

## Низкотемпературная динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках

А. П. Кузьменко

*Хабаровский государственный технический университет  
ул. Тихоокеанская, 136, г. Хабаровск, 680035, Россия  
E-mail: kap@tiis.khstu.ru*

Статья поступила в редакцию 2 августа 2001 г., после переработки 6 декабря 2001 г.

В слабых ферромагнетиках — ортоферритах и борате железа — при низких температурах в магнитных полях, значительно меньших поля спин-флопа, экспериментально исследована нелинейная и неоднородная сверхзвуковая динамика доменных границ. Представлена качественная физическая модель наблюдаемых явлений, обнаружен и исследован упругоиндуцированный спин-переориентационный механизм перемещения, сопровождаемый нестационарным движением доменных границ, скорость которого оказалась значительно выше предельной скорости их стационарного движения.

У слабых ферромагнетиков — ортоферритах та бораті заліза — при низьких температурах у магнітних полях, значно менших поля спіну-флопа, експериментально досліджено нелінійну і неоднорідну надзвукову динаміку доменних границь. Подано якісну фізичну модель спостережуваних явищ, виявлено і досліджено упругоіндукований спин-переорієнтаційний механізм переміщення, який супроводжується нестационарним рухом доменних границь, швидкість якого виявилася значно вищою ніж гранична швидкість їх стационарного руха.

PACS: 75.50.Dd, 75.70.Ku

### Введение

Слабые ферромагнитные материалы (СФМ), такие как ортоферриты  $RFeO_3$  ( $R^{3+}$  — редкоземельный ион или Y), гематит  $\alpha-Fe_2O_3$  и борат железа  $FeBO_3$ , в которых основным магнитным ионом является  $Fe^{3+}$ , обладают целым рядом общих магнитных свойств. Кристаллическое и магнитное строение этих соединений, соответствующие им поля симметричного  $H_E$  и антисимметричного  $H_D$  обменных взаимодействий и магнитной анизотропии  $H_A$  вызывают при температуре ниже температуры Нееля  $T_N$  небольшой скос антиферромагнитных подрешеток, близкий по величине:  $0,5^\circ$  в  $RFeO_3$  и  $0,9^\circ$  в  $FeBO_3$ . В этих СФМ слабый ферромагнитный момент  $M$  также имеет величины одного порядка (5,8–11,4 Тл). В ортоферритах вектор слабого ферромагнитного момента  $M$  имеет сильно выраженный анизотропный характер и при  $T_{SR} < T < T_N$  ( $T_{SR}$  — температура спиновой переориентации)

направлен вдоль оси [001] (в  $SmFeO_3$  вдоль [100]). На основании этого их относят к СФМ с анизотропией типа «легкая» ось (ЛО). Наличие в ортоферритах также ионов  $R^{3+}$  приводит к дополнительному магнитному упорядочению в редкоземельной подрешетке. В  $FeBO_3$  существует два типа полей анизотропии: внеплоскостное  $H_A$  и внутриплоскостное  $H_a$ , значения которых составляют  $3 \cdot 10^3$  и  $0,2$  кЭ соответственно. В температурном интервале  $T_R < T < T_N$  ( $T_R$  — температура компенсации) внутриплоскостное поле анизотропии в  $FeBO_3$  удерживает магнитные моменты  $M$  и  $L$  в базисной плоскости (111), т.е. они являются «легкоплоскостными» (ЛП) СФМ [1,2]. Влияние температуры, внешнего магнитного поля или упругих напряжений на эффективные константы анизотропии обуславливает возникновение в ЛП и ЛО СФМ различных ориентационных фазовых переходов [1–3].

В ряде  $\text{RFeO}_3$  в области низких температур (при  $T \leq T_{SR}$ ) наблюдается спиновая переориентация вектора  $\mathbf{M}$  от основного направления вдоль «легкой» оси, которая (кроме  $\text{SmFeO}_3$ ) совпадает с осью  $[001]$ , к оси  $[100]$  [1]. Эта переориентация обусловлена изменением знаков и величин первой  $K_1$  и второй  $K_2$  констант анизотропии. К примеру, в  $\text{TmFeO}_3$  переориентация сопровождается изменением знака  $K_1$  и при  $K_2 > 0$  происходит в виде двух фазовых переходов II рода в интервале температур  $86 \text{ K} \leq T_{SR} \leq 92 \text{ K}$ , а при  $K_2 < 0$  такая переориентация происходит скачкообразно в виде фазового перехода первого рода. Аналогичные изменения спиновых конфигураций имеют место в ортоферритах  $\text{Er}$ ,  $\text{Nd}$ ,  $\text{Ho}$  и  $\text{Sm}$ . При понижении температуры в ортоферритах  $\text{Er}$ ,  $\text{Nd}$ ,  $\text{Gd}$  и  $\text{Sm}$  в результате наложения намагниченностей редкоземельных и железных подрешеток, имеющих разные знаки, возникает точка компенсации при температуре  $T_R$ . Наиболее высокая температура  $T_R$  наблюдается для ортоферрита  $\text{Er}$ :  $T_R = 45 \text{ K}$ . В  $\text{DyFeO}_3$  при температуре  $T_M = 40 \text{ K}$  слабоферромагнитный момент скачкообразно исчезает [1], возникает антиферромагнитное упорядочение и наблюдается так называемый переход Морина. В ЛП СФМ  $\text{FeVO}_3$  точка компенсации возникает при  $T_R = 5 \text{ K}$ , она обусловлена изменением знака эффективного поля внутриплоскостной магнитной анизотропии  $H_a$  [2]. Ниже температуры компенсации  $T_R$  (в отсутствие внешних взаимодействий и без учета размагничивающих полей) энергетически более выгодным является состояние, когда вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  параллелен одной из осей  $C_2$  в легкой плоскости (111).

Опрокидывание магнитных подрешеток (спин-флоп) в СФМ происходит в достаточно сильных магнитных полях, ниже которых основным механизмом перемагничивания СФМ остается движение доменных границ (ДГ). Так, для  $\text{RFeO}_3$  выражение для поля опрокидывания имеет вид  $H_{SF} = -H_D/2 + ((H_D/2)^2 + H_E H_A)^{1/2}$  и его величина равна  $75 \text{ кЭ}$  [1]. Внешние магнитные поля усиливают роль магнитного упорядочения в редкоземельной подрешетке ортоферритов. В совокупности с понижением температуры это существенно изменяет границы и характер спин-переориентационного перехода. В  $\text{TmFeO}_3$  во внешнем магнитном поле наблюдалось исчезновение второго фазового перехода II рода при температуре  $T_2 = 86 \text{ K}$ , а граница первого перехода смещалась к  $T_1 = 90 \text{ K}$  [1].

Спин-переориентационные переходы в СФМ могут индуцироваться и упругим давлением опре-

деленной ориентации, при этом также происходит изменение температуры  $T_{SR}$ . Например, в  $\text{TmFeO}_3$  одностороннее сжатие  $p_c$  вдоль ЛО, равное  $1,5 \text{ кбар}$ , увеличивает  $T_{SR}$  на  $10 \text{ K}$  [1].

Экспериментально и теоретически наиболее полно исследована динамика ДГ в ортоферрите  $\text{YFeO}_3$  [3–11]. Оказалось, что только в СФМ предельная скорость стационарного движения ДГ  $C$  существенно превышает скорость поперечного  $V_t$  и продольного  $V_l$  звуков (для  $\text{YFeO}_3$   $V_t = 4,2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  и  $V_l = 7,2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ ). Для оценки величины  $C$  можно воспользоваться длинноволновым приближением дисперсионной зависимости спиновых волн:  $C \propto \gamma(2H_E A/M_0)^{1/2}$ . С учетом значений константы неоднородного обмена  $A$ , намагниченности подрешеток  $M_0$  и гиромагнитного отношения  $\gamma$  расчетная величина  $C$  в  $\text{YFeO}_3$  составила  $19,74 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ , что хорошо согласуется с экспериментально измеренным [10] и теоретически рассчитанным значениями [11].

Зависимость скорости движения ДГ  $V(H)$  от амплитуды продвигающего магнитного поля в пластинчатых образцах  $\text{YFeO}_3$  состоит из дискретного ряда «полочек» — интервалов магнитных полей  $\Delta H_i$ , внутри которых скорость движения ДГ  $V_i$  остается практически неизменной. В [6] определены закономерности их образования. В зависимостях скоростей движения ДГ, равных  $V_t$  и  $V_l$ , образование «полочек» обусловлено магнитоупругими взаимодействиями [3–5]. Образование интервалов  $\Delta H_i$  на сверхзвуковых скоростях движения ДГ ( $C > V_i > V_{t,l}$ ) сопровождается резонансным торможением на собственных изгибных (пристеночных) колебаниях ДГ. В  $\text{TmFeO}_3$  в момент перехода ДГ через звуковой барьер визуально обнаружено и исследовано отделение от ДГ динамической деформации [7], образование которой теоретически обосновано в [4]. В процессе такого перехода действует ударно-волновой механизм, который вызывает перенормировку эффективных констант анизотропии [3–5]. Доменная граница в  $\text{YFeO}_3$  при сверхзвуковых скоростях движения становится неоднородной [3]. При определенных условиях было зарегистрировано возникновение упругоиндуцированного спин-переориентационного перехода, когда энергетически выгодным становится движение ДГ менее устойчивого  $ab$ -типа, а не обычной ДГ  $ac$ -типа [3,8]. Объяснение явлений, наблюдаемых при сверхзвуковом движении ДГ в пластинчатых образцах СФМ, основано на описании динамической ДГ как самоорганизующейся системы [9].

Обычно магنونные и фононные колебания исследуются методами микроволновой или ультразвуковой спектроскопии, рассеяния света или нейтронов. В частности, в  $\text{ErFeO}_3$  при температуре  $\sim 4$  К этими методами обнаружено гигантское уменьшение (до 25%) скорости звука [12], а по рассеянию света при этой же температуре впервые зарегистрировано отделение от ДГ упругой динамической деформации, возбуждаемой ею на околосвуковых скоростях [13].

В настоящей работе представлены результаты низкотемпературного исследования динамики ДГ, полученные методом двукратной высокоскоростной микрофотографии [3,6] в редкоземельных ортоферритах (РЗО) разных составов и борате железа. С помощью сверхзвуковой ДГ как естественного динамического микроронда [14] исследованы процессы перемагничивания при разных температурах под действием импульсных магнитных полей и ударных динамических деформаций, возбуждаемых в процессе перехода ДГ через звуковой барьер.

