

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.221

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ
С ВЫСОКОЙ СКОРОСТЬЮ ДОМЕННЫХ СТенок

В. В. Рандошкин, Н. В. Васильева, Н. Н. Сысоев

(кафедра молекулярной физики)

Обсуждаются результаты исследования динамики доменных стенок (ДС) в висмут-содержащих монокристаллических пленках феррит-гранатов (Вс-МПФГ) с безразмерным параметром затухания α , изменяющимся в диапазоне от $\ll 0.1$ до ≥ 10 , и различной магнитной анизотропией. Дается объяснение полученных согласия и расхождений теории и эксперимента.

Введение

Вс-МПФГ синтезируют методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на подложках из прозрачных монокристаллических гранатов, чаще всего $Gd_3Ga_5O_{12}$ (ГГГ) или $(Gd,Ca)_3(Mg,Zr,Ga)_5O_{12}$ (ГКМЦГГ) [1–3].

На основе Вс-МПФГ, обладающих гигантским фарадеевским вращением плоскости поляризации проходящего через них света, могут быть созданы модуляторы и дефлекторы видимого и инфракрасного диапазона, электрически или оптически управляемые транспаранты и пространственно-временные фильтры, управляющие элементы для волоконно-оптических линий связи, дисплеи, реверсивные среды для записи информации, устройства для визуализации записи с магнитного носителя, интегрально-оптические устройства, датчики физических полей, неразрушающие дефектоскопы и другие магнитооптические устройства [1–9]. Принцип действия многих из этих устройств основан на движении намагниченности в форме перемещения доменных стенок или вращения векторов намагниченности.

Перестройка распределения намагниченности в Вс-МПФГ под действием магнитного поля происходит путем движения ДС (в относительно малых полях) или путем вращения векторов намагниченности (в больших полях). Для практических применений Вс-МПФГ важно, чтобы эта перестройка успевала за изменением внешнего воздействия, т. е. пленка должна обладать как можно большим быстродействием.

Целью настоящей работы является обсуждение динамических свойств Вс-МПФГ с параметром затухания, изменяющимся в широком диапазоне значений, и разной магнитной анизотропией.

1. Теория движения намагниченности

Вс-МПФГ являются трехподрешеточным ферромагнетиком, однако при описании динамических свойств их часто рассматривают как ферромагнетик, характеризующийся суммарной намагниченно-

стью \mathbf{M} и эффективным значением гиромагнитного отношения γ . Движение намагниченности описывают уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [1, 3, 10]:

$$d\mathbf{M}/dt = -\mu_0\gamma[\mathbf{M}, \delta w/\delta\mathbf{M}] + (\alpha/M)[\mathbf{M}, d\mathbf{M}/dt], \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная, $\delta w/\delta\mathbf{M}$ — функциональная производная плотности полной свободной энергии. Это уравнение используют в теориях вращения намагниченности, движения ДС и ферромагнитного резонанса.

Согласно одномерной теории движения ДС в безграничном ферромагнетике вид зависимости их скорости V от действующего магнитного поля H определяется значением α [11]. Для безграничного одноосного ферромагнетика с $\alpha < 1$ зависимость $V(H)$ состоит из трех характерных участков. Первый (линейный) участок соответствует стационарному движению ДС с начальной подвижностью

$$\mu = (\gamma/\alpha)\Delta_0 = \Lambda^{-1}M_s\Delta_0, \quad (2)$$

где $\Delta_0 = (A/K_u)^{1/2}$ — параметр ширины ДС, A — константа обменного взаимодействия, K_u — константа одноосной магнитной анизотропии, Λ — приведенный параметр затухания, с которым безразмерный параметр затухания Гильберта связан соотношением

$$\alpha = \Lambda\gamma/M_s. \quad (3)$$

Заметим, что Λ не зависит от других параметров магнитного материала, а определяется только типом и концентрацией быстрорелаксирующих ионов в нем, причем эти ионы дают аддитивный вклад в Λ .

При критическом поле H_W (уокеровский порог)

$$H_W = \alpha M_s/2\pi = \Lambda\gamma/2, \quad (4)$$

в котором ДС достигает предельной скорости стационарного движения V_W (уокеровская предельная скорость)

$$V_W = \mu_0\gamma M_s\Delta_0/2, \quad (5)$$

начинается второй (нелинейный) участок, соответствующий нестационарному осцилляторному движению ДС с отличной от нуля средней скоростью.

Нелинейный участок с ростом поля переходит в третий (линейный) участок зависимости $V(H)$ с положительной дифференциальной подвижностью

$$\mu_d = \alpha \Delta_0 (1 + \alpha^2)^{-1} = \mu \alpha^2 (1 + \alpha^2)^{-1}, \quad (6)$$

соответствующий движению ДС в режиме «свободной прецессии». В случае $\alpha > 1$ нелинейный участок отсутствует. Различие значений μ и μ_d тем меньше, чем выше α , но всегда начальная подвижность больше дифференциальной.

В тонкой магнитоодноосной пленке возникают размагничивающие поля, а ДС становится скрученной [12]. В этом случае срыв стационарного движения ДС должен происходить в полях, существенно меньших, чем порог Уокера. Этот срыв обусловлен генерацией, продвижением и аннигиляцией так называемых блоховских линий. Модель блоховских линий, в которой учитывается изменение намагниченности не только в направлении, перпендикулярном ДС, но и в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, дает такое же выражение для начальной подвижности ДС, что и одномерная теория (см. соотношение (2)). Для частного случая одиночной плоской ДС пороговое поле срыва стационарного движения ДС (порог Слончевского) определяется как [12]

$$H_p = 6.375 \alpha h^{-1} (A/\mu_0)^{1/2}, \quad (7)$$

где h — толщина пленки, а соответствующая предельная скорость

$$V_p = 6.375 \alpha A h^{-1} (\mu_0/K_u)^{1/2}. \quad (8)$$

Однако предсказываемая соотношениями (7) и (8) обратно пропорциональная зависимость от h , как правило, не подтверждается на практике. По нашему мнению, это связано с тем, что теория [12] не учитывает наличия переходных поверхностных слоев, а именно вблизи поверхности пленки происходит генерация и аннигиляция блоховских линий.

