

Особенности сверхзвуковой нелинейной динамики доменных границ в редкоземельных ортоферритах

© А.П. Кузьменко, В.К. Булгаков

Хабаровский государственный технический университет,
680035 Хабаровск, Россия

E-mail: kap@tiis.khstu.ru

(Поступила в Редакцию 18 апреля 2001 г.
В окончательной редакции 12 июля 2001 г.)

В импульсных магнитных поля до 4.8 кОе при разных температурах в ортоферритах EuFeO_3 (от 4.2 до 300 К), TmFeO_3 (от 100 до 300 К), LuFeO_3 (300 К), YFeO_3 (460 К) и DyFeO_3 (от 77 до 300 К) исследованы динамика и температурная зависимость подвижности доменных границ (ДГ). Зависимость $v(H)$ во всех указанных ортоферритах нелинейна, состоит из дискретных интервалов поля (ΔH_i), в которых ДГ движется с постоянной скоростью. Образование ΔH_i связано с генерацией ДГ упругих и изгибных колебаний в сильно диссипативной и нелинейной среде. На сверхзвуковых скоростях движение ДГ становится неоднородным. В момент преодоления ДГ звукового барьера обнаружена нестационарная перестройка доменных структур, сопровождаемая изменениями в тонкой структуре ДГ. В движении межфазных границ наблюдаются процессы самоорганизации.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации (грант в области фундаментальных исследований № 97-0-7, 0-29).

Опрокидывание магнитных подрешеток в редкоземельных ортоферритах (R_3O или RFeO_3 , где R^{3+} — редкоземельные ионы) из-за особенностей кристаллической и магнитной структур, обусловленных ими полей анизотропии H_A , обмена H_E и Дзялошинского–Мория H_D происходит в аномально больших полях $H_{SF} = -H_D/2 + ((H_D/2)^2 + H_E H_A)^{1/2} \approx 75 \text{ кОе}$ [1]. Вплоть до этих полей основным механизмом перемагничивания R_3O является движение доменных границ (ДГ). Экспериментальные и теоретические исследования динамики ДГ в ортоферрите YFeO_3 показали, что она имеет нелинейный и неоднородный характер [2]. Предельная скорость стационарного движения ДГ в YFeO_3 $C \sim \gamma(2H_E A/M_0)^{1/2} \approx 19.74 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ существенно превышает скорости поперечного (v_t) и продольного (v_l) звуков, равные $4.2 \cdot 10^3$ и $7.2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ соответственно. Для оценки C , как правило, используется длинноволновое приближение дисперсионной зависимости спиновых волн в ортоферритах, где A — константа неоднородного обмена, M_0 — намагниченность подрешеток, γ — гиромангнитное отношение [2]. ДГ в YFeO_3 при переходе к сверхзвуковому движению спонтанно искривляется, на ней возникают периодические доменные структуры (ДС) в форме усеченных овалов одинакового периода, которые образуются всегда, независимо от конфигурации внешнего магнитного поля [2]. Соседние образования такого типа соединены особыми точками, в которых производные по пространственным координатам терпят разрыв. Показано, что в процессе движения ДГ по образцу неоднородные ДС движутся стационарно (с сохранением первоначальной формы), их период λ с ростом продвигающего магнитного поля уменьшается [2]. В пластинчатых образцах YFeO_3 на зависимости скорости движения ДГ от амплитуды продвигающего магнитного

поля $v(H)$ обнаружен целый ряд особенностей в виде „полочек“ — интервалов магнитных полей (ΔH_i), в которых скорость ДГ остается практически неизменной. Установлено, что возникновение таких интервалов на зависимости $v(H)$ при скоростях, совпадающих со скоростями $v_t - \Delta H_i$ и $v_l - \Delta H_i$, вызывается магнитоупругими взаимодействиями [3]. Полочки на зависимости $v(H)$ при сверхзвуковых скоростях ($C > v_i > v_{i,l}$) появляются в условиях параметрического резонанса, когда частота собственных (пристеночных) изгибных колебаний ДГ совпадает с пространственной частотой, определяемой размерами ростовых неоднородностей [4].

В RFeO_3 в отличие от YFeO_3 имеются две магнитные подсистемы с различными свойствами: Fe^{3+} и R^{3+} , что и обуславливает существование в них разнообразных ориентационных фазовых переходов при изменении температуры, поля или упругих напряжений [1,2]. В R_3O в момент преодоления ДГ звукового барьера, при совпадении фазовых скоростей колебаний в магнитной и упругой подсистемах наблюдается перенормировка констант анизотропии [2,3]. Непосредственно в момент преодоления ДГ звукового барьера в TmFeO_3 визуально обнаружено и исследовано отделение динамической деформации от ДГ [5].

Ранее исследования динамики ДГ в R_3O проводились только с помощью магнитооптического аналога индукционного метода Сикстуса–Тонкса или по стробоскопической методике с низким временным разрешением (около 6 ns) в TmFeO_3 при недостаточной точности измерений и без контроля формы ДГ в процессе движения. Исследования динамики ДГ в RFeO_3 при разных температурах с помощью метода двукратной высокоскоростной микрофотографии [2,4] не проводились.

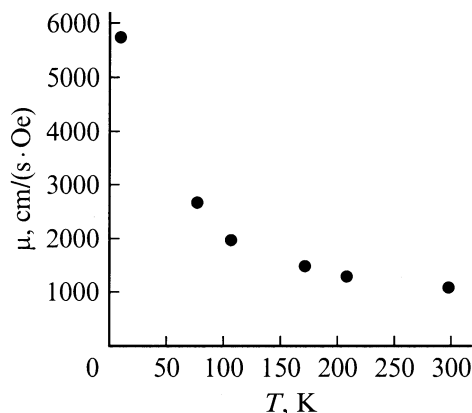


Рис. 1. Температурная зависимость подвижности в EuFeO_3 .

