

О локальном вращении намагниченности перед доменной стенкой, движущейся в пленке с ромбической магнитной анизотропией

© В.В. Рандошкин

Совместная хозрасчетная лаборатория „Магнитооптоэлектроника“ Института общей физики Российской академии наук при Мордовском государственном университете им. Н.П. Огарева, 119296 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 26 ноября 2002 г.)

Показано, каким образом можно объяснить наблюдающиеся в эксперименте формы динамических доменов в монокристаллических пленках феррит-гранатов с ориентацией (110) и (210), исходя из магнитной анизотропии в плоскости этих пленок.

В [1] при исследовании коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в Yb-содержащих монокристаллических пленках феррит-гранатов (МПФГ) с ориентацией (111) методом электронно-оптической хронографии обнаружен пороговый эффект резкого возрастания дифференциальной подвижности доменных стенок (ДС) на участке зависимости скорости доменных стенок V от амплитуды импульсного магнитного поля H_p , следующим за участком „насыщения“. Затем с помощью метода высокоскоростной фотографии (ВСФ) на примере Sm-содержащих пленок было показано [2], что такому участку соответствует динамическая ДС, изображение которой уширено. Уширение изображения движущейся ДС объяснено локальным вращением намагниченности перед ней [2].

В [3] при исследовании методом ВСФ динамического расширения ЦМД и полосовых доменов в Tm-содержащих МПФГ с ориентацией (111) под действием импульсного магнитного поля H_p , приложенного по нормали к пленке, обнаружена генерация так называемых магнитных возмущений, приводящая к формированию микродоменов перед движущейся ДС. В результате этого скорость перемещения области, разделяющей магнитные домены с противоположной ей полярностью, резко возрастала, так что на зависимости $V(H_p)$ появлялся участок с повышенной дифференциальной подвижностью [4].

Аналогичный эффект наблюдался также при расширении доменов с обратной намагниченностью в процессе импульсного перемагничивания МПФГ разного состава с ориентацией (111) при условии, что содержание быстрорелаксирующих редкоземельных ионов достаточно мало (параметр затухания Гильберта $\alpha < 0.15$) [5].

В работе [5] сделано предположение, что генерация микродоменов перед движущейся ДС инициируется излучаемыми ею спиновыми волнами (СВ). Этот процесс теоретически рассмотрен Ходенковым [6]. Им показано в [5], что излучение СВ при амплитуде импульсного магнитного поля $H_p^* < H_p < H_p^{**}$, где

$$H_p^* \approx H_b + H_K/3, \quad (1)$$

$$H_p^{**} \approx H_b + 2H_K/3, \quad (2)$$

H_b — постоянное магнитное поле смещения, H_K — поле одноосной магнитной анизотропии.

Для длины пробега СВ Ходенковым получено соотношение

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

где Δ_0 — параметр ширины ДС, $H = H_p - H_b$ — действующее магнитное поле.

В работе [5] экспериментально подтверждена справедливость соотношения (1), причем для неоднородных МПФГ в него следует подставить значение H_K для слоя с пониженной магнитной анизотропией, т.е. генерация микродоменов начинается именно в этом слое. Справедливость соотношения (2) была показана на примере специально подобранной, не содержащей быстрорелаксирующих ионов МПФГ, в которой отсутствовал слой с пониженной магнитной анизотропией [7].

В [8] было установлено, что приложение достаточно сильного планарного магнитного поля H_{in} подавляет генерацию микродоменов перед движущейся ДС. Это позволило сделать вывод, что безразмерный параметр затухания α не является константой материала, а зависит, в частности, от H_{in} [8].

В работе [9] сделан вывод, что СВ, излучаемые движущейся ДС, инициируют локальное вращение векторов намагниченности перед ней, которое при малом α выглядит как генерация микродоменов, а при большом α — как уширение изображения ДС. Общим для этих процессов является наличие участка с повышенной дифференциальной подвижностью на кривой $V(H)$.

