

01;05;11

Влияние импульсного магнитного поля на нелинейную динамику вихреподобных доменных стенок в магнитных пленках

© Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 22 сентября 2003 г.)

На основе численного решения уравнений Ландау и Лифшица исследовано нелинейное динамическое поведение доменных стенок с двухмерным вихреподобным распределением намагниченности в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией в импульсных магнитных полях. Установлена возможность переходов между различными стационарными состояниями движения стенок, отличающихся характером распределения намагниченности, под действием импульсного магнитного поля H_i . Показана возможность регулирования периода нелинейных динамических преобразований внутренней структуры стенок и связанного с ними периода изменения скорости движения стенок под действием одиночных и периодически повторяющихся прямоугольных импульсов H_i .

Введение

Известно, что в магнитно-одноосных пленках с осью легкого намагничивания, параллельной их поверхности [1–3], а также в пленках с кубической анизотропией [4,5] реализуются асимметричные доменные стенки (ДС), обладающие вихреподобным распределением намагниченности. Эта структура, как показывают современные исследования, существует в пленках в широкой области изменения их толщин и магнитных параметров. Структура вихреподобных стенок в магнитных пленках оказывается более реалистичной, чем структура простых блоховских стенок, поскольку позволяет более полно замкнуть магнитный поток внутри образца. В настоящее время имеется целая серия экспериментальных работ [4–8], подтверждающих существование указанных стенок.

В динамическом режиме вихреподобная доменная стенка ведет себя как топологический солитон с внутренними степенями свободы. Так, в постоянных магнитных полях, приложенных вдоль оси легкого намагничивания, больших некоторого критического поля H_c , при движении доменных стенок происходит нелинейная динамическая перестройка их внутренней структуры, с чем связано осцилляционное поведение скорости ДС в зависимости от времени. Такое поведение теоретически было предсказано в работе [8] и, несомненно, представляет важный вклад в физику нелинейных явлений.

Знание нелинейной динамики ДС необходимо для понимания генезиса практически важных магнитных характеристик, в частности таких, как мощность электромагнитных потерь, мощность шумов, времен перемещения пленок и т.п. Оценки подобных характеристик на основе старых представлений о блоховском характере доменных стенок в настоящее время являются неприемлемыми. В частности, как было показано в [9], учет вихреподобного характера структуры стенок при-

водит к оценкам их эффективной массы, на два порядка отличающимся от оценок на основе одномерного характера распределения намагниченности (стенки Блоха). На настоящий момент времени достигнут прогресс в понимании нелинейной динамики доменных границ с асимметричной вихреподобной структурой [9–13]. Однако все существующие исследования выполнены для ситуации, когда внешние магнитные поля, в присутствии которых движутся доменные стенки, являются постоянными.

Между тем с практической точки зрения важное значение имеет исследование нелинейной динамики стенок в импульсных магнитных полях, например, для оценки параметров импульсного перемещения пленок или динамических параметров головок считывания информации.

Несомненно также, что такие исследования могут привести к новым, полезным для практического использования физическим закономерностям.

До настоящего времени работ, посвященных исследованию влияния импульсного магнитного поля на нелинейную динамику вихреподобных доменных стенок и нелинейную динамическую перестройку их внутренней структуры в магнитных пленках, не существует. В данной работе этот пробел частично ликвидирован.

Постановка задачи и методы ее решения

Рассмотрим магнитно-одноосную пленку толщиной b , поверхностью, параллельной плоскости xz , и осью легкого намагничивания (ОЛН), ориентированной вдоль оси z (рис. 1). Пусть ее магнитное состояние соответствует двум доменам с намагниченностями насыщения $\pm M_s$, направленными вдоль $+z$ ($-z$) при $x > a/2$ ($x < -a/2$). Предположим, что ДС локализована в области V прямоугольного сечения D (в плоскости xy) и размером a вдоль x . Пусть в D намагниченность

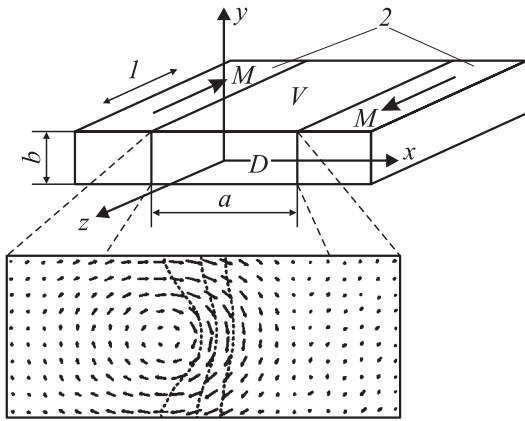


Рис. 1. Геометрия задачи и пример равновесной конфигурации вихреподобной асимметричной блоховской стенки (базовые пленки толщиной $0.05 \mu\text{m}$). Стрелками показаны проекции относительной намагниченности \mathbf{u} на плоскость xy , 1 — ОЛН, 2 — домены.

