

УДК 538.221: 539.216

©1994

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В.В.Гришачев, Е.Н.Ильчева, А.Г.Шишков, Ю.Е.Сосунов

Экспериментально обнаружено дополнительное взаимодействие доменных стенок в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с перпендикулярной анизотропией. Взаимодействие проявляется в увеличении амплитуды магнитного импульса, необходимого для динамического коллапса изолированного полосового домена со случайной структурой из блоховских линий и с регулярной структурой из вертикальных блоховских линий. Оно оказывает влияние на динамику доменных стенок и приводит к падению подвижности при их сближении на расстояние менее толщины пленки, а также проявляется в формировании устойчивого в динамике образования в виде протяженного двухстороннего кластера вертикальных блоховских линий. Это взаимодействие связывается с полями рассеяния изолированного полосового домена со скрученными доменными стенками.

При построении памяти на вертикальных блоховских линиях носителем информации служит изолированный полосовой домен. Операция считывания состоит в отрезании локальным полем головки полосового домена. Необходимое для этого поле зависит от наличия или отсутствия вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в головке полосового домена [1-3]. Накоплен большой экспериментальный и расчетный материал по оптимизации импульса считывания. Сам механизм коллапса при сжатии полосового домена не выяснен, но есть основания полагать, что он связан с взаимодействием стенок на расстояниях, превышающих радиус действия обменных сил, и безусловно зависит от динамической структуры стенок. При динамическом сжатии полосового домена обнаруживается разность полей коллапса для χ - и σ -домена, обусловленная различной шириной домена при коллапсе. В процессе динамического сжатия при оптимальных скоростях движения стенок возрастает как поле коллапса, так и их разность.

В предлагаемой работе методом высокоскоростной фотографии изучался процесс сжатия полосового домена в однородном по длине полосового домена импульсном поле.

1. Экспериментальная установка и образцы

Исследование магнитодинамических характеристик пленок феррит-гранатов с перпендикулярной анизотропией проводилось методом однократной высокоскоростной фотографии на базе твердотельного импульсного лазера $YAG:Nd^{3+}$ с модуляцией добротности с длительностью светового импульса 10 ns на длине волны второй гармоники

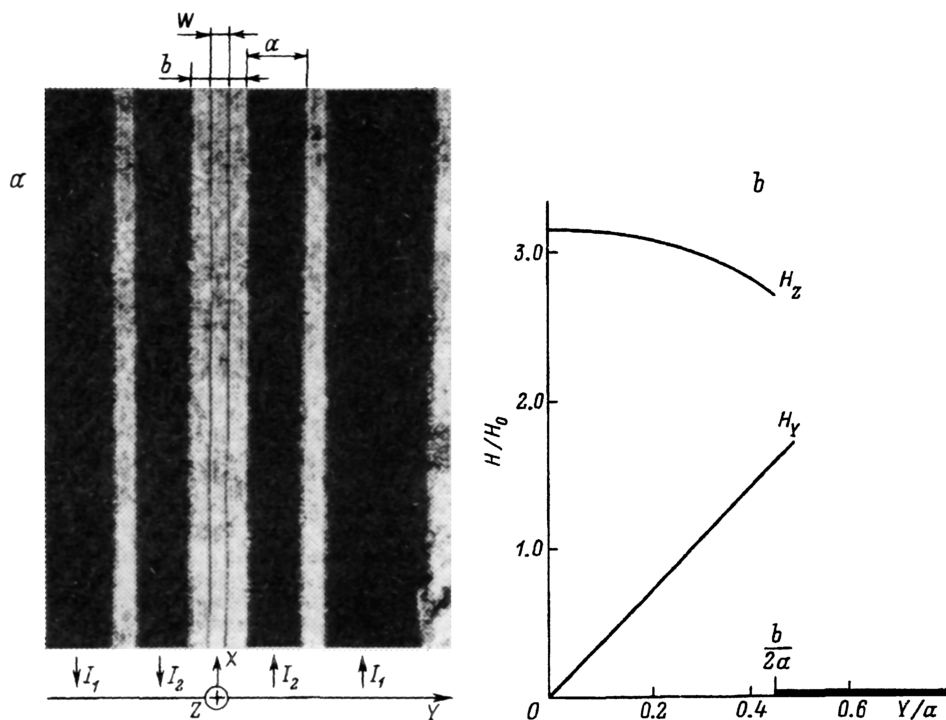


Рис. 1. а) Образец с системой напыленных на стеклянную подложку проводников для формирования поля удержания полосового домена и магнитного импульса (I_1 — ток в системе импульсного поля, I_2 — ток в системе поля удержания). б) Пространственное распределение H_z - и H_y -компонент поля удержания полосового домена, формируемого плоскими проводниками шириной $a = 25 \mu\text{m}$, расстоянием между ними $b = 22 \mu\text{m}$ на высоте $z = 12.5 \mu\text{m}$. $H_0/I_2 = 46 \text{ Oe/A}$.