### Методика и результаты

Исследования проведены на тонких, оптически прозрачных пластинках ортоферритов иттрия, лютеция, диспрозия, европия и тулия, а также бората железа с толщинами от  $35 \cdot 10^{-6}$  до  $120 \cdot 10^{-6}$  м. Образцы ориентированы перпендикулярно оптической оси, что позволило получить магнитооптическую контрастность, достаточную для визуализации доменных структур (ДС) в проходящем свете.

В зависимости от ориентации плоскости исследуемой пластинки  $\text{RFeO}_3$  относительно кристаллографических осей могут реализоваться разные типы ДГ. Так, в пластинке, плоскость которой перпендикулярна «легкой» оси [001], устанавливаются блоховские и неелевские ДГ. В пластинке, вырезанной перпендикулярно оптической оси, которая лежит в плоскости  $ac$  и направлена под углом  $52^\circ$  к оси [001], образуется наклонная ДГ — промежуточный аналог неелевской ДГ. Для всех указанных типов ДГ энергетически выгодным является вращение векторов антиферромагнитного и слабоферромагнитного моментов в плоскости  $ac$ . Отсутствие двупреломления в данной геометрии обуславливает наибольший магнитооптический контраст ДС.

В ЛП СФМ  $\text{FeVO}_3$  усложнение конфигурации полей магнитной анизотропии значительно разнообразит возможные типы ДС. Уменьшение магнитостатической энергии в этом СФМ достигается при расположении магнитных моментов подреше-

ток в базисной плоскости (111). При этом энергетически выгодными оказываются ДГ двух типов: ДГ  $\parallel$  [001] и ДГ  $\perp$  [001], т.е. неелевская и блоховская ДГ соответственно. Оптическая ось в  $\text{FeVO}_3$  перпендикулярна плоскости (111), поэтому проекция  $\mathbf{M}$  на направление распространения света создавалась отклонением световых лучей от оптической оси кристалла на угол  $15\text{--}20^\circ$ . В отсутствие внешних полей и упругих напряжений ДС в образце  $\text{FeVO}_3$  образуется не только в плоскости (111), но и в направлении оси [001]. При этом ДС приобретает слоистость. Контрастные ДС в  $\text{FeVO}_3$  с одиночной ДГ в каждом отдельном слое наблюдались при одновременном наложении сжимающего напряжения ( $\sim 1$  Па) и градиентного поля ( $700$  Э/см) [3]. В этих условиях, несмотря на высокую магнитооптическую добротность  $\text{FeVO}_3$ , результирующий угол поворота плоскости поляризации световой волны составлял  $\sim 1^\circ$ .

Все исследуемые образцы  $\text{RFeO}_3$  химически полировали в перегретой кислоте  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , что приводило к уменьшению коэрцитивности вплоть до  $0,1$  Э. К образцам прикладывали импульсное магнитное поле, создаваемое двумя катушками Гельмгольца диаметром  $1 \cdot 10^{-3}$  м для  $\text{RFeO}_3$  ( $H \perp$  плоскости) и  $5 \cdot 10^{-3}$  м для  $\text{FeVO}_3$  ( $H \parallel$  плоскости) [3]. Передний фронт этих импульсов был менее  $20$  нс, а амплитуда достигала  $4,8$  кЭ. Частота следования импульсов не превышала нескольких герц. Перед началом движения прямолинейная одиночная ДГ в  $\text{RFeO}_3$  с помощью градиентного магнитного поля устанавливалась на расстоянии  $1,5 \cdot 10^{-4}$  м от внутреннего края катушки. Величина градиентного поля изменялась в зависимости от температуры и состава РЗО. Например, динамику ДГ в  $\text{TmFeO}_3$  исследовали в постоянном магнитном поле с градиентом  $2500$  Э/см при температуре  $168$  К, тогда как в  $\text{YFeO}_3$ ,  $\text{LuFeO}_3$  и  $\text{EuFeO}_3$  при всех температурах его величина была не более  $500$  Э/см.

Для исследования динамики ДГ применяли метод двукратной подсветки [3,6]. Источником импульсного лазерного излучения являлся азотный лазер с поперечным разрядом, которым осуществляли накачку лазера на красителях. Длину волны излучения лазера на красителях подбирали совпадающей с квазиокном оптической прозрачности для исследуемых СФМ:  $630$  нм для  $\text{RFeO}_3$  и  $553$  нм для  $\text{FeVO}_3$ . Это позволило регистрировать высококонтрастные динамические ДС и ДГ на фотопленку или видеокамерой без применения усилителей яркости. Погрешность в определении скорости движения ДГ в  $\text{RFeO}_3$  составила около 2% при скорости  $20 \cdot 10^3$  м/с и

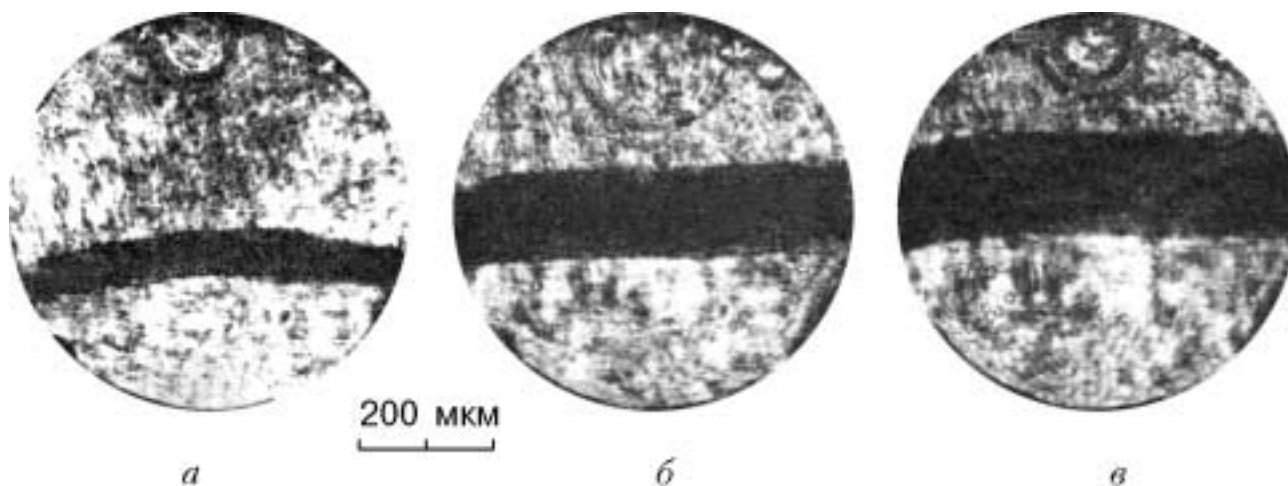


Рис. 1. Микрофотографии двойных динамических доменных структур при 4,2 К в ортоферрите иттрия при задержке между световыми импульсами 15 нс при различных скоростях движения ДГ  $V$ ,  $10^3$  м/с: 4,12 (а), 12 (б) и 18 (в). ДГ движется снизу вверх.

фактически определялась только длительностью субнаносекундных импульсов света. В  $\text{FeVO}_3$  погрешность в определении  $V$  ДГ была несколько выше, что обусловлено меньшим контрастом ДС и особенностями динамического поведения ДГ в этом ЛП СФМ.

Для исследования динамики ДГ в СФМ при низких температурах использован оптический гелиевый криостат, разработанный в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН. Образцы погружали непосредственно в жидкий гелий или азот, а температуру варьировали откачкой продуктов кипения. Помимо этого применяли азотный оптический криостат, в котором образец крепили на хладопроводе, а также использовали переохлажденную смесь растворителя с жидким азотом и сухой лед.

Температуру образца измеряли с помощью термомпары медь–константан, закрепленной на нем теплопроводящей пастой. Охлаждение СФМ образцов приводило к некоторому увеличению их прозрачности и повышению магнитооптического контраста. На рис. 1 представлены микрофотографии двойных динамических ДС в  $\text{YFeO}_3$  при температуре кипения гелия при различных скоростях движения ДГ. Внутри катушки видны пузырьки газообразного гелия. В  $\text{EuFeO}_3$  при  $T = 4,2$  К динамические ДС имеют аналогичный вид.

По смещениям одиночной ДГ под действием переменного магнитного поля  $x(\omega)$  при разных температурах определяли подвижности ДГ  $\mu$  во всех исследуемых СФМ. Из полученных таким образом  $x(\omega)$  находили частоты релаксации ДГ  $\nu_R$ , на которых амплитуда колебаний ДГ умень-

шается в  $\sqrt{2}$  раз. Величины  $\nu_R$  в ЛП и ЛО СФМ существенно отличаются и составляют  $5,7 \cdot 10^6$  и  $\sim 1 \cdot 10^6$  Гц соответственно. По найденным частотам релаксации ДГ при различных температурах и амплитудах переменного магнитного поля с учетом величины градиента постоянного поля, обеспечивающего возвращение ДГ в равновесное положение, рассчитана подвижность одиночной ДГ в исследуемых СФМ, по аналогии с [15]. Температурные зависимости подвижности ДГ  $\mu$  для ЛП

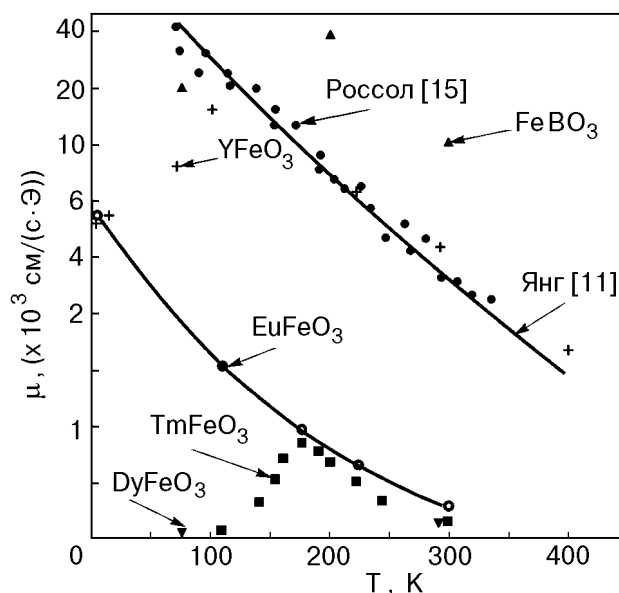


Рис. 2. Температурные зависимости подвижности ДГ (указаны стрелками) в  $\text{EuFeO}_3$ ,  $\text{TmFeO}_3$ ,  $\text{YFeO}_3$ ,  $\text{DyFeO}_3$  и  $\text{FeVO}_3$  (определены по данным работы [2]). Представлены также данные из работы Россола [15] и расчетная зависимость Янга и др. [11].