1. Экспериментальные результаты

Все образцы РЗО имели форму пластинок, вырезанных перпендикулярно оптической оси. Толщина пластинок подбиралась с учетом достижения максимального магнитооптического контраста и была не более $1 \cdot 10^{-4}$ м. Образцы химически полировались в перегретой кислоте H_3PO_4 , что снижало их коэрцитивность. К образцу прикладывалось импульсное магнитное поле, создаваемое двумя катушками Гельмгольца диаметром $1 \cdot 10^{-3}$ м, с передним фронтом менее 20 ns и амплитудой до 4.8 kOe. Частота следования импульсов не превышала нескольких Hz. Перед началом движения прямолинейная одиночная ДГ

устанавливалась на расстоянии $1.5 \cdot 10^{-4}$ м от внутреннего края катушки с помощью градиентного магнитного поля. Величина градиентного поля изменялась в зависимости от температуры и состава РЗО. К примеру, динамика ДГ в TmFeO_3 исследовалась в постоянном магнитном поле с градиентом 2500 Oe/cm при температуре 168 К.

Релаксационные зависимости смещений ДГ в высокочастотном синусоидальном магнитном поле [6] позволяли исследовать температурные зависимости подвижности μ ДГ. Определенный таким образом максимум μ ДГ в образцах TmFeO_3 наблюдается при температуре 168 К и составляет 860 cm/(s·Oe). Ниже этой температуры μ ДГ в TmFeO_3 уменьшается вплоть до 100 К. Температурная зависимость μ ДГ в EuFeO_3 представлена на рис. 1. С понижением температуры μ ДГ в этом РЗО нарастает (до 5800 cm/(s·Oe) при 4.2 К) по зависимости, близкой $1/T^2$ [2,6]. В образцах DyFeO_3 с толщинами 25 и 90 μm подвижность ДГ при комнатной температуре составляет 343 и 295 cm/(s·Oe) соответственно. С понижением температуры вплоть до 77 К значение μ ДГ уменьшается до 50 cm/(s·Oe). Монокристаллы всех этих ортоферритов были выращены методом бестигельной зонной плавки с оптическим нагревом.

Образец ортоферрита LuFeO_3 с толщиной $1.05 \cdot 10^{-4}$ м был выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. В этом ортоферрите, так же как и в YFeO_3 и EuFeO_3 , нет температуры спиновой переориентации, т.е. μ ДГ с понижением температуры должна была возрастать. Подвижность ДГ в этом образце при комнатной температуре

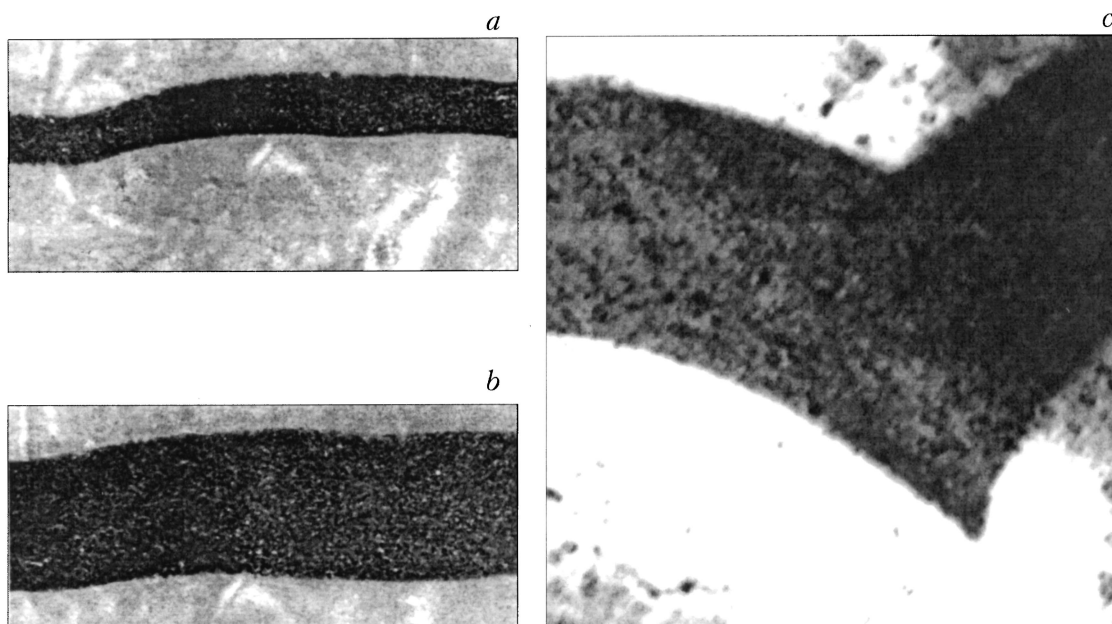


Рис. 2. Микрофотографии двойных динамических доменных структур в редкоземельных ортоферритах LuFeO_3 при 293 К (a, b) и YFeO_3 при 460 К (c) с временной задержкой между световыми импульсами 15 ns. Масштаб: для a, b — в 1 см — 75 μm , для c — в 1 см — 60 μm . $v \geq v_c$ (a), $v = 12 \cdot 10^3$ (b) и $18 \cdot 10^3$ м/с (c).