В диапазоне полей

$$H^* = H_K/3 \leq H \leq 2H_K/3 = H^{**} \quad (9)$$

ДС излучает спиновые волны (СВ) [13–15]. Мы предположили [14], что эти СВ инициируют локальное вращение намагниченности вблизи движущейся ДС, что приводит к повышению ее скорости. Поскольку глубина затухания СВ [14]

$$\lambda_{sw} \approx (2\pi\Delta_0/\alpha)(H_K/H)(3H/H_K - 1)^{1/2} \quad (10)$$

обратно пропорциональна α , то скорость ДС больше всего должна повышаться в магнитоодноосных пленках с предельно малым затуханием.

Заметим, что для пленок, переходной поверхностный слой которых обладает пониженной магнитной анизотропией, в соотношения (7) и (8) входит значение H_K именно для этого слоя [14].

Из уравнения (1) следует, что свободный магнитный момент прецессирует вокруг направления внешнего магнитного поля H с угловой частотой

$$\omega_{pr} = \mu_0 \gamma H / (1 + \alpha^2) \quad (11)$$

и релаксирует по экспоненте к направлению поля с характерным временем

$$\tau_r = (\alpha \omega_{pr})^{-1} = (1 + \alpha^2) / (\alpha \mu_0 \gamma H). \quad (12)$$

Если $\alpha \ll 1$, то магнитный момент совершает очень большое число оборотов вокруг направления магнитного поля, прежде чем выстроится по полю (медленная релаксация). При $\alpha \geq 1$ вектор магнитного момента очень быстро выстраивается по направлению поля (быстрая релаксация). В магнитоупорядоченном материале магнитные моменты ведут себя аналогичным образом, но наряду с внешним магнитным полем необходимо учитывать влияние магнитной анизотропии, обменную связь с соседними магнитными моментами и т. д.

Из соотношения (3) следует, что повысить α и за счет этого скорость ДС при срыве стационарного движения (см. соотношение (5)) можно, увеличивая γ . Повышение Λ для этой цели нецелесообразно, поскольку при этом одновременно снижается начальная подвижность ДС (см. соотношение (2)).

2. Эксперимент

Доменную структуру и распределение векторов намагниченности по площади Вс-МПФГ визуализировали за счет магнитооптического эффекта Фарадея и наблюдали с помощью поляризационного микроскопа.

Зависимости скорости ДС V от действующего магнитного поля H измеряли на установке высокоскоростной фотографии [16] с помощью метода перемагничивания [17]. В исходном состоянии Вс-МПФГ намагничивали до насыщения полем смещения H_b , приложенным вдоль нормали к плоскости пленки. Импульсное магнитное поле H_p прикладывали в противоположном направлении с помощью пары плоских катушек, в центре между которыми располагался исследуемый образец. Регистрировали изображение домена с обратной намагниченностью (ДОН), зарождающегося на точечном дефекте. Время однократной экспозиции составляло ≤ 10 нс. При достаточно большом удалении от центра зародышеобразования действующее магнитное поле с достаточно высокой точностью равно [17]

$$H = H_p - H_b. \quad (13)$$

3. Вс-МПФГ с компенсацией момента импульса

В феррит-гранатах эффективное значение гиромагнитного отношения определяется формулой Киттеля [1, 10, 18]

$$\gamma = \gamma_0 (M_R + M_{Fe}) / M_{Fe}, \quad (14)$$

которая получена в предположении быстрой релаксации спинов редкоземельных ионов R^{3+} в фер-

рит-гранате, имеющем две магнитные подрешетки: с медленнорелаксирующими ионами Fe^{3+} в первой и быстро релаксирующими магнитными ионами R^{3+} во второй. Здесь γ_0 — гиромангнитное отношение ионов Fe^{3+} , M_R — суммарный магнитный момент ионов R^{3+} , M_{Fe} — суммарный магнитный момент ионов Fe^{3+} . При этом подрешетка из быстро релаксирующих ионов дает вклад в намагниченность феррит-граната, но не в угловой момент. Из формулы Киттеля (14) следует, что в точке компенсации момента импульса (КМИ) $M_{Fe} = 0$, $M_s = M_R \neq 0$, а γ изменяется от $-\infty$ до $+\infty$.

Быстро релаксирующими являются все редкоземельные ионы, кроме Y^{3+} , Lu^{3+} , La^{3+} и Gd^{3+} , при этом только ионы Gd^{3+} являются магнитными. Если в состав Вс-МПФГ входят ионы Gd^{3+} , то формула Киттеля (5) приобретает вид [19]

$$\gamma = \gamma_0(M_R + M_{Gd} + M_{Fe}) / (M_{Gd} + M_{Fe}), \quad (15)$$

где M_{Gd} — магнитный момент ионов Gd^{3+} . Из соотношения (15) следует, что в Gd-содержащих феррит-гранатах КМИ достигается при меньшем уровне замещения железа немагнитными ионами, чем в случае отсутствия гадолиния, что позволяет повысить температуру Нееля в Вс-МПФГ с КМИ приблизительно на 50 К (табл. 1).

Вс-МПФГ с КМИ нами синтезированы для всех быстро релаксирующих магнитных редкоземельных ионов. Параметры магнитоодноосных пленок с КМИ приведены в табл. 1, где l — характеристическая длина, T_N — температура Нееля, V_{cr} — критическая скорость, при которой заканчивается начальный линейный участок кривой $V(H)$. В тех случаях, когда в эксперименте наблюдается только один участок кривой $V(H)$, в табл. 1 приведено максимальное измеренное значение скорости ДС.