$\text{FeVO}_3$  и ЛО  $\text{TmFeO}_3$ ,  $\text{EuFeO}_3$ ,  $\text{DyFeO}_3$  и  $\text{YFeO}_3$  представлены на рис. 2. Подвижность ДГ в образцах  $\text{TmFeO}_3$  максимальна при температуре 168 К и составляет 860 см/(с·Э). Ниже этой температуры подвижность ДГ в  $\text{TmFeO}_3$  уменьшается вплоть до нуля уже при 115 К. С понижением температуры  $\mu$  ДГ в  $\text{EuFeO}_3$  увеличивается и при 4,2 К достигает 5 800 см/(с·Э). Полученная зависимость  $\mu(T)$  пропорциональна  $1/T^2$  [15]. В образцах  $\text{DyFeO}_3$  толщиной  $25 \cdot 10^{-6}$  и  $90 \cdot 10^{-6}$  м подвижность ДГ при комнатной температуре составляет 343 и 295 см/(с·Э) соответственно. С понижением температуры до 77 К значение  $\mu$  ДГ уменьшилось до 50 см/(с·Э). Наибольшая подвижность ДГ в исследованных образцах  $\text{YFeO}_3$  наблюдалась при температуре около 100 К. Ее величина для разных образцов варьировалась в пределах  $(20-40) \cdot 10^3$  см/(с·Э). При дальнейшем понижении температуры вплоть до  $T = 2,1$  К во всех образцах  $\text{YFeO}_3$  подвижность ДГ уменьшалась (см. рис. 2). Монокристаллы всех этих ортоферритов были выращены методом бестигельной зонной плавки с оптическим нагревом. В ортоферрите  $\text{LuFeO}_3$ , выращенном методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве, спиновая переориентация не происходит, т.е.  $\mu$  ДГ с понижением температуры должна была возрастать. Подвижность ДГ в этом образце при комнатной температуре составляла 350 см/(с·Э), после чего она падала фактически до нуля при температуре 80 К.

Подвижность ДГ в  $\text{FeVO}_3$  при разных температурах, рассчитанная по данным работы [3], также представлена на рис. 2. Видно, что при температуре 200 К  $\mu$  ДГ достигает максимального значения  $45 \cdot 10^3$  см/(с·Э). Увеличение внешнего сжимающего давления  $p$  на пластинчатые образцы  $\text{FeVO}_3$  свыше  $p_{\text{сг}} = 1$  Па приводило к уменьшению подвижности ДГ. Недостаточная контрастность и, как следствие, снижение точности при исследовании динамики ДГ в этом материале не позволили установить, что оказывает доминирующее влияние на величину  $\mu$ : температура или напряжения сжатия [3].

Подвижность ДГ определялась также по начальному участку на зависимости  $V(H)$ . Магнитное поле, при котором начиналось движение ДГ, принималось равным коэрцитивности исследованных образцов СФМ [6]. Величина коэрцитивности не превышала 1–2 Э. Несколько выше величина коэрцитивности была в образце  $\text{LuFeO}_3$ , что свидетельствовало о невысоком качестве образцов, выращенных методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Значения подвиж-

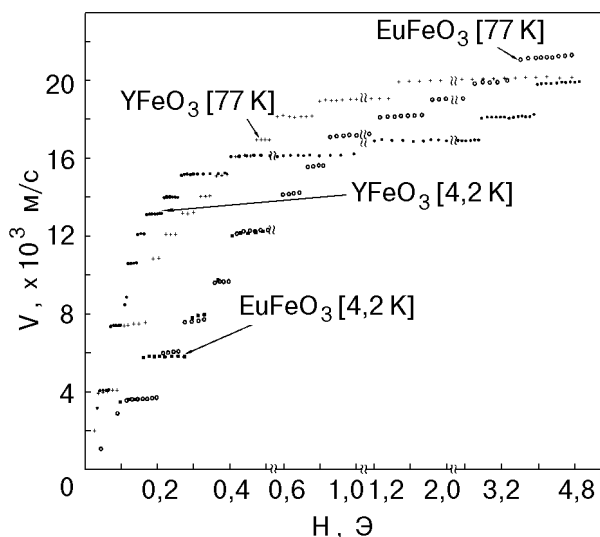


Рис. 3. Полевые зависимости скорости движения ДГ в пластинчатых образцах ортоферритов  $\text{EuFeO}_3$  и  $\text{YFeO}_3$  при 4,2 и 77 К.

ностей ДГ, определенные из зависимостей  $V(H)$  и  $x(\omega)$ , совпали.

На рис. 3 представлены магнитополевые зависимости скорости движения ДГ  $V$  в образцах ортоферритов  $\text{EuFeO}_3$  и  $\text{YFeO}_3$  при температурах 4,2 и 77 К. Эти зависимости  $V(H)$  аналогичны полученным ранее в [6] для образцов  $\text{YFeO}_3$  при комнатной температуре, что свидетельствует о наличии в них общих закономерностей. Зависимость  $V(H)$  для  $\text{EuFeO}_3$ , так же как для  $\text{YFeO}_3$ , нелинейная. Она представляет собой дискретный набор скоростей ДГ  $V_i$ , сохраняющих постоянство в некоторых интервалах (в виде «полочек») магнитных полей  $\Delta H_i$ . На зависимости  $V(H)$  первые постоянные скорости движения ДГ совпали со скоростями поперечной  $V_t(\Delta H_t)$  и продольной  $V_l(\Delta H_l)$  объемных звуковых волн. Например, на зависимости  $V(H)$  в  $\text{EuFeO}_3$  первые две «полочки» наблюдались при скоростях  $3,5 \cdot 10^3$  и  $5,8 \cdot 10^3$  м/с, а в  $\text{YFeO}_3$  — при  $4,12 \cdot 10^3$  и  $7,2 \cdot 10^3$  м/с. «Полочки» аналогичного типа на зависимости  $V(H)$  наблюдались и в других РЗО. В частности, в  $\text{TmFeO}_3$  при температуре 168 К, когда подвижность ДГ максимальна, на зависимости  $V(H)$  на звуковых скоростях движения ДГ ( $V_t = 3,6 \cdot 10^3$  м/с и  $V_l = 6,5 \cdot 10^3$  м/с) также возникали «полочки»  $\Delta H_t$  и  $\Delta H_l$  (рис. 4).

Помимо «полочек»  $\Delta H_t$  и  $\Delta H_l$  для всех образцов  $\text{RFeO}_3$  при различных температурах, включая низкие, на сверхзвуковых скоростях движения ДГ при  $V = V_i$  на зависимости  $V(H)$  возникали дополнительные «полочки»  $\Delta H_i$ . Так, в  $\text{EuFeO}_3$  при температуре 4,2 К на зависимости  $V(H)$  в полях до 0,5 кЭ (при наибольшей подвиж-

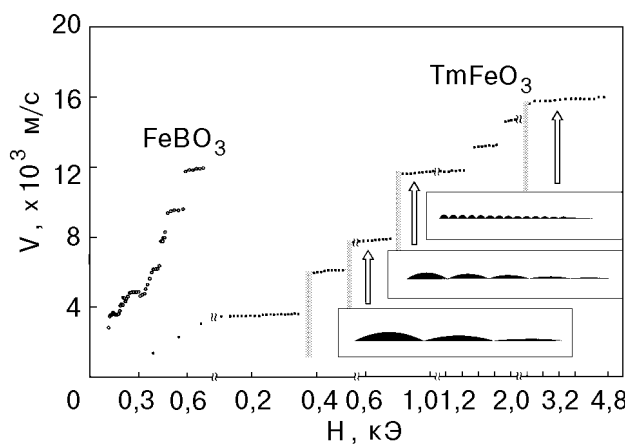


Рис. 4. Полевые зависимости скорости движения ДГ в пластинчатых образцах  $TmFeO_3$  при 168 К и  $FeBO_3$  при 200 К [2]. Здесь же представлены качественные полевые зависимости периода неоднородных образований и их амплитуды при разных скоростях движения доменных границ в  $TmFeO_3$ .

ности ДГ) «полочки» наблюдались на скоростях  $(3,5, 5,8, 7,5 \text{ и } 14) \cdot 10^3 \text{ м/с}$ . При температуре 77 К в этом же образце на зависимости  $V(H)$  в полях до 4,8 кЭ «полочки» наблюдались при скоростях  $(3,5, 5,8, 7,5, 12, 14, 15,5, 17, 18, 19, 20 \text{ и } 21,5) \cdot 10^3 \text{ м/с}$  (см. рис. 3). Зависимость  $V(H)$  в  $TmFeO_3$  также состояла из ряда «полочек», возникающих в полях до 4,8 кЭ при следующих скоростях движения ДГ:  $(8, 11,9, 13,5, 15 \text{ и } 16,8) \cdot 10^3 \text{ м/с}$  (рис. 4). Величины предельных скоростей стационарного движения ДГ в ортоферритах тулия и европия в исследованных полях (см. рис. 3 и 4) несколько отличались от ее значения в  $YFeO_3$  и составляли  $(17 \text{ и } 21,5) \cdot 10^3 \text{ м/с}$ .

В образовании интервалов торможения ДГ в РЗО, так же как в  $YFeO_3$  [3], наблюдались следующие закономерности резонансного характера:

- зависимость  $V(H)$  при  $V_t < V_i < C$  состояла из дискретного ряда интервалов  $\Delta H_i$ , количество и размеры которых возрастали по мере утолщения образцов, при этом зависимость  $V(H)$  приобретала все более непрерывный характер;

- при  $V_i \rightarrow C$  уменьшалась разность  $V_{i+1} - V_i$  и увеличивалась величина интервала  $\Delta H_i$ .

