

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДОМЕНОВ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.А.Иванов, А.С.Логгинов**, А.Мазевский*, Т.Б.Розанова**,
А.Станкевич*

*Институт металлофизики АН Украины
252115, Киев, Украина*

***Московский государственный университет
119899, Москва, Россия*

**Институт физики филиал Варшавского университета
г.Белосток, Польша*

Поступила в редакцию 6 июля 1992 г., 3 августа 1992 г.

Экспериментально установлено, что под действием импульсного поля, перпендикулярного легкой оси ферромагнетика, переориентация полосовых доменов происходит в полях меньших, чем поле анизотропии H_a , но больших некоторого критического значения H_k . На основе предположения, что импульс поля возбуждает немалые колебания с регулярным поведением при $H < H_k$ и квазистохастическим — при $H > H_k$, дано теоретическое объяснение этого факта. Теоретическое значение $H_k = 0,5H_a$ хорошо согласуется с экспериментом.

В тонких пленках одноосных магнетиков при наличии достаточно сильного, параллельного плоскости пленки магнитного поля H_{\parallel} может реализоваться полосовая доменная структура (ПДС) ¹ с преимущественной ориентацией направлений доменных стенок вдоль направления поля. Мы исследовали возможность поворота ПДС при изменении значения и направления поля в плоскости пленки.

1. *Эксперимент* проводился на одноосной пленке состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5(\text{O})_{12}$, в которой (после специального отжига ²) поле анизотропии было аномально мало ($H_a \approx 55 \text{ Э}$); толщина пленки 18 мкм; намагниченность насыщения — $4\pi M = 40 \text{ Э}$. Использовалось как постоянное, так и импульсное поле (крутизна переднего фронта меньше 10 нс) в плоскости пленки.

Исходная ПДС с практически плоскопараллельными доменами (рис.1а) легко формировалась в постоянном поле при уменьшении величины поля от значений $H_{\parallel}^y > H_a$. Если к сформированной таким образом ПДС приложить постоянное поле величиной $H_{\parallel}^x < H_a$ в перпендикулярном направлении в плоскости пленки, то разворот ПДС не наблюдался, происходило только локальное искажение формы (рис.1б). Для переориентации ПДС в постоянном поле необходимо намагнитить пленку до насыщения в поле $H_{\parallel}^x > H_a$ и затем уменьшить его значение.

Достаточно неожиданным, на первый взгляд, оказался тот факт, что использование импульсного поля гораздо эффективнее для переориентации ПДС, чем постоянного ³. Эффективность переориентации ПДС быстро приближается к максимуму, если амплитуда импульсного поля H_{imp}^x больше некоторого значения H_k . При $H_{imp}^x < H_k$ переориентация не происходила. Переход от одного типа поведения ориентации ПДС к другому происходил достаточно резко в узком интервале значений поля вблизи $H_{imp}^x = 0,5H_a$: при $H_{imp}^x < 0,4H_a$ переориентация не происходила (рис.1в), а при $H_{imp}^x > 0,6H_a$ происходила практически полностью (рис.1г). При изменении длины импульса Δt в пределах от 70 до 300 нс эффект практически не зависел от Δt . Эти данные, на

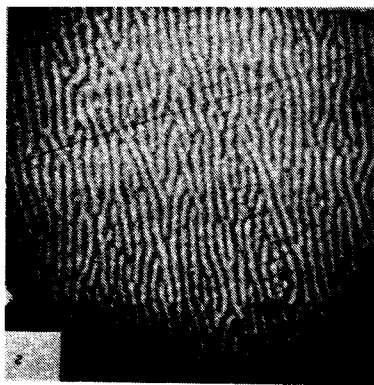
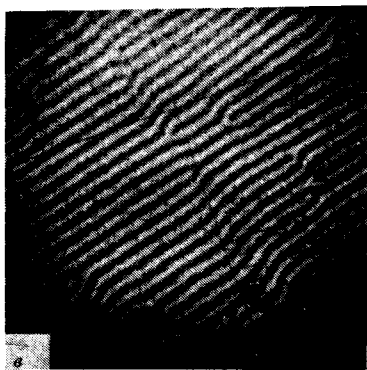
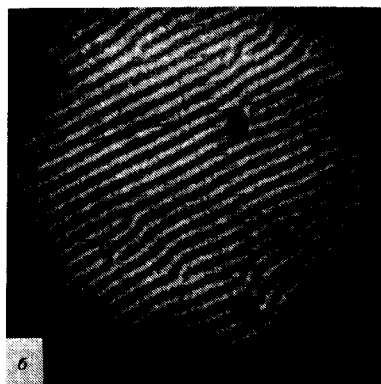
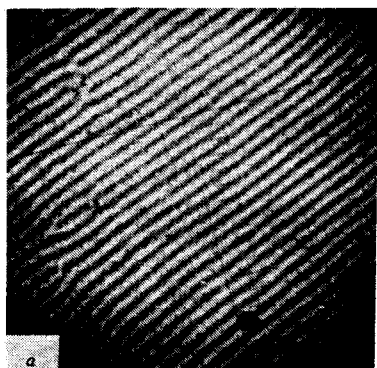


Рис.1. Переориентация ПДС: *a* – исходная ПДС, период доменной структуры – 13,6 мкм; *б* – структура после квазистатического приложения и снятия поля $H_{\parallel}^z \simeq 0,8H_a$; *в* – после импульса с амплитудой $H_{\parallel}^z \simeq 0,4H_a$; *г* – $H_{\parallel}^z \simeq 0,6H_a$.