Подвижность ДС в Вс-МПФГ $(Bi,R)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ вблизи КМИ, в соответствии с соотношением (2) уменьшается в ряду $R = Tm, Eu, Er, Yb, Ho, Dy, Tb$ (табл. 1). Зависимость $V(H)$ для Tm-, Eu- и Er-содержащих пленок с разным α показана на рис. 1. Видно, что в соответствии с одномерной теорией движения ДС [2] при $\alpha \leq 1$ на кривых $V(H)$ имеют место два линейных участка, разделенные нелинейным (кривые 1–3 на рис. 1). При $\alpha > 1$ нелинейный участок отсутствует (кривые 4–8 на

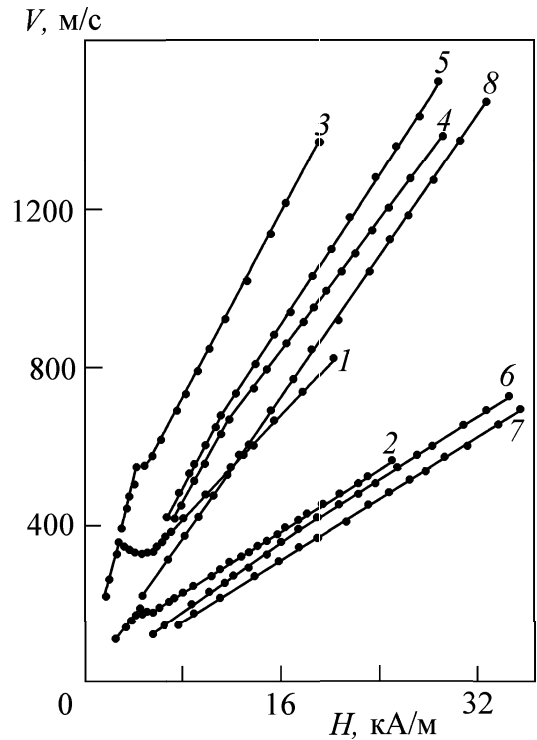


Рис. 1. Зависимости скорости ДС V от действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ $(Bi,Gd,Tm)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ (кривые 1, 3), $(Bi,Eu)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ (кривые 2, 4–6, 8) и $(Bi,Er)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ (кривая 7) с разным безразмерным параметром затухания α : 1 — 0.61; 2 — 0.95; 3 — 1.02; 4 — 1.66; 5 — 1.84; 6 — 2.04; 7 — 4.3; 8 — 8.1

рис. 1), причем при достаточно большом безразмерном параметре затухания зависимость $V(H)$ практически линейна, т. е. второй линейный участок не наблюдается (кривые 7 и 8 на рис. 1).

Поскольку характерные участки на кривых $V(H)$ наиболее ярко выражены для Вс-МПФГ $(Bi,Gd,Tm)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ (рис. 1), именно пленки этого состава были выбраны для количественного сравнения с теорией. Первый (линейный) участок кривой $V(H)$ характеризовали подвижностью μ , скоростью V_{cr} , критическим полем H_{cr} , при котором он заканчивается. Второй линейный участок характеризовали дифференциальной подвижностью ДС. Значения μ , H_{cr} , V_{cr} и μ_d приведены в табл. 2, где даны также значения H_W , H_p , V_W , V_p и α , которые находили по данным μ и μ_d с помощью соотношения [15]

$$\alpha = (\mu/\mu_d - 1)^{-1/2}. \quad (16)$$

Таблица 1

Параметры Вс-МПФГ $(Bi,R)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ вблизи КМИ

R	Tm, Gd	Tm	Eu	Er	Yb	Ho	Dy	Tb
l , мкм	0.9	0.6	0.51	1.1	0.48	0.15	0.13	0.20
M_s , кА/м	12.2	6.21	15.5	13.7	10.2	21.6	34.5	22.1
H_K , кА/м	39.2	176	183	135	59.7	71.7	58.9	159
T_N , К	431	380	359	393	383	354	343	326
μ , м ² /(с А)	0.230	0.113	0.057	0.044	0.021	0.0075	0.0083	0.0054
V_{cr} , м/с	>2800	222	650	400	160	>172	>165	>316

Таблица 2

Динамические параметры Вс-МПФГ
(Bi,Gd,Tm)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ при $T = 293$ К

№ образца	1	2	3	4
μ , м ² /(с А)	9.00	9.60	10.00	10.00
μ_d , м ² /(с А)	4.60	2.60	1.60	0.55
α	1.02	0.61	0.44	0.24
γ/γ_0	7.4	5.1	5.6	1.7
$H_{сг}$, кА/м	4.62	2.95	2.47	1.35
H_W , кА/м	4.86	3.18	2.55	1.43
H_p , кА/м	2.79	1.99	1.83	0.88
$V_{сг}$, м/с	535	360	310	170
V_W , м/с	549	384	320	180
V_p , м/с	315	240	230	110

При $H = H_W$ и $V = V_W$ происходит срыв стационарного движения ДС в безграничном одноосном ферромагнетике, а при $H = H_p$ и $V = V_p$ — в магнитоодноосной пленке. Видно, что экспериментальные значения $H_{сг}$ и $V_{сг}$ с точностью не хуже 8% совпадают с соответствующими уокеровскими значениями.

Тот факт, что в Вс-МПФГ вблизи точки КМИ скорость ДС достигает предела Уокера, является следствием неоднородности эпитаксиальных пленок, а именно наличия переходных поверхностных слоев [20]. В соответствии с соотношениями (14) и (15) вблизи точки КМИ небольшие изменения концентрации ионов Fe³⁺, Ga³⁺, Al³⁺ и Gd³⁺ в пленке приводят к значительным изменениям γ . Наличие неоднородности γ существенно влияет на процесс генерации блоховских линий, который происходит вблизи поверхности пленки. Если $\gamma_l \gg \gamma_v$, где γ_l и γ_v — эффективные значения гиромангнитного отношения в переходном поверхностном слое и основном объеме пленки соответственно, то порог Слончевского в переходном поверхностном слое может превышать порог Уокера для основного объема пленки. Другими словами, переходной поверхностный слой с повышенным γ экранирует основной объем пленки, и как следствие критическая скорость срыва стационарного движения ДС достигает предела Уокера.

Из рис. 1 и табл. 2 следует, что в полном соответствии с одномерной теорией [11] с ростом α нелинейный участок, расположенный на кривой $V(H)$ между двумя линейными участками, сужается и практически исчезает при $\alpha \approx 1$ (кривая 3 на рис. 1), при этом подвижность μ_d все более приближается к значению μ .