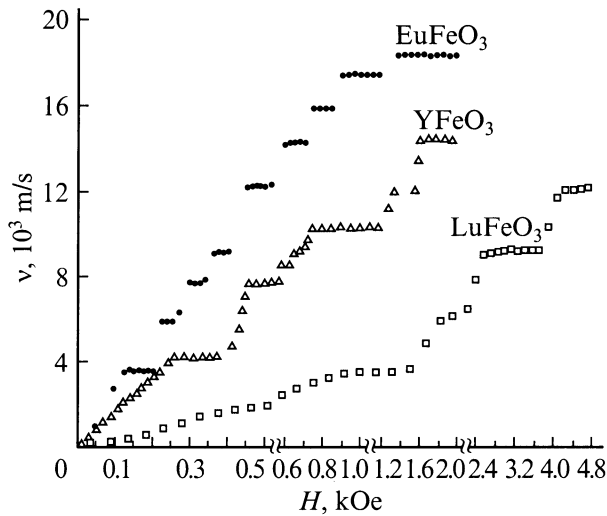


Рис. 3. Полевые зависимости скорости движения ДГ в пластинчатых образцах ортоферритов: EuFeO_3 при $T = 4.2 \text{ K}$, LuFeO_3 при $T = 300 \text{ K}$, YFeO_3 при $T = 460 \text{ K}$.

составляет $350 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$, после чего она уменьшается и при температуре 80 K фактически спадает до нуля. Такой результат свидетельствует о невысоком качестве образцов, выращенных этим методом.

Исследования зависимостей $v(H)$ осуществлялись методом двукратной высокоскоростной микрофотографии [2,4]. Повышение пространственного и временного разрешений позволили снизить до 2% погрешность в определении скорости, положения и формы ДГ при наибольшей скорости движения, равной $20 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ [4,5]. Типичные двойные динамические ДС в образцах LuFeO_3 при комнатной температуре и в YFeO_3 при температуре 460 K представлены на рис. 2. ДГ при сверхзвуковых скоростях искривляются, образуя соединенные между собой усеченные овалы. Форма и размеры этих неоднородностей на ДГ (рис. 2, *c*) в образце YFeO_3 при $T = 460 \text{ K}$ (температура Нееля 640 K), когда μ ДГ составляет $2000 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$, совпадают с наблюдавшимися ранее при $T = 100 \text{ K}$ на ДГ с наибольшей подвижностью — $20000 \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$ [2]. Эволюция неоднородных образований на ДГ в РЗО (рис. 2, *a, b* и далее рис. 4, *a, c*) также совпадает с ранее обнаруженной в YFeO_3 [2]. Неоднородности (с периодом λ) возникают при всех скоростях движения ДГ $C > v_i > v_{i,l}$ менее чем на 1 ns после момента ее перехода через звуковой барьер. Этот процесс носит нестационарный характер.

На рис. 3 представлены полевые зависимости скорости движения ДГ для образцов EuFeO_3 при температуре жидкого гелия, LuFeO_3 при комнатной температуре и YFeO_3 при 460 K . Подвижность ДГ в YFeO_3 при этой температуре становилась сравнимой с ее значением в РЗО. Анализ зависимостей $v(H)$ (рис. 3) свидетельствует о наличии в них общих закономерностей. Для всех РЗО, так же как в YFeO_3 [4], зависимость $v(H)$ нелинейна, состоит из дискретного набора интервалов

магнитного поля ΔH_i — полочек, где скорость ДГ сохраняет постоянство. Два первых интервала (ΔH_1 и ΔH_2) на зависимости $v(H)$ возникают при скоростях ДГ, совпадающих со скоростями v_i или $v_{i,l}$. Например, в EuFeO_3 первые две полочки наблюдаются при скоростях $3.5 \cdot 10^3$ и $5.8 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, а в LuFeO_3 — при $3.5 \cdot 10^3$ и $6 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, что совпадает со значениями v_i и $v_{i,l}$ для этих материалов. В TmFeO_3 при околосвуковых скоростях движения ДГ ($3.6 \cdot 10^3$ и $6.2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$) на зависимости $v(H)$ также наблюдаются полочки ΔH_i и ΔH_1 .

Помимо полочек ΔH_i и ΔH_1 для всех образцов РЗО при разных температурах возникают интервалы торможения ДГ при сверхзвуковых скоростях ΔH_i . Так, при исследовании зависимости $v(H)$ в EuFeO_3 в полях до 0.5 kOe при температуре жидкого гелия, когда имеет место максимальная μ ДГ, полочки наблюдаются при скоростях $(3.5, 5.8, 7.5, 14) \cdot 10^3 \text{ m/s}$, а при 77 K в полях до 2 kOe — при скоростях $(3.5, 5.8, 7.5, 12, 14, 15.5, 17, 18) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ (рис. 3). Зависимость $v(H)$ в TmFeO_3 также состоит из ряда полочек при скоростях ДГ $(3.6, 6.2, 8, 11.9, 13.5, 15 \text{ и } 16) \cdot 10^3 \text{ m/s}$ в полях до 4.8 kOe . Аналогичные полочки ΔH_i помимо ΔH_1 и ΔH_2 при сверхзвуковых скоростях движения ДГ наблюдаются и в DyFeO_3 . Зависимость $v(H)$ в образце LuFeO_3 в полях до 4.8 kOe также имела сверхзвуковые особенности при скоростях ДГ, равных $9 \cdot 10^3$ и $12 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ (рис. 3). В полях большей величины зависимость $v(H)$ в этом образце не исследовалась.

В образовании ΔH_i в РЗО, так же как ранее в YFeO_3 [4], наблюдались следующие закономерности: 1) зависимость $v(H)$ при $v_i < v_l < C$ состоит из дискретного ряда интервалов ΔH_i , величина и число которых возрастают с утолщением образцов; 2) при $v_i \rightarrow C$ уменьшается разность $(v_{i+1} - v_i)$ и увеличивается интервал ΔH_i .

