ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2008, том 106, № 6, с. 563–567

ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ

УДК 539.216.2:537.611.3

ДРЕЙФ СКРУЧЕННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО НАМАГНИЧЕННЫХ ПЛЕНКАХ ОДНООСНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

© 2008 г. Г. Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, 125502 Москва, ул. Лавочкина, 12

Поступила в редакцию 28.08.2007 г.

Рассматривается дрейфовое движение скрученной доменной границы (СДГ) в сильном магнитном поле, циркулярно поляризованном в плоскости перпендикулярно намагниченной пленки. Скрученность понижает порог режима стационарного продвижения СДГ по скорости и частоте вращающегося поля по сравнению с пространственно одномерным случаем ДГ типа Блоха или Нееля. Определена зависимость границы оптимального с экспериментальной точки зрения наблюдения дрейфа СДГ в режиме стационарного движения от отношения ширины блоховской линии к толщине пленки.

PACS: 75.70.Kw

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространенным объектом экспериментальных исследований динамики доменных границ (ДГ) служат перпендикулярно намагниченные пленки одноосных ферромагнетиков (часто – пленки редкоземельных ферритов-гранатов). Такие пленки характеризуются неравенством $Q \equiv H_a/4\pi M > 1$, где Q – фактор качества; M – намагниченность; H_a – эффективное поле одноосной анизотропии, которое перпендикулярно поверхностям пленки. Структура 180-градусных ДГ в них, за счет действия размагничивающих полей на спины внутри ДГ, становится неоднородной по толщине пленки (двумерной) и носит название “скрученной”. Динамика скрученных ДГ (СДГ) радикально отличается от динамики одномерных ДГ (Блоха или Нееля) [1].

Переходя к дрейфу ДГ – ее среднему поступательному перемещению в осциллирующих магнитных полях, – отметим, что первые теоретические работы в этом направлении [2–4] (см. также обзор в [1]) ограничивались при вычислении скорости ДГ лишь квадратичным приближением по малым амплитудам внешних полей. Механизм дрейфа в этом приближении состоит в том, что в условиях принудительной прецессии под действием осциллирующих магнитных полей спины в глубинах соседствующих с 180-градусной ДГ доменов обладают различной зеемановой энергией, что и обусловливает неисчезающее при усреднении по времени внутреннее давление на плоскость ДГ и ее поступательное перемещение [2, 1]. Таким образом, структура ДГ в указанном приближении не вносит вклада в скорость дрейфа ДГ, по крайней мере, в ведущем приближении. (Например, в [2] используются только малые компоненты наведенных намагниченностей, линейно зависящие от возбуждающего поля через тензор восприимчивости однородно намагниченных доменов, и совершенно не учитываются спины внутри ДГ.)

Сугубо нелинейная теория дрейфа для пространственно одномерных ДГ была построена в [5, 6] за счет ограничения класса ферромагнетиков материалами с $Q > 1$. Для рассматриваемого далее случая, циркулярно поляризованного в базисной плоскости одноосного ферромагнетика сильного магнитного поля H ($8M < H < H_a$) и частот ω, лежащих ниже частоты ФМР, в [5] был обнаружен механизм дрейфа ДГ, отличающийся от [2–4]. Дрейф возникает за счет увлечения спинов, локализованных внутри ДГ, вслед за вращающимся магнитным полем, причем вклад спинов в доменах не учитывается, так как он $\sim 1/Q$. Понятно, что в рамках данного механизма учет внутренней структуры ДГ, в перпендикулярно намагниченных пленках – скрученности, становится необходимым (исключением здесь могут служить лишь очень тонкие пленки, в которых вклад скрученности подавляется [7–12]).

В настоящей работе результаты [5], относящиеся к дрейфу блоховской ДГ во вращающемся в базисной плоскости ферромагнетика сильном магнитном поле, обобщаются на случай СДГ. Основное внимание уделяется определению частоты вращающегося поля, при которой происходит срыв стационарного режима дрейфа. Эта частота линейно связана с некоторой критической скоростью СДГ, которую можно рассматривать как аналог известной для динамики СДГ в постоянном магнитном поле величины–скорости, при которой в СДГ происходит нуклеация первой горизонталь-