Вблизи точки КМИ механизм движения ДС с излучением СВ вследствие их сильного затухания не реализуется, поэтому на кривой $V(H)$ (кривая 2 на рис. 2) отсутствует участок с повышенной дифференциальной подвижностью. Однако при удалении от точки КМИ (на ~ 10 К в пленках, содержащих Gd и Tm) такой участок появляется (кривые 1 и 3 на рис. 2), причем в некоторых случаях его наклон превышает наклон первого линейного участка

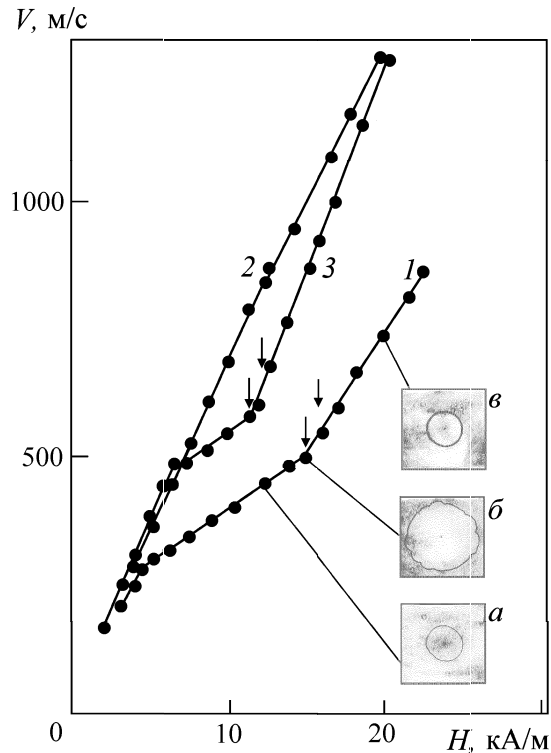


Рис. 2. Зависимость скорости ДС V от действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ (Bi,Gd,Tm)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ при различной температуре T , К: 1 — 294; 2 — 304; 3 — 315. (а-в) Изображения динамических доменов, соответствующие указанным точкам на кривой $V(H)$. Стрелками указаны границы диапазонов изменения H , в которых имеют пространственные искажения ДС

(кривая 3 на рис. 2). В узком диапазоне магнитных полей на границе участка с повышенной дифференциальной подвижностью и предыдущего участка (отмечен стрелками на кривых 1 и 3 на рис. 2) движущаяся ДС испытывает пространственные искажения (см. рис. 2, б). В более высоких полях изображение движущейся ДС уширено (сравни рис. 2, а и в). Такое уширение обусловлено локальным вращением намагниченности перед движущейся ДС, инициируемым быстрозатухающими СВ, излучаемыми этой ДС. В Eu- и Er-содержащих пленках, обладающих достаточно большим α и высокой одноосной магнитной анизотропией, пространственные искажения движущейся ДС не наблюдались. Однако они имели место в Yb-содержащих пленках, обладающих еще большим параметром затухания, но меньшим H_K [21].

4. Медленнорелаксирующие Вс-МПФГ

В Вс-МПФГ, содержащих только медленнорелаксирующие ионы, гиромангнитное отношение, в отличие от намагниченности насыщения, не зависит от уровня замещения железа немагнитными ионами и равно γ_0 . В таких пленках H_W не превышает коэрцитивной силы H_c , а первый наблюдающий в эксперименте участок кривой $V(H)$ (рис. 3) является вторым линейным участком согласно теории [10].

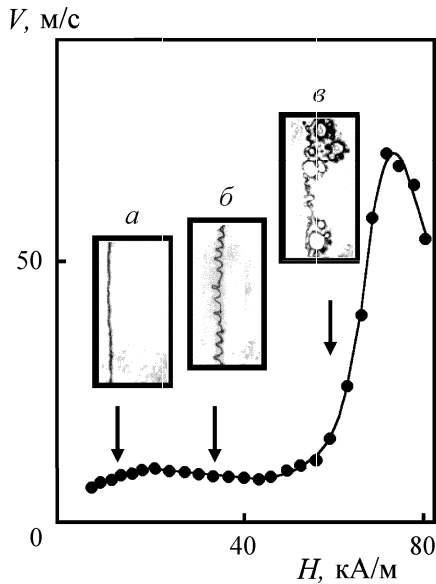


Рис. 3. Зависимость скорости ДС V от действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$. (а-в) Изображения движущейся ДС, соответствующие указанным точкам на кривой $V(H)$

Этому участку соответствует ДС, которую можно считать прямолинейной (рис. 3, а). Поскольку наклон этого участка мал, то его называют участком насыщения и характеризуют скоростью насыщения V_s [10]. Опыт показал, что для скорости насыщения справедлива эмпирическая формула [10]

$$V_s = V_L = 0.1\mu_0\gamma M_s \Delta_0, \quad (17)$$

где V_L — скорость де Лива, которая в 5 раз меньше скорости Уокера.

За участком насыщения (рис. 3) следует участок с отрицательной дифференциальной подвижностью. Ему соответствует ДС с ярко выраженными изгибными искажениями (рис. 3, б), которые нарастают со временем. Далее следует участок, где скорость V резко возрастает с ростом поля. Этому участку соответствует ДС, перед которой происходит бурная генерация микродоменов (рис. 3, в). При этом микродомены, зародившиеся перед ДС и еще не слившиеся с ней, вызывают генерацию новых микродоменов. По сути в эксперименте измеряется скорость фронта переманиваемой области, что и объясняет резкий рост скорости V . Локальный характер генерации микродоменов перед искривленной движущейся ДС объясняется интерференцией СВ, излучаемых такой ДС.

Проведенное нами исследование большого количества образцов с разными параметрами показало, что зарождение микродоменов вблизи движущейся ДС происходит лишь в Вс-МПФГ с малым α : при $\alpha > 0.15$ этот эффект не наблюдается.