$\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$, что соответствует двумерной модели распределения \mathbf{M} .

Исследование нелинейной динамики доменной стенки основывалось на численном решении уравнения Ландау и Лифшица, записанного в виде

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} = -[\mathbf{u}, \mathbf{h}_{\text{eff}}] - \alpha [\mathbf{u}, [\mathbf{u}, \mathbf{h}_{\text{eff}}]], \quad (1)$$

где $\tau = \gamma M_s t$; γ — гиромагнитное отношение; t — реальное время; α — параметр затухания Гильберта; \mathbf{h}_{eff} — безразмерное эффективное поле, равное

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_e + \mathbf{h}^{(m)} - k_A(\mathbf{u}\mathbf{c})\mathbf{c} + \mathbf{h}, \quad (2)$$

причем

$$\mathbf{h}_e = \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \eta^2}, \quad \mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)}/M_s,$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s \mathbf{u} = \mathbf{M}/M_s,$$

$$k_A = 2K/M_s, \quad \xi = x/b_0, \quad \eta = y/b_0, \quad b_0 = (A/M_s^2)^{1/2}.$$

Здесь K — константа одноосной магнитной анизотропии; $M_s = |\mathbf{M}_s|$, A — параметр обменного взаимодействия; $\mathbf{H}^{(m)}$ — напряженность поля, определяемого из уравнений магнитостатики; \mathbf{c} — единичный вектор вдоль оси анизотропии. Уравнение (1) решали численно с учетом граничных условий [10,11]

$$\left[\mathbf{u}, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} \right] \Big|_{y=\pm b/2} = 0, \quad (3)$$

$$u_z|_{x=\pm a/2} = \pm 1; \quad u_x|_{x=\pm a/2} = u_y|_{x=\pm a/2} = 0. \quad (4)$$

Расчетная область D разбивается прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом V разбивается на вытянутые вдоль оси z параллелепипеды, боковые стенки которых параллельны координатным плоскостям xz

и yz . Предполагается, что ячейки имеют макроскопические, но настолько малые размеры, что во всех точках каждого из параллелепипедов направление \mathbf{u} можно считать постоянным. Вдоль z $\mathbf{u} = \text{const}$ (двухмерность модели). Ориентация \mathbf{u} в D меняется при переходе от ячейки к ячейке. Подробности можно найти в [9–11]. Для численного решения (1) используется метод предиктора-корректора [14]. В момент $\tau = 0$ задается распределение \mathbf{u}_0 , определяемое с помощью численной минимизации функционала энергии ДС, состоящего из обменной, магнитно-анизотропной и диполь-дипольной (в континуальном приближении) частей [10–13]. На первом этапе итерация \mathbf{u}_{n+1} определяется согласно формуле

$$\mathbf{u}_{n+1}^* = \mathbf{u}_n + \Delta\tau \mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_n) \quad (5)$$

(предиктор), где

$$\mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_n) = -\frac{\Delta\tau}{1 + \alpha^2} ([\mathbf{u}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{u}_n)] + \alpha [\mathbf{u}_n, [\mathbf{u}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}]]).$$

На втором этапе применяется процедура окончательного определения \mathbf{u}_{n+1}

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n + (\Delta\tau)\mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_{n+1}^*) \quad (6)$$

(корректор). Шаг по времени $\Delta\tau$ выбирается переменным при ограничении некоторым малым числом максимального угла поворота вектора \mathbf{M} в ячейках.

Процедура введения случайных возмущений любой амплитуды в любой момент t , а также возможность старта с любой конфигурации \mathbf{M} позволяют судить об устойчивости получаемых решений.

Для исключения выхода стенки на границу области V предусмотрен сдвиг этой области по мере движения стенки. При этом отслеживается перемещение центральной линии ДС, на которой $u_x^4 + u_y^4$ принимает наибольшее значение.

