна квадратично уменьшаться как  $1 - aH_y^2$ , что качественно согласуется с экспериментом.

Экспериментально исследован спектр изгибных волн монополярной доменной стенки в иттриевом феррогранате при различных значениях нормального к ней постоянного магнитного поля  $H_y$ . Показано, что с увеличением  $H_y$  происходит нелинейное уменьшение резонансных частот изгибных мод, их фазовой скорости, щели. Выполнен соответствующий расчет, результаты которого качественно согласуются с экспериментом.

Вопросам исследования спектра элементарных возбуждений магнетика с доменной структурой в настоящее время уделяется большое внимание [1]. Это обусловлено, во-первых, тем, что наличие различных ветвей спин-волнового спектра, характер их дисперсии с неизбежностью сказываются на многих физических свойствах магнетика: термодинамических, релаксационных, кинетических. И, во-вторых, без учета процессов взаимодействия различных типов возбуждений невозможно последовательное описание микромеханизмов, лимитирующих подвижность доменной стенки и определяющих процессы намагничивания, что очень важно с точки зрения практических применений материалов с движущимися стенками в технике [2].

Экспериментальное исследование одной из ветвей спектра элементарных возбуждений 180-градусной доменной границы — ее изгибных колебаний — впервые удалось осуществить на границе блоховского типа в монокристаллических пластинках иттриевого феррограната (ИФГ) [3-5]. Однако, как известно [6-8], при изменении толщины пластинки (пленки) или же под действием постоянного нормального к стенке магнитного поля может происходить преобразование типа стенки от блоховского к неелевскому, когда разворот намагниченности осуществляется уже не в плоскости самой стенки, а в нормальной к ней плоскости. Естественно, что при этом будут меняться характеристики самой стенки — поверхностная энергия, эффективная масса, — что, в частности, может позволить контролируемым образом менять спектр локализованных в ней магнетонных мод. В данной работе изучаются изменения характеристик стоячих изгибных волн монополярной доменной стенки в ИФГ, происходящие при увеличении нормального к ней постоянного магнитного поля  $H_y$ .

Образец в форме длинной прямоугольной пластинки ИФГ размерами  $5 \times 0.3 \times 0.03$  мм, вытянутой вдоль одной из легких осей [111], содержал

две стенки, разделявшие домены с векторами намагниченности  $\mathbf{M}$  в плоскости пластины (112). Монополярное (или намагниченное) состояние стенки стабилизировалось с помощью постоянного магнитного поля  $H_x$ , нормального к плоскости образца  $YZ$  (рис. 1). Малые колебания стенки, амплитуда которых заведомо не превышала половины ширины ее изображения в по-

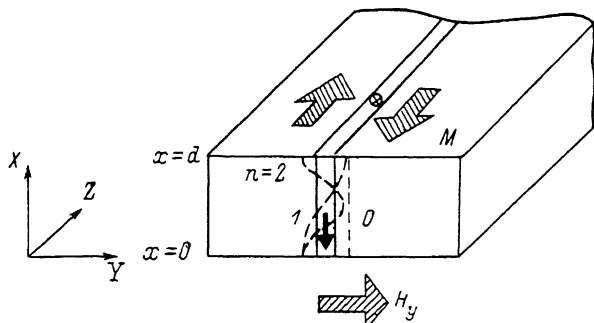


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

Показан образец с доменной стенкой и первые три ее изгибные моды ( $n=0, 1, 2$ ).

ляризационном микроскопе ( $\sim 1$  мкм), возбуждались синусоидальным пространственно-однородным магнитным полем  $H_z$ . Использувавшиеся однородные магнитные поля  $H_x, H_y, H_z$  создавались катушками Гельмгольца. Регистрация, как и в [3-5], осуществлялась с помощью локального фотометрирования участка стенки, показанного на вставке к рис. 2