Из рис. 3 видно, что в скорость ДС не превышает 100 м/с. Известно [10], что ее можно повысить, приложив магнитное поле H_{in} в плоскости пленки (рис. 4). Не останавливаясь на причинах изменения формы кривой $V(H)$ с ростом H_{in} (рис. 4), заметим,

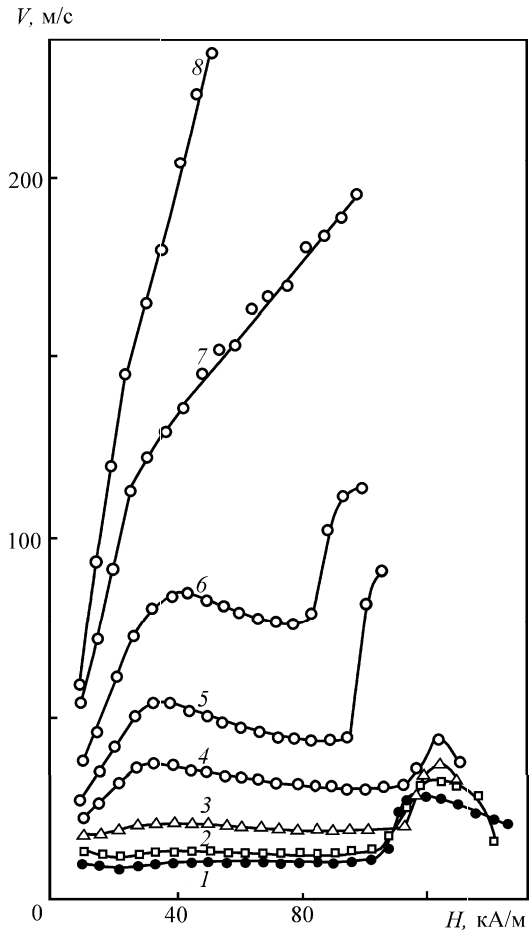


Рис. 4. Зависимость скорости ДС V от действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ при $T = 383$ К для нескольких значений приложенного в плоскости ДС магнитного поля H_{in} , кА/м: 1 — 0; 2 — 4.0; 3 — 8.0; 4 — 12.0; 5 — 16.0; 6 — 20.0; 7 — 24.0; 8 — 28.0

что при некотором H_{in} и изгибные искажения по длине ДС, и генерация микродоменов перед ней перестают наблюдаться. При этом кривая $V(H)$ принимает вид, характерный для Вс-МПФГ вблизи КМИ, и состоит из двух линейных участков (ср. кривые 7 и 8 на рис. 4 и кривые 4 и 5 на рис. 1), а различие наклонов этих участков уменьшается с ростом H_{in} .

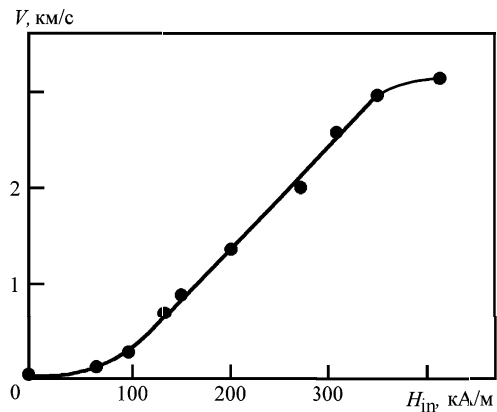


Рис. 5. Зависимость скорости ДС V от приложенного в плоскости ДС планарного магнитного поля H_{in} для Вс-МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu, Gd})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с $H_K = 590$ кА/м при $H = 29.6$ кА/м

Эти факты позволяют предположить, что приложение поля H_{in} к Вс-МПФГ с предельно малым затуханием вскрывает все новые и новые каналы диссипации, число которых увеличивается с ростом H_{in} . В результате α возрастает, достигая значений, характерных для пленок с КМИ.

В сильно анизотропных Вс-МПФГ, не содержащих быстрорелаксирующих ионов, приложив поле H_{in} , скорость ДС можно повысить до ≥ 3 км/с (рис. 5). В отсутствие H_{in} имеет место насыщение скорости ДС на уровне 5.5 м/с.

5. Вс-МПФГ с ромбической магнитной анизотропией

Одновременно высокими скоростью ДС и термостабильностью параметров обладают Вс-МПФГ $(Bi, Y, Lu)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$, выращенные нами на подложках $Nd_3Ga_5O_{12}$ с ориентацией (110) [22]. Параметры такой пленки приведены в табл. 3, где $H_{кр}$ — поле ромбической магнитной анизотропии (РМА).

В Вс-МПФГ $(Bi, Y, Lu)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ динамические домены с ориентацией (110) при расширении приобретают ромбовидную форму (рис. 6, а), что отражает магнитную анизотропию в плоскости пленки. Важно, что большая диагональ ромба ориентирована

Таблица 3

Параметры Вс-МПФГ $(Bi, R)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$

№ образца	1	2	3	4	5
R	Y, Lu	Y, Lu	Y, Lu, Pr	Y, Lu, Pr	Y, Lu, Pr
Ориентация	(110)	(111)	(210)	(210)	(210)
h , мкм	11.0	8.1	13.1	15.5	12.7
w , мкм	11.1	9.4	18.6	11.4	20.2
M_s , кА/м	20.9	21.5	7.92	8.16	7.12
H_K , кА/м	179	341
$H_{кр}$, кА/м	58	—
H_{in}^{min} , кА/м	160	88	47
H_{in}^{max} , кА/м	384	...	216

вблизи направления в плоскости пленки, вдоль которого поле насыщения минимально.

Хотя в составе этих Вс-МПФГ отсутствуют быстрорелаксирующие ионы, генерация микродоменов перед движущейся ДС в них не наблюдается. Это позволяет сделать вывод, что наличие РМА, как и планарного магнитного поля, приводит к повышению параметра затухания.

Внизу рис. 6, а показана характерная форма ДОН в моменты времени $t = 0.30$ мкс (а) и 0.57 мкс (б)