В ЛП СФМ  $FeBO_3$  при 200 К, так же как в ЛО СФМ  $RFeO_3$ , на околозвуковых скоростях происходило образование «полочек» – интервалов  $\Delta H_{t,l}$  (см. рис. 4). В соответствии с теоретическими выводами [12], в  $FeBO_3$  значения  $V_t$  в зависимости от поляризации изменялись на 8–10%. Для  $V_l$  это изменение было  $\sim 1\%$ . На зависимости  $V(H)$  видны два интервала «полочек» поперечных скоростей  $(4,2\text{--}4,8) \cdot 10^3 \text{ м/с}$  и  $(5,9\text{--}6,2) \cdot 10^3 \text{ м/с}$  в виде «полочек»  $\Delta H_{t,1}$  и  $\Delta H_{t,2}$ . При

температуре  $\sim 80 \text{ К}$  на зависимостях  $V(H)$  для  $FeBO_3$ , кроме отмеченных выше «полочек», была обнаружена еще одна при скорости  $9,5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ , которая из-за дисперсии изменялась до  $10,2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ . Значение этой скорости совпало с расчетным для  $V_l$ . Помимо этого на зависимости  $V(H)$  при этой же температуре наблюдалось насыщение по скорости при  $V = 11,8 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ . Это значение, по аналогии с предельной скоростью стационарного движения ДГ в ортоферритах С, практически совпало с минимальной фазовой скоростью спиновых волн  $FeBO_3$ , равной  $11,2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  при температуре  $\sim 80 \text{ К}$ . Аналогия в зависимостях  $V(H)$  в ортоферритах и  $FeBO_3$  наблюдалась и в образовании «полочки» на зависимости скорости ДГ, меньшей скорости первого поперечного звука  $(3,6 \cdot 10^3 \text{ м/с})$ . Однако более полное соответствие между нелинейной сверхзвуковой динамикой ДГ в  $FeBO_3$  и  $RFeO_3$  установить не удалось из-за невысокого магнитооптического контраста наблюдаемых ДС (рис. 5, в).

Во всех исследованных  $RFeO_3$  движение ДГ со сверхзвуковой скоростью становилось неоднородным. Неоднородные образования на ДГ возникали независимо от величины ее подвижности, что демонстрирует микрофотография ДС в  $LuFeO_3$  при комнатной температуре, когда подвижность составляет всего  $350 \text{ см/(с}\cdot\text{Э)}$  (рис. 5, в). Типичные двойные неоднородные ДС, наблюдаемые при температуре 168 К на сверхзвуковых скоростях в  $TmFeO_3$ , имели овальную форму (см. рис. 6). Поведение этих образований повторяло ранее наблюдавшиеся особенности неоднородного движения ДГ в  $YFeO_3$  [3]. Неоднородности имели характерный период  $\lambda$  и возникали менее чем за 1 нс в момент перехода ДГ через звуковой барьер при всех скоростях движения ДГ от  $V_{t,l}$  до С. Переход ДГ через звуковой барьер к  $V_i$  протекал нестационарно. Кроме того, нестационарным был также переход между сверхзвуковыми скоростями движения ДГ, равными  $(8, 11,9 \text{ и } 16) \cdot 10^3 \text{ м/с}$  для  $TmFeO_3$  (см. рис. 4). На этих скоростях  $V_i$  в конце соответствующей «полочки» в интервале  $\delta H$  около 1 Э скорость ДГ скачком возрастала:  $V_i \rightarrow V_{i+1}$ . При этом также уменьшался период полуовальных образований ( $\lambda_i \rightarrow \lambda_{i+1}$ ). Величина периода полуовального образования на сверхзвуковой скорости движения ДГ  $\lambda_i$  сохраняла постоянство. В конце интервала  $\Delta H_i$  ДГ выпрямлялась, а ее движение приобретало нестационарный характер. При этом амплитуда неоднородных образований  $A_i$  непрерывно уменьшалась до нуля к концу «полочки»  $\Delta H_i$ , что схематично проиллюстрировано на рис. 4. В

TmFeO<sub>3</sub> при скорости ДГ, равной  $16 \cdot 10^3$  м/с, величина периода неоднородности составила  $0,4 \cdot 10^{-4}$  м, как это видно при подсветке ДГ первым импульсом на рис. 6, в. В этом же ортоферрите периоды неоднородностей при скоростях ДГ (8 и  $11,9 \cdot 10^3$  м/с составили  $(3,3$  и  $1,8) \cdot 10^{-4}$  м соответственно (рис. 6, а, б). Наименьший период неоднородностей в YFeO<sub>3</sub>, равный  $2,5 \cdot 10^{-4}$  м, найден при скорости движения ДГ, составляющей  $16 \cdot 10^3$  м/с [3].

При скорости  $V < V_t$  в EuFeO<sub>3</sub> (при 4,2 К) и DyFeO<sub>3</sub> (при 77 К) неоднородные образования на ДГ приобретали несколько иную — трапециевидную форму. Боковые стороны трапеции имели размытые очертания и двигались практически перпендикулярно основному направлению движения вправо и влево от центра ДГ. Движение лидирующего участка трапециевидной ДГ было нестационарным.

Нестационарное движение ДГ наблюдалось при изменении скорости ДГ между указанными выше  $V_i$ , значения которых незначительно варьировались в разных ортоферритах, и сопровождалось мгновенным (менее чем за 1 нс) изменением магнитооптического контраста во всей исследуемой области образца, что демонстрирует микрофотография такой ситуации (см. рис. 5, а). Вновь возникающий магнитооптический контраст по сравнению с контрастом, типичным для ортоферритов (ср. рис. 5 и 6), являлся промежуточным. Такой контраст был характерен для нестационарного движения динамических ДС и наблюдался только в конце интервала  $\Delta H_i$ , соответствующего  $V_i$ . Доменная структура с таким контрастом наблюдалась несколько раз в течение 50 нс при изменении задержки между импульсом магнитного поля и первым (или вторым) импульсами подсветки. Незначительное повышение амплитуды импульсного магнитного поля ( $\Delta H_i + \delta H$ , где  $\delta H = 1$  Э) приводило к резкому увеличению скорости ДГ:  $V_i \rightarrow V_{i+1}$ . Движение ДГ со скоростью  $V_{i+1}$  при изменении магнитного поля внутри интервала  $\Delta H_{i+1}$  вновь становилось стационарным вплоть до конца этого интервала, а форма ДГ оставалась неоднородной, но с уменьшенным периодом, равным  $\lambda_{i+1}$ . Такой сценарий повторялся при всех указанных скоростях  $V_i$ .

Нестационарное движение ДГ, наблюдавшееся при низких температурах, обнаружено также при изменении граничных условий на поверхностях образцов ортоферритов (помещение их в различные жидкие среды, включая жидкий гелий и азот) или при наложении сжимающих напряжений. Оно сопровождалось образованием проме-

жуточного контраста и происходило с теми же временными и полевыми параметрами [8].

В редкоземельных ортоферритах европия, лютеция и диспрозия, как и в TmFeO<sub>3</sub> [7], при всех температурах непосредственно в момент перехода к сверхзвуковому движению ДГ обнаружена дифракция света на отделяющихся от ДГ упругих динамических деформациях. Определенные по наблюдаемым дифракционным картинам времена существования таких деформаций (несколько десятков наносекунд), а также их размеры (несколько микрон) оказались по порядку величины близкими для всех исследованных РЗО. Отметим, что в YFeO<sub>3</sub> не наблюдалось отделение упругих динамических деформаций в момент преодоления ДГ звукового барьера.

В образце TmFeO<sub>3</sub> (рис. 5, б) в процессе перехода ДГ через звуковой барьер наблюдалась динамическая перестройка ДС, при которой первоначально двухдоменная ДС с одиночной ДГ усложнялась. Возникала новая магнитная фаза в виде изгиба ДГ, имеющей диффузные очертания, которая двигалась справа налево (вдоль оси [010]). Скорость движения изгиба на ДГ, определенная по направлению нормали к плоскости изгиба, равнялась скорости продольного звука  $V_l$ , составляющей  $6,5 \cdot 10^3$  м/с. Форма этого изгиба ДГ аналогична ранее наблюдаемому в YFeO<sub>3</sub> кинку [3]. В отличие от РЗО в YFeO<sub>3</sub> уединенные изгибные волны на сверхзвуковой ДГ возникают только под действием искусственно созданной неоднородности магнитного поля [16].

Одновременно с этим, как видно на представленной микрофотографии (см. рис. 5, б), справа возникало два участка прямолинейной ДГ с четкими очертаниями. Доменная граница в каждом из них двигалась вдоль оси [100] в прежнем направлении (снизу вверх). Скорости движения этих ДГ составили  $V_1 = 0,9 \cdot 10^3$  м/с и  $V_2 = 2,7 \cdot 10^3$  м/с. Фактически наблюдалось векторное сложение скоростей:  $V_t = V_1 + V_2$ . Слева на микрофотографии виден сохранившийся участок первоначальной динамической ДС. Скорость движения ДГ в нем оставалась равной  $V_t = 3,6 \cdot 10^3$  м/с.

Аналогичная перестройка ДС происходила в этом образце при переходе через звуковой барьер в окрестности продольного звука и при скоростях  $(8, 11,9$  и  $16) \cdot 10^3$  м/с. Перестройка ДС такого вида, когда возникала неоднозначность в зависимости скорости движения ДГ от амплитуды продвигающего магнитного поля, происходила в очень узкой области магнитных полей, равной нескольким эрстедам. За ее пределами движение

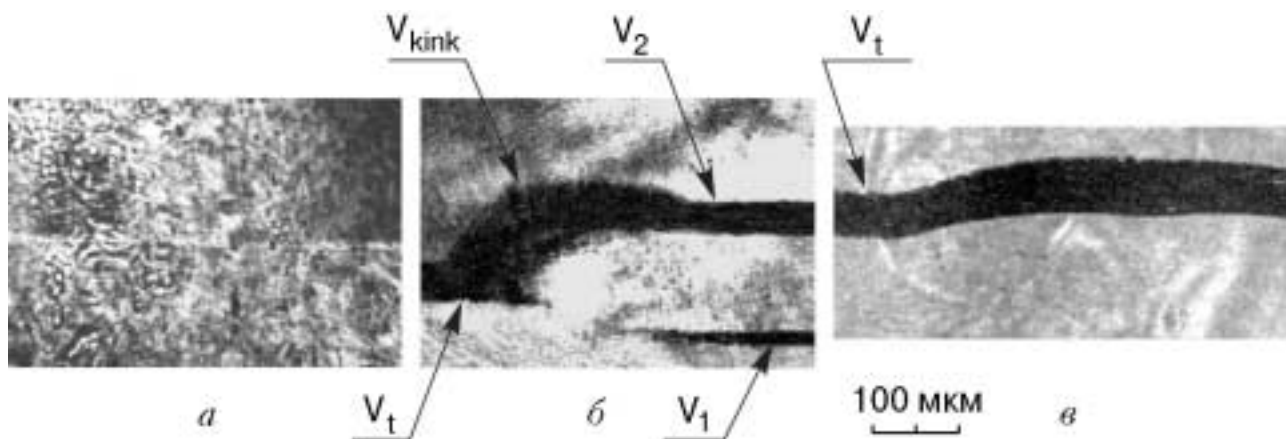


Рис. 5. Микрофотографии двойных нестационарных динамических доменных структур при 300 К в  $\text{YFeO}_3$  с измененными условиями на поверхности (а); при 168 К в  $\text{TmFeO}_3$  при  $V \geq V_t$  (б) и при 80 К в  $\text{LuFeO}_3$  (в) с задержкой между световыми импульсами 15 нс. ДГ движется снизу вверх.