наш взгляд, свидетельствуют о существовании большого барьера между ПДС с различной ориентацией, и о возможности динамического "переброса" через этот барьер.

2. *Теория.* Предположим, что после начала действия импульса $t > 0$ намагниченность в каждом из доменов изменяется в силу уравнения Ландау-Лифшица:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} \sin \theta &= \lambda \dot{\theta} + \omega_a (\sin \theta - h \cos \varphi) \cos \theta, \\ -\dot{\theta} \sin \theta &= \lambda \dot{\varphi} \sin^2 \theta + h \omega_a \sin \theta \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

а начальные условия отвечают направлению намагниченности в доменах при $t < 0$: $\theta \simeq 0$ и $\theta \simeq \pi$. Здесь $\dot{\theta} = \partial \theta / \partial t$, $\dot{\varphi} = \partial \varphi / \partial t$, $\omega_a = g H_a$, $h = H_{\parallel}^z / H_a$, g – гиромагнитное отношение, λ – константа затухания, ось z – легкая ось, θ, φ – угловые переменные: $M_x + i M_y = M_0 \sin \theta \exp(i\varphi)$. Минимумам энергии во время импульса с амплитудой $H_{\parallel}^z < H_a$ отвечают: $\varphi = 0$; $\theta_0 = \theta$ и $\pi - \theta_0$, $\sin \theta_0 = h$.

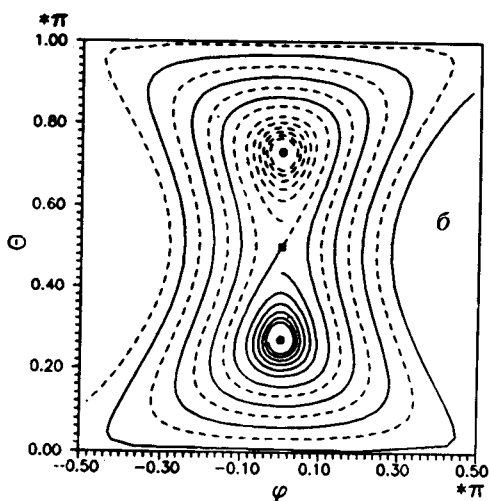
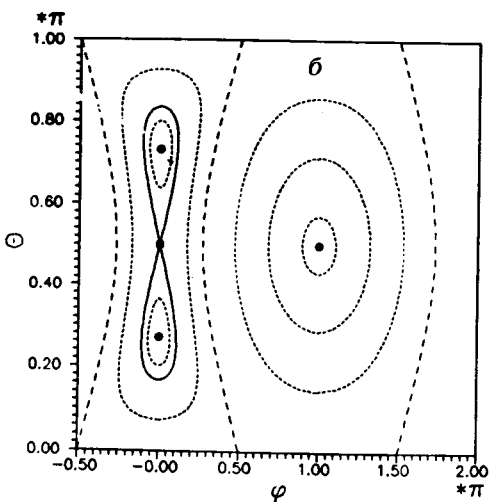
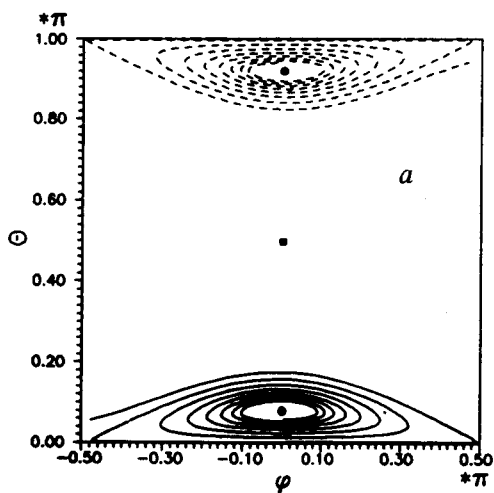
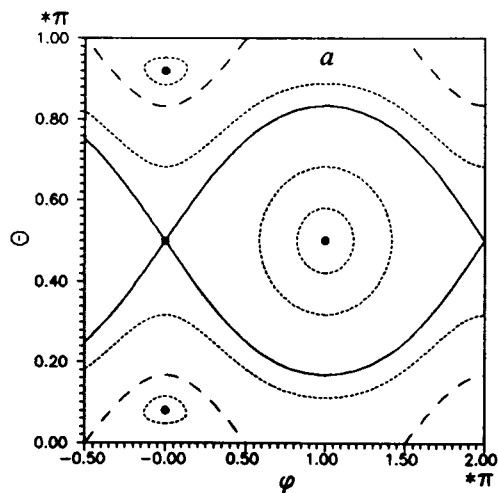