ной блоховской линии (“скорости нуклеации ГБЛ”) [1] и происходит переход в нестационарный режим.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ, ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Поместим начало координат в серединной плоскости пленки (толщины h), и ось $0z$ направим перпендикулярно ее плоскостям. Плоскость СДГ совместим с плоскостью $x0z$ и будем считать, что намагниченности в доменах $\mathbf{M}(y \longrightarrow \pm\infty, t) \longrightarrow \mp M\mathbf{e}z$. Поскольку $Q > 1$, то с точностью до $1/Q$ вместо уравнений Ландау–Лифшица применимы уравнения Слончевского. Положения центра СДГ $q(z, t)$ на оси $0y$ и азимутальный угол $\psi(z, t)$ вектора намагниченности $\mathbf{M}(y - q(t), z, t)$ в центре ДГ удовлетворяют следующим уравнениям и граничным условиям на поверхностях пленки

$$\dot{\psi} + \alpha\dot{q} - H_z = \varepsilon^2 q''; \tag{1.1}$$

$$\begin{gathered}\dot{q} - \alpha\dot{\psi} = -\varepsilon^2\psi'' + \\ + (\sin\psi - H_z(z))\cos\psi + H_r\sin(\psi - \omega t);\end{gathered} \tag{1.2}$$

$$\begin{gathered}\psi'(z = 1, t) = \psi'(z = -1, t) = q'(z = 1, t) = \\ = q'(z = -1, t) = 0.\end{gathered} \tag{1.3}$$

Здесь точки и штрихи над зависимыми переменными обозначают соответственно производные по времени t и координате z; зееманов вклад дается полем $H_r > 0$, вращающимся в плоскости пленки с частотой ω; первые члены справа в (1.1)–(1.2) – вклады неоднородного обменного взаимодействия; второй член справа в (1.2) – магнитостатические вклады (первый в скобках – локальный вклад, второй – вклад “магнитных полюсов” на поверхностях пленки в доменах, поле от которых $H_y(z) = \operatorname{arth}(z)$ приводит к скрученности ДГ); α – параметр затухания Гильберта; $\varepsilon = 2\Lambda/h$, где $\Lambda = \sqrt{Q}\Delta$ – параметр ширины блоховской линии (Δ – параметр ширины блоховской ДГ). Уравнения (1) безразмерны: z измеряется в единицах $h/2$, $t - 1/(4\pi\gamma M)$ ($\gamma > 0$ – магнитомеханическое отношение), $H_z - 4\pi M$, H_r и $H_y(z) - 8M$, $\omega - 4\pi\gamma M$, $q - \Delta$, скорость СДГ $\dot{q} - 4\pi\gamma M\Delta$. Поскольку динамика СДГ изучалась преимущественно в поле H_z, направленном по оси z, то для сравнительных целей оно введено в систему (1), где представлено в единицах $4\pi M$.

Прежде чем переходить к исследованию системы (1), напомним некоторые результаты одномерного анализа (в (1) следует положить $\varepsilon = 0$ и не учитывать поле $H_y(z)$) [5]. Введем угловую фазу $\Phi = \psi - \omega t$ между векторами вращающегося поля и намагниченностью в центре СДГ и воспользуемся условием $H_r > 1$, позволяющим в первом приближении не учитывать слагаемое $\sin\psi\cos\psi$. Система (1) обнаруживает в этих предположениях два режима движения: стационарный режим $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$, $\dot{q} = \dot{q}_0 = \text{const}$ при частотах внешнего поля $\omega < \omega_c$:

$$\begin{gathered}\dot{q}_0 = -\omega/\alpha, \quad \sin\Phi_0 = -(1 + \alpha^2)\omega/\alpha H_r; \\ \omega_c = \alpha H_r/(1 + \alpha^2), \quad |\dot{q}_0| \le |\dot{q}_c| = H_r/(1 + \alpha^2)\end{gathered} \tag{2}$$

и прецессионный режим при $\omega > \omega_c$, когда средняя скорость ДГ (т.е. ее дрейфа), достигнув $|\dot{q}_c|$, спадает монотонно с ростом частоты как $\langle\dot{q}\,(\omega \longrightarrow \infty)\rangle > \propto 1/\omega$. Влияние колебаний намагниченности, вызываемых действием члена $\sin\psi\cos\psi$, на стационарный режим (2) при $H_r > 1$, согласно [5], незначительно. Оптимальным для экспериментального наблюдения служит, конечно, первый из режимов.