Описанная процедура, предусматривающая первоначальное определение равновесного распределения \mathbf{u} , быстро приводит к устойчивым решениям. В качестве исходной всегда выбиралась конфигурация \mathbf{M} , представленная на рис. 1. ДС с таким распределением \mathbf{M} называют асимметричной блоховской стенкой. Использовались сетки с разным числом ячеек и разным отношением a/b . Максимальное число ячеек было 90×30 . Их большее число незначительно изменяет результаты. Отношение a/b менялось в пределах $1 \leq a/b \leq 6$.

На рис. 1 показано распределение \mathbf{u} в плоскости xy , перпендикулярной поверхности пленки и оси легкого намагничивания. Видно, что в плоскости xy возникает вихреподобное распределение намагниченности. При переходе от одного домена к соседнему изменяется также и z -компонента \mathbf{u} . На центральной штриховой линии ($y = y_0(x)$) величина $u_z = 0$ (центр стенки). Таким образом, на разной глубине пленки центр ДС соответствует разным координатам x . Асимметрия этой линии по отношению к оси y дает основание называть данную стенку асимметричной. Две другие линии представляют

собой линии уровня $u_z = \text{const}$, между которыми направление \mathbf{u} изменяется примерно на 60° .

Во всей работе в качестве базовых использовались параметры $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 10^{-3} \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ Gs}$, характерные для пермаллоевых пленок.

Результаты и их обсуждение

Нами рассмотрено динамическое поведение доменных стенок под действием как одиночных, так и периодически повторяющихся импульсов магнитного поля H_i , направленного вдоль оси легкого намагничивания (ось z). При этом рассматривалась ситуация, когда импульсное поле прикладывалось как на фоне постоянного магнитного поля H (большого или меньшего H_c), направленного также вдоль z , так и при $H = 0$. Исследованы пленки различной толщины, с различными значениями магнитных параметров и параметров затухания.

Как уже упоминалось, в полях H , больших, но не сильно отличающихся от H_c , движение стенки происходит таким образом, что ее внутренняя структура и скорость претерпевают периодические изменения [9,10]. Важно также иметь в виду, что при $H < H_c$ существует не одно, а два типа стационарного движения. Они отличаются внутренней динамической структурой стенки. В полях $H < H_0$ стенка обладает структурой, аналогичной представленной на рис. 1, но со смещением к одной из поверхностей пленки вихрем. В полях $H_0 < H < H_c$ динамическая структура стенки является асимметричной неелевской (см. [2] и ниже). Величина H_0 представляет собой поле перестройки от одной структуры к другой. В связи со сказанным следует ожидать, что поведение стенки будет существенно меняться в зависимости от того, превосходит суммарное поле $H_t = H + H_i$ поле H_c или нет, если даже $H < H_c$.

Наиболее интересные ситуации, на которых мы здесь в основном и остановимся, возникают в случаях, когда 1) $H < H_c$, но $H_t > H_c$ и 2) $H > H_c$.

Рассмотрим первый из этих случаев. В качестве примеров на рис. 2 и 3 представлены изменения усредненной по толщине пленки скорости стенки и мгновенные конфигурации намагниченности стенки для двух различных длительностей импульсов Δt_1 и Δt_2 . Каждый из импульсов включается после установления стационарного движения стенки в поле $H = 90 \text{ Oe}$. Отметим, что под стационарным движением мы понимаем движение стенки с постоянной скоростью. Фиксированное распределение \mathbf{M} в стенке, движущейся с определенной постоянной скоростью, будем называть стационарным состоянием стенки.

Казалось бы, что после окончания действия импульса структура стенки должна релаксировать к исходному стационарному состоянию, представленному на рис. 2, *b*. Однако это не происходит, но возможно лишь при некоторых условиях, о которых будет сказано ниже. Данные же, представленные на рис. 2 и 3, соответствуют более

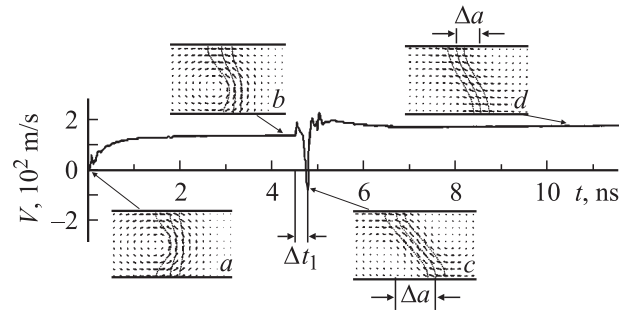


Рис. 2. Зависимость скорости стенки (средней по толщине пленки) от времени (сплошная кривая) и мгновенные стеночные конфигурации (*a–d*), иллюстрирующие нелинейную динамическую перестройку стенки при ширине импульса поля $\Delta t_1 = \Delta t_m$ в пленках с базовыми параметрами затуханием $\alpha = 0.1$ и толщиной $0.05 \mu\text{m}$.

