

УДК 539.216.2

ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)

Н. Н. Усманов, Е. Н. Ильичева, А. Г. Шишков

(кафедра общей физики)

Методом высокоскоростной лазерной фотографии исследована динамика движения доменных стенок в пленках $(\text{GaGd})_3(\text{BiLu})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210) при воздействии импульсного магнитного поля. Показано определяющее влияние на скорость доменных границ собственного размагничивающего поля доменной структуры. Получена зависимость скорости 180° -х доменных границ от изменяющегося эффективного поля. Найдены значения подвижности доменных границ для линейных участков зависимости $V(H_{\text{eff}})$.

В работе [1] рассмотрены разновидности доменных структур в пленках с ориентацией (210) и квазиодноосной наклонной анизотропией, определены области существования различных доменных структур и найдены режимы фазовых превращений. Возможность управления доменной структурой с помощью поля смещения и плоскостного магнитного поля в сочетании с высокими скоростями движения доменных стенок в пленках феррит-гранатов с наведенной ромбической анизотропией делают их удобным материалом для применения в твердотельных запоминающих устройствах. Одновременное существование ориентированных полосовых доменов и ЦМД позволяет рассматривать эти магнитные пленки как перспективную магнитную среду для разрабатываемого запоминающего устройства на ВБЛ [2], где для регистрации наличия и записи ВБЛ в стенке полосовых доменов используются ЦМД. В настоящей работе изучалось импульсное намагничивание пленки $(\text{GaGd})_3(\text{BiLu})_5\text{O}_{12}$, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке (GaGd) с ориентацией (210), толщиной $h=13$ мкм, имеющей в размагниченном состоянии период доменной структуры $p=29,5$ мкм. Спонтанная намагниченность $M_s=5$ Гс, поле ромбической анизотропии 1400 Э, угол наклона оси легкого намагничивания (ОЛН) относительно нормали к поверхности пленки $\theta=30$. Константа затухания, определенная методом ФМР, $\alpha \approx 0,01$. Магнитная структура выявлялась с помощью эффекта Фарадея на универсальной магнитооптической установке. Динамика процесса изучалась при помощи метода высокоскоростной фотографии. В качестве источника освещения использовался импульсный лазер с длиной волны $\lambda=532$ нм и длительностью светового импульса 10 нс в режиме однократного запуска.

При отсутствии внешних полей в пленке реализуется полосовая доменная структура с границами доменов вдоль плоскостной компоненты ОЛН, либо при определенных условиях, как было показано в работе [1], в них может быть создана в размагниченном состоянии смешанная структура, состоящая из наклонных ЦМД, гантелевидных и полосовых доменов.

Изучалось движение доменных стенок при воздействии импульсного магнитного поля смещения H_z , перпендикулярного плоскости пленки. В начальный момент времени $t \leq 0$ образец был размагничен ($H_{0z}=0$). Регистрировалось исходное изображение структуры в момент времени $t \leq 0$. Подавался импульс магнитного поля H_z . Регистрировалось изображение в момент времени t_1 действия импульса поля H_z .

Затем образец намагничивался, вновь создавалась при $H_{0z}=0$ доменная структура. Регистрировалось ее изображение. Затем фиксировали изображение движущейся структуры в момент времени t_2 действия импульса. При исследовании процессов намагничивания использовались прямоугольные импульсы поля H_z с длительностью переднего фронта $\Delta t_f \approx 40$ нс и амплитудами 12, 24, 36 и 48 Э.

При наличии в намагниченном состоянии ($H_{0z}=0$) созданной смешанной структуры, состоящей из доменов разной формы с единым согласованным периодом, с границами вдоль плоскостной компоненты ОЛН и под углом к ней, во время действия импульса H_z наблюдается отрезание некоторых доменов, локальное перемагничивание с концов и встречное движение 180° -х границ (рис. 1). На фотографии, выполнен-



Рис. 1. Высокоскоростная фотография процесса намагничивания пленки, имевшей в исходном намагниченном состоянии смешанную доменную структуру

ной в фазовом контрасте, видны большие участки с «размытым» уширенным изображением доменных стенок. Изображение участков стенок, не имеющих отклонения от направления плоскостной компоненты ОЛН, уширения не имеет. Таким образом, импульсное поле воздействует по-разному на различные типы стенок: ориентированные параллельно плоскостной компоненте ОЛН и под углом к ней.