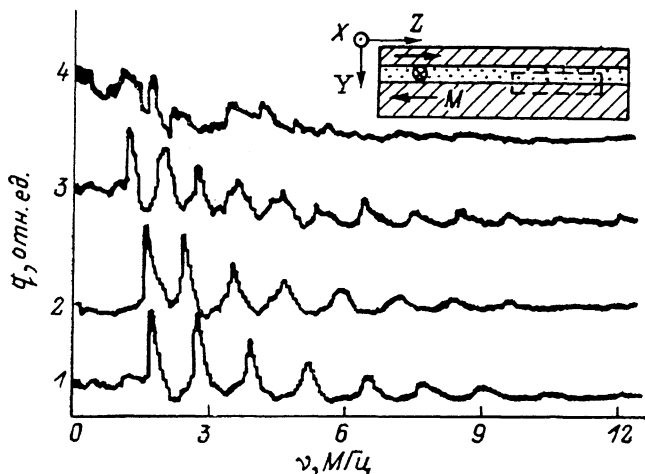


Рис. 2. Зависимости амплитуды  $q$  колебаний стенки от частоты  $\nu$  синусоидального поля  $H_z=4.5$  мЭ.

$H_y=0$  (1), 14 (2), 21 (3), 22 (4),  $H_x=22$  Э. Все кривые выведены из памяти ЭВМ на телеэкран и разнесены по вертикали.

штрихом. Магнитооптический сигнал, пропорциональный смещению стенки, измерялся с помощью фотоэлектронного умножителя и подавался на селективный перестраиваемый приемник — анализатор спектра СК4-59. Развертка по частоте, а также дополнительное накопление и усреднение сигнала проводились с помощью ЭВМ.

На рис. 2 показаны зависимости амплитуды колебаний стенки от частоты возбуждающего поля  $q(\nu)$ , измеренные при различных значениях постоянного поля  $H_y$ . Наблюдаемый набор монотонно убывающих по амплитуде резонансных пиков связан с возбуждением стоячих волн изгиба стенки по толщине образца (с волновым вектором  $k \parallel OX$ ) [3-5]. Первые несколько изгибных мод для случая отсутствия закрепления спи...

поверхности образца схематически показаны на рис. 1 пунктиром. Из рис. 2 видно, что с увеличением  $H_y$  резонансные пики постепенно смещаются в область более низких частот, а при достаточно большом поле (кривая 4) и вовсе исчезают. Визуальные наблюдения в микроскопе показали, что

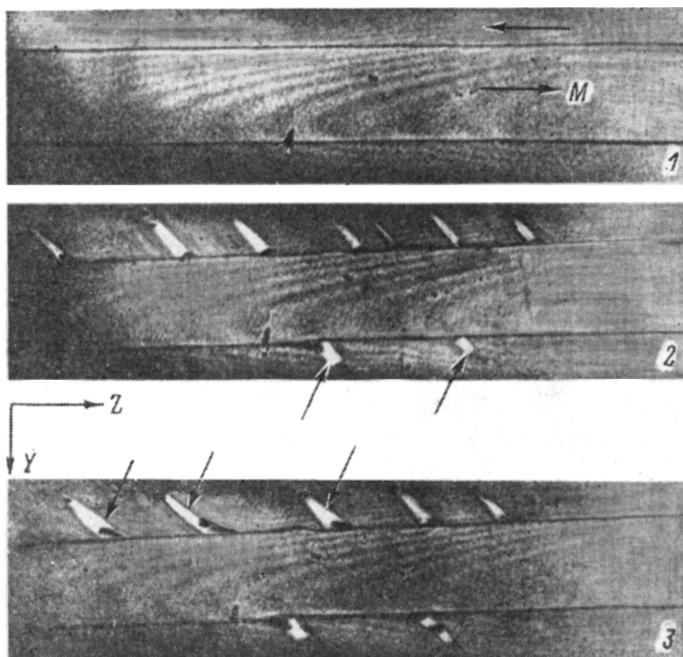


Рис. 3. Изображение доменной структуры образца в поляризационном микроскопе при  $H_y=0$  (1), 22 (2) и 30 Э (3).

при этом происходит радикальное преобразование всей доменной структуры в образце. По всей длине образца как у его краев, так и у самой стенки возникают «фарадеевские» домены [9], показанные на рис. 3 стрелками. Векторы намагниченности в них параллельны осям  $[\bar{1}\bar{1}1]$ ,  $[1\bar{1}\bar{1}]$  и частично выходят из плоскости образца, составляя с намагниченностью в плоскости углы  $70.5$  и  $109.5^\circ$ . Такие домены, цепляясь в различных местах по длине образца за стенку, фактически закрепляли ее, что и приво-

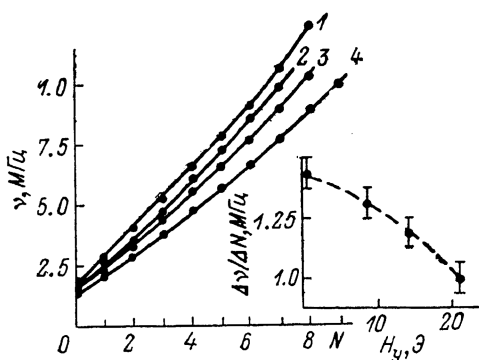


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты пика  $\nu$  от его номера  $N$  при  $H_x=22$  Э,  $H_z=4.5$  мЭ и  $H_y=0$  (1) 8.4 (2), 14 (3), 21 Э (4).