ДГ становилось стационарным, а скорость получила однозначное соответствие, что видно из сравнения рис. 5,б и рис. 6. Такая же перестройка ДС наблюдалась при  $T = 4,2$  К в  $\text{EuFeO}_3$  на околозвуковых скоростях движения ДГ (при  $V \sim V_{t,t}$ ).

Наличие слева на рис. 5,б участка движения ДГ со скоростью, равной  $V_t$ , указывает на одновременность протекания всех процессов перестройки ДС за время движения ДГ в течение времени задержки между двумя импульсами подсветки (15 нс). Область возникновения новой магнитной фазы имела размеры  $6,5 \cdot 10^{-4}$  м по горизонтали (вдоль направления движения изгибающей ДГ) и  $1,8 \cdot 10^{-4}$  м по вертикали (вдоль направления движения двух участков с прямолинейной ДГ). Скорости «прорастания» новой магнитной фазы в этих направлениях составили соответственно более  $40 \cdot 10^3$  и  $12 \cdot 10^3$  м/с. Значение первой скорости в  $\text{TmFeO}_3$  существенно превосходило

указанную выше предельную скорость стационарного движения ДГ  $S$ , равную  $17 \cdot 10^3$  м/с. Значение второй скорости совпало со скоростью, при которой наблюдалась «полочка» на зависимости  $V(H)$  (рис. 4) в этом ортоферрите, что косвенно подтвердило правильность такого определения скоростей перестройки ДС.

### Обсуждение результатов

С феноменологической точки зрения в неколлинеарных антиферромагнетиках происходит магнитное упорядочение, отличное от обычной спонтанной намагниченности. Для описания процессов перемагничивания в двухподрешеточных СФМ типа  $\text{ReFeO}_3$ , кроме учета вектора результирующей намагниченности  $M = M_1 + M_2$ , необходимо также учесть вектор антиферромагнетизма  $L = L_1 - L_2$  ( $M \ll L$ ). В СФМ под действием

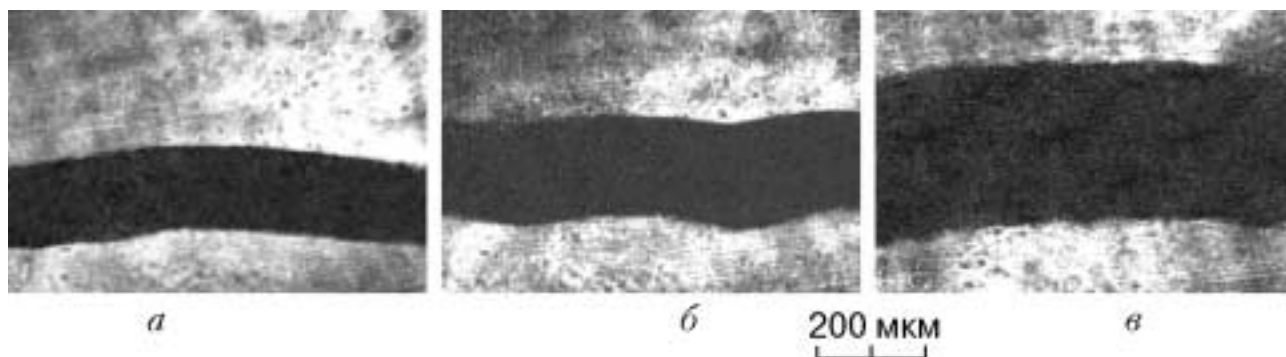


Рис. 6. Микрофотографии двойных динамических доменных структур при 168 К в  $\text{TmFeO}_3$  при задержке между световыми импульсами 15 нс с разными размерами неоднородных образований  $\lambda_i$ ,  $10^{-6}$  м: 330,  $V = 8 \cdot 10^3$  м/с (а); 180,  $V = 11,9 \cdot 10^3$  м/с (б) и 40,  $V = 16 \cdot 10^3$  м/с (в). ДГ движется снизу вверх.



внешнего поля или упругих деформаций возникает эффект обменного усиления  $H_E/(H + H_D)$  с коэффициентом порядка  $10^3$  [17].

В дальнейшем анализе учтем известное выражение для термодинамического потенциала для СФМ [1]:

$$\Phi = \Phi_0 + K_2 \cos 2\varphi + K_4 \cos 4\varphi - M_z H_z \cos \varphi, \quad (1)$$

где  $K_2$  и  $K_4$  — константы анизотропии. Величина  $K_2$  определяется взаимодействием между ионами  $R^{3+}$  и  $Fe^{3+}$ , тогда как в  $K_4$  основной вклад вносит обменное взаимодействие только между ионами  $Fe^{3+}$ .  $M_z$  и  $H_z$  в (1) направлены вдоль оси [001], что фактически соответствует геометрии нашего эксперимента. В реальных условиях на динамические свойства РЗО наиболее существенно влияют низкотемпературный рост коэффициентов магнитоупругой связи [1,12], динамические деформации ДГ в момент преодоления звукового барьера [4,5,7,9,13] и ростовые магнитные неоднородности [3,6,18].

Температурные спин-переориентационные переходы в основном определяются изменениями константы анизотропии  $K_2$ , что объясняется ее более сильной зависимостью от  $T$  по сравнению с  $K_4$  [1]. Например, фазовый переход первого рода типа  $G_X F_Z \rightarrow G_Y$  (в  $DyFeO_3$ ) происходит при  $K_2(T) = 0$ . Воздействие упругих деформаций на  $L$  (величина  $|L| \cong 2M_0$ ) оказывается более существенным, чем влияние внешнего поля  $H$ . При переходе ДГ через звуковой барьер в условиях «перегретости» упругой подсистемы не исключены структурные изменения внутри ДГ. Обычная 180-градусная ДГ с поворотом векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$  в плоскости  $ac$  превращается в ДГ без поворота  $\mathbf{M}$ . В центральной части такой ДГ вектор  $\mathbf{M}$  обращается в нуль, а вектор  $\mathbf{L}$  ориентирован вдоль оси [010]. Область ДГ с переходом «типа Морины» выступает в качестве зародыша новой магнитной фазы в последующей перестройке ДС, что наблюдалось при  $T = 155$  К по спектрам ЯМР в  $DyFeO_3$  ( $T_M = 40$  К). В СФМ тонкая структура ДГ может значительно усложниться. Внутри нее чередуются ДГ  $ac$ -типа (с поворотом  $\mathbf{M}$ ) и ДГ  $ab$ -типа (без поворота  $\mathbf{M}$ ) [19–21].

Подвижность неелевской ДГ определяется, согласно [3,15], как  $\mu_N \approx \gamma\alpha^{-1}[A/(K + 2\pi M^2)]$ , где  $K$  — константа эффективной анизотропии. Различия в зависимостях  $\mu(T)$  для  $EuFeO_3$  и  $YFeO_3$  (см. рис. 2) можно объяснить более сильной температурной зависимостью  $K$  и возрастанием магнитоупругого взаимодействия в РЗО. Этот вывод

подтверждается также уменьшением подвижности ДГ в  $DyFeO_3$  при 80 К ( $T_M = 40$  К) и в  $TmFeO_3$  при 168 К. Зависимость  $\mu(T)$  в  $FeVO_3$  аналогична  $\mu(T)$  в  $RFeO_3$ . В то же время значение  $\mu$  довольно резко уменьшается при сжимающих напряжениях, превышающих  $p_{cr} \sim 1$  Па, что говорит о значительной величине магнитоупругой связи в  $FeVO_3$ . Представленные на рис. 2 зависимости  $\mu(T)$  позволяют сравнить вклады в торможение ДГ трехмагнонных процессов рассеяния и превращения магнонов в  $YFeO_3$  и РЗО тулия и европия при одинаковых температурах. Так, при температуре 300 и 168 К подвижности ДГ в РЗО оказались близкими по величине и составили  $\sim 870$  и  $345$  см/(с·Э), тогда как в  $YFeO_3$  подвижность ДГ более чем на порядок выше, что можно напрямую связать с ростом в РЗО эффективных значений  $d_1 - d_3$  сверхобменных взаимодействий Дзялошинского. Столь сильное отличие в величинах подвижностей ДГ в  $YFeO_3$  и РЗО, как показано в [22], вызывается анизотропией восприимчивости редкоземельных ионов, которая примерно одинакова в РЗО. С другой стороны, солитоноподобный характер ДГ в магнетиках, как следует из выводов работы [23], приводит к тому, что коэффициенты динамического торможения ДГ за счет процессов магнонного рассеяния и превращений могут сравниться с фоновыми силами торможения. В результате при температурах  $T \ll 1$  К и  $T > 100$  К вклад процессов рассеяния фононов может стать основным. Эти выводы подтверждают экспериментальные данные: при гелиевых температурах и выше комнатной обнаружено возрастание интервалов постоянства  $\Delta H_{t,l}$  на зависимости  $V(H)$  при  $V_{t,l}$  [14], а также уменьшение подвижности ДГ в  $YFeO_3$  при  $T < 4,2$  К (рис. 2). Наблюдаемое ранее различие в величине отношения  $\mu_B/\mu_N = 1,75$  в тонких и  $\mu_B/\mu_N = 1,06$  обычных образцах  $YFeO_3$  согласуется с величиной отношения частот безактивационных спиновых колебаний  $\omega_1 = (11-13)$  см<sup>-1</sup> и  $\omega_2 = (15-20)$  см<sup>-1</sup>, определенных по рассеянию света на спиновых волнах [3], изменения которого лежит в границах  $1,15 < \omega_1/\omega_2 < 1,82$ . Для  $RFeO_3$  и  $FeVO_3$  в работе [24] учтено различие в константах одноосной анизотропии в зависимости от ориентации ДГ относительно кристаллографических осей. На основании этого из различий величин подвижностей сделан вывод о трансформации блоховской ДГ в неелевскую ДГ, что косвенно свидетельствует о возможности структурных внутренних преобразований ДГ.