Переходя к численному интегрированию системы (1) для СДГ, отметим, что динамика СДГ также обнаруживает два режима движения, аналогичные указанным выше. Ниже будет рассматриваться только режим, когда движение СДГ можно представить в виде

$$\dot{q}(z, t) = \dot{q}_{00} + \delta\dot{q}(z, t), \quad \Phi(z, t) = \Phi_{00} + \delta\Phi(z, t), \tag{3}$$

где $\delta\dot{q}(z, t)$ и $\delta\Phi(z, t)$ – неоднородные осцилляции скорости и фазы с нулевым средним вблизи постоянных величин $\dot{q}_{00}$ и Φ_{00}. Однако теперь стационарный режим ограничивается частотой ω_n, лежащей ниже ω_c – соответствующей величины в одномерном случае: $\omega < \omega_n < \omega_c$ (см. (2), то же относится и к скорости СДГ: $\dot{q}_n < \dot{q}_c$). Частота ω_n (или соответствующая ей скорость $\dot{q}_n$) определяют порог нуклеации в СДГ первой горизонтальной блоховской линии (ГБЛ). В области больших толщин пленок ($\omega < 1$) вблизи одной из поверхностей пленки в СДГ образуется хорошо локализованная 360-градусная ГБЛ; при $\varepsilon \sim 1$ пространственное возмущение структуры по координате z менее выражено и его резкой локализации не наблюдается. За порогом нуклеации происходит перемещение 360-градусной ГБЛ по всей толщине пленки и, в зависимости от величины H_r, – их множественное зарождение. Отметим, что в постоянном поле H_z имеет место несколько иная картина [1]: при $\dot{q}_n$ вблизи поверхности пленки возникает ГБЛ малой мощности, которая, смещаясь к противоположной поверхности, постепенно становится ~360-градусной.

Численное интегрирование системы (1) в настоящей работе ограничивается определением зависимости $\omega_n(\varepsilon)$ в области $0.1 < \varepsilon < 1$ для нескольких значений вращающегося поля, лежащих в области $1 < H_r < 5$. На рис. 1 представлено несколько расчетных кривых зависимостей $\omega_n(\varepsilon)$ при различных амплитудах вращающегося поля

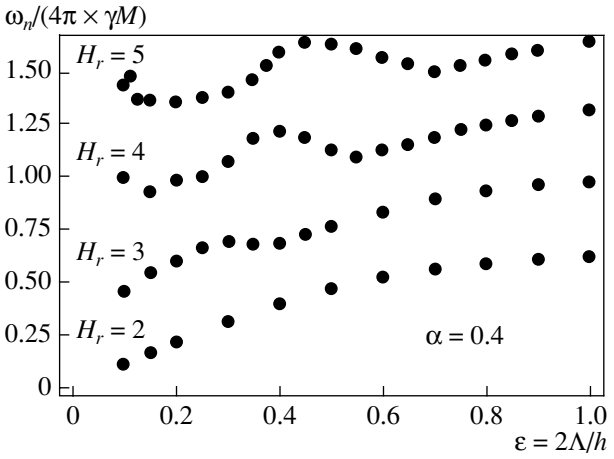

Рис. 1. Зависимость частоты нуклеации ω_n первой ГБЛ в структуре СДГ от отношения ширины ГБЛ к толщине пленки для указанных значений амплитуд магнитного поля H_r, вращающегося в плоскости пленки, и параметра затухания Гильберта α.

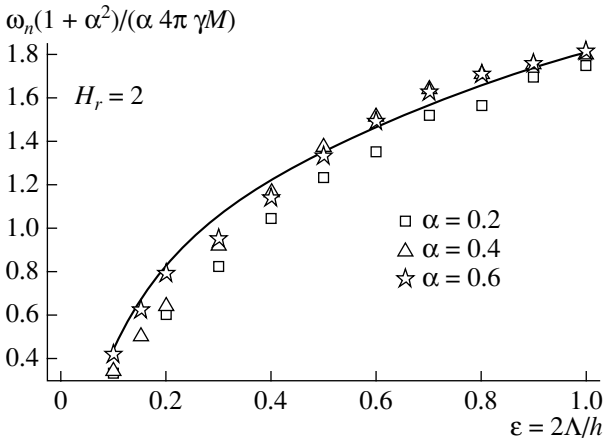

Рис. 2. Приведение расчетных данных частоты нуклеации ω_n к универсальной кривой для различных значений параметра затухания Гильберта α.