532 nm [4]. Оптимальная мощность светового импульса подбиралась с помощью светофильтров. Изображение доменной структуры в фазовом контрасте формировалось в поляризационном микроскопе на прохождение светового импульса через магнитную пленку с общим оптическим увеличением до $\times 900$ (рис. 1,а).

Магнитная система установки состояла из катушки смещения с постоянной 220 Oe/A и напыленных токопроводящих шин толщиной $0.3 \mu\text{m}$ и плоскими размерами в соответствии с рис. 1,а. С помощью шин формировались магнитное поле удержания полосового домена (внутренняя пара параллельных проводников) и импульсное магнитное поле (внешняя пара).

Магнитное поле удержания полосового домена имело пространственное распределение на уровне магнитной пленки, такое, как показано на рис. 1,б. При токе 100 mA градиент составляющей H_y , перпендикулярной доменной стенке, имел величину $0.6 \text{ Oe}/\mu\text{m}$. Неоднородность составляющей H_z , перпендикулярной пленке, имела величину менее 1% в области существования полосового домена. Градиент и неоднородность соответствующих составляющих импульсного поля имели значения на порядок меньше. Магнитные поля от напыленных проводников калибровались по полю смещения катушки. Для этого в

Параметры эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок

Состав	$h, \mu\text{m}$	$P, \mu\text{m}$	$l, \mu\text{m}$	$4\pi M, \text{Gs}$	Q
$(\text{BiLa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	5.80	29.0	1.90	102	19
$(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	6.56	46.0	2.78	90	30

статике снималась зависимость ширины W изолированного полосового домена от токов I_1 и I_2 при нескольких фиксированных значениях постоянного поля катушки смещения. Точность измерения магнитных полей определялась точностью измерения токов и составляла 0.1 Ое.

Ширина полосового домена в статике и динамике измерялась по фотографиям в фазовом контрасте доменной стенки с помощью измерительного микроскопа. Погрешность измерения ширины полосового домена была менее $0.05 \mu\text{m}$ и определялась точностью определения середины изображения доменной стенки (рис. 1, а). Для мгновенных фотографий домена размытие изображения стенок за время экспозиции было не более $0.02 \mu\text{m}$.

Измерения динамических параметров доменной стенки проводились в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с перпендикулярной анизотропией состава $(\text{BiLa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с параметрами, представленными в табл. 1. Здесь h — толщина пленки, P — равновесный период полосовой структуры, l — характеристическая длина, $4\pi M$ — намагниченность насыщения, Q — фактор качества. Основные измерения проводились на пленке тулиевого граната.

2. Методика обработки и экспериментальные результаты

Измерение магнитодинамических характеристик основывалось на измерении ширины полосового домена в импульсных полях при учете размагничивающего поля. На изолированный полосовой домен действуют следующие магнитные поля, перпендикулярные пленке: H_1 — внешнее переменное поле, прикладываемое в виде прямоугольного импульса или линейно-нарастающего поля; H_2 — внешнее постоянное поле, устанавливающее начальную ширину полосового домена W_0 , которое является суммой полей удержания полосового домена и катушки смещения; H_3 — размагничивающее поле. В статике размагничивающее поле совпадает с постоянным магнитным полем, а в динамике оно определяется текущей шириной полосового домена. Точное решение для размагничивающего поля изолированного прямого полосового домена имеет вид

$$H_3 = 8M [\arctg(x^{-1}) - 0.5x \ln(1 + x^{-2})] \quad [5],$$

где

$$x = W/h.$$

Это совпадает с точностью до нескольких процентов с экспериментальной зависимостью $H_3(W/h)$ при сжатии полосового домена для области $0.1 \leq W/h \leq 3.0$. Действующее поле на полосовой домен $H = H_1 + H_2 - H_3$. Знаки выражения определяются направлениями магнитных полей, используемых в эксперименте.

Рассмотрим движение доменных стенок в линейно-нарастающем действующем поле $H = kt$, где k — скорость нарастания поля, t — время. Скорость доменных стенок [6] $v = \mu_1 H$ при $H < H_P$ и $v = v_{q0} + \mu_2 H$ при $H > H_P$. Здесь μ_1 — стационарная подвижность доменных стенок в полях, не превышающих пиковое поле H_P ; μ_2 — нестационарная подвижность в полях, больших поля H_q , в котором происходит насыщение скорости стенки; $v_{q0} = v_q - \mu_2 H_q$ и v_q — скорость насыщения. В области от H_P до H_q наблюдается отрицательная подвижность; как правило, $H_q - H_P \ll H_P$ и составляет 1–2 Ое, поэтому при рассмотрении движения доменной стенки этой областью можно пренебречь, считая $H_P \cong H_q$.