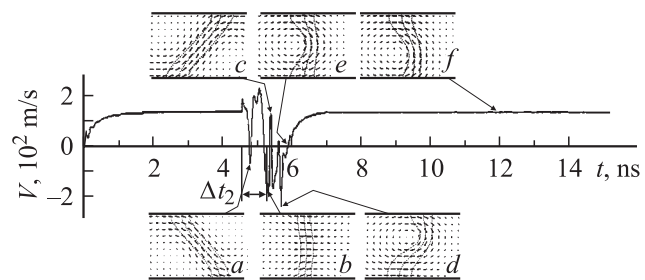


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, при ширине импульса поля $\Delta t_2 = \Delta t_m$.

интересной ситуации. В частности, отчетливо видно, что, во-первых, характер перехода к стационарному движению существенно зависит от длительности импульса и, во-вторых, конечное состояние (распределение намагниченности при завершении переходного процесса после окончания действия поля H_i) также зависит от длительности импульса. Таким образом, возникают переходы между различными стационарными состояниями. При этом сами переходы осуществляются путем существенной нелинейной динамической перестройки внутренней структуры стенок. Остановимся на этом подробнее. При включении внешнего магнитного поля $H = 90 \text{ Oe}$ после короткого переходного процесса (около 0.18 ns), связанного со смещением внутрисконечного вихря к нижней поверхности пленки (переход $2a \rightarrow 2b$), устанавливается стационарное движение стенки со скоростью, примерно равной 155 m/s (рис. 2 и 3). Далее, после подачи прямоугольного импульса высотой $H_i = 90 \text{ Oe}$ и длительностью $\Delta t_1 = 0.25 \text{ ns}$, вихрь продолжает смещаться к нижней поверхности и стенка перестраивается в асимметричную неелевскую стенку, структура которой показана на рис. 2, *c*. При этом скорость стенки оказывается наименьшей, а размах Δa центральной линии стенки (расстояние между проекциями крайних точек на любую из поверхностей пленки) — наибольшим. Если в этот момент времени импульс выключается

(ширину Δt_1 , соответствующую этому моменту времени, будем называть минимальной и обозначать Δt_m), то размах Δa , а вместе с ним и скорость стенки начинают осциллировать. Постепенно устанавливается новое стационарное состояние стенки со структурой 2, d ($\Delta a_1 < \Delta a$) и со скоростью, отличающейся от скорости стенки со структурой 2, b .

В случае, если после установления стационарного движения (со структурой типа 2, b) подается импульс поля $H_i = 90$ Ое, длительностью $\Delta t_2 = 0.65$ нс, процесс динамической перестройки внутренней структуры стенки происходит иным образом. В этом случае после включения импульса поля стенка, как и в первом случае, превращается в асимметричную неелевскую (рис. 3, a). В момент выключения импульса структура стенки становится схожей со структурой классической стенки Нееля (рис. 3, b). Соответствующую ширину Δt_2 мы обозначим через Δt_M . Она является минимальной для Δt_2 и одновременно максимальной для Δt_1 . Согласно рис. 3, происходит сложная перестройка внутренней структуры стенки. При этом стенка со структурой типа 3, b превращается в стенку со структурой 3, c , которая также представляет собой асимметричную неелевскую стенку, но с противоположной киральностью и противоположным углом наклона центральной линии стенки. Далее вблизи верхней поверхности стенки зарождается асимметричный вихрь с киральностью, противоположной киральности исходного (типа 2, b) асимметричного вихря, и стенка превращается в асимметричную блоховскую с вихрем, смещенным к верхней поверхности пленки (рис. 3, d). Наконец, после смещения этого вихря через центр пленки (рис. 3, e) к нижней поверхности устанавливается стационарное состояние стенки (3, f), структура которой отличается от структуры исходной стенки (типа 2, b) киральностью. Таким образом, в отличие от предыдущего случая после выключения импульса происходит сложная релаксация структуры стенки к новому стационарному состоянию, заключающаяся в целой серии нелинейных динамических преобразований внутрисклонового распределения намагниченности.