Существенно отличается поведение магнитной структуры (рис. 2) при воздействии импульсного поля H_z на намагниченный образец с системой полосовых доменов с границами первого из названных типов. При приложении импульсных полей с амплитудами, большими поля насыщения $H_s \approx 22$ Э, домены, имеющие компоненту намагниченности, направленную против поля H_z , сжимаются, сохраняя полосовую структуру, и при отсутствии магнитных дислокаций перемагничивание домена с концов наблюдается только после сжатия их до размеров, меньших диаметра коллапса ЦМД. При воздействии импульсом $H_z < H_s$ после однородного сжатия с сохранением полосовой структуры начинается процесс неоднородного сжатия с последующим разрывом и образованием нескольких доменов.

Эти наблюдения позволяют сделать вывод, что при сжатии спонтанно образованной полосовой доменной структуры с границами, параллельными плоскостной компоненте ОЛН, в полях $H_z > H_s$ предпочтительнее встречное движение 180° -х доменных стенок с сохранением

периода доменной структуры и пространственной ориентации границ. Эта характерная особенность динамики 180° -х границ пленок (210)



Рис. 2. Сжатие полосовой доменной структуры при воздействии импульсом поля $H_z=12$ (а) и 24 Э (б) при $t=350$ нс

позволяет легко рассчитать размагничивающее поле, возникающее при смещении стенок, и определить действующее поле по формуле

$$H_{\text{eff}} = H_z - H_d - H_c,$$

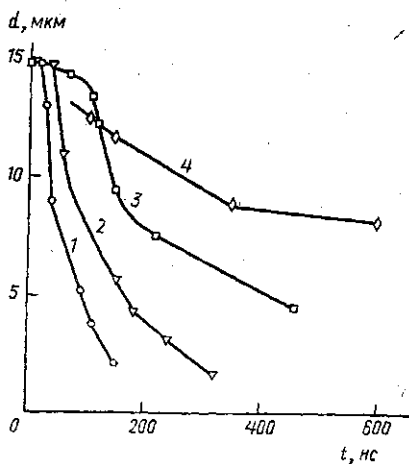
где H_d — размагничивающее поле, H_c — коэрцитивная сила.

Поскольку величина размагничивающего поля ($H_d \leq 4\pi M_s$) может быть сопоставима с величиной прилагаемого импульса, то учет его необходим для объективного описания динамики процесса намагничивания. Упомянутая выше особенность полосовой доменной структуры сохранять неизменным период во время действия импульса поля H_z дает возможность применить для расчета H_d предложенную в работе [3] формулу

$$H_d = (4\pi - 2,8\rho/h) M_s,$$

где $M_s = M_s \cos \theta (d_1 - d_2) / (d_1 + d_2)$, ρ — период ПДС, h — толщина пленки, d_1 — ширина сжимающегося домена, d_2 — ширина расширяющегося домена, θ — угол наклона ОЛН. Для аналогичных расчетов при больших сжатиях полосового домена, когда домен можно считать изолированным, может использоваться формула [4]

$$H_d = 4M_s (2\text{arc tg}(h/d) - (d/h) \ln(1 + (h/d)^2)),$$



Таким образом, имея информацию о периоде и о поперечном размере домена полосовой структуры в течение времени процесса сжатия, возможно рассчитать размагничивающее и действующее поля в интересующий момент времени. Изменение во времени средних поперечных размеров доменов при воздействии полями разных амплитуд показано на рис. 3. При исследовании динамики движения доменных границ полосовой

Рис. 3. Зависимость ширины сжимающегося домена d от времени действия импульса поля для $H_z=48$ (1); 36 (2), 24 (3) и 12 Э (4)

структуры была выявлена неравномерность движения на протяжении времени действия импульса поля H_z . На рис. 4 представлены графики зависимости скорости $V(t)$ для нескольких зна-

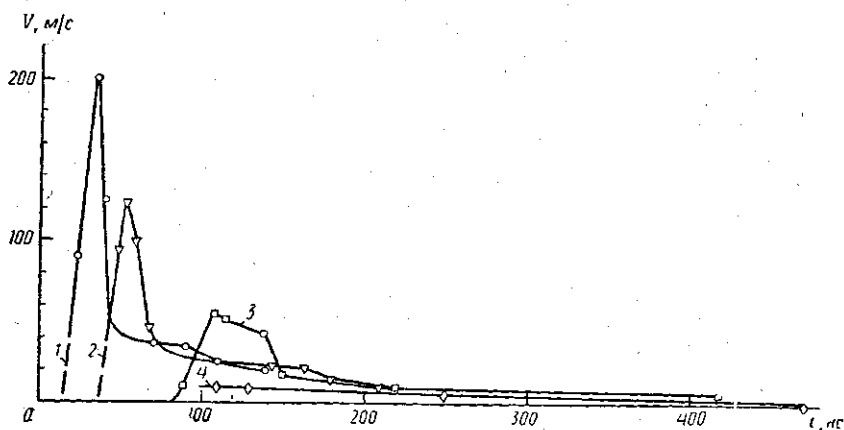


Рис. 4. Зависимость скорости доменных стенок V от времени действия импульса для $H_z=48$ (1); 36 (2); 24 (3) и 12 Э (4)