Исследование динамики ДС в МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (110) показало, что несмотря на отсутствие в составе пленок быстрорелаксирующих ионов генерации микродоменов перед движущейся ДС никогда не происходит [10]. Однако в этих пленках наблюдается неоднородное по периметру динамического домена уширение изображения ДС, что приводит к формированию ромбовидных доменов. Более сложную форму имеют динамические домены в МПФГ с ориентацией (210) [11,12].

В работе [13] сделано предположение, что ромбическая магнитная анизотропия (РМА), как и внешнее планарное магнитное поле, приводит к росту α , при этом как пороговое поле излучения СВ, так и параметр затухания α зависят от направления движения ДС в плоскости пленки.

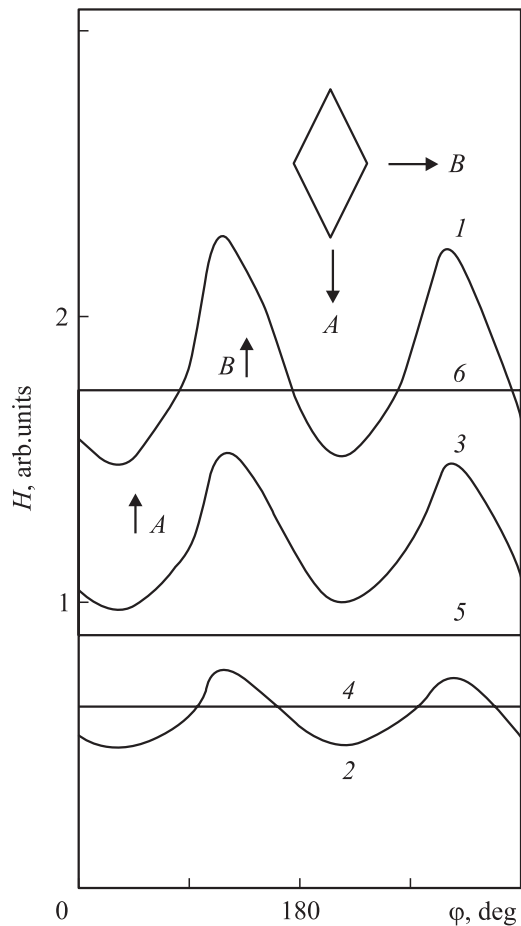


Рис. 1. Азимутальные зависимости поля насыщения H_s (1), пороговых значений H^* (2) и H^{**} (3) диапазона действующих магнитных полей, в котором возможно излучение СВ (в произвольных единицах). Указаны значения действующего магнитного поля H_1 (4), H_2 (5) и H_3 (6).

Цель настоящей работы — показать, каким образом на основе этого предположения можно качественно объяснить основные особенности формирования динамических доменов в МПФГ с РМА.

В МПФГ с ориентацией (111) минимальное значение планарного магнитного поля, необходимое для поворота вектора намагниченности в плоскость пленки (поле насыщения H_s), практически не зависит от направления этого поля и близко к H_K . В связи с этим в соотношения (1) и (2) вместо H_K можно подставить значение H_s .

В МПФГ с РМА величина H_s зависит от направления в плоскости пленки, задаваемого азимутальным углом φ . В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость $H_s(\varphi)$ (кривая 1), характерная для МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (110), где также показана ориентация ромбовидного домена в плоскости пленки. Заметим, что большая ось этого домена расположена вблизи направления, для которого величина H_s минимальна. Из рис. 1 видно также, что максимальное и минимальное значения H_s различаются примерно в 1.5 раза.

К сожалению, теория излучения СВ движущейся ДС в пленках с РМА не разработана. Если предположить, что соотношения (1) и (2) не слишком изменятся при учете РМА, то их можно переписать в виде

$$H^*(\varphi) \approx H_s(\varphi)/3, \quad (4)$$

$$H^{**}(\varphi) \approx 2H_s(\varphi)/3. \quad (5)$$

Зависимости $H^*(\varphi)$ и $H^{**}(\varphi)$ показаны на рис. 1 (кривые 2 и 3 соответственно). Множество значений (φ, H) , расположенных между этими кривыми, соответствуют условиям, при которых движущаяся ДС излучает СВ. В частности, при $H = H_1$ (прямая 4 на рис. 1) излучение СВ возможно в двух диапазонах углов $\varphi = -21-97^\circ$ и $161-276^\circ$. Этому случаю соответствует динамический домен, локальное вращение намагниченности вблизи ДС которого происходит на противоположных концах (рис. 2, а). При $H = H_2$ (прямая 5 на рис. 1)