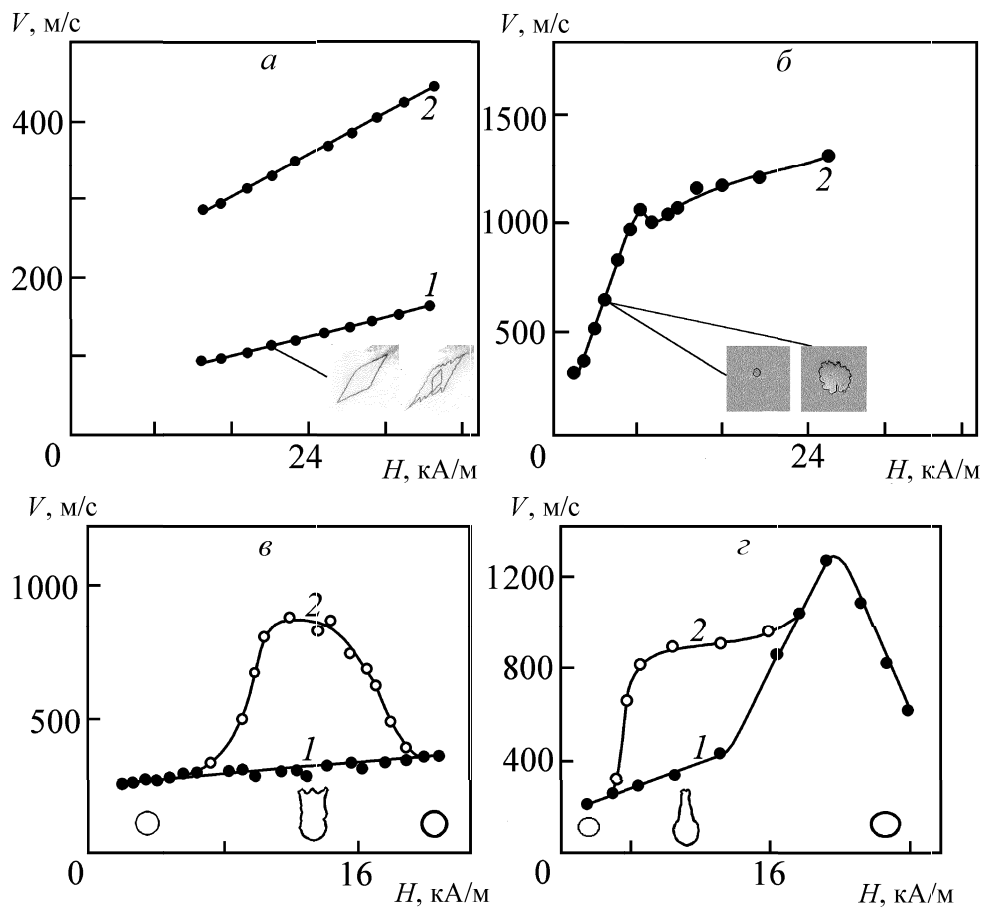


Рис. 6. Зависимости минимального (1) и максимального (2) значений скорости ДС V от действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ $(Bi, Y, Lu)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (110) (а, образец 1 в табл. 3) и $(Bi, Y, Lu, Pr)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210) (б-г, образцы 3-5 в табл. 3). Внизу показаны характерные формы динамических доменов после приложения импульса поля

после приложения импульса магнитного поля длительностью $\tau_p = 0.40$ мкс. Заметим, что ориентации осей ромбовидных ДОН, зарождающихся во время действия импульса магнитного поля (*a*) и после его окончания (*б*) не совпадают. Другими словами, эти ориентации не связаны жестко с направлением кристаллографических осей в плоскости Вс-МПФГ.

В Вс-МПФГ $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Pr})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210), выращенных на подложках ГКМЦГГ, динамические домены имеют более сложную форму. Форма ДОН сильно изменяется от образца к образцу и зависит как от действующего, так и планарного магнитного поля. В частности, наблюдаются треугольная и каплеобразная форма ДОН, однонаправленное повышение и понижение скорости ДС, нестабильность и формирование искажений на ограниченных участках ДС, изменение ориентации вытянутого ДОН при изменении направления действующего магнитного поля на противоположное.

Магнитную анизотропию этих пленок (табл. 3) характеризовали минимальным $H_{\text{in}}^{\text{min}}$ и максимальным $H_{\text{in}}^{\text{max}}$ значениями постоянного магнитного поля в плоскости пленки, при которых происходит однородное зарождение доменов (при выключении внешнего магнитного поля с равной вероятностью зарождаются домены с противоположной полярностью) [23].

На рис. 6, *б* показана зависимость $V(H)$ для Вс-МПФГ $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Pr})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, которая на первый взгляд близка к классической, т.е. имеет два практически линейных участка, разделенных нелинейным. Внизу рис. 6, *б* показана характерная форма ДОН в моменты времени $t = 0.05$ мкс (*a*) и 0.09 мкс (*б*) после приложения импульса поля с $\tau_p = 0.40$ мкс. Видно, что середине начального участка соответствуют ДОН, форма ДС которых искажена, т.е. имеет место нестационарное движение.

На рис. 6, *в* и *г* приведены характерные формы ДОН и зависимости $V(H)$ для участков ДС, которые перемещаются с минимальной и максимальной скоростью для случая, когда имеет место так называемая однонаправленная анизотропия скорости ДС. Видно, что она имеет место в ограниченном диапазоне изменения действующего магнитного поля. Наличие максимума на зависимости скорости ДС от действующего магнитного поля (рис. 6, *в, г*) объясняется ограниченностью диапазона действующих магнитных полей, где имеет место излучение СВ.

Если компонента РМА достаточно велика, ситуация, когда СВ излучаются одновременно всеми участками ДС ДОН, становится невозможной. Другими словами, при достаточно большой РМА нет ни одного значения действующего магнитного поля, при котором для всех участков замкнутой ДС имеются условия для излучения СВ. Это с учетом зависимости глубины затухания СВ от α и приводит к многообразию форм динамических ДОН в Вс-МПФГ с РМА.

С целью компенсации или, наоборот, усиления тех или иных компонент анизотропии в плоскости Вс-МПФГ прикладывали постоянное магнитное поле H_{in} . Для детального исследования была выбрана Вс-МПФГ с однонаправленной анизотропией скорости ДС (образец 5 в табл. 3), для которой зависимость $V(H)$ приведена на рис. 6, *г*.

Поле H_{in} вначале прикладывали вдоль того направления в плоскости пленки, где скорость ДС максимальна. Действующее магнитное поле выбирали таким, чтобы анизотропия скорости ДС была максимальной. При фиксированном H регистрировали зависимость $V(H_{\text{in}})$, которая приведена на рис. 7, *а*, где внизу также показаны характерные формы ДОН, соответствующие различным значениям H . Видно, что зависимость сильно несимметрична относительно оси ординат. При $H_{\text{in}} = -20$ кА/м (направление оси абсцисс выбрано условно) анизотропия скорости ДС исчезает, а при $H_{\text{in}} = -24$ кА/м начинается процесс вращения намагниченности по всей поверхности Вс-МПФГ. Для положительного направления поля (рис. 7, *а*) при $H_{\text{in}} \approx 16$ кА/м искажения появляются на противоположной стороне ДОН. При $H_{\text{in}} = 64$ кА/м наблюдается однонаправленное понижение скорости ДС. При $H_{\text{in}} = 72$ кА/м анизотропия скорости ДС исчезает. Вращение намагниченности при положительном H_{in} начинается, если $H_{\text{in}} = 120$ кА/м.