Рис.2

Рис.3

Рис.2. Фазовая плоскость системы уравнений (1) при $\lambda = 0$: а - $H < 0,5H_a$, б - $0,5H_a < H < H_a$.
 Рис.3. Фазовые траектории системы (1) для $\lambda = 0,03$: а - $H < 0,5H_a$, б - $0,5H_a < H < H_a$.

При $\lambda = 0$ система (1) имеет первый интеграл $E(\varphi, \theta) = (\sin \theta - h \cos \varphi)^2 - h^2 \cos^2 \varphi$ и анализ на фазовой плоскости (φ, θ) особых точек (ОТ) и немалых колебаний не представляет труда (рис.2). Легко видеть, что топология фазовых траекторий (ФТ) сильно различается при $h < 0,5$ и $0,5 < h < 1$. Это связано с неравенством между значениями E при $\varphi = 0, \theta = 0$ и $\theta = \pi/2$: $E(0, \pi/2) < E(0, 0)$ при $h < 0,5$, $E(0, \pi/2) > E(0, 0)$ при $h > 0,5$. В реальном случае $\lambda \neq 0$, но $\lambda \ll 1$ вид ФТ на плоскости легко определить качественно (с учетом того, что седловые точки сохраняют свою структуру, минимумы $E(\varphi, \theta)$ превращаются в устойчивые фокусы, а максимумы - в неустойчивые) или численно (рис.3). Обсудим поведение ФТ при $t \rightarrow \infty$.

Если $h < 0,5$, то начальное возмущение с $\theta \ll \theta_0$ попадает в ОТ типа фокус с $\theta = \theta_0$, а возмущение с $\pi - \theta \ll \theta_0$ в фокус с $\theta = \pi - \theta_0$ (рис.3а). Таким образом, в слабых полях имеет место "память" о начальных условиях, и динамическое

перемагничивание данного домена, а, следовательно, переориентация ПДС за счет динамических эффектов, невозможны.

Если же $h > 0,5$, то ситуация в принципе иная, рис.3б. В этом случае в области $0 < \theta < \pi/2$, $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ при $\lambda = 0$ есть замкнутая сепаратрисная петля, выходящая из ОТ типа седло $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$ и охватывающая оба минимума энергии (устойчивых фокуса $\varphi = 0$, $\theta = \theta_0$ и $\theta = \pi - \theta_0$). При $\lambda \neq 0$ стандартный анализ ⁴ показывает, что наблюдается квазистохастическая динамика: входящие в ОТ типа седло линии сепаратрисы представляют собой бесконечные, незамкнутые спиральные линии, охватывающие оба минимума и образующие систему узких полосок. Ширина полосок пропорциональна λ и мала при $\lambda \rightarrow 0$, рис.3б. В этом случае достаточно малое изменение начальных условий ($\Delta\theta < \lambda \ll 1$) принципиально меняет значение намагниченности, устанавливающееся при $t \rightarrow \infty$. Итак, при $\lambda \rightarrow 0$ с учетом малой неопределенности начальных условий имеет место "забывание" о них, и более адекватно представление о вероятности установления того или другого значения намагниченности. Для обоих начальных условий ($\theta \simeq 0$ или $\theta \simeq \pi$) установление значений $\theta = \theta_0$ или $\theta = \pi - \theta_0$ равновероятно, что может объяснить легкую переориентацию доменной структуры и характер установившейся структуры в виде нерегулярной системы вытянутых доменов, рис.1г.

Если объяснение наблюдаемых эффектов именно такое (а мы не видим других возможностей для описания этих фактов и значения $H_k \simeq 0,5H_a$), то в этом эксперименте под действием переднего фронта импульса возбуждались существенно нелинейные колебания намагниченности с частотой порядка $\omega_a \approx 150$ МГц, амплитудой порядка десятков градусов и квазистохастическим поведением. Непосредственное наблюдение таких колебаний было бы очень интересно, но требует временного разрешения установки лучше 1нс.

Мы благодарны А.Н.Балбашову за приготовление образца. Работа частично финансировалась грантом No.2-00989-91 Комитета по науке РП.

-
1. S.K.Chung, and M.W.Muller, J. Magn. Magn. Mat. 1, 114 (1975).
 2. A.Stankiewicz et al., EMMA'89 Abs., 68, Rimini 1989.
 3. A.Stankiewicz et al., ISMO'91 Abs., Kharkov 1991.
 4. А.А.Андронов, С.Э.Витт, А.А.Хайкин, Теория колебаний. М.: Наука, 1981.