чений амплитуд импульсного поля. Из рисунка видно, что скорость имеет максимум, который растет с увеличением амплитуды H_z и при этом сдвигается к началу действия импульса. Наблюдаемая в эксперименте наибольшая скорость, достигнутая стенкой, $V \approx 200$ м/с. После достижения максимума скорости происходит быстрое торможение стенок. Чем большую скорость набрала стенка, тем быстрее она тормозится. После снижения скорости до $V \approx 10$ м/с длительное время она мало меняется (при $H_z=12$; 24 и 36 Э). При воздействии импульсом амплитуды $H_z=48$ Э домены коллапсируют столь быстро, что нельзя говорить о сохранении какой-либо скорости на значительном интервале времени. Несколько своеобразно выглядит зависимость $V(t)$ для случая воздействия полем $H_z=12$ Э. В этом случае максимальная скорость была в начале действия импульса, а затем она только спадала.

Для одноосного безграничного ферромагнетика с $\alpha=0,01$, $M_s=5$ Гс теория [5] дает значение критической скорости $V_{cr} \approx 50$ м/с, достигаемой в критическом поле $H_{cr} \approx 0,3$ Э. До достижения критической скорости существует линейная зависимость скорости от действующего поля:

$$V = \mu H_{eff},$$

где μ — подвижность доменной границы. Теория [6] дает высокое значение $\mu_1 \approx 170$ м/(с·Э) подвижности на начальном участке движения до достижения V_{cr} . После достижения H_{cr} скорость стенки резко падает с ростом действующего поля. Только после достижения действующим полем значения $H_0 = \sqrt{2} \mu M_s$ [5] скорость стенки вновь возрастает при увеличении поля.

При фиксированном фронте Δt_f импульса магнитного поля время прохождения участка линейной динамики обратно пропорционально амплитуде импульса. За время достижения критического поля H_{cr} стенка проходит большие расстояния при воздействии импульсом меньшей амплитуды. Этим объясняется своеобразие поведения графика зависимости $V(t)$ для $H_z=12$ Э. После достижения действующим полем (для $H_z=24$; 36 и 48 Э) значения $H_0 \approx 20$ Э скорость границы вновь

увеличивается с его ростом. Так как размагничивающее поле в этот момент мало ($H_d \sim \Delta M$) из-за малости смещения стенок, то происходит быстрый рост скорости. Далее H_{eff} уменьшается за счет возрастания размагничивающего поля, изменение которого пропорционально скорости доменной границы. Это объясняет более быстрое торможение стенки, набравшей большую скорость. Использование экспериментальных данных и теоретического значения подвижности начального участка $\mu_1 = 170$ м/(с·Э) дает расчетные значения критической скорости $V_{\text{cr}} \approx 280$ м/с и критического поля $H_{\text{cr}} \approx 1,7$ Э.

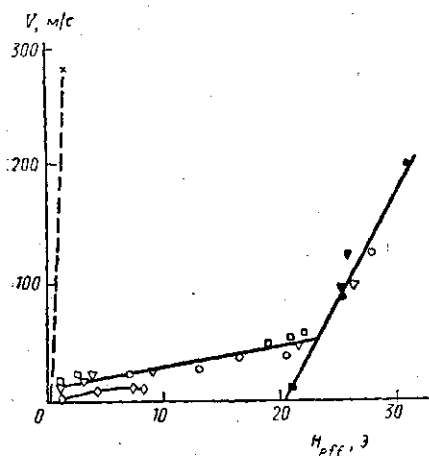


Рис. 5. Зависимость скорости доменных стенок от изменяющегося эффективного поля. Темные значки соответствуют возрастающему эффективному полю, светлые — убывающему. Крестиком отмечена критическая скорость

можно добиваться нужных смещений стенок, работая на первом ($H_{\text{eff}} < H_{\text{cr}}$) и на втором участке ($H_{\text{eff}} > H_0$) с положительной подвижностью при небольших амплитудах внешних полей. Учет размагничивающего поля обязателен при описании процесса движения доменных стенок; это позволяет выбрать оптимальную форму импульса внешнего магнитного поля H_z для достижения стенками необходимых скоростей и смещений в процессах намагничивания при решении конкретных практических задач.