H_r для параметра затухания Гильберта $\alpha = 0.4$. Как следует из [7], см. также [9–12], с ростом ε происходит подавление скрученности и переход к пространственно одномерной структуре. В соответствии с этими результатами представленные на рис. 1 зависимости $\omega_n(\varepsilon)$ с ростом ε в среднем растут и стремятся к своим одномерным пределам $\omega_c(H)$ (см. (2)), отмеченным на рис. 1 горизонтальными отрезками прямых справа. Однако этот рост не является монотонным, характер отклонений от монотонности зависит от амплитуды H_r вращающегося магнитного поля, причем с ростом H_r при $\varepsilon = \text{const}$ частота ω_n возрастает. Сходное поведение $\omega_n(\varepsilon)$ было обнаружено и при значениях $\alpha = 0.2, 0.6$.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Введем в уравнения (1) ранее упоминавшуюся зависимую переменную $\Phi = \psi - \omega t$, предполагая, что движение имеет вид (3). Усреднение по времени и толщине пленки (область $-1 < z < 1$), которое ниже обозначается угловыми скобками $\langle\ldots\rangle$, линейного уравнения (1.1) показывает, что средняя скорость СДГ связана с частотой вращающегося поля соотношением (2)

$$\dot{q}_{00} = -\omega/\alpha, \tag{4}$$

которое справедливо при $\omega < \omega_n$ независимо от используемых в дальнейшем приближений. Справедливость (4) была подтверждена численными расчетами при различных значениях параметров, входящих в (1), в том числе и при $\omega = \omega_n$. (Отметим, что в случае продвижения СДГ полем H_z соотношение (4) заменяется на $\dot{q}_{00} = H_z/\alpha$.) В свою очередь усреднение (1.2) после исключения $\dot{q}_{00}$ с помощью (4) приводит вместо соответствующей формулы в (2) к выражению

$$\omega = -\frac{\alpha}{1+\alpha^2}\langle H_y(z)\cos(\Phi + \omega t) + H_r \sin\Phi\rangle, \tag{5}$$

где в угловых скобках стоит правая часть (1.2) в приближении $H_r > 1$, выраженная через $\Phi(z, t)$, с учетом обращения обменного члена в нуль в силу граничных условий. В принципе (5) позволяет определить по известной функции $\Phi(z, t)$ частоту нуклеации как максимальное значение правой части. В пределе очень больших H_r формула (5) совпадает с (2) и по смыслу вывода, такое же совпадение имеет место в пределе очень тонких пленок $\varepsilon > 1$. Представление (5) позволяет сделать качественный вывод о том, что в случае малости осцилляционных членов в (3) с ростом H_r или ε частота нуклеации ω_n в среднем должна возрастать.

Из (5) следует, что явная зависимость кривых $\omega_n(\varepsilon)$ от параметра затухания Гильберта α сводится к $\sim\alpha/(1 + \alpha^2)$. Напомним, что такая же зависимость характерна для одномерного случая, когда $\omega_c = H_r\alpha/(1 + \alpha^2)$, см. (2). На рис. 2 представлены вычисленные по решениям (1) при $H_r = 2$ зависимости $\omega_n(\varepsilon)(1 + \alpha^2)/\alpha$ для случаев $\alpha = 0.2$, 0.4 и 0.6, которые группируются, как показывает рисунок, вблизи некоторой кривой, что подтверждают ведущую роль первого множителя в (5). Однако такое поведение наблюдается только в области умеренно больших полей; с повышением поля H_r зависимости $\omega_n(\varepsilon)$ становятся немонотонными (см. рис. 1) и данные для различных α уже не приводятся к одной универсальной кривой, как в случае $H_r = 2$ на рис. 2.

Попытаемся объяснить вид кривой $\omega_n(\varepsilon)$, исходя из одномерной формулы (2) для ω_c и известных

представлений о перестройке внутренней структуры СДГ в планарных магнитных полях, происходящих с участием ГБЛ. Статический порог возникновения 360-градусных ГБЛ в области $z \approx 0$ СДГ, согласно [7, 8], невелик по сравнению с амплитудами вращающегося поля $H_r/8M > 1$, составляя всего $H/8M \sim a\varepsilon$ (a – константа порядка единицы, $\varepsilon \ll 1$). Поэтому данный процесс не может быть ответствен за нуклеацию ГБЛ при ω_n. Более приемлемым представляется другой процесс, происходящий в более высоких полях, перпендикулярных плоскости СДГ, через нуклеацию ГБЛ у одной из поверхностей пленки [13].