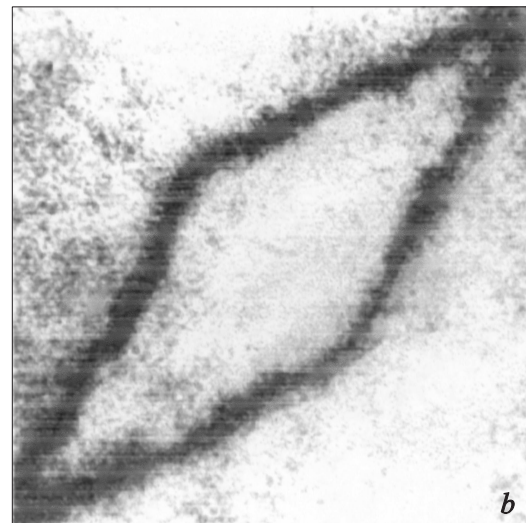
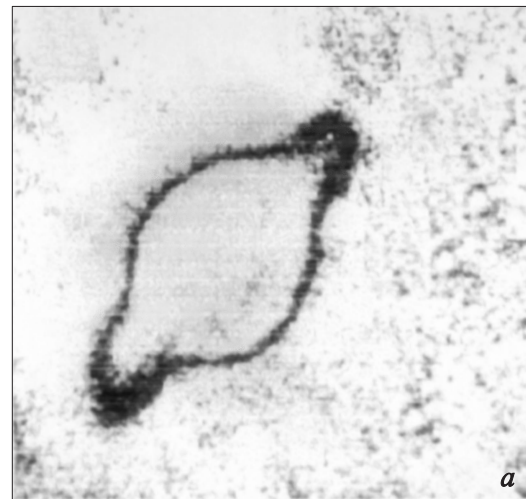


Рис. 2. Динамические домены в МПФГ $(\text{Bi, Y, Lu})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (110) при действующем магнитном поле $H = H_1$ (а) и $H_2 > H_1$ (б).

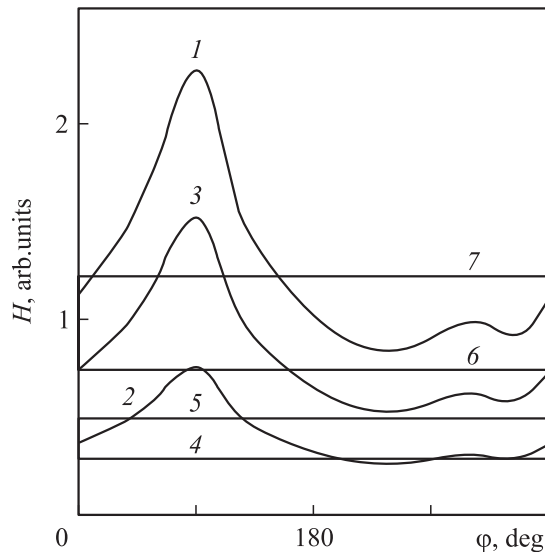


Рис. 3. Азимутальные зависимости поля насыщения H_s (1), пороговых значений H^* (2) и H^{**} (3) диапазона действующих магнитных полей, в котором возможно излучение СВ (в произвольных единицах). Указаны значения действующего магнитного поля H_1 (4), H_2 (5), H_3 (6) и H_4 (7).

излучение СВ возможно при всех углах φ , т. е. по всему периметру динамического домена (рис. 2, *b*). Такая ситуация возможна, если анизотропия в плоскости пленки недостаточно сильная.

При $H = H_2$ (прямая 6 на рис. 1) излучение СВ невозможно при всех углах φ , однако в диапазонах углов $\varphi = -4-41^\circ$ и $88-132^\circ$ образуется две области, где пленка перемагничивается неоднородным вращением намагниченности. Такая ситуация наблюдалась в экспериментах с МПФГ $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Gd}, \text{Yb})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (110) [14].