Сформулируем краткие итоги проведенного исследования.

1. Зависимость скорости доменных границ от времени и от напряженности меняющегося эффективного магнитного поля имеет немонотонный характер.
2. Собственное размагничивающее поле доменной структуры оказывает определяющее влияние на скорость доменных границ.
3. При импульсном намагничивании этих пленок происходит интенсивная динамическая перестройка внутренней структуры доменных границ, движущихся в закритическом режиме.
4. Область стационарного движения доменных границ с начальной подвижностью $\mu_1 \approx 170$ м/(с·Э) находится в узком интервале намагничивающих полей $H_{\text{eff}} < 1,7$ Э.
5. В достаточно сильных полях $H_z > 20$ Э наблюдается второй линейный участок зависимости $V(H_{\text{eff}})$ с относительно невысокой подвижностью $\mu_2 \approx 18$ м/(с·Э).

На рис. 5 представлена зависимость $V(H_{\text{eff}})$ скорости стенки от величины действующего поля. После прохождения стенкой участка линейной динамики с теоретической подвижностью $\mu_1 \approx 170$ м/(с·Э) скорость ее падает и не растет с ростом действующего поля до достижения им значения $H_0 \approx 20$ Э. После дальнейшего подъема H_{eff} скорость вновь начинает расти и подвижность принимает значение $\mu_2 \approx 18$ м/(с·Э). При снижении действующего поля график зависимости не совпадает с ходом $V(H_{\text{eff}})$ при росте H_{eff} в начале действия импульса. Видимо, при больших скоростях происходят изменения в самой структуре стенки. Подвижность границ в конце пути $\mu_3 \approx 1,7$ м/(с·Э).

Таким образом, при данной форме импульса магнитного поля H_z

6. При окончательном спаде эффективного поля под действием собственного размагничивающего поля ниже 22 Э скорость границ падает ниже значения 50 м/с и подвижность уменьшается еще на порядок: $\mu_3 \approx 1,7$ м/(с·Э).

В заключение отметим, что эпитаксиальные феррит-гранатовые пленки с ориентацией (210) являются удобным модельным объектом, пригодным для физического исследования динамики доменных стенок и для изучения процессов импульсного намагничивания.

Авторы выражают благодарность А. М. Балбашову (МЭИ) за предоставленные образцы и В. И. Козлову (МГУ) за проведенные измерения константы затухания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильичева Е. Н., Клущина А. В., Усманов Н. Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 2. С. 59.
2. Kopishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. Mag. 19, N 5. P. 1838.
3. Бажажин Г. А., Ильичева Е. Н., Мушенкова И. В. и др. // ЖТФ. 1985. 55, № 2. С. 396.
4. Малоземов А., Слоззуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982.
5. Эшенфельдер. А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983.
6. Landau L. D., Lifshits E. M. // Phys. Zs. Sovjetunion. 1935. 8, N 2. P. 153.

Поступила в редакцию
01.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

УДК 669.017.03:533.77

ПОГЛОЩЕНИЕ ВОДОРОДА ПОЛИМОРФНЫМИ МОДИФИКАЦИЯМИ C14 И C15 СПЛАВА $Du(Mn_{0,95}Fe_{0,05})_2$

Ф. Терра, А. С. Илюшин, И. А. Никанорова, И. А. Авдеева

(кафедра физики твердого тела)

Исследовано поглощение водорода сплавами $Du(Mn_{0,95}Fe_{0,05})_2$, находящимися в виде двух полиморфных модификаций — гексагональной C14 и кубической C15.

Из литературы известно [1], что соединения редкоземельных металлов с 3d-переходными металлами стехиометрии RM_2 , кристаллизующиеся в структурных типах фаз Лавеса C14 и C15, являются хорошими поглотителями водорода. В результате происходит образование гидридов RM_2H_n , которые могут представлять интерес в качестве экологически чистых источников энергии. С этой точки зрения интересно изучить процесс поглощения водорода редкоземельными интерметаллидами RM_2 со структурами типа C14 и C15.

Согласно [2], соединение $DuMn_2$ при обычных условиях синтеза кристаллизуется в структурном типе кубической фазы Лавеса C15. Использование метода синтеза при высоких давлениях дает возможность получить для $DuMn_2$ метастабильную полиморфную модификацию — гексагональную фазу Лавеса типа C14 [3]. Это обстоятельство позволяет провести сравнительное изучение процесса поглощения водорода соединением $DuMn_2$, имеющим один и тот же химический состав, но различные, хотя и родственные, атомно-кристаллические структуры: гексагональную типа C14 и кубическую типа C15.