Исследования показывают, что природа столь сильно-го отличия релаксации структуры стенки после приложения импульсов поля разной протяженности связана с механизмом движения доменной стенки, выясненным еще в работах [15,9]. Согласно [15,9], это движение возникает лишь после того, как появляется результирующая намагниченность ΔM_x , нормальная к поверхности стенки, или „на языке“ одномерных стенок Блоха, лишь после появления отклонения намагниченности (в среднем по толщине стенки) от плоскости стенки. В поле $H > H_c$ эти отклонения в силу нарушения баланса вращающего момента [9,15,16] не являются стационарными и намагниченность \mathbf{M} начинает прецессировать вокруг оси легкого намагничивания. В связи с этим ΔM_x начинает осциллировать, с чем и связана динамическая перестройка внутренней структуры стенки (подробности см. в [9–13]). Согласно сказанному, ясно, что, если от-

клонение ΔM_x до выключения импульса поля не достигло своего максимального значения $(\Delta M_x)_{\max}$, которое, естественно, всегда меньше индукции насыщения, то оно будет релаксировать к последнему из предшествующих стационарных состояний. Если же импульс поля был выключен после достижения $(\Delta M_x)_{\max}$, то прецессия намагниченности будет продолжаться до тех пор, пока стенка в результате серии превращений не попадет в ближайшее стационарное состояние. Конфигурация намагниченности, соответствующая максимальному значению ΔM_x , представлена на рис. 3, b . Заметим, что она не является стационарной. Стационарными конфигурациями являются только асимметричные блоховские стенки, в частности, с вихрями, обладающими разными киральностями и смещенными к любой из поверхностей пленки, а также асимметричные неелевские стенки в общем случае также с разной киральностью и разным наклоном центральной линии стенки. Однако последнее справедливо только для $H = 0$. Если же $H \neq 0$, то стационарной является только конфигурация, приведенная на рис. 3, a , в то время как конфигурация 3, c при данном направлении поля ($\parallel z$) таковой не является. Она будет стационарной в поле \mathbf{H} противоположного направления. Таким образом, в частности, оказывается, что путем воздействия короткими импульсами поля на ДС можно менять их внутреннюю структуру, что может быть привлекательным в качестве новой возможности для целей магнитной записи информации. В данном случае можно устойчиво получать до трех стационарных магнитных состояний. Первое из них — это исходное состояние типа 2, b , которое получается после приложения внешнего магнитного поля и завершения переходных процессов. Здесь внутрисклоновый вихрь смещен к нижней поверхности пленки, а закрученность намагниченности в нем (киральность) соответствует вращению \mathbf{M} против часовой стрелки. Если ширина импульса приложенного поля равна Δt_1 , то структура стенки перестраивается в структуру типа представленной на рис. 2, d . Стенку с таким распределением \mathbf{M} называют асимметричной неелевской стенкой [2]. Распознать перестройку асимметричной блоховской стенки в асимметричную неелевскую можно, например, по изменению скорости. Видно, что скорость асимметричной неелевской стенки больше, чем скорость асимметричной блоховской. В данном конкретном случае это различие оставляет всего 16%. Однако его можно повысить, если поле $H = H_1$, в котором стенка движется стационарно до воздействия импульса, сделать меньше поля $H = H_2$ ее стационарного движения после воздействия импульса.

Согласно рис. 3, если длительность импульса соответствует Δt_2 , то после воздействия импульса стенка также перестраивается в асимметричную блоховскую стенку, но с киральностью, противоположной киральности исходной асимметричной блоховской стенки. Отличить две такие стенки можно, прикладывая небольшое внешнее поле $H_x (< H_a$ — поле анизотропии) вдоль направления движения стенки. В полях H_x противоположных на-

правлений вихри стенки смещаются к противоположным поверхностям. Заметим, что при заданной величине H_i и заданных величинах параметров пленки ширина импульса Δt_1 должна подчиняться условиям $\Delta t_m \leq \Delta t_1 \leq \Delta t_M$, а Δt_2 — условиям $\Delta t_M \leq \Delta t_2 \leq \Delta t_m + T/2$, где T — период динамической перестройки структуры стенки при $H = 180$ Ое (см. приведенные выше пояснения). Наименьшие ширины импульсов Δt_m (для Δt_1) и Δt_M (для Δt_2) связаны с моментами выключения поля H_i при возникновении конфигураций 3, *a* и *b* соответственно. При этом совершенно не имеет значения, в какой момент времени подается импульс поля H_i . Рис. 2 и 3 соответствуют ширинам импульсов Δt_m и Δt_M . Как показывает рис. 4, эти величины тем меньше, чем больше поле H_i . Кроме того, они сильно зависят от магнитных параметров и толщины пленки.