На рис. 3 приведена зависимость $H_s(\varphi)$ (кривая 1), характерная для МПФГ $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Pr})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210), а также соответствующие зависимости $H^*(\varphi)$ (кривая 2) и $H^{**}(\varphi)$ (кривая 3).

При $H = H_1$ (прямая 4 на рис. 3) порог излучения СВ преодолен незначительно, а уширение ДС происходит в достаточно узком диапазоне углов $\varphi = 206-265^\circ$, т. е. имеет место однонаправленная анизотропия скорости ДС.

При $H = H_2 > H_1$ (прямая 5 на рис. 3) излучение СВ происходит в широком диапазоне углов (за исключением $\varphi = 38-129^\circ$). Этот случай можно интерпретировать как однонаправленное снижение скорости ДС, хотя реально уширяются участки на большей части периметра домена.

При $H = H_3 > H_2$ (прямая 6 на рис. 3) уширение ДС происходит в диапазоне углов $\varphi = 0-160^\circ$, т. е. также имеет место однонаправленная анизотропия (увеличение) скорости ДС.

При $H = H_4 > H_3$ (прямая 7 на рис. 3) диапазон углов, где имеют место излучение СВ и уширение ДС ($\varphi = 62-111^\circ$), сужается, однако в диапазоне углов

$\varphi = 154-371^\circ$ динамические домены отсутствуют, поскольку происходит неоднородное вращение намагниченности.

Изменение направлений, вдоль которых существует однонаправленная анизотропия скорости ДС, можно интерпретировать как поворот динамического домена при изменении действующего магнитного поля.

Разнообразная форма динамических доменов, однонаправленное повышение и понижение скорости ДС, нестабильность и формирование искажений на ограниченных участках ДС, изменение ориентации динамического домена наблюдались в экспериментах [11,15].

Приведенные зависимости $H_s(\varphi)$ (кривые 1 на рис. 1 и 3) далеко не исчерпывают всего многообразия подобных им, поскольку сильно зависят от конкретных параметров МПФГ с РМА. Тем не менее их использование дает возможность хотя бы качественно объяснить наблюдаемые динамические эффекты. Анализ этих зависимостей позволяет определить лишь направления, где при данном магнитном поле происходит локальное вращение векторов намагниченности. Для нахождения формы динамических доменов необходимо, как минимум, знать зависимость $\alpha(\varphi, H)$. К сожалению, такие исследования до настоящего времени не проводились.

Список литературы

- [1] Р.В. Телеснин, С.М. Зимачева, В.В. Рандошкин. ФТТ **19**, 3, 907 (1977).
- [2] А.Ф. Мартынов, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин. Письма в ЖТФ **8**, 3, 803 (1982).
- [3] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий. Препринт физич. ф-та МГУ (1982). 5 с.
- [4] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.С. Непокойчицкий. ЖЭТФ **84**, 3, 1006 (1984).
- [5] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **28**, 5, 1522 (1984).
- [6] Г.Е. Ходенков. ФММ **39**, 3, 466 (1984).
- [7] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ЖТФ **64**, 7, 197 (1984).
- [8] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. ФТТ **36**, 12, 466 (1994).
- [9] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 10, 3056 (1995).
- [10] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. ФТТ **31**, 7, 70 (1989).
- [11] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, Ю.Н. Сажин. ФТТ **32**, 5, 1456 (1990).
- [12] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов, Ю.Н. Сажин. ЖТФ **66**, 4, 201 (1996).
- [13] В.В. Рандошкин. ФТТ **39**, 8, 1421 (1997).
- [14] Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Е.Г. Мансветова, Г.С. Непокойчицкий, Н.И. Никитин. X Всесоюз. школа семинар „Новые магнитные материалы микроэлектроники.“ Тез. докл. Рига (1986). С. 189.
- [15] Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Т.В. Розанова. Письма в ЖЭТФ **45**, 7, 339 (1987).