дило к наблюдаемому подавлению изгибных мод. Это обстоятельство не позволило провести измерения в больших полях, сравнимых с полем анизотропии  $H_a=4K/3M=59$  Э. Однако и в сравнительно небольшом изученном диапазоне полей  $H_y=0 \div 21$  Э выявлены заметные изменения спектра возбуждений стенки. На рис. 4 показаны соответствующие зависимости резонансной частоты от номера пика  $\nu(N)$ , которые фактически характеризуют закон дисперсии изгибных волн. Видно, что с увеличением  $H_y$  дисперсионная кривая  $\nu(N)$  опускается в область более низ-

ких частот, а ее наклон  $\Delta\nu/\Delta N$ , определяющий фазовую скорость изгибных волн, нелинейно уменьшается (см. вставку к рис. 4).

Теоретические исследования эволюции спектра изгибных волн стенки при переходе от блоховского к неелевскому типу вследствие изменения константы ромбической анизотропии проводились в [10]. Подобные расчеты для стенки в нормальном поле  $H_y$  отсутствуют. Поэтому для интерпретации полученных экспериментальных результатов мы проведем упрощенный анализ, основанный на уравнениях Ландау—Лифшица для легкоосного ферромагнетика в бездиссипативном приближении

$$\delta w/\delta\vartheta = (M/\gamma) \varphi_t \sin \vartheta, \quad \delta w/\delta\varphi = (-M/\gamma) \vartheta_t \sin \vartheta, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — гирромагнитное отношение;  $M$  — намагниченность насыщения;  $\vartheta, \varphi$  — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности  $M = (M \sin \vartheta \cos \varphi, M \sin \vartheta \sin \varphi, M \cos \vartheta)$ ;  $\vartheta_t = d\vartheta/dt$ ;  $w$  — плотность полной энергии магнетика, в которую входят энергии обмена, анизотропии, зеемановская и магнитодипольная в приближении Винтера [11]

$$w = A [(\nabla\vartheta)^2 + (\sin \vartheta \nabla\varphi)^2] + K \sin^2 \vartheta - M H_y \sin \vartheta \sin \varphi + 2\pi M^2 (\sin \vartheta \sin \varphi - C)^2, \quad (2)$$

$A, K$  — константы обмена и одноосной анизотропии. Значения постоянных  $C = \sin \vartheta_\infty \sin \varphi_\infty = M H_y / 2K = H_y / H_a = h$ ,  $\varphi_\infty = \pi/2$  определялись из минимизации энергии при  $|y| \rightarrow \infty$ .

Статическая структура блоховской стенки, возмущенной слабым полем  $H_y \ll H_a$ , вычислена в [7] и в первом порядке по  $h$  описывается выражениями

$$\sin \vartheta = 1/\operatorname{ch}(y/\Delta_0), \quad \vartheta_y \Delta_0 = \sin \vartheta, \quad \Delta_0 = (A/K)^{1/2}, \\ \varphi_0 = h [1 - 2 \operatorname{th}^2(y/\Delta_0) - (1 + Q) \pi / (2 \operatorname{ch}(y/\Delta_0))] = h \Phi(y). \quad (3)$$

Положим  $\vartheta = \vartheta(y - q(x, t))$ ,  $\varphi = \varphi(y - q(x, t)) + \psi(x, t)$ , где  $q, \psi$  — динамические переменные, зависящие от  $t$  и  $x$ , поскольку мы будем интересоваться только возбуждениями с волновым вектором  $k \parallel OX$ . Переходя в (1)–(3) к безразмерным величинам  $q \rightarrow q/\Delta_0$ ,  $x \rightarrow x/\Delta_0$ ,  $y \rightarrow y/\Delta_0$ ,  $t \rightarrow t\gamma H_a$ , после линеаризации по  $q$  и  $\psi$  и последующего интегрирования уравнений по  $y$  получаем уравнения движения стенки, аналогичные уравнениям Слончевского [2]

$$I_0 \psi_t = I_1 q_{xx}, \quad 2(1 - h^2)^{1/2} q_t = [h(1 + Q^{-1}) I_2 + Q^{-1} I_3] \psi - I_4 \psi_{xx}, \quad (4)$$