Во всех исследованных РЗО движение неоднородной ДГ со сверхзвуковой скоростью в полях $H_i < H < H_{i+1}$ носит стационарный характер. Период овального образования на искривленной ДГ в процессе движения в образце сохраняется.

Среди сверхзвуковых полочек на зависимости $v(H)$ TmFeO_3 выделяются ΔH_i со скоростями ДГ, равными $(8, 11.9, 16) \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Изменение скорости ДГ между данными значениями (т.е. в конце соответствующей полочки в интервале около 1 Oe) происходит нестационарно. Скорость ДГ в этот момент резко возрастает, а период полуовальных образований λ скачком уменьшается. Внутри интервала $\Delta H_i/\lambda$ остается постоянным, тогда как амплитуда неоднородных образований A плавно уменьшается до нуля к концу полочки. Так, в TmFeO_3 при скорости ДГ, равной $16 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, согласно рис. 4, *c*, λ составляет $0.4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, что особенно отчетливо видно при подсветке ДГ первым импульсом. Величины λ при скоростях ДГ $8 \cdot 10^3$ и $11.9 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ составляют $3.3 \cdot 10^{-4}$ и $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Для сравнения наименьший λ , наблюдавшийся ранее в YFeO_3 , составлял $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ при скорости ДГ $16 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ [2]. Зависимость λ на ДГ от величины

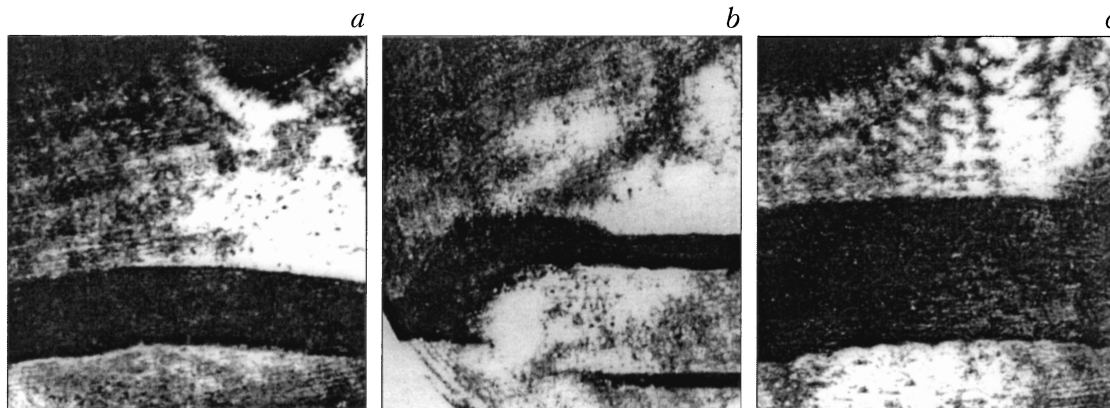


Рис. 4. Микрофотографии двойных динамических доменных структур в $TmFeO_3$ при 168 К с временной задержкой между световыми импульсами 15 ns. Масштаб: в 1 см — $60 \mu m$. v , 10^3 м/с: a — 6.5, b — 3.6, c — 16.

импульсного магнитного поля в $TmFeO_3$ представлена на рис. 5.

В образце $TmFeO_3$ (рис. 4, b) в процессе перехода ДГ через звуковой барьер наблюдается динамическая перестройка ДС, которая первоначально была двухдоменной. Как следует из микрофотографии, динамическая ДС усложняется. Видно, что в этот момент образуется новая магнитная фаза, которая движется справа налево. В левой части исследуемой области сохраняется участок начальной динамической ДС, скорость движения ДГ в которой равна $v_t = 3.6 \cdot 10^3$ м/с. В правой части возникает новая магнитная фаза, которая движется справа налево и ограничена сверху и снизу ДГ обычного типа с четкими очертаниями. Движение этих ДГ происходит в прежнем направлении со скоростями $v_1 = 0.9 \cdot 10^3$ м/с и $v_2 = 2.7 \cdot 10^3$ м/с. Их векторная сумма равна значению v_t . ДГ при таких (дозвуковых) скоростях имеет прямолинейную форму. Аналогичная перестройка ДС имеет место в этом ортоферрите и при переходе через звуковой барьер в окрестности v_t . После преодоления звуковых барьеров (при $v > v_{t,l}$) движение

ДГ становится стационарным, а скорость приобретает однозначное соответствие с амплитудой продвигающего магнитного поля (рис. 4, $a-c$). Такая же перестройка ДС наблюдается при $T = 4.2$ К в $EuFeO_3$ при околосвуковых скоростях движения ДН (при $v \sim v_{t,l}$).

Скорость распространения изгибающей ДГ (справа налево), определенная по нормали к плоскости изгибающей ДГ, равна $v_l = 6.5 \cdot 10^3$ м/с. По внешней форме наблюдаемый изгиб ДГ совпадает с ранее обнаруженным в $YFeO_3$ кинком [2]. Изгибающая ДГ имеет диффузные очертания, что особенно заметно при подсветке вторым импульсом, в нижней части динамической ДС на микрофотографии. В этом месте в отличие от обычного резкого перехода между темной и светлой областями магнитооптический контраст отсутствует. Движение новой магнитной фазы происходит в двух взаимно перпендикулярных направлениях (рис. 4, b). Одно из них совпадает с направлением первоначального движения ДГ снизу вверх (вдоль оси [100]). В то же время изгибающая ДГ движется (справа налево) вдоль оси [010]. Наличие участка с первоначальной ДС (динамическая ДС слева на рис. 4, b при скорости, равной v_t) свидетельствует об одновременности протекания всех процессов, представленных на микрофотографии, в течение времени между двумя импульсами подсветки (15 ns). Область, занимаемая новой магнитной фазой, имеет размеры $6.5 \cdot 10^{-4}$ м (справа налево) и $1.8 \cdot 10^{-4}$ м (снизу вверх), что соответствует скоростям более $40 \cdot 10^3$ и $12 \cdot 10^3$ м/с соответственно. Значение первой скорости превосходит предельную скорость стационарного движения ДГ в этом ортоферрите. Последняя скорость совпадает со скоростью, при которой наблюдается полочка на зависимости $v(H)$ (рис. 6) в этом ортоферрите.