Ширина изолированного полосового домена в динамике

$$W(t) = W_0 - 2 \int_0^t v dt.$$

Тогда, если $H < H_P$,

$$W = W_0 - \mu_1 k t^2, \quad t < \tau_0 = H_P/k. \quad (1)$$

Если $H > H_P$ и $H_P \cong H_q$, то

$$W = W_1 - \mu_2 k (t + \tau_1)^2, \quad t > \tau_0, \quad (2)$$

где

$$W_1 = W_0 - \mu_1 k \tau_0^2 + (v_{q0} + \mu_2 k \tau_0)^2 / \mu_2 k \quad \text{и} \quad \tau_1 = v_{q0} / \mu_2 k.$$

В случае сжатия полосового домена ступенькой магнитного поля H_1 вследствие изменения размагничивающего поля $H_3(t)$ действующее поле можно представить в виде $H = H_0 - kt > 0$ при $t < \tau_2 = H_0/k$ (H_0 — амплитуда ступеньки магнитного поля). Тогда ширина полосового домена

$$W = W_2 + \mu_1 k (t - \tau_2)^2, \quad H_0 < H_P, \quad (3)$$

где

$$W_2 = W_0 - \mu_1 H_0^2 / k.$$

Если же $H_0 > H_P$, то подвижность доменных стенок остается нестационарной и не изменяется по величине на некотором участке, где допускается аппроксимация действующего поля линейной зависимостью, и, следовательно, формула (3) сохраняется, но только для нестационарной подвижности μ_2

$$W = W_2^* + \mu_2 k (t - \tau_2)^2, \quad H_0 > H_P, \quad (4)$$

где

$$W_2^* = W_0 - \mu_2 H_0^2 / k.$$

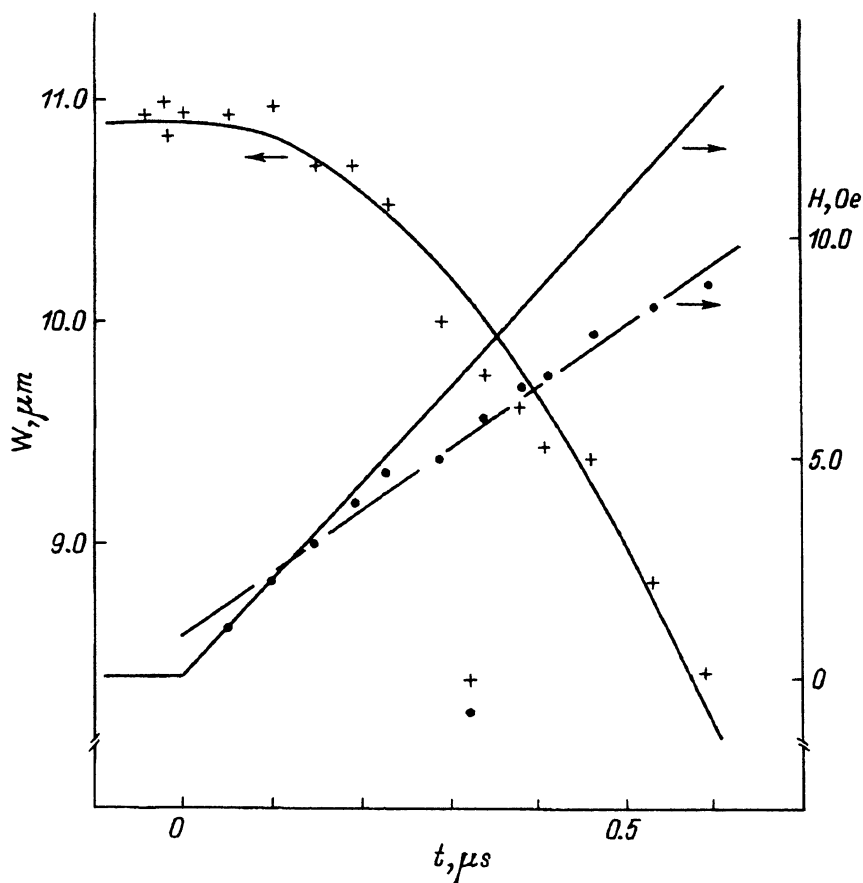


Рис. 2. Стационарное сжатие изолированного полосового домена в поле $H_1 = k_1 t$ с $k_1 = 22 \text{ Oe}/\mu\text{s}$, $H_2 = 16.2 \text{ Oe}$.

1 — экспериментально полученные значения ширины полосового домена W от времени t ; 2 — рассчитанные по экспериментальным точкам значения действующего поля H ; линии — аппроксимирующие кривые действующего поля $H = H_C + kt$ с $H_C = 0.9 \pm 0.2 \text{ Oe}$, $k = 14.3 \pm 0.5 \text{ Oe}/\mu\text{s}$ и ширины полосового домена $W = W_0 - \mu_1 kt^2$ с $W_0 = 10.89 \pm 0.04 \mu\text{m}$, $\mu_1 = 0.52 \pm 0.03 \text{ m/s} \cdot \text{Oe}$.