Прежде всего заметим, что численные исследования были проведены для затуханий $\alpha \in 0.1-0.001$. Уменьшение α не приводит ни к чему принципиально новому по сравнению с описанным выше. Однако в процессе установления стационарных состояний до и после воздействия импульсов при малых затуханиях, например 0.01 или 0.001, возникают весьма длительные осцилляции скорости, природа которых выяснена нами ранее [10]. Более катастрофические изменения описанной выше ситуации возникают при изменении толщины и индукции насыщения пленки. При этом, если, например, толщина пленки изменяется на отрезке $0.04-0.065 \mu\text{m}$ (для базовых параметров пленки), описанная выше ситуация качественно полностью сохраняется. В области толщин пленок $b > 0.065 \mu\text{m}$ стеночные состояния изменяются. При этом два из этих состояний (асимметричные блоховские стенки с двумя противо-

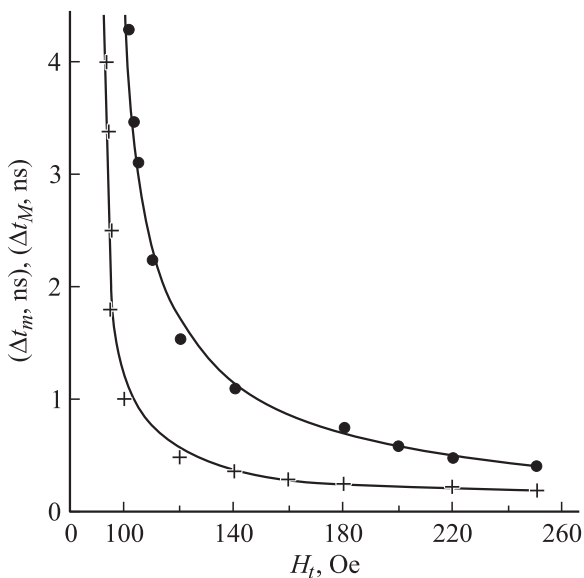


Рис. 4. Зависимость минимальных ширин импульса поля Δt_m (+) и Δt_M (●). Значки — численный эксперимент. Сплошные кривые проведены для удобства восприятия. Пленки с теми же параметрами, что и на предыдущих рисунках.

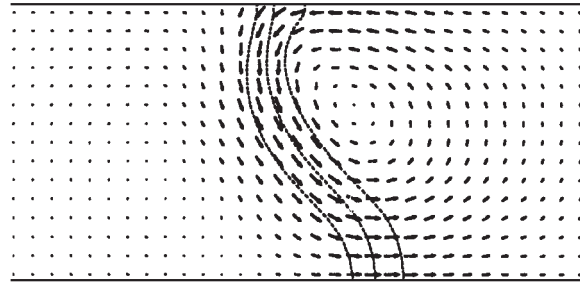


Рис. 5. Пример стационарной стеночной конфигурации, возникающей в пленках с базовыми параметрами, затуханием $\alpha = 0.001$ и толщиной $0.1 \mu\text{m}$.

ложными киральностями) остаются прежними, однако третья существенно отличается и соответствует стенке с противоположной (рис. 5) по сравнению с исходной (рис. 2, *a*) асимметрией. В данном случае ни при каких импульсных воздействиях не удастся получить состояние, соответствующее асимметричной неелевской стенке (рис. 2, *d*). Аналогичные выводы можно сделать и для ситуации, в которой изменяется индукция насыщения $B_s = 4\pi M_s$. Причем при $B_s \in 0.5-1.4$ Т ситуация также соответствует данным рис. 2 и 3. Если же $B_s = 1.4$ Т, то вместо асимметричной неелевской стенки в качестве одного из состояний вновь возникает ДС со структурой, представленной на рис. 5. Изменения в появлении динамических стеночных состояний при сравнительно больших индукциях и толщинах пленок связаны с уменьшением полей рассеяния при переходе к пленкам с такими параметрами. Это показано нами в [11,12].