На рис. 4, a представлена микрофотография устойчивой двойной ДС, в которой ДГ движется со скоростью, равной скорости продольного звука $v_l = 6.7 \cdot 10^3$ м/с. ДГ имеет достаточно четкие передний и задний фронты. Перед ДГ на границе с катушкой образуется новая магнитная фаза овальной формы с периодом около

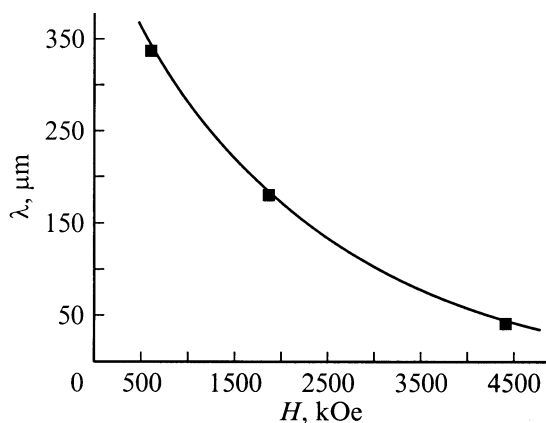


Рис. 5. Зависимость периода неоднородных образований от величины магнитного поля в $TmFeO_3$.

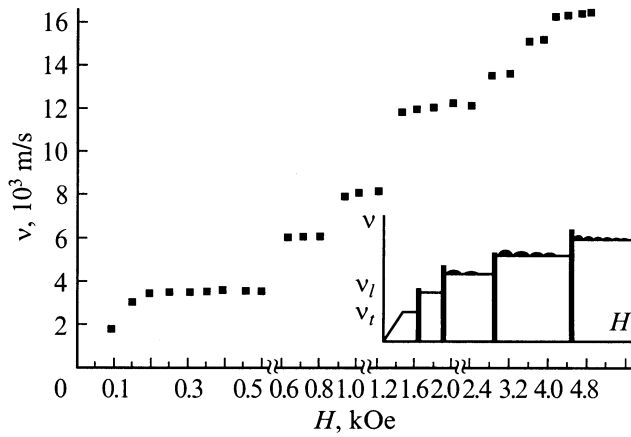


Рис. 6. Полевая зависимость скорости движения ДГ. На вставке — качественная иллюстрация эволюции неоднородных образований на ДГ в TmFeO_3 при 168 К.

$1.22 \cdot 10^{-4}$ м. Оценка скорости развития этого образования с диффузными очертаниями за время между импульсами подсветки составляет $9 \cdot 10^3$ м/с. Кроме того, на микрофотографии видны полосы с размытыми границами и быстро убывающей интенсивностью. Период их равен $40 \mu\text{м}$. Два образования такого же типа наблюдаются и на микрофотографии рис. 4, с, когда скорость ДГ составляет $16 \cdot 10^3$ м/с. Наряду с полосами указанного выше периода появляются полосы с периодом $20 \mu\text{м}$. При их наложении образуется типичная интерференционная картина. Место их возникновения зависит от скорости движения ДГ и располагается на нормали к касательной в точке искривления ДГ в момент преодоления ею звукового барьера.

2. Обсуждение результатов

Исследованные образцы РЗО имеют разные трехвалентные ионы R^{3+} : крамерсовы (с нечетным числом электронов и полужельем спином) — Dy^{3+} ; некрамерсовы — Eu^{3+} , Tm^{3+} и Lu^{3+} . В EuFeO_3 и LuFeO_3 полное квантовое число J равно нулю, т.е. магнитный момент ионов R^{3+} отсутствует и нет температурных спин-переориентационных переходов. Редкоземельный ион Dy^{3+} является изинговским, магнитный момент в этом случае направлен вдоль определенной оси кристалла независимо от ориентации магнитного поля. В DyFeO_3 при температуре ниже 40 К происходит фазовый переход первого рода (переход Морина), когда слабый ферромагнетизм исчезает и возникает антиферромагнитное упорядочение (G_y). В TmFeO_3 в температурном интервале 86–92 К наблюдается спин-переориентационный переход (в области которого вектор слабого ферромагнетизма изменяет направление ориентации от оси $[001]$ к оси $[100]$) в виде двух фазовых переходов второго рода $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ [1].

Зависимости $v(H)$ для РЗО имеют явно выраженный нелинейный характер, состоят из интервалов ΔH , скорость движения ДГ при переходе между которыми изменяется скачкообразно (рис. 3). Движение ДГ при скорости, совпадающей с фазовой скоростью возбуждаемых квазичастиц, сопровождается их черенковским излучением, что проявляется в возникновении ΔH_i на зависимости $v(H)$. Образование первых двух полочек на $v(H)$ обуславливается магнитоупругими взаимодействиями с поперечными (v_t) и продольными (v_l) звуковыми волнами [2,3]

$$\Delta H_{t,l} \cong \Delta_0 \delta_{t,l}^2 [1 - (v_{t,l}^2/C^2)]^{1/2} / 3M_0 \eta_{t,l} v_{t,l}, \quad (1)$$

где $\eta_{t,l}$ и $\delta_{t,l}$ — акустическое затухание и константы магнитоупругого взаимодействия, а Δ_0 — толщина статической ДГ. Интервалы ΔH_t и ΔH_l в РЗО заметно превышают их величины в YFeO_3 [2,4]. При одинаковой температуре (77 К) и толщине исследуемых пластинок (около 10^{-4} м) $\Delta H_{t,\text{EuFeO}_3} / \Delta H_{t,\text{YFeO}_3} = 100 \text{ Oe} / 35 \text{ Oe}$. Столь существенное различие величин $\Delta H_{t,l}$ для РЗО и YFeO_3 , согласно (1), вероятнее всего, вызывается увеличением констант магнитоупругого взаимодействия $\delta_{t,l}$ [2].