Таким образом, получены аппроксимации (1)–(4) процесса сжатия полосового домена, которые позволяют определить подвижности доменных стенок μ_1 и μ_2 по измерениям ширины полосового домена во время сжатия. На рис. 2 представлена зависимость ширины полосового домена W от времени сжатия t в линейно-нарастающем поле. По каждому значению ширины полосового домена и известному значению внешнего переменного поля определялось действующее поле $H = H_1 + H_2 - H_3$. Полученные данные по полю H обрабатывались методом линейной регрессии [7]. У нас $H = H_C + kt$. Было получено, что $H_C = 0.9 \pm 0.2 \text{ Oe}$ и $k = 14.3 \pm 0.5 \text{ Oe}/\mu\text{s}$. Действующее поле $H(t=0) \neq 0$. Это связано с динамической коэрцитивностью пленки [6]. В начальные моменты времени, когда H_1 не превосходит поле коэрцитивности, доменная стенка остается неподвижной, и только при

превышении поля коэрцитивности начинается сжатие полосового домена. Это приводит к тому, что прямая, аппроксимирующая поле H , поднимается по полю на величину поля коэрцитивности H_C . Надо заметить, что при увеличении скорости нарастания поля H величина H_C уменьшается: при $k = 52.7 \pm 1.1 \text{ Oe}/\mu\text{s}$, $H_C = 0.3 \pm 0.2 \text{ Oe}$.

В зависимости $W(t)$ (рис. 2) не наблюдается излома, связанного с переходом от подвижности μ_1 к подвижности μ_2 [8], поэтому можно считать, что $t < \tau_0$, и использовать для аппроксимации зависимости $W(t)$ формулу (1). Методом линейной регрессии получим $\mu_1 = 0.52 \pm 0.03 \text{ m/s}\cdot\text{Oe}$.

Определение нестационарной подвижности μ_2 по аналогичной методике в линейно-нарастающем поле при $t > \tau_0$ является более сложной задачей. Зависимость $W(t)$ будет содержать два участка с подвижностью μ_1 и μ_2 . Переход через область отрицательной подвижности носит случайный характер, что приводит к уменьшению точности расчета. С целью повышения точности определения μ_2 величины \dot{H}_P и v_{q0} были определены в отдельном эксперименте по исследованию зависимости скорости доменной стенки от величины прямоугольного импульсного поля H_1 малой длительности (300 ns) и с коротким фронтом ($< 30 \text{ ns}$). Было обнаружено, что линейный рост скорости прекращается в полях выше 11 Oe и в поле 12 Oe наблюдается насыщение скорости v_{s0} , которая равна 2.24 m/s.

По зависимости $W(t)$ в поле H с $H_C = 0.3 \pm 0.2 \text{ Oe}$, $k = 52.7 \pm 1.1 \text{ Oe}/\mu\text{s}$, при $t > \tau_0$, используя аппроксимацию (2) и вышеприведенные данные, получим $\mu_2 = 0.104 \pm 0.036 \text{ m/s}\cdot\text{Oe}$.

Результаты измерения подвижностей μ_1 и μ_2 были получены в области изменения ширины полосового домена от 12 до 9 μm . В этом случае на доменную стенку действует также составляющая H_Y поля удержания полосового домена, перпендикулярная доменной стенке, величиной около 3 Oe на стенку домена. Ее влиянием можно пренебречь, так как она много меньше характерного поля ($8M = 57 \text{ Oe}$), которое определяет вклад в изменение подвижности магнитных полей, перпендикулярных доменной стенке [6].

Подвижность доменной стенки со случайной структурой μ_2 и с регулярной структурой из ВБЛ μ_3 определялась по описанной выше методике. Она дает возможность сравнить подвижности при различных ширинах полосового домена с учетом размагничивающего поля, пренебречь влиянием на подвижность неоднородности и пространственной структуры магнитных полей, формируемых плоскими проводниками,

Таблица 2

Подвижность доменных стенок (m/s·Oe) в различных пределах изменения ширины полосового домена W

$W \mu\text{m}$	μ_1	μ_2	μ_3
12.0–9.0	0.53	0.104	0.037
9.0–6.0	0.39	0.094	0.023
6.0–1.0	0.35*	0.041	0.012

* Для $W = 6.0 \div 5.0 \mu\text{m}$.

из-за их малости и связать изменение подвижности при изменении ширины полосового домена только с взаимодействием доменной стенки. Результаты измерений представлены в табл. 2. Обнаружено нелинейное уменьшение подвижности по мере сжатия полосового домена. Общее падение подвижности μ_2 составило около 2.5 раз, а μ_3 — более 3 раз. Основное изменение подвижности происходит в области ширины домена, совпадающей с толщиной пленки h . При сближении доменной стенки на расстояние менее h дальнейшее падение подвижности мало.