Зависимости V_{max} и V_{min} от H_{in} для случая, когда планарное магнитное поле приложено перпендикулярно направлению, вдоль которого имеет место однонаправленное повышение скорости ДС, приведены на рис. 7, *б*. Видно, что и в этом случае зависимость $V(H_{\text{in}})$ сильно несимметрична относительно оси ординат, причем анизотропия скорости ДС имеет место при всех значениях H_{in} , для которых отсутствует вращение намагниченности. При положительном H_{in} происходит изменение местоположения участка ДС, для которого скорость максимальна, причем в диапазоне 3.2 кА/м $< H_{\text{in}} < 9.6$ кА/м искажения наблюдаются с обеих сторон ДОН. Вращение намагниченности имеет место при $H_{\text{in}} < -144$ кА/м и $H_{\text{in}} > 20.8$ кА/м.

Несимметричность кривых на рис. 7, *а* и *б* свидетельствует о том, что ни направление, для которого скорость ДС при $H_{\text{in}} = 0$ максимальна, ни перпендикулярное к нему направление не совпадают с направлением плоскостной компоненты суммарного эффективного поля анизотропии.

На рис. 7, *в* показаны зависимости V_{max} и V_{min} от поля H_{in} для случая, когда оно приложено в направлении, вдоль которого квазистатическое однородное зарождение доменов [23] имеет место в отсутствие поля смещения. Видно, что кривые практически симметричны относительно оси ординат, смена направления однонаправленного повышения скорости ДС происходит при очень малых значениях H_{in} , а пороговые поля вращения намагниченности

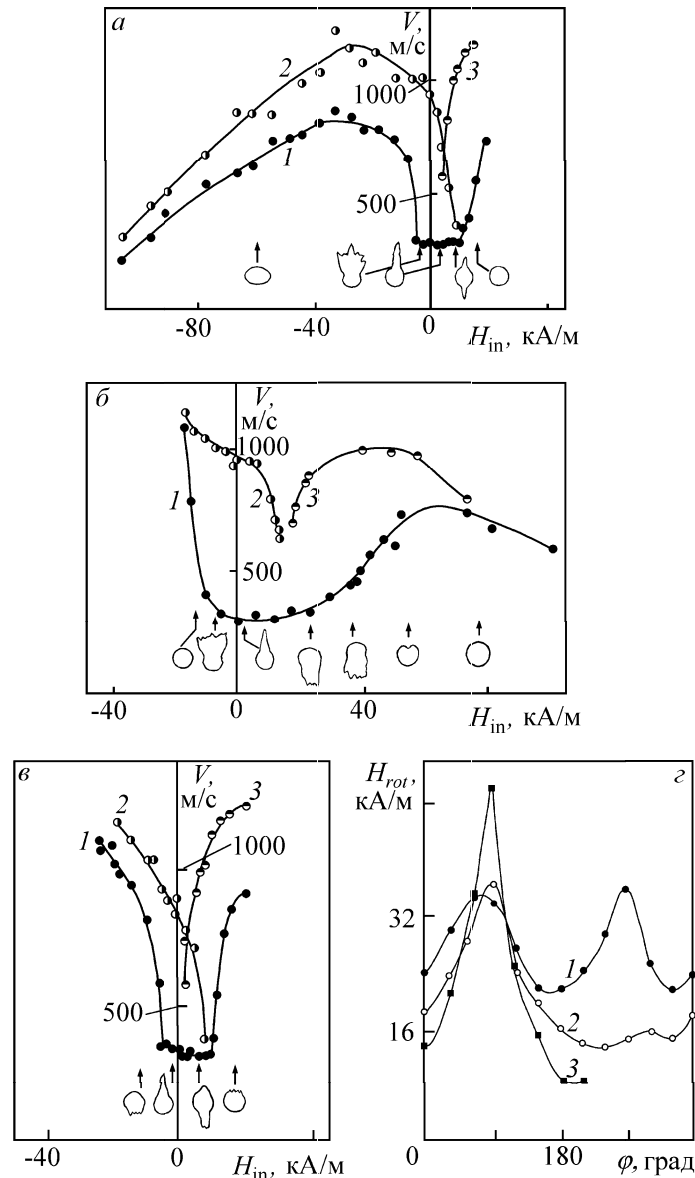


Рис. 7. Зависимости минимальной V_{min} (1) и максимальной V_{max} (2, 3) скорости участков ДС ДОН в Вс-МПФГ $(Bi, Y, Lu, Pr)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210) (образец 5 в табл. 3) при $H = 12.8$ кА/м от планарного магнитного поля H_{in} , приложенного вдоль направления, где имеет место однонаправленное повышение скорости ДС при $H_{in} = 0$ (а), перпендикулярно этому направлению (б) и вдоль направления, где однородное зарождение доменов имеет место при поле смещения $H_b = 0$ (в). (г) Азимутальные зависимости порогового поля вращения намагниченности H_{rot} в Вс-МПФГ $(Bi, Y, Lu, Pr)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210) (образец 5 в табл. 3) при разном магнитном поле H_{in} , кА/м: 0 (1), 8.0 (2) и 48.0 (3)

для противоположных направлений H_{in} практически совпадают.

В зависимости от ориентации поля H_{in} с его ростом пороговое поле вращения намагниченности H_{rot} может как увеличиваться, так и уменьшаться (рис. 7, г). Заметим, что из-за высокой анизотропии кривые на рис. 7, г получены для нагретого образца. При малых H_{in} на азимутальной зависимости $H_{rot}(\phi)$ наблюдаются два максимума с приблизительно равной амплитудой (кривая 1). Если бы пороговое поле излучения СВ точно так же зависело от ϕ , как и H_{rot} , то при некотором H локальное вращение намагниченности наблюдалось бы с двух сторон домена. С ростом H_{in} амплитуда одного из

максимумов снижается, так что в конце концов он практически исчезает (кривая 3). Именно в случае такой зависимости, по нашему мнению, однонаправленная анизотропия скорости ДС наиболее ярко выражена.