В [13] соответствующее поле нуклеации было оценено вариационным методом с точностью до "большого логарифма" $\sim\ln\varepsilon$, что оказывается недостаточным для целей настоящей работы и требует уточнения. Поправка к функционалу энергии, отвечающего правой части уравнения (1.2), за счет возмущения $\delta\psi(z)$ неелевской конфигурации $\psi_0 = \pi/2$ имеет вид

$$\delta E = \int_{-1}^{1} dz\delta\psi(z)\left[-\varepsilon^2\frac{d^2}{dz^2} + H_r - 1 + \operatorname{arth}(z)\right]\delta\psi(z). \quad (6)$$

Полагая, что ГБЛ зарождается у нижней поверхности пленки $z = -1$, выбираем пробную функцию в прежнем виде [13] – $\delta\psi = N\exp[-(1 + z)^2/(2b^2)]$, где b – вариационный параметр. В интеграле (6) в силу быстрого убывания $\delta\psi(z)$ можно расширить верхний предел до бесконечности и вблизи $z_0 = -1$ воспользоваться разложением $\operatorname{arth}(z) = \frac{1}{2}\ln\frac{1+z}{2} + \frac{1+z}{4}$…. Для области $-1 < z < \infty$ имеем нормировочный множитель $N = (2/(b\pi^{1/2}))^{1/2}$. Взятие табличных интегралов в (6) дает:

$$\delta E = \varepsilon^2/2b^2 + H_r - 1 + \\ + (-\gamma_E - 4\ln 2 + 2\ln b)/4 + b/(4\sqrt{\pi}), \quad (7)$$

где $\gamma_E = 0.577$…. Минимизация этого выражения по b дает с точностью до ε^2 : $b \approx 2^{1/2}\varepsilon(1 + \varepsilon/(4(2\pi)^{1/2}))$. После подстановки найденного выражения в (7) из условия $\delta E = 0$ получаем, опуская вклады $\sim\varepsilon^2$, выражение

$$H_{crit}(\varepsilon) = 1.41 - \frac{\ln\varepsilon}{2} - \frac{9\varepsilon}{16\sqrt{2\pi}}. \quad (8)$$

Теперь одномерную формулу (2) для критической частоты можно попытаться обобщить на случай зарождения ГБЛ в СДГ следующим образом

$$\omega_n(\varepsilon) = \frac{\alpha}{1+\alpha^2}(H_r - H_{\text{ef}}(\varepsilon)), \quad (9)$$

где эффективное поле зарождения ГБЛ $H_{\text{ef}}(\varepsilon) = H_{crit}(\varepsilon) + \text{const}$. Константа в этом выражении является подгоночным параметром, необходимым в связи с тем, что (8) получено в чисто статическом приближении, предполагающем перпендикулярность внешнего поля плоскости СДГ и не учитывающем отставания ее структуры от вращающегося поля, что имеет место в динамическом случае. Отметим также, что полуэмпирическая по своему характеру формула (9) справедлива только для монотонных зависимостей $\omega_n(\varepsilon)$ типа нижней кривой на рис. 1. Кривая, получающаяся при const = –1, как видно из рис. 2, удовлетворительно описывает расчетные данные.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный в настоящей работе механизм дрейфа СДГ по существу тот же, что и для одномерных ДГ [5]: увлечение спинов, локализованных внутри СДГ, вращающимся в плоскости пленки магнитным полем. Однако ограничение стационарного продвижения СДГ с повышением частоты вращения возникает вследствие зарождения 360-градусных ГБЛ, а не перехода в прецессионный режим, как в одномерном случае.

Основные результаты работы представлены на рис. 1 построенными в результате численных расчетов зависимостями частоты ω_n, при которой происходит образование первой ГБЛ, от ε – отношения ширины ГБЛ к толщине пленки (критически важного в теории СДГ параметра) при нескольких значениях амплитуд вращающегося поля и параметров затухания. Частоты нуклеации ГБЛ во вращающемся поле лежат ниже частот, ограничивающих стационарный режим в одномерном случае [5]; переход к одномерному поведению наблюдается в области $\varepsilon > 1$.