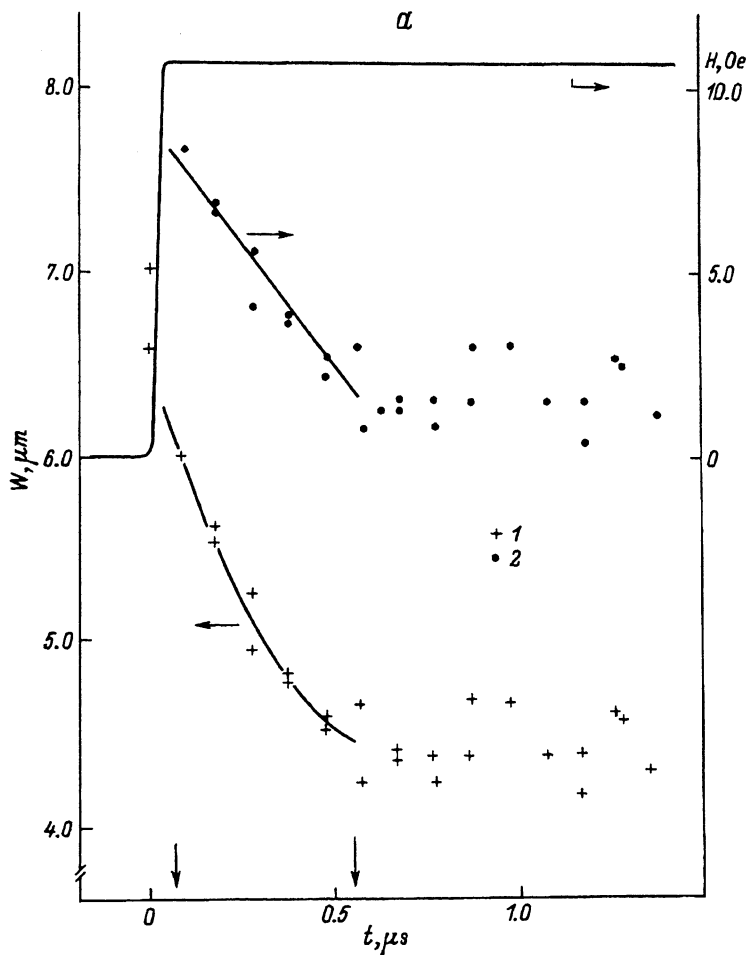


Рис. 3. Сжатие изолированного полосового домена импульсом магнитного поля $H_1 = 10.6$ Oe. Поле смещения $H_2 = 24.5(a)$, 21.5 Oe(b).

1 — экспериментально полученные значения ширины полосового домена W от времени t ,

2 — рассчитанные по экспериментальным точкам значения действующего поля H . Стрелками \parallel указан отрезок времени, используемый для аппроксимации экспериментальных точек действующего поля $H = H_0 - kt$: а) $H_0 = 8.8 \pm 0.5$ Oe, $k = 13 \pm 1$ Oe/ μ s; б) $H_0 = 9.4 \pm 0.5$ Oe, $k = 13 \pm 1$ Oe/ μ s и ширины полосового домена $W = W_2 + \mu_1 k(t - \tau_2)^2$: а) $\tau_2 = 0.68$ μ s, $W_2 = 4.39 \pm 0.01$ μ m, $\mu_1 = 0.35 \pm$ m/sOe; б) $\tau_2 = 0.724$ μ s, $W_2 = 5.09 \pm 0.08$ μ m, $\mu_1 = 0.39 \pm 0.04$ m/sOe.