Все исследованные монокристаллы РЗО имеют характерные концентрационные полосы роста, создающие периодический рельеф из магнитных неоднородностей. Особенности ΔH на зависимости $v(H)$ при сверхзвуковых скоростях ДГ в РЗО аналогичны наблюдавшимся в YFeO_3 [4]. В результате в РЗО также возникает резонансное торможение ДГ на параметрически возбуждаемых, винтеровских (пристеночных) магнонах. Коэффициент усиления таких колебаний в широких пределах изменения интенсивности ростовых неоднородностей оказывается большим единицы. Образование новых полочек на зависимости $v(H)$ в образцах РЗО с искусственно нанесенными магнитными неоднородностями подтверждает применимость предлагаемой модели торможения ДГ и позволяет говорить о возможности управления стационарными сверхзвуковыми скоростями движения ДГ путем варьирования искусственно создаваемых магнитных неоднородностей.

Рост подвижности ДГ в EuFeO_3 (рис. 1) вплоть до температуры 4.2 К свидетельствует о низкой коэрцитивности образца, значение которой, определенное из зависимости $v(H)$ (рис. 3), составляет несколько Ое. Наибольшая подвижность ДГ во всех исследованных нами ортоферритах была на порядок ниже μ , полученной из релаксационных зависимостей смещений ДГ в высокочастотном магнитном поле [6], когда коэрцитивность образцов РЗО была менее 1 Ое, а величина μ нарастала в интервале исследуемых температур (до 77 К). Среди исследованных образцов наибольшая μ ДГ в YFeO_3 — $20 \cdot 10^3 \text{ cm} / (\text{s} \cdot \text{Oe})$ при 100 К, т.е. имеет тот же порядок, что и в [6]. Величина наибольшей μ в EuFeO_3 (рис. 1) оказывается на порядок ниже. Подвижность ДГ неелевского типа определяется как

$\mu_N \approx \gamma \alpha^{-1} \cdot (A / (K + 2\pi M^2))^{1/2}$ [2,6]. Различие зависимостей $\mu(T)$ для YFeO_3 и R_3O , возможно, объясняется более сильной зависимостью K от температуры по сравнению с α (константа феноменологического затухания Гильберта) и остальными величинами (A и M) в случае RFeO_3 . На изменения величины K помимо этого накладывается дополнительная динамическая перенормировка констант анизотропии при $v \rightarrow v_{i,l}$ [2–5]. Именно в этих условиях в EuFeO_3 при 4.2 К и в TmFeO_3 при 168 К наблюдается нестационарная перестройка ДС (рис. 4, б).

В ортоферритах LuFeO_3 при $T = 300$ К (рис. 2, а, б), TmFeO_3 при $T = 168$ К (рис. 4, с) и YFeO_3 при $T = 460$ К (рис. 2, с) при сверхзвуковых скоростях движения ДГ, кратных v_t и v_l , наблюдаются неоднородные образования, которые ранее регистрировались только в YFeO_3 в условиях с максимальной подвижностью [2]. Минимальный период неоднородных образований на сверхзвуковой ДГ для TmFeO_3 (40 μm) оказался значительно меньше, чем в YFeO_3 , что может быть обусловлено только влиянием редкоземельных ионов R^{3+} . Все это указывает на существенное влияние на процесс их формирования температурного и динамического изменений K , а также редкоземельного упорядочения.

Скачкообразное изменение периодов неоднородностей по мере роста продвигающего магнитного поля (рис. 5 и 6) наиболее последовательно удается объяснить на основе теоретических выводов, вытекающих из вероятностного подхода к описанию нелинейной и неоднородной динамики ДГ в ортоферритах. Воспользовавшись соотношениями, определяющими периодичность λ и амплитуду неоднородностей A [7]

$$\lambda = (1 - (v/C)^2)^{1/2} (\tau C^2/\mu) \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (H - H(v \cos \varphi))^{-1} \cos \varphi d\varphi, \quad (2)$$

$$A = \tau (v^2 - C^2) (v)^{-1} \ln |1 - v/(\mu H)|, \quad (3)$$

можно проследить тенденции их изменений. Здесь τ — время жизни магнитных колебаний, φ — угол между нормалью к плоскости ДГ и направлением скорости ее движения. Полученная в соответствии с (2) и (3) качественная результирующая зависимость $\lambda(H)$ и $A(H)$ представлена на рис. 6. Период неоднородностей и их амплитуда линейно убывают с ростом продвигающего магнитного поля, что соответствует экспериментально наблюдаемым динамическим изменениям неоднородных образований на ДГ.

Изменения размеров неоднородностей на ДГ наблюдается при скачках скорости ДГ. Например, для TmFeO_3 эти размеры изменяются при переходе к скоростям $v_i = (8, 11.9, 16) \cdot 10^3$ м/с (рис. 6). Ускорение ДГ до каждой из скоростей v_i обязательно сопровождается ее переходом через звуковой барьер. ДГ при этом попадает в область отрицательной дифференциальной подвижности, когда ее движение становится неустойчивым [3].