где  $I_i$  — интегралы, зависящие от статической структуры стенки

$$I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta dy \simeq 2 \arccos(h), \quad I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta_y dy \simeq I_0, \quad I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta \sin \varphi dy \simeq \\ \simeq h \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \vartheta \Phi(y) dy = -\pi h, \quad I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi_0 dy \simeq I_4 - 2h^2 \int_{-\infty}^{+\infty} (\Phi(y) \sin \vartheta)^2 dy \simeq \\ \simeq I_4 - h^2, \quad I_4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2 \vartheta dy \simeq 2(1 - h^2/2). \quad (5)$$

Полагая далее  $q$  и  $\psi$  пропорциональными  $\exp(i\omega t - ikx)$ , получаем закон дисперсии  $\omega(k)$  в виде

$$\omega^2 = k^2 I_1 [h(1 + Q^{-1}) I_2 + Q^{-1} I_3 + k^2 I_4] / 2I_0 (1 - h^2)^{1/2}, \quad (6)$$

который в соответствующих предельных случаях совпадает с уже известными [1, 2, 11] и при малых  $k \ll 1$  является линейным. Величина фазовой скорости  $s = \omega/k$  при малых  $h$  определяется выражением

$$s = s_0 (1 - ah^2), \quad s_0 = (8\pi A \gamma^2)^{1/2}, \quad a \simeq t. \quad (7)$$

Таким образом, фазовая скорость изгибных волн стенки должна квадратично уменьшаться при увеличении нормального к ней поля, что качественно согласуется с приведенными выше экспериментальными данными (рис. 4). В проведенном расчете не учитывалось влияние внутреннего градиентного поля  $H_x = \kappa_0 z / 2M$ , удерживающего стенку в положении равновесия (измеренный в [4] коэффициент возвращающей силы  $\kappa_0 \approx 7.8 \times 10^4$  г/см<sup>2</sup>·с<sup>2</sup>). Как следует из выражения (3), приведенного в [4], его учет приводит к малой поправке в фазовой скорости порядка  $\kappa_0 \Delta_0 / 8\pi M^2 \approx 2 \times 10^{-5}$ . Более существенным для количественного описания эксперимента является последовательный учет структуры стенки, которая в монокристаллах ИФГ определяется балансом энергий кубической магнитной анизотропии и магнитострикции, не учитывавшихся в приведенной идеализированной модели.

Таким образом, можно считать установленным, что при  $h \ll 1$  увеличение нормального к стенке поля  $H_y$  приводит к постепенному «смягчению» спектра изгибных мод. В больших полях, близких к критическому полю перехода в неелеевское состояние, следует ожидать, что фазовая скорость и вовсе обратится в нуль вместе с величиной щели в спектре, что может обусловить неустойчивость одномерного состояния стенки, аналогичную рассмотренной в [12], при наличии магнитного поля, параллельного к плоскости стенки.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Фарзтдинов М. М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М. 1988. 239 с.
- [2] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 382 с.
- [3] Дедух Л. М., Никитенко В. И., Сыногач В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 8. С. 386—388.
- [4] Дедух Л. М., Никитенко И. И., Сыногач В. Т. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 312—321.
- [5] Dedukh L. M., Nikitenko V. I., Synogach V. T. // Acta Phys. Pol. 1989. V. A76. N 2. P. 295—300.
- [6] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М., 1977. 306 с.
- [7] Ходенков Г. Е. // ФММ. 1978. Т. 46. № 3. С. 472—475.
- [8] Криничик Г. С., Папорков В. А., Чекурова Е. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 6. С. 356—358.
- [9] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 12. С. 2291—2304.
- [10] Димашко Ю. А., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 164—168.
- [11] Winter J. M. // Phys. Rev. 1961. V. 24. N 2. P. 452—459.
- [12] Димашко Ю. А., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3084—3090.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
30 декабря 1989 г.