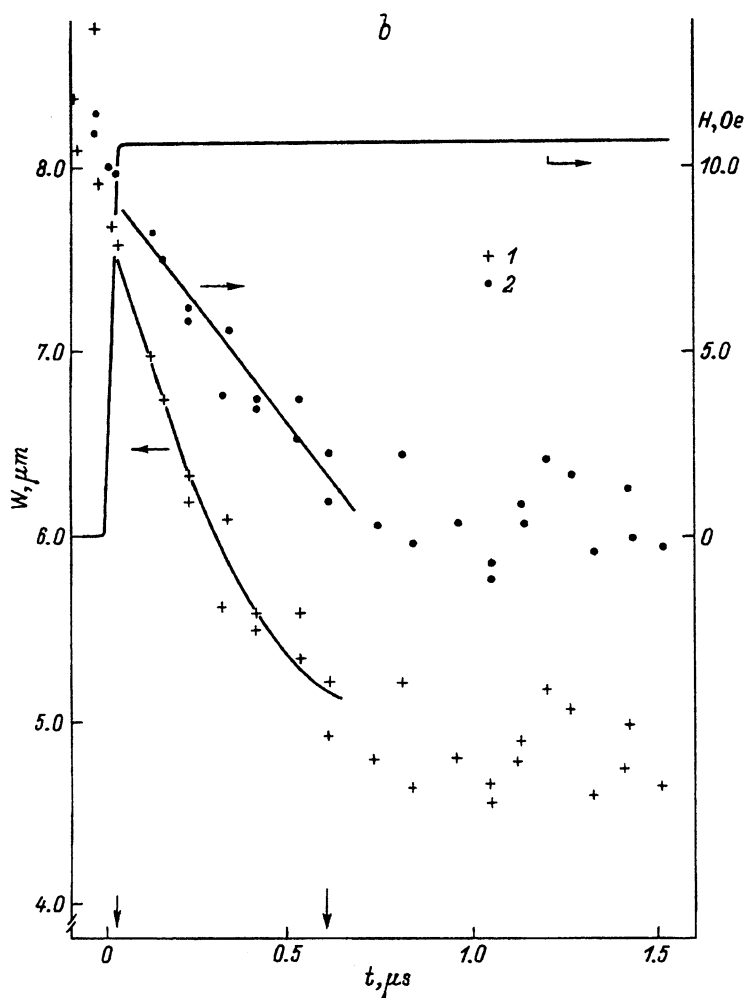


Рис. 3. Продолжение.

Аналогичное падение подвижности наблюдается и для стационарного сжатия. В области сжатия полосового домена от 12 до 10 μm , $\mu_1 = 0.52 \pm 0.03 \text{ m/s}\cdot\text{Oe}$ была определена в линейно-нарастающем магнитном поле. Стационарная подвижность в области ширины домена, близкой к h , определялась по сжатию в прямоугольном импульсе H_1 с фронтом менее 30 ns и амплитудой 10.6 Oe $< H_P$ (рис. 3). Влияние на измерение подвижности переходных процессов и динамической коэрцитивности в начале движения и при остановке исключалось выбором для аппроксимации формулой (3) участка сжатия полосового домена от 40 до 600 ns. При сжатии от 7.5 до 5.5 μm $\mu_1 = 0.39 \pm 0.04 \text{ m/s}\cdot\text{Oe}$ и от 6.0 до 4.5 μm $\mu_1 = 0.35 \pm 0.04 \text{ m/s}\cdot\text{Oe}$. Мы имеем спад подвижности на 25% по сравнению с подвижностью μ_1 , полученной на участке от 12 до 10 μm . Уменьшение W с 7.5 до 6.0 μm приводит к дополнительному падению подвижности более чем на 10%.

3. Взаимодействие доменной стенки при коллапсе полосового домена

Исследование взаимодействия доменной стенки при разрезании полосового домена в работах [1,2] проводилось с «незаряженными» доменными стенками (блоческие линии отсутствуют в доменной стенке). Мы провели исследование динамического коллапса домена с «заряженными» стенками (в доменной стенке есть блоховские линии). Формирование блоховских линий в стенке проводилось прикладыванием магнитного импульса, превышающего пиковое значение $H_1 > H_P = 11 \text{ Oe}$, либо зарождением полосового домена при быстром прорастании головки домена. В первом случае структура доменной стенки имела случайный характер, содержала горизонтальные блоховские линии и петли блоховских линий и существовала только в динамике, при остановке блоховские линии раскручивались. Во втором случае структура имела регулярный характер, соответствовала плотноупакованному протяженному кластеру одинаково закрученных в одну сторону ВБЛ с периодом, определяемым свойствами пленки [6], и сохранялась в статике и динамике.

Исследование динамического коллапса полосового домена для двух состояний доменных стенок показывает различие в критической ширине домена, при которой он исчезает вследствие наклона стенок с образованием несквозных доменов [9] и менее которой домен не наблюдался. Для стенок со случайной структурой эта ширина равна $0.87 \mu\text{m}$, а для регулярной структуры — $0.66 \mu\text{m}$. Незначительное различие в ширине домена соответствует значительному различию в размагничивающем поле: 67 и 71 Oe.

При коллапсе полосового домена со случайной структурой стенок действующее поле в конце сжатия может быть близким к нулю, а сам процесс может иметь случайный характер. Если поле смещения менее 26.0 Oe , то динамический коллапс в магнитном импульсе 42.2 Oe не происходит. В полях $H_1 < 26.8 \text{ Oe}$ процесс носит вероятностный характер, а в полях выше 26.8 Oe коллапс происходит всегда. При коллапсе домена с регулярной структурой стенок из ВБЛ для наблюдения динамического коллапса необходимо увеличить поле смещения до 39.7 Oe . Процесс носит случайный характер, хотя действующее поле в момент схлопывания домена превышает 10 Oe . Вероятно, существует некоторое поле отталкивания доменной стенки, для преодоления которого и требуется ненулевое действующее поле. Если в случае нерегулярной структуры доменной стенки превышение действующим полем 0.5 Oe относительно $4\pi M$ приводит к 100% коллапсу домена, то во втором случае превышение действующим полем 10 Oe не исключает случайности процесса.

Таким образом, процесс коллапса полосового домена с «заряженными» доменными стенками подтверждает существенное дополнительное взаимодействие стенок при их сближении. Для определения радиуса взаимодействия прямых доменных стенок были проведены исследования динамических свойств стенок в зависимости от расстояния между ними (или от ширины полосового домена). Такое взаимодействие может оказывать влияние на подвижность доменных стенок.