Это соответствует переходу $v_i \rightarrow v_{i+1}$ между полочками ($\Delta H_i \rightarrow \Delta H_{i+1}$), причем разность соответствующих значений H составляет около 1 Ое, и носит нестационарный характер (область между ΔH_i и ΔH_{i+1} на рис. 6). При таком сценарии, следуя [7], в динамическом поведении ДГ можно выделить два масштаба времени. Релаксация ДГ к состоянию с локальным минимумом энергии после снятия импульсного магнитного воздействия — быстрый процесс, время которого определяется релаксацией в магнитной подсистеме (10^{-9} с), а туннелирование ДГ сквозь потенциальный барьер, образуемый упругой динамической деформацией, — медленный процесс. Время перехода ДГ через барьер на два порядка больше. Наблюдаемые явления перестройки ДС при сверхзвуковом движении ДГ в слабом ферромагнетике в условиях упругой нелинейной накачки и сильной диссипации относятся к процессам самоорганизации. Неоднородные образования на ДГ играют роль дополнительного канала рассеяния энергии [7]. При приближении скорости ДГ в v_i интеграл (2) расходится, а отношение $A/\lambda \rightarrow 0$, т.е. двумерное решение переходит в одномерное. Скорость движения ДГ в этот момент изменяется скачком, а период овальных образований возрастает, согласно (2), до бесконечности, т.е. ДГ становится плоской.

Каждой скорости ДГ из указанного ряда значений, включая v_t и v_l , соответствует некоторый локальный минимум энергии ДГ. Переходы ДГ между ними имеют аналогию с туннелированием [7]. Качественная картина, поясняющая суть наблюдаемых процессов, представлена на вставке к рис. 6. Сверхзвуковая ДГ стремится перестроить свою структуру таким образом, чтобы включались все новые дополнительные каналы диссипации поступающей в систему энергии. Подобная перестройка диссипативных структур на ДГ препятствует нарастанию негэнтропии в открытой системе, к которой может быть отнесена движущаяся ДГ [3,8]. Энергия ДГ (при нарастании продвигающего магнитного поля в интервале ΔH при звуковых и указанных выше сверхзвуковых скоростях) принимает наибольшее значение в конце полочки. Это подтверждается и ранее наблюдаемым увеличением интенсивности рассеяния света на динамических деформациях ДГ при переходе между v_t и v_l в YFeO_3 к концу ΔH_t [9].

В ортоферритах помимо переходов, связанных с температурой, существуют также спин-переориентационные фазовые переходы, возникающие под действием внешних магнитных полей или упругих напряжений [1,2]. В исследуемых RFeO_3 в основной магнитной фазе ($G_x F_z$) возможно существование ДГ двух типов: с поворотом и без поворота вектора слабого магнетизма [10]. Если знак эффективной константы плоскостной анизотропии $K_{ab} > 0$, то поворот вектора антиферромагнетизма происходит в плоскости (010), а при $K_{cb} < 0$ — в плоскости (001). В последнем случае слабый ферромагнитный момент обращается в нуль, т.е. имеет место фазовый переход первого рода типа Морина ($G_x F_z \rightarrow G_y$) внутри

стенки, который предвращает антиферромагнитное упорядочение во всем домене. Для изменения знака константы плоскостной анизотропии при движении ДГ в полях, далеких от поля опрокидывания магнитных подрешеток ($H \ll H_{SF}$), но с уже измененной температурой эффективной константой плоскостной анизотропии [1] может оказаться достаточной ее динамическая перенормировка при переходе ДГ через звуковой барьер. В результате изменения знака плоскостной анизотропии ($K_{ab} \rightarrow K_{cb}$) в $TmFeO_3$ при $T = 168$ К возможны обращение в нуль слабого ферромагнитного момента в центре ДГ и разворот вектора антиферромагнитного момента в трудной плоскости (001).

Динамика блоховской (ДГ \perp [010]) и неелевской (ДГ \perp [100]) границ при околосвуковых скоростях движения существенно различаются [3,4,7]. Для блоховской ДГ наблюдалось образование на зависимости $\nu(H)$ полочки ΔH_l , тогда как $\Delta H_t = 0$. В этом же образце для неелевской ДГ возникают ΔH_t и ΔH_l , т.е. величина звукового барьера при ν_l больше, чем при ν_t [3]. В пользу этого вывода свидетельствует и представленная на рис. 4, *b* микрофотография с усложненной ДС, а также еще более значительная перестройка ДС, наблюдаемая при скорости ν_l . Кроме того, магнитооптический контраст динамических ДС (рис. 4, *b*) позволяет проследить распределение намагниченности в них. Область с промежуточным контрастом, пройденная новой магнитной фазой (между ДС при скоростях ДГ $0.9 \cdot 10^3$ и $2.7 \cdot 10^3$ м/с), должна иметь участок антиферромагнитной (АФМ) фазы (G_y), в которой слабый ферромагнетизм (СФМ) отсутствует. Ранее такого типа изменение магнитооптического контраста в $DyFeO_3$ вблизи T_M наблюдалось для статического распределения намагниченности в метастабильных фазах (СФМ⁺–АФМ–СФМ[−]) [11].