В случае немонотонных зависимостей $\omega_n(\varepsilon)$ попытка теоретической интерпретации сталкивается с трудностями, поскольку, как показывают наблюдения за результатами численных расчетов, на границе стационарного режима движения имеет место множественное рождение ГБЛ. При монотонных зависимостях $\omega_n(\varepsilon)$ (в области умеренных значений амплитуд вращающегося поля) в работе показано (см. рис. 2), что основная зависимость $\omega_n(\varepsilon)$ от параметра затухания совпадает с имеющей место в одномерном случае [5]. Для этого же диапазона амплитуд поля предложена полуэмпирическая формула (9), описывающая зависимость $\omega_n(\varepsilon)$ в диапазоне $0.1 < \varepsilon < 1$.

Приведем в заключение оценки параметров дрейфа СДГ в феррит-гранатовой пленке с $4\pi M \sim 100$ Гс, $\gamma \sim 10^7$ рад/с, $\alpha \sim 0.2$, $\Delta \sim 5 \times 10^{-6}$ см, $\varepsilon = 2\Lambda/h > 0.1$, $H_r/8M = 2$. В этих условиях $H_r \sim 120$ Э и, согласно (2), $\omega_c \sim 8 \times 10^8$ рад/с. Из данных рис. 1 следует, что ω_n в зависимости от ε составляет несколько десятых от ω_c. Максимальная скорость

ДГ – $|\dot{q}_c| = \omega_c\Delta/\alpha \sim 4 \times 10^4$ см/с, так что для СДГ $|\dot{q}_n|$ порядка нескольких десятых от $|\dot{q}_c|$. Следует учесть, однако, что на критическую частоту (и скорость) существует еще ограничение снизу из-за присутствия поля коэрцитивности ДГ – H_0, которое в указанных материалах ≥0.1 Э. Под действием поля H_z, перпендикулярного плоскости пленки, движение СДГ со скоростью $\dot{q} = \gamma\Delta H_z/\alpha$ происходит, если $H_z > H_0$. Отсюда на частоту вращающегося поля налагается требование $\omega > \omega_0 = \gamma H_0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
2. *Schloemann E.* Theory of Domain Wall Motion Induced by Microwave Fields // IEEE Trans. Magn. 1974. V. MAG-10. № 4. P. 1051–1056.
3. *Елеонский В.М., Звездин А.К., Редько В.Г.* Влияние быстро осциллирующего магнитного поля на доменную структуру ферромагнетиков // ФММ. 1977. Т. 43. Вып. 1. С. 7–14.
4. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Денисов С.И.* Дрейф доменных границ в осциллирующем магнитном поле // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 4. С. 1345–1353.
5. *Ходенков Г.Е.* Поступательное движение доменной границы (ДГ) в сильном магнитном поле, поляризованном циркулярно в базисной плоскости одноосного ферромагнетика // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 5. С. 835–840.
6. *Ходенков Г.Е.* Двухчастотное возбуждение дрейфа ДГ в одноосных ферромагнетиках с большой константой анизотропии // ФММ. 2007. Т. 103. Вып. 3. С. 238–243.
7. *Hubert A.* Statics and Dynamics of Domain Walls in Bubble Materials // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. № 10. P. 2276–2287.
8. *Гуревич А.А., Моносов Я.А.* Изучение структуры границы между доменами в слабом магнитном поле // ФТТ. 1976. Т. 18. Вып. 10. С. 2897–2906.
9. *Танкеев А.П., Страшников О.Г.* Влияние поверхности на свойства доменных границ в пластинах ЦМД материалов // ФММ. 1982. Т. 53. Вып. 2. С. 257–266.
10. *Ходенков Г.Е.* Скрученная доменная граница в очень тонких магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией // ФММ. 1984. Т. 58. Вып. 1. С. 37–41.
11. *Ходенков Г.Е.* Нестационарная динамика слабоскрученной доменной границы // ФММ. 1996. Т. 81. Вып. 1. С. 44–51.
12. *Ходенков Г.Е.* Критические скорости скрученной доменной границы в очень тонких магнитных пленках // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 4. С. 58–62.
13. *Ходенков Г.Е.* Переход неелевской ДГ в скрученную в магнитном поле и ВБЛ в магнитных пленках с перпендикулярных анизотропией // ФММ. 1988. Т. 65. Вып. 6. С. 1059–1067.