Проведенные исследования, а также данные, полученные ранее [11,12], показывают, что длительность или величина периода (если $H > H_c$) динамических преобразований структуры стенки в основном определяются временем достижения некоторых стеночных конфигураций, например конфигурации типа 3, *b*. Это наводит на мысль о том, что величиной периода динамических внутрестеночных преобразований можно управлять, периодически прикладывая в определенные моменты времени импульсы магнитного поля сравнительно небольшой протяженности $\Delta t < T$. Более того, путем использования таких импульсов движение стенки, а следовательно, и динамические преобразования ее внутренней структуры можно получать в полях H , меньших критического поля. Это дает дополнительные возможности регулирования скорости стенок, не изменяя параметров пленки.

В качестве примера на рис. 6 приведено почти периодическое поведение скорости стенки в пленке толщиной $b = 0.1 \mu\text{m}$ с затуханием $\alpha = 0.001$. В этом случае, если $H = 1$ Ое и $H_i = 0$, после завершения (на протяжении примерно 120 нс) переходного процесса устанавливается стационарное движение стенки с конфигурацией **М**, показанной на 6, *c*, и со скоростью примерно 230 м/с (сплошная верхняя кривая на рис. 6). Если же в допол-

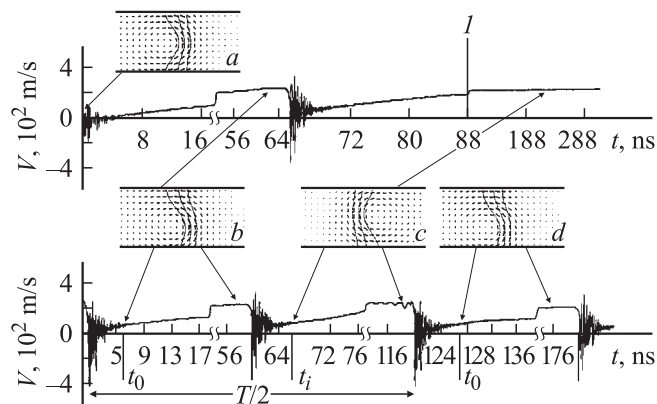


Рис. 6. Зависимость скорости стенки (средней по толщине пленки) от времени (сплошные кривые, верхняя — при отсутствии, нижняя — при наличии импульсного поля с амплитудой $H_i = 0.5$ Oe) и мгновенные стеночные конфигурации (a–d). Пленки с базовыми параметрами, затуханием $\alpha = 0.001$ и толщиной $0.1 \mu\text{m}$. Постоянное поле $H = 1$ Oe. 1 — смена масштаба.

нение к полю H в моменты времени t_i , при которых возникает структура типа б, с, периодически включать импульсы поля $H_i = 0.5$ Oe длительностью 60 ns и выключать (на время также 60 ns) в моменты t_0 , когда возникает структура типа б, b, d, то поведение скорости стенки становится практически периодическим с периодом T , примерно равным 120 ns. Эта периодичность связана с периодическими преобразованиями структуры стенки $b \rightarrow c \rightarrow d$ и т.д. Если амплитуду импульсного поля увеличивать, то период T будет уменьшаться. Точно так же период будет уменьшаться с увеличением

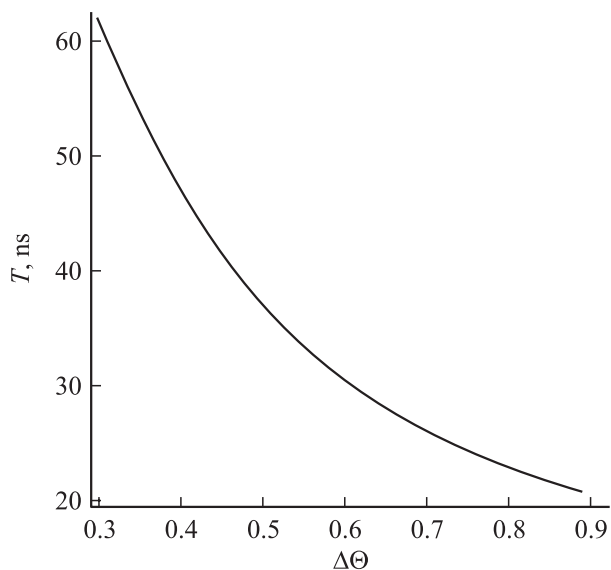


Рис. 7. Зависимость периода динамических преобразований доменной стенки от относительного времени действия импульса. Импульсное поле с амплитудным значением $H_i = 20$ Oe и частотой $5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Параметры пленок те же, что и на рис. 6.