Помимо обычного движения ДГ в [2] был предложен солитонный механизм, который объясняет возможность имитации сверхпредельной скорости (движение ДГ со скоростью $40 \cdot 10^3$ м/с). Солитон зарождается флуктуационно на переднем фронте ДГ под действием ударной волны. Лишенный топологического заряда, как показано в [2], в магнитном поле он будет разрастаться и деформироваться в разных направлениях. При распространении вдоль направления движения ДГ (рис. 4, *b*; вверх и вниз) он аннигилирует с ней, что приводит к возрастанию скорости его стационарного разрастания до $12 \cdot 10^3$ м/с. В то же время в перпендикулярном направлении за счет наиболее сильных продольных ударных деформаций возможно истинное сверхпредельное движение ДГ. Оно носит сильно неустойчивый характер и, видимо, обусловлено действием солитонного механизма. Скорость движения новой магнитной фазы с диффузным передним фронтом (на рис. 4, *b* ДГ типа кинка, движущаяся справа налево) определяется переходом $G_x F_z \rightarrow G_y$, который происходит много быстрее движения межфазной границы [11] и, по-видимому, не ограничивается предельной скоростью стационарного

движения ДГ. Эти данные указывают на возможность образования новой магнитной фазы, в которой, вероятнее всего, имеет место антиферромагнитное упорядочение.

Образование перед ДГ при сверхзвуковых скоростях движения (рис. 4, *a, c*), в разных положениях, вдоль нормалей к неоднородным образованиям на ней новых магнитных фаз с диффузными границами и полос, повторяющих их форму, с убывающей интенсивностью и разными периодами может быть вызвано действием флуктуационного механизма преодоления ДГ звукового барьера. При этом всякий очередной переход ДГ через звуковой барьер должен сопровождаться формированием ударной волны [5]. Представленные микрофотографии получены в режиме реального времени. Это указывает на одновременность формообразования регистрируемых изменений магнитооптического контраста и движений ДГ. Времена жизни магнитных и упругих возбуждений ($\leq 10^{-9}$ с) и скорости движения не позволяли дать приемлемое объяснение их возникновения. В то же время характер и особенности наблюдаемых изменений магнитооптического контраста, их взаимосвязь с переходом ДГ через звуковой барьер не исключают ударно-волнового механизма образования. Ранее при исследовании вынужденных колебаний ДГ в полосовой ДС в $YFeO_3$ в этих условиях наблюдалось даже механическое разрушение образцов [2], что прямо указывает на большую энергию генерируемых ударных волн. В аналогичной ситуации при накачке ультразвуком в тонкой пластинке слабоферромагнитного $FeVO_3$ наблюдались магнитоупругие волны [13], приводящие к модуляции интенсивности магнитооптического контраста с диффузными границами. Возбуждение ударных волн, очевидно, имеет место при всех сверхзвуковых скоростях движения ДГ, однако при этом меняются в зависимости от скорости профиль и распределение деформации в ней. Недавно появилось сообщение о регистрации (с временным разрешением $4 \cdot 10^{-10}$ с) ударных волн, скорость распространения которых в 4 раза превосходит скорость звуковых волн [14] в конденсированных средах. Применительно к нашей ситуации ударная волна, опережая ДГ, возможно, приводит к модуляции интенсивности прошедшего сквозь образец света, что и наблюдается на микрофотографиях (рис. 4, *a, c*).

Таким образом, для исследованных в настоящей работе ортоферритов установлены условия возникновения и определены механизмы диссипации энергии движущейся ДГ в магнитоупругие и изгибные (винтеровские) колебания.

ДГ при движении в диссипативной и нелинейной среде представляет собой самоорганизующуюся динамическую систему. С учетом этого получено качественное согласие наблюдаемой эволюции неоднородной сверхзвуковой динамики в РЗО с теоретическими выводами [7].

Показано, что в условиях сильной динамической перенормировки константы анизотропии в момент преодоления ДГ звукового барьера энергетически выгодным

становится переход от ДГ ac -типа к ДГ ab -типа с образованием межфазной области антиферромагнитного упорядочения. Описаны и качественно объяснены возникающие при этом сопутствующие явления нестационарного поведения ДГ.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность М.В. Четкину за постоянное внимание к работе и плодотворное сотрудничество, В.Г. Барьяхтару, А.К. Звездину, А.Ф. Попкову за полезные обсуждения, А.М. Балбашову за любезно предоставленные монокристаллы редкоземельных ортоферритов.

Список литературы

- [1] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 329 с.
- [2] V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Springer Tracts in Modern Physics. Berlin (1994). V. 129. 179 p.
- [3] А.К. Звездин, А.А. Мухин, А.Ф. Попков. Препринт No 108. ФИАН СССР, М. (1982). 65 с.
- [4] М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филагов. ФТТ **40**, 9, 1656 (1998).
- [5] А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, Е.А. Жуков, В.Н. Филагов. ФТТ **43**, 4, 666 (2001).
- [6] F.C. Rossol. J. Appl. Phys. **40**, 3, 1082 (1969).
- [7] С.В. Гомонов, А.К. Звездин, М.В. Четкин. ЖЭТФ **94**, 11, 133 (1988).
- [8] A.P. Kuz'menko, N.Yu. Sorokin, A.V. Kaminsky, E.A. Zhukov. Abstract book. EASTMAG-2001. Ekaterinburg (2001). P. 138.
- [9] S.D. Demokritov, A.I. Kirilyuk, N.M. Kreines, V.I. Kudinov, V.B. Smirnov, M.V. Chetkin. J. Magn. Magn. Mater. **104**, 1, 663 (1992).
- [10] М.М. Фарзудинов, М.А. Шамсутдинов, А.А. Халфина. ФТТ **21**, 5, 1522 (1979).
- [11] В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиненко, В.М. Науменко. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков. Наук. думка, Киев (1989).
- [12] И.Д. Ким, Д.Ч. Хван. ФТТ **24**, 8, 2300 (1982).
- [13] М.В. Четкин, В.В. Лыков, В.Д. Терещенко. ФТТ **32**, 3, 939 (1990).
- [14] Новости физики в сети INTERNET. УФН **170**, 3, 288 (2000).