Наблюдаемые изменения магнитооптического контраста с помощью магнитооптического эффек-

та Фарадея в режиме реального времени и перестройка динамических ДС в СФМ (рис. 5 и 6), по аналогии с [20,21], возможно, связаны с поворотом вектора  $\mathbf{M}$  и соответствующими изменениями магнитной симметрии. Причиной их возникновения могут быть динамические деформации и ударные волны, возбуждаемые в процессе преодоления ДГ звукового барьера [7]. Величина этих деформаций на звуковых скоростях движения ДГ резонансно возрастает [3–5]:

$$\begin{aligned} U_t &= -\delta_t \sin \theta \cos \theta / C(1 - V^2/V_t^2), \\ U_l &= -\delta_l \sin^2 \theta / C(1 - V^2/V_l^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между осью легкого намагничивания и направлением движения ДГ. В [7,13] экспериментально определено различие в величинах  $U_t$  и  $U_l$ . Для исследуемого типа ДГ, близкого к неелевской, динамические деформации на поперечном звуке имели достаточно четкий передний и размытый задний фронты, что согласуется с выводами работ [4,5].

Величина интервала  $\Delta H_t$  при  $V = V_t$  существенно зависит от возбуждения ДГ ударных волн, которые внутри интервала  $V_{\pm} \approx V_{t,l} \times (1 \pm 2(\delta_{t,l} \alpha_{t,l} \Delta_0 / \eta_{t,l} V_{t,l}))^{1/2}$  могут расширяться [9]. Здесь  $\Delta_0$  — ширина неподвижной ДГ;  $\alpha_{t,l}$ ,  $\delta_{t,l}$  и  $\eta_{t,l}$  — нелинейные модули упругости и коэффициенты магнитоупругого взаимодействия и акустического затухания, соответствующие скоростям  $V_{t,l}$ . Их размер оказывается близким к  $\Delta_0$  ( $\sim 2$  мкм) [7]. Величина  $\Delta H_{t,l}^m$  с учетом только магнитоупругих взаимодействий, согласно [5], определяется как

$$\Delta H_{t,l}^m = \Delta_0 \delta_{t,l}^2 (1 - (V_{t,l}/C)^2)^{-1/2} / \eta_{t,l} V_{t,l} M_0. \quad (3)$$

Вклады  $\delta_{t,l}$  и  $\eta_{t,l}$  в ширину  $\Delta H_{t,l}^m$  являются конкурирующими. Реально наблюдаемая величина  $\Delta H_t$  для всех РЗО (см. рис. 3 и 4) возрастает при понижении температуры вплоть до  $T = 4,2$  К. Это можно объяснить увеличением магнитоупругого взаимодействия с понижением  $T$  за счет магнитного упорядочения в ионе  $R^{3+}$ .

При решении задач магнитодинамики теоретические выводы строятся на основе сильно- или слабодиссипативных приближений [3,5]. Сильная диссипация упругой энергии приводит к зависимости  $S$ -образного вида с отрицательной дифференциальной подвижностью и неоднозначностью скоростей движения ДГ в зависимости от продвигающего магнитного поля: каждому значению магнитного поля соответствует несколько значений скоростей движения ДГ. В условиях

«перегретости» упругой подсистемы под влиянием динамической деформации в момент преодоления ДГ звукового барьера перенормировка константы анизотропии может оказаться достаточной для образования областей, в которых ДС перестраивается в соответствии с сохранением топологического заряда, как это видно на рис. 5,б. В области, где происходят эти изменения ДС, возможна слабая диссипация упругих колебаний. В пользу этого предположения говорят и данные работы [7], в которой именно в этой области на образце  $TmFeO_3$  наблюдалась дифракция света. Движение ДГ в момент преодоления звукового барьера, согласно выводам [3–5], сопровождается сильной неустойчивостью, что подтверждается представленными в [8] данными. Столь критическое поведение ДГ при переходе к сверхзвуковому движению затрудняет разделение сильно- и слабодиссипативного приближений.

Новый подход к описанию динамики ДГ развит в [3,9], где учтено влияние на динамику ДГ ударных волн. Наблюдаемая перестройка ДС подчиняется правилу Максвелла. Изменение скорости движения ДГ носит характер упругоиндуцированных флуктуаций и представляет типичный пример неравновесного фазового перехода первого рода. Торможение ДГ происходит за счет магнитоупругих взаимодействий и на ударных волнах. Результирующая величина «полочки»  $\Delta H_{t,l}$  на зависимости  $V(H)$  состоит из суммы  $\Delta H_{t,l}^m + \Delta H_{t,l}^s$ . Торможение ДГ на ударных волнах наиболее существенно зависит от величин  $\alpha_{t,l}$ ,  $\delta_{t,l}$  и  $\eta_{t,l}$ , а также подвижности ДГ  $\mu_0$ , полученной на начальном участке зависимости  $V(H)$ . Во всех случаях ширина интервала  $\Delta H_{t,l}^s$  изменяется как  $1/\eta_{t,l}^2$ . Зависимость  $\Delta H_{t,l}^s(\eta_{t,l})$  в отличие от  $\Delta H_{t,l}^m(\eta_{t,l})$  (3) носит быстроизменяющийся характер, особенно при низких температурах. При малых значениях акустического затухания ( $\eta_{t,l} < 0,15$  эрг·с/см<sup>3</sup>) ударный механизм торможения начинает превалировать. Этот вывод подтверждается экспериментально при инверсии направления движения ДГ на околосвуковых скоростях, когда ширина результирующей  $\Delta H_{t,l}$  уменьшается именно на величину  $\Delta H_{t,l}^s$  [3].

Наибольший вклад в величину  $\Delta H_{t,l}^s$  вносят  $\delta_{t,l}$  и начальная подвижность. Так, при увеличении  $\delta_{t,l}$  на  $1 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>  $\Delta H_{t,l}^s$  возрастает в два раза [9]. Экспериментально и теоретически это подтверждается тем, что только в РЗО, и преимущественно при низких температурах, на скоростях движения ДГ  $V_- < V < V_+$  регистрируется отделение от нее динамической деформации (ударной волны) [4,7]. Время жизни этих образо-

ваний в  $\text{TmFeO}_3$  составляет 20 нс, что несколько меньше ее оценки  $\sim 40$  нс, полученной в [9]. По ширине интервала постоянства  $\Delta H_{t,l}$  на зависимости  $V(H)$  можно оценить величину мощности, передаваемой ДГ в упругую подсистему:

$$P = M_0 \Delta H_{t,l} V_{t,l}. \quad (4)$$

Ее величина составляет несколько микроватт, что в пересчете на единицу поверхности ДГ вполне подтверждает теоретические выводы [3–5] о возможности перенормировки констант анизотропии (1) и изменения их знаков в условиях преодоления ДГ звукового барьера. С этим могут быть связаны изменения размеров и структуры ДГ в СФМ, нелинейность зависимости  $V(H)$  и неоднородность сверхзвукового движения ДГ.

При давлении, приложенном вдоль некоторых кристаллических осей, температура переориентации спинов  $T_{SR}$  может повышаться на величину

$$\Delta T = -LpT_{SR}/2KE, \quad (5)$$

где  $L$  и  $E$  — магнитоупругие константы и модуль Юнга,  $p$  — прикладываемое давление [1]. Динамическая перестройка ДС в образцах  $\text{TmFeO}_3$ , согласно рис. 5,б, происходит при температуре 168 К, что отличается от верхней границы температуры переориентации, равной  $T_{2SR}$ , на  $\Delta T = T - T_{2SR} = 70$  К. Такой сдвиг температуры возможен, согласно (5), при изменении величины давления, создаваемого динамическими деформациями ДГ в окрестности околосвуковых скоростей, на величину порядка 10 кбар. Это лишь на порядок больше давления (1,5 кбар) вдоль оси [001], которое, согласно [1], прикладывалось к образцам  $\text{TmFeO}_3$  и вызывало увеличение на 10 К верхней границы  $T_{2SR}$ . На формирование в процессе преодоления звукового барьера столь значительных динамических деформаций указывает и наблюдавшееся ранее разрушение образцов  $\text{YFeO}_3$  при исследовании релаксационных зависимостей смещения полосовой ДС в окрестности звуковых скоростей [25].

Другой механизм торможения ДГ и образования интервалов  $\Delta H_i$  действует при  $V > V_t$ . Наиболее полно он соответствует модели параметрического резонансного торможения ДГ на пристеночных (винтеровских) магнонах (ПМ) [3,6,18,26]. Этот механизм торможения возможен в реальных монокристаллах с периодическими немагнитными включениями  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ , возникающими в процессе их синтеза. При этом дисперсионные зависимости ПМ и фононных колебаний совпадают, что способствует образованию их со-

вместных колебаний [3]. В соответствии с предложенным сценарием [18,26], винтеровские изгибные колебания ДГ отсутствуют или пренебрежимо малы на скоростях, далеких от параметрического резонанса, при этом ДГ остается плоской. Скорости, соответствующие параметрическому резонансу, разделены энергетической щелью, преодоление которой сопровождается потерей устойчивости ДГ. Значения скоростей  $V_i$ , при которых в соответствии с теоретическими выводами [18] наблюдается образование особенностей  $\Delta H_i$ , равны

$$V_i = (iC\lambda/d)(1 + 2i\lambda/d)^{-1/2}. \quad (6)$$

Набор значений  $V_i$ , согласно (6), определяется отношением периода неоднородности  $\lambda$  к толщине пластинки  $d$ . Наилучшее согласие между экспериментально полученными и расчетными величинами скоростей  $V_i$  достигается в соответствии с (6) для периода неоднородности  $30 \cdot 10^{-6}$  м в пластинке толщиной  $d = 10 \cdot 10^{-6}$ , что также говорит о резонансном характере взаимодействия ДГ с ПМ. Как следует из теоретических выводов [18], на полевой зависимости  $V(H)$  при этом будут возникать интервалы  $\Delta H_i$  при скоростях  $V_i$

$$\Delta H_i \approx \frac{3m_0\tau(CQ\varepsilon)^2 A_i V_i}{32M_s} [1 - (V_i/C)^2]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $\tau$  — время релаксации ПМ;  $\varepsilon_i = 10^{-2}$  — глубина модуляции спектра колебаний ПМ с пространственной частотой;  $Q = 10^5$  — добротность ПМ. В качестве массы  $m$  движущейся ДГ принята величина, равная  $\pi\Delta_0^3\delta_{t,l}^3/(\eta_{t,l}^2\nu_{t,l}^3)\rho/M\Delta H_{t,l}^{1/2}$  ( $\rho$  — плотность РЗО). Ширина интервала  $\Delta H_i$  существенно возрастает  $\propto \lambda/d$ , что соответствует экспериментальным данным. По ширине  $\Delta H_i$  оценено время релаксации ПМ  $\tau_i$ , которое составило  $\sim 10^{-7}$  с. Параметрическое резонансное торможение ДГ на ПМ должно удовлетворять условию  $\omega_n \tau_n \gg 1$ , которое устанавливает нижний порог частоты ПМ, равный  $10^8$  Гц.