относительной ширины импульса $\Delta\theta = (\Delta t)_i / (\Delta t)_p$, где $(\Delta t)_i$ — время действия импульса, а $(\Delta t)_p$ помимо времени действия импульса включает время, в течение которого импульс отсутствует.

Используя импульсное поле, можно существенно влиять и на параметры движения стенки и в ситуации, когда $H_i > H_c$ (при $H = 0$). Напомним, что если вместо H_i имеется постоянное поле $H > H_c$, то движение стенки сопровождается нелинейным динамическим преобразованием ее внутренней структуры, в результате чего скорость стенки осциллирует [9]. Того же эффекта можно добиться и в импульсном поле разной длительности. Однако, для того чтобы процесс был близок к периодическому, необходимо, чтобы величина H_i достаточно отличалась от H_c , и была тем больше, чем меньше $\Delta\theta$. Кроме того, лучше, чтобы $(\Delta t)_p$ было меньше или порядка T в поле H той же величины, что и H_i . В такой ситуации при изменении $(\Delta t)_i$ будет наблюдаться изменение периода почти периодического процесса нелинейного внутрискеночного преобразования. В качестве примера на рис. 7 приведено изменение периода динамических преобразований стенки в поле $H_i = 20$ Oe и частотой $1/(\Delta t)_i = 5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ в пленках с базовыми параметрами и $\alpha = 0.001$. Видно, что, изменяя длительность импульса, можно уменьшать (увеличивать) период преобразований стенки и период ее осцилляций. Следовательно, используя импульсные поля, можно по своему усмотрению изменять скорость поступательного движения стенки.

Включая импульсные поля в определенные моменты времени, можно затормозить динамическую перестройку стенок и тем самым увеличить максимальную скорость их поступательного движения.

Выводы

1. Используя импульсное магнитное поле, можно осуществлять переходы между различными стационарными состояниями движения стенок, происходящего под влиянием постоянного внешнего магнитного поля.

2. Процесс релаксации скорости и структуры стенки к новому стационарному состоянию сильно зависит от ширины импульса поля. При этом минимальная ширина увеличивается с ростом амплитудного значения импульсного поля. В частности, релаксация осуществляется путем существенных нелинейных динамических преобразований внутренней структуры стенки. Природа такого поведения связана с гироскопическими свойствами элементарных магнитных моментов, образующих доменную стенку.

3. Периодические импульсы магнитного поля позволяют устранять задержки динамической перестройки стенки в полях H , меньших критического поля H_c , и стимулировать нестационарное периодическое движение стенки. При $H < H_c$ импульсное поле может изменять период динамической перестройки структуры стенки.

При этом период может уменьшаться с увеличением ширины импульса.

Таким образом, имеется реальная возможность управления нелинейной динамикой стенок, движущихся в постоянных полях, путем использования импульсных магнитных полей.

Работа выполнена при частичном содействии Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-16443).

Список литературы

- [1] *La Bonte A.E.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2450–2458.
- [2] *Hubert A.* // Phys. Stat. Sol. (a) 1969. Vol. 32. N 2. P. 519–534.
- [3] *Filippov B.N., Korzunin L.G.* // IEEE Tran. on Mag. 1993. Vol. 29. N 6. P. 2563–2565.
- [4] *Tsukahara S., Kavakatsu H.* // J. Phys. Soc. Jap. 1972. Vol. 32. N 6. P. 1493–1499.
- [5] *Chapman J.N., Morrison G.R., Jacobovics J.P.* et al. // JMMM. 1985. Vol. 49. P. 277–285.
- [6] *Suzuki T., Suzuki K., Igarashi Y.* // Jap. J. Appl. Phys. 1976. Vol. 15. N 4. P. 707–708.
- [7] *Sheinfein M.R., Unguris J., Celotta R.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. N 6. P. 668–671.
- [8] *Sheinfein M.R., Unguris J., Blue J.L.* et al. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 4. P. 3395–3422.
- [9] *Yuan S.W., Bertram H.N.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. N 22. P. 12 395–12 405.
- [10] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassin-Ogly F.A.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 104 412–104 422.
- [11] *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372–387.
- [12] *Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassin-Ogly F.A.* // Sol. St. Comm. 2002. Vol. 121. P. 55–59.
- [13] *Филиппов Б.Н.* // ФНТ. 2002. Т. 28. № 10. С. 3–42.
- [14] *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1989. 608 с.
- [15] *Shryer N.L., Walker L.R.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 12. P. 5406–5421.
- [16] *Филиппов Б.Н., Танкеев А.П.* Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.