Заметим, что в настоящее время отсутствует теория, которая позволяет детально объяснить описанные эффекты, которые наблюдаются при расширении ДОН в Вс-МПФГ с РМА.

Изменение формы динамических доменов по мере повышения H_{in} для случаев, когда поле в плоскости приложено вдоль направления однонаправленной анизотропии скорости ДС (рис. 7, а) и вдоль перпендикулярного к нему направления (рис. 7, б),

подтверждает спин-волновой механизм движения ДС [14]. В первом случае при приложении достаточно большого поля H_{in} как в «прямом» («положительном»), так и в «обратном» («отрицательном») направлениях форма домена близка к круговой. Это означает, что при этих значениях H_{in} действующее магнитное поле не попадает в диапазон, в котором ДС излучает СВ (см. соотношение (9)) либо их затухание слишком велико. Для обратного направления намагничивание образца до насыщения планарным полем достигается при меньшем значении H_{in} , чем для прямого. Это означает, что $H > H^{**}$, а домен не испытывает искажений. При уменьшении H_{in} соответствующий максимум на кривой $H_{rot}(\varphi)$ (рис. 7, *з*) «подрастает», поэтому H становится меньше H^{**} , и появляется однонаправленная анизотропия. При уменьшении H_{in} до нуля, изменении направления на противоположное («положительное») и его последующем повышении указанный максимум продолжает «подрастать», но поле H все еще попадает в диапазон, где имеет место излучение СВ, поэтому однонаправленная анизотропия сохраняется. В конце концов порог излучения СВ настолько возрастает, что при данном H оно становится невозможным, поэтому вращение намагниченности перед ДС, движущейся в этом направлении, прекращается. Поскольку при повышении H_{in} пороговое поле H_{rot} для одного направления поля H_{in} повышается, для противоположного направления оно снижается и становится достаточным, чтобы при фиксированном H обеспечить излучение СВ. Другими словами, вновь создаются условия для возникновения однонаправленной анизотропии скорости ДС, но с противоположной стороны ДОН. При дальнейшем повышении H_{in} в положительном направлении для все большего диапазона его направлений выполняются условия для излучения СВ. Одновременно при повышении H_{in} глубина затухания СВ уменьшается, а при больших положительных H_{in} параметр затухания возрастает настолько, что скорости движения локальных участков ДС, излучающих и не излучающих СВ, сравниваются.

Если планарное магнитное поле приложено перпендикулярно направлению однонаправленной анизотропии скорости ДС, то различие в ее динамике для прямого и обратного направлений H_{in} становится еще более явным (рис. 7, *б*). В широком диапазоне полей при отрицательных H_{in} при фиксированном H локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС не наблюдается, хотя форма динамического домена является эллиптической. Однонаправленная анизотропия имеет место в узком диапазоне в окрестности $H_{in} = 0$. Затем, уже при положительных H_{in} , форма ДОН свидетельствует о том, что локальное вращение намагниченности происходит с двух сторон домена. При дальнейшем повышении H_{in} изображение ДС уширяется, что

объясняется выполнением условий для излучения СВ всеми участками ДС.

Выводы

1. Среди магнитоодноосных Вс-МПФГ вблизи точки КМИ наибольшим быстродействием обладают Тm-содержащие пленки.
2. Вблизи точки КМИ в магнитоодноосных Вс-МПФГ достигается порог Уокера, что объясняется резким изменением эффективного значения гиромагнитного отношения в переходных поверхностных слоях.
3. Излучение СВ движущейся ДС приводит к повышению скорости ее движения вследствие локального вращения намагниченности, которое при предельно малом затухании проявляется как генерация микродоменов перед движущейся ДС, а при достаточно большом затухании — как уширение изображения движущейся ДС.
4. Скорость ДС в высокоанизотропных Вс-МПФГ, не содержащих быстрорелаксирующих ионов, можно повысить до ≥ 1000 м/с, прикладывая магнитное поле в плоскости пленки.
5. В Вс-МПФГ с РМА форма динамических доменов зависит как от действующего магнитного поля, так и от поля, приложенного к плоскости пленки.
6. Основные особенности динамики ДС в Вс-МПФГ с РМА являются следствием реализации спин-волнового механизма движения ДС, если учесть анизотропию порогового поля вращения намагниченности и анизотропию параметра затухания.

Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М., 1990.
2. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983.
3. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М., 1987.
4. Рандошкин В.В. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 1997. **63**, № 2. С. 21.
5. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. // Контроль и диагностика. 2000. № 3. С. 26.
6. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. // Дефектоскопия. 2000. № 6. С. 46.
7. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2000. **66**, № 9. С. 33.
8. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. // ЖТФ. 2000. **70**, № 8. С. 118.
9. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988.
10. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982.
11. Walker L.R. Не опубликовано: процит. Dillon J.F., Jr., в кн.: Magnetism. Vol. III, eds. G.T. Rado and H. Shul. New York., 1963. P. 450.

12. *Slonczewski J.C.* // J. Appl. Phys. 1973. **44**, N 4. P. 1759.
13. *Ходенков Г.Е.* // ФММ. 1975. **39**, № 3. С. 466.
14. *Рандошкин В.В., Сигачев В.Б.* // ФТТ. 1986. **28**, № 5. С. 1522.
15. *Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1995. **37**, № 10. С. 3056.
16. *Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сигачев В.Б.* // ПТЭ. 1985. № 5. С. 247.
17. *Рандошкин В.В.* // ПТЭ. 1995. № 2. С. 155.
18. *Kittel C.* // Phys. Rev. 1959. **115**, N 6. P. 1587.
19. *Рандошкин В.В., Сигачев В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**, № 1. С. 34.
20. *Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В. и др.* // ФТТ. 1985. **27**, № 6. С. 1712.
21. *Рандошкин В.В., Полежаев В.А., Сысоев Н.Н., Сажин Ю.Н.* // ФТТ. 2003. **45**, № 3. С. 485.
22. *Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я.* // ФТТ. 1989. **31**, № 7. С. 70.
23. *Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В.* // Микроэлектроника. 1984. **13**, № 4. С. 337.

Поступила в редакцию
20.10.04