Указанная модель торможения ДГ на ПМ подтверждена экспериментально в модельных экспериментах на образцах ортоферритов с искусственно созданными периодическими магнитными неоднородностями. С этой целью на поверхность образца  $\text{YFeO}_3$  были специально нанесены периодические магнитные полосы из ультрадисперсного ферромагнитного порошка. Ферромагнитные зерна имели субмикронные размеры. Из них формировались периодические валики разных размеров и ориентаций относительно плоскости ДГ, т.е.

вдоль или перпендикулярно оси [100]. Влияние искусственно созданных магнитных неоднородностей проявилось в видимом изменении  $\Delta H_i$  на зависимости  $V(H)$ . При этом регистрировалось увеличение и уменьшение ширины интервалов или же образование новых  $\Delta H$ . Так, как уже сообщалось ранее [6], на зависимости  $V(H)$  в этих условиях при скорости, равной  $9 \cdot 10^3$  м/с, наблюдалось возникновение дополнительного интервала  $\Delta H_9$ . Более активные преобразования в зависимости  $V(H)$  наблюдались при ориентации неоднородностей перпендикулярно плоскости ДГ, что создавало дополнительное плоскостное поле, перпендикулярное направлению движения ДГ. Другими методами возбуждение ПМ ранее экспериментально не регистрировалось.

Ускорение движения ДГ до любой сверхзвуковой скорости  $V_i$  неизбежно связано с преодолением звукового барьера. Полученные оценки времени релаксации ПМ по порядку величины совпадают с временем существования динамических деформаций ( $\sim 20$  нс) [7]. С учетом этого можно предположить, что упругие деформации вполне успевают «подстроиться» за изменениями в магнитной подсистеме. Следовательно, на рассмотренный механизм параметрического возбуждения ПМ будет накладываться механизм магнитоупругого взаимодействия ДГ с фононной подсистемой. Одновременное действие этих двух механизмов существенно усложняет теоретическое описание динамики ДГ.

Особенностью сверхзвукового движения ДГ является его неоднородность [3] со скачкообразным уменьшением периода  $\lambda_i$  при увеличении скорости  $V_i$  при росте амплитуды продвигающих полей. Поведение неоднородных образований подчиняется закономерностям, характерным для самоорганизующихся систем, и определяется только внутренними свойствами исследуемой динамической ДГ [9]. Неоднородности на ДГ (см. рис. 6) представляют дополнительный канал диссипации энергии.

Совпадение зависимости  $V(H)$  в поле, амплитуда которого изменяется от  $H_{\max}$  до  $H = 0$ , т.е. в обратном направлении, с обычной зависимостью  $V(H)$  (рис. 3, 4) свидетельствует об отсутствии гистерезиса скоростей, что не соответствует теоретическим выводам, основанным на сильнодиссипативном приближении к описанию сверхзвуковой динамики ДГ в СФМ [3,5]. Нестационарность движения ДГ [8], сопровождаемая изменениями размеров неоднородностей, также не описывается теоретическими моделями. Для объяснения всех этих особенностей в [9] предло-

жен вероятностный подход к описанию нелинейной и неоднородной динамики ДГ в СФМ. Вводится функция Ляпунова

$$L = \mathcal{P}^2/2\tau - 2MHP - \int F(\xi) d\xi, \quad (8)$$

где  $\mathcal{P}$  — плотность обобщенного импульса;  $F(\xi)$  — плотность дополнительной силы торможения ДГ за счет резонансных квазичастичных возбуждений. Зависимость  $L(\mathcal{P})$  подобна потенциальной энергии ДГ. Ее максимум соответствует нестационарному движению ДГ, а минимум — устойчивому движению ДГ с одной из скоростей  $V_i$ . Скорости стационарного движения ДГ в таком описании соответствуют экстремумам этой функции. Причем ее максимум соответствует абсолютно неустойчивому движению, а минимум — устойчивому.

Однако этот подход применим только для идеальной динамической системы, лишенной затухания, в которой действует принцип максимального промедления. Флуктуации магнитных ростовых неоднородностей и резонансное возрастание динамических деформаций в момент преодоления ДГ звукового барьера превращают ее в неравновесную систему. Для ее описания применим принцип Максвелла. Обычное уравнение движения ДГ [3] заменяется уравнением Фоккера—Планка относительно функции распределения плотности вероятности  $W(t, \mathcal{P})$  [9]:

$$\partial W/\partial t = \partial(W\partial\Phi/\partial\mathcal{P})/\partial\mathcal{P} + \partial^2(DW)/\partial\mathcal{P}^2, \quad (9)$$

где  $D$  учитывает скачки магнитных неоднородностей на пути движения ДГ и флуктуации динамических деформаций. Фактически это означает, что их совместное влияние приводит к тому, что для каждой скорости стационарного движения ДГ  $V_i$  величина  $D$  оказывается промодулированной. Можно говорить о соответствии  $V_i$  и  $D_i$ . Из параметрической полевой зависимости функции Ляпунова  $L(\mathcal{P})$  следует, что решению уравнения (9) [9] соответствует ряд значений  $W_i(t, \mathcal{P})$ , когда движение ДГ приобретает стационарный характер со сверхзвуковыми скоростями  $V_i$ :

$$W_i(t, \mathcal{P}) = N \exp(-L(\mathcal{P})/D_i). \quad (10)$$

Наибольшие плотности вероятности  $W_i(t, \mathcal{P})$  соответствуют минимумам  $L(\mathcal{P})$ , т.е. минимуму потенциальной энергии ДГ. Качественная зависимость  $L(\mathcal{P})$  от  $H$  для разных  $D_i$  следует зависимости  $L(\mathcal{P}(H))$ . Соответствующие кривые  $V(H)$  и  $L(\mathcal{P}(H))$  представлены на рис. 7. При

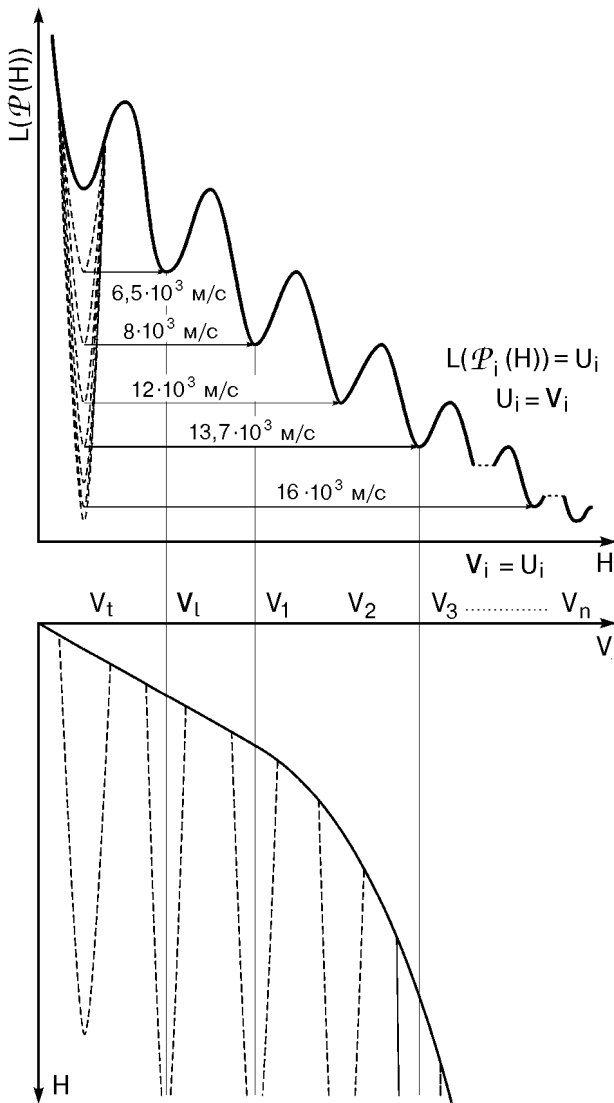


Рис. 7. Качественные полевые зависимости функции Ляпунова  $L(P(H))$  и скорости движения доменных границ  $V(H)$ .

этом зависимость  $V(H)$  лишена гистерезиса скоростей, а в условиях, когда минимумы энергии ДГ сравниваются, скорость ДГ изменяется скачкообразно (рис. 7). В таком описании в роли управляющего параметра выступает уже скорость движения ДГ, а не продвигающее ДГ магнитное поле.

В тонких пластинчатых образцах  $YFeO_3$  происходит скачок скорости с  $V = V_t$  на  $V_i = 16,2 \cdot 10^3$  м/с [6]. Понижение минимума энергии ДГ обусловлено в этом случае ростом акустического затухания. Аналогично, наблюдаемые при температурах 100 и 4,2 К скачки скорости ДГ на зависимостях  $V(H)$  в  $YFeO_3$  при переходе к сверхзвуковому движению также можно объяснить низкотемпературным уменьшением  $\eta_{t,l}$ . Скачкообразный переход движения ДГ между

скоростями стационарного движения (на зависимости  $V_i(H)$ ) имеет аналогию с туннелированием ДГ сквозь потенциальный барьер. Наблюдаемые на зависимостях  $V(H)$  интервалы  $\Delta H_i$  соответствуют минимумам потенциальной энергии ДГ (рис. 7), глубина которых определяется состоянием фононной и маглонной подсистем.

Динамическое поведение ДГ в РЗО, как отмечено выше, связано с конкуренцией влияний  $\eta_{t,l}$  и  $\delta_{t,l}$ . Возрастание роли редкоземельного упорядочения при понижении температуры обуславливает увеличение  $\delta_{t,l}$  [1,12], что, согласно (3), приводит к увеличению интервала  $\Delta H_{t,l}$  и понижению минимума энергии ДГ. Например, в  $TmFeO_3$  в отличие от  $YFeO_3$  такое изменение  $\delta_{t,l}$  сопровождается динамической перестройкой ДС [8] (рис. 5,б). Движение ДГ при  $V = V_t$ ,  $V_l$  и  $V_i$  становится неустойчивым. Флуктуации такой природы в критических условиях перехода ДГ через звуковой барьер нарушают однозначность в зависимости  $V(H)$ : ДГ распадается и может двигаться с несколькими скоростями (согласно рис. 5,б, с четырьмя). Как показано в [9], подчинение принципу Максвелла приводит к достаточно медленному переходу движения ДГ от одной скорости к другой. В результате амплитуда возбуждаемых ДГ динамических деформаций успевает весьма сильно возрасти, что и является одной из причин наблюдаемой динамической перестройки ДС и изменения температуры спиновой переориентации (5). Это типичный пример неравновесного фазового перехода первого рода.