Рассмотрим возможный механизм взаимодействия доменных стенок. Его нельзя связать с динамической перестройкой структуры до-

менных стенок, так как скорость движения стенок не превышала 2.5 м/с, а при коллапсе она приближалась к нулю. Уменьшение подвижности можно связать с магнитоэстатическим взаимодействием доменных стенок через поля рассеяния H_s стенок [6]. Магнитные поля рассеяния соседних доменов в области стенок на поверхности пленки имеют противоположное направление и достигают близ поверхности величины $4\pi M$. Область, охватываемая H_s , имеет радиус $h/3$ [10]. Сближение доменных стенок приводит к перекрытию полей рассеяния соседних стенок, что приводит к росту энергии доменной структуры и, следовательно, к их отталкиванию. Появление неоднородностей в структуре самой доменной стенки типа горизонтальной или петли блоховской линии приводит к расширению области полей рассеяния от поверхности к середине пленки. Это дополнительно увеличивает энергию доменной структуры и усиливает отталкивание стенок. Регулярная структура из ВБЛ еще более увеличивает отталкивание стенок.

4. Влияние взаимодействия доменных стенок на формирование и движение кластеров ВБЛ

Один из возможных способов генерации ВБЛ состоит в зарождении на движущейся головке полосового домена кривых линий Блоха и их прорыва к поверхности [11]. Превышение пиковой скорости головки $v_p = \mu_1 H_p$ приводит к зарождению блоховских линий у одной из поверхностей пленки, которая при достижении другой поверхности раскручивается с образованием пары ВБЛ. В эксперименте кластеры ВБЛ регистрируют по динамическим искривлениям доменных стенок. На рис. 4 представлены мгновенные фотографии генерации ВБЛ на головке полосового домена при сжатии прямоугольного магнитным импульсом. Головка полосового домена располагалась близ края петли удержания. Это связано с тем, что зафиксировать положение головки полосового домена в других частях петли удержания на большое число импульсов не представлялось возможным.

Процесс формирования кластера ВБЛ носит циклический характер. В стробоскопическом режиме с частотой 12.5 Нз наблюдалась серия протяженных двухсторонних кластеров ВБЛ фиксированной длины, которые следуют один за другим через определенное расстояние. Оно определяется параметрами магнитного импульса и полем смещения. Рассмотрим процесс формирования кластера. Из рис. 4,а видно, что один сформировавшийся двухсторонний кластер уже оторвался от головки полосового домена и находится в устойчивом движении в сторону от края петли удержания. В это время вблизи головки полосового домена находятся два небольших двухсторонних кластера. Они неустойчивы и являются зародышами для образования следующего протяженного кластера. В течение первых 8 импульсов (рис. 4,б,с) они увеличивают свои размеры случайно. В течение следующих 8 импульсов (рис. 4,д,е) двухсторонний кластер устойчиво растет и отрывается от головки полосового домена. Процесс повторяется.

Согласно полученным фотографиям, образование двухстороннего кластера ВБЛ происходит нелинейным образом, а не в виде простого накопления ВБЛ. Зарождение блоховских линий происходило в симметричном магнитном импульсе H_1 с параметрами 0.08–1.20–0.08 μs . По времени прорыва горизонтальных блоховских линий T_1 [12] можно оце-

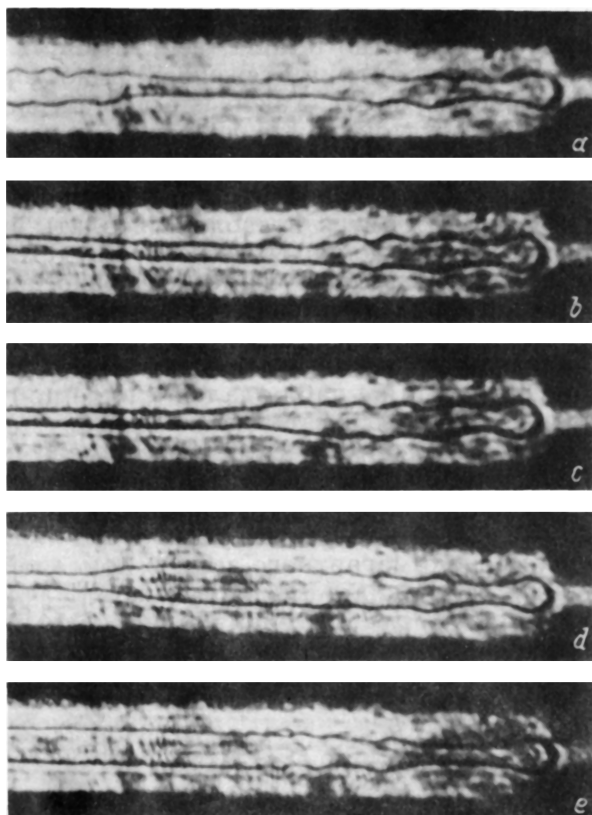


Рис. 4. Формирование кластера ВБЛ на головке полосового домена при воздействии магнитного импульса $H_1 = 19.8$ Oe.