Критическое поведение ДГ при переходе к сверхзвуковому движению затрудняет разделение сильно- и слабодиссипативных приближений. При сильной диссипации упругой энергии возникает зависимость  $V(H)$  S-образного вида с отрицательной дифференциальной подвижностью и неоднозначностью скоростей движения ДГ в зависимости от продвигающего магнитного поля. На рис. 4 приведен начальный участок экспериментальной и расчетной зависимостей  $V(H)$  для  $TmFeO_3$ . Видно, что в области отрицательной дифференциальной подвижности каждому значению магнитного поля соответствует несколько значений скоростей ДГ. В условиях «перегретости» упругой подсистемы под влиянием динамической деформации в момент преодоления ДГ звукового барьера перенормировка константы анизотропии может оказаться достаточной для образования областей, в которых ДС перестраивается (рис. 5,б).

В пластинках  $DyFeO_3$ , вырезанных перпендикулярно оптической оси, в окрестности фазового

перехода Морина экспериментально наблюдалось сосуществование слабоферромагнитной и антиферромагнитной фаз и исследован переход АФМ–СФМ [20,21]. Обнаружено влияние зародышеобразования внутри ДГ и наблюдался фазовый переход первого рода, когда из 180-градусной ДГ между слабоферромагнитными доменами возникали метастабильные антиферромагнитные домены, обладающие промежуточным магнитооптическим контрастом. Под действием импульсного магнитного поля  $H_u = 3,5$  кЭ с крутизной от 200 до 450 Э/мкс обнаружено и исследовано распространение фронта перехода АФМ–СФМ с максимальной скоростью  $10 \cdot 10^3$  м/с [21]. Эти результаты согласуются с наблюдаемыми нами явлениями нестационарного движения ДГ, которое сопровождается образованием промежуточного контраста (рис. 5,а). Эти данные свидетельствуют о том, что наряду с основным механизмом перемагничивания за счет смещения ДГ, характерного для ортоферритов, сильно возрастает роль индуцирования магнитного момента, характерного для антиферромагнитной фазы. Существенную роль при этом начинает играть эффект обменного усиления [17], что, возможно, объясняет масштабность наблюдаемой динамической перестройки и аномально высокие скорости ее развития. Нестационарное движение ДГ в  $RFeO_3$  можно интерпретировать как упругоиндуцированный спин-переориентационный переход [8].

Ранее [27] в слабом ферромагнетике типа «легкая» плоскость  $FeVO_3$  при исследовании движения ДГ на околозвуковых скоростях наблюдался упругоиндуцированный спин-переориентационный фазовый переход. Он сопровождался распадом исходной 180-градусной ДГ на две 90-градусные. В  $RFeO_3$  в отличие от  $FeVO_3$  упругоиндуцированный спин-переориентационный переход начинается внутри ДГ (см. рис. 5,б) и сопровождается лишь переходом от *ac*-типа ДГ к менее устойчивому *ab*-типу [8,19].

Воспользовавшись соотношениями, определяющими периодичность  $\lambda$  и амплитуду неоднородностей  $A$  [9]

$$\lambda = (1 - (v/C)^2)^{1/2} (\tau C^2 / \mu) \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (H - H(v \cos \varphi))^{-1} \cos \varphi d\varphi, \quad (11)$$

$$A = \tau(v^2 - C)^2 v^{-1} \ln |1 - v/(\mu H)|, \quad (12)$$

можно проследить основные закономерности их изменений. Здесь  $\tau$  — время жизни магнитных колебаний;  $\varphi$  — угол между нормалью к плоскости ДГ и скоростью ее движения. Качественные зависимости  $\lambda(H)$  и  $A(H)$ , полученные в соответствии с (11) и (12), представлены на рис. 4. Период неоднородностей уменьшается скачком при переходе скорости движения ДГ от  $V_i$  к  $V_{i+1}$ , а их амплитуда линейно убывает с ростом продвигающего магнитного поля в пределах  $\Delta H_i$ , что соответствует экспериментально наблюдаемым динамическим изменениям неоднородных образований на ДГ. В конце каждого интервала  $\Delta H_i$  диссипативная структура с данным размером  $\lambda_i$  уже не успевает отводить энергию и ДГ становится прямолинейной (в интервале  $\delta H \sim 1$  Э). «Перегрев» динамической системы приводит к подключению новых более сильных механизмов диссипации энергии, в том числе и за счет перестройки ДС, что проявляется в нестационарном движении ДГ и формировании промежуточного магнитооптического контраста.

Упругие динамические деформации, возникающие перед движущейся ДГ, когда ее скорость еще не достигла величины  $V_t$ , представляют для самой ДГ потенциальный барьер, амплитуда которого возрастает по мере приближения скорости движения ДГ к скорости звука. В это же время возрастает и энергия самой ДГ. По мере приближения скорости движения ДГ к предельной возникают квазирелятивистские эффекты, что приводит к уменьшению ширины и увеличению массы ДГ. Такое уменьшение области взаимодействия ДГ с динамическими деформациями может оказаться достаточным для преодоления ДГ потенциального барьера, образованного ими. Этот сценарий объясняет флуктуационный механизм преодоления ДГ звукового барьера и, на наш взгляд, имеет некоторую аналогию с явлениями депиннинга ДГ в  $RFeO_3$ .

### Заключение

Низкотемпературные исследования динамики доменных границ в слабых ферромагнетиках (ЛП  $FeVO_3$  и ЛО  $TmFeO_3$ ,  $EuFeO_3$ ,  $DyFeO_3$  и  $YFeO_3$ ) позволили определить условия возникновения и механизмы диссипации энергии движущейся доменной границы в магнитоупругие и изгибные (винтеровские) колебания и оценить их параметры.

Показано, что в момент преодоления доменной границей звукового барьера в условиях сильной упругоиндуцированной перенормировки констант анизотропии в поле ударной волны наблюдается

спин-переориентационный переход. Определены условия его возникновения в режиме реального времени.

Доменная граница в слабых ферромагнетиках на сверхзвуковых скоростях движения становится неоднородной и представляет динамический самоорганизующийся объект. Предложена качественная модель, в рамках которой удалось описать эволюцию наблюдаемой перестройки доменных структур.

В заключение выражаю глубокую признательность М. В. Четкину, Ю. И. Щербакову и В. Д. Терещенко за целый ряд полезных замечаний по работе, постоянный интерес и внимание к ней; В. Г. Барьяхтару, А. К. Звездину, А. Ф. Попкову, М. А. Шамсутдинову за полезные обсуждения полученных результатов; А. М. Балбашову за любезно предоставленные монокристаллы редкоземельных ортоферритов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации (грант в области фундаментального естествознания № 97-0-7.0-29).

1. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
2. M. N. Seavey, *Solid State Commun.* **10**, 219 (1962).
3. V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, V. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Springer Tracts in Modern Physics*, Berlin: V. 129. (1994).
4. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *Письма ЖТФ* **6**, 1497 (1980).
5. А. К. Звездин, А. А. Мухин, А. Ф. Попков, *Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках*, *Препринт № 108*, ФИАН СССР, Москва (1982).
6. М. В. Четкин, А. П. Кузьменко, А. В. Каминский, В. Н. Филатов, *ФТТ* **40**, 1656 (1998).
7. А. П. Кузьменко, А. В. Каминский, Е. А. Жуков, В. Н. Филатов, *ФТТ* **43**, 666 (2001).
8. А. П. Кузьменко, В. К. Булгаков, В. Д. Терещенко, *ФММ* **43**, 12 (2001).
9. С. В. Гомонов, А. К. Звездин, М. В. Четкин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
10. М. В. Четкин, А. Де ла Кампа, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 168 (1978).
11. С. Н. Tsang, R. L. White, and R. M. White, *J. Appl. Phys.* **49**, 6063 (1978).
12. В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, *УФН* **166**, 585 (1996).
13. S. D. Demokritov, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, V. I. Kudinov, V. B. Smirnov, and M. V. Chetkin, *J. Magn. Magn. Mater.* **104**, 663 (1992).
14. М. В. Четкин, В. К. Булгаков, А. П. Кузьменко, *Известия ВУЗов. Физика* **7**, 1522 (2001).
15. F. C. Rossol, *J. Appl. Phys.* **40**, 1082 (1969).
16. M. V. Chetkin and Yu. N. Kurbatova, *Phys. Lett.* **A260**, 108 (1999).
17. Е. А. Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, УрО АН СССР, Свердловск (1990).
18. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *Письма в ЖТФ* **10**, 449 (1984).
19. М. М. Фарзтдинов, М. А. Шамсутдинов, А. А. Халфина, *ФТТ* **21**, 1522 (1979).
20. В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, В. М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова думка, Киев (1989).
21. С. Л. Гнатченко, А. Б. Чижик, Н. Ф. Харченко, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 282 (1990).
22. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике*, Препринт ИТФ-83-111Р, Киев (1983).
23. А. В. Зуев, Б. А. Иванов, *ФТТ* **24**, 2458 (1982).
24. N. Paranicolaou, *Phys. Rev.* **B55**, 12290 (1997).
25. И. Д. Ким, Д. Ч. Хван, *ФТТ* **24**, 2300 (1982).
26. В. В. Махро, *ФТТ* **40**, 1855 (1998).
27. М. В. Четкин, В. В. Лыков, В. Д. Терещенко, *ФТТ* **32**, 939 (1990).

#### Low-temperature dynamics of domain boundaries in weak ferromagnets

A. P. Kuz'menko

The nonlinear and multidimensional supersonic dynamic of domain boundaries in weak ferromagnets — orthoferrites and  $\text{FeBO}_3$  — is studied experimentally at low temperatures in magnetic fields much lower than the spin-flop field. A qualitative physical model of the phenomena observed is presented. An elastically induced spin-flop mechanism of magnetization reversal accompanied by a nonstationary motion of domain boundaries is found out and researched, the motion velocity appearing to be much above the limiting velocity of their stationary motion.