Длительность $T_0 = 1.2 \mu\text{s}$, поле смещения $H_2 = 18.5$ Oe, время задержки экспозиции относительно фронта импульса $t = 1.13 \mu\text{s}$. Номера мгновенных фотографий по порядку следования импульсов: *a* — 1, *b* — 5, *c* — 8, *d* — 13, *e* — 16.

нить число образующихся линий $n = T_0/T_1$, где T_0 — длительность импульса поля. В данном эксперименте $n = 32$ пары. В симметричном импульсе все образовавшиеся ВБЛ должны были бы аннигилировать в ходе обратного движения доменной стенки и головки полосового домена. Размагничивающее поле H_3 искажает действующее поле H , и оно становится несимметричным. В несимметричном импульсе H часть ВБЛ аннигилирует, а часть остается, образуя зародыш протяженного кластера. Вначале, когда зародыш кластера имеет малую длину, расположение ВБЛ в кластере неравномерно, что проявляется в искривлении динамической формы доменных стенок по всей длине кластера. При достижении некоторой длины кластера ВБЛ в нем располагаются равномерно, о чем говорят прямые доменных стенок и их характерные искажения на концах кластера. Срыв дальнейшего роста двухстороннего кластера можно объяснить дальнедействующим взаимодействием кластеров ВБЛ, расположенных на противоположных сторонах домена.

Двухсторонний кластер ВБЛ является устойчивым образованием. Он легко поддается управляемому движению. Изменение направления магнитного поля в импульсе изменяет направление движения кластера

и приводит к нестабильности кластера. Чаще всего кластер разваливался в импульсах магнитного поля, действующих на расширение полосового домена. Получить протяженный односторонний кластер не представлялось возможным. Такой кластер разваливался на маленькие, которые были устойчивы в движении и легко управлялись импульсами магнитного поля [13]. Проводились эксперименты с полосовым доменом, имеющим боковой отросток за пределы петли удержания. Такая топология домена позволяла создать препятствие для движения ВБЛ по одной из доменных стенок. Двухсторонний кластер ВБЛ, достигая препятствия, разрушался. Именно после такого препятствия удавалось получить маленький кластер.

Таким образом, можно утверждать, что двухсторонние протяженные кластеры являются устойчивыми объектами в отличие от одностороннего кластера, который не наблюдался в виде протяженного объекта. Такое поведение объясняется дальнедействующим взаимодействием кластеров ВБЛ на противоположных доменных стенках через поля рассеяния H_s . Необходимо учесть перпендикулярную к доменной стенке составляющую поля удержания ПД H_y , величина которой около 3 Ое. Оно оказывает влияние на расположение ВБЛ в кластере и приводит к увеличению магнитного заряда доменной стенки. Знаки зарядов противоположных кластеров совпадают. Увеличение магнитного заряда увеличивает поля рассеяния стенок. Это приводит к тому, что расположение кластеров ВБЛ друг против друга становится энергетически выгоднее, чем расположение типа кластер ВБЛ — чистая доменная стенка.

Список литературы

- [1] Hidaka Y., Matsuyama K., Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. MAG-19. N 5. P. 1841-1843.
- [2] Shishkov A.G., Plicheva E.N., Kochetkova E.V., Fedunin Yu.N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1990. V. 117. P. K53-K55.
- [3] Patterson G.N., Giles R.C., Humphrey F.B. // IEEE Trans Magn. 1992. V. MAG-28. N 5. P. 2341-2343.
- [4] Шишков А.Г., Гришачев В.В., Ильичева Е.Н., Федюнин Ю.Н., Шульга А.Г., Сосунов Ю.Е. // ПТЭ. 1989. № 1. С. 248.
- [5] Кооз С., Елз У. // Phil. Res. Repts. 1960. V. 15. N 1. P. 7-29.
- [6] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [7] Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 244 с.
- [8] Шишков А.Г., Гришачев В.В., Ильичева Е.Н., Федюнин Ю.Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2257-2258.
- [9] Gallagher T.J., Humphrey F.B. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 3. P. 235-237.
- [10] Speidel S., Yamakawa H., Iwata S., Uchiyama S. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. MAG-20. N 5. P. 1147-1149.
- [11] Wu J.C., Humphrey F.B. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 1. P. 4068-4070.
- [12] Шишков А.Г., Гришачев В.В., Ильичева Е.Н., Федюнин Ю.Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3156-3157.
- [13] Гришачев В.В., Ильичева Е.Н., Сосунов Ю.Е., Шишков А.Г., Звездин А.К., Зюбин В.В., Попков А.Ф. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 6. С. 1740-1745.