

УДК 537.611.3

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ НАСЫЩЕНИЯ СКРУЧЕННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ

В. В. Дружинин, В. В. Мальцев

Показано, что известная зависимость скорости v скрученной доменной границы (СДГ) $v_{SL} \sim 1/h$, где h — толщина пленки [2], справедлива только для тонких пленок. С ростом h скорость СДГ определяется также вторым вкладом, обусловленным прецессией магнитного момента, т. е. $v = v_{SL} + v_p$. Зависимость $v_p(h)$ является возрастающей. В результате этого $v(h)$ — немонотонная функция с минимумом при некотором $h_{\text{гр}}$. Аналитически решены уравнения Слонзуского, найдена явная зависимость $v(h)$, которая сопоставляется с экспериментом, и объяснена эмпирическая формула де Лиува.

Скорость v СДГ в тонких магнитных пленках линейно нарастает в зависимости от напряженности магнитного поля H вплоть до $H_{\text{гр}} = 2\pi\alpha M$ [1] (α — параметр затухания, M — намагниченность насыщения). При $H > H_{\text{гр}}$ v не зависит от H (до некоторых пределов) и определяется толщиной Δ и высотой h СДГ, гиромангнитным отношением γ , константой анизотропии K и постоянной обменного взаимодействия A . В [2] сделано предположение, что v в этом случае определяется движением горизонтальных блоховских линий (ГБЛ), что дает [2, 3]

$$v_{SL} = 7.2\gamma A \sqrt{\mu_0}/h \sqrt{4\pi k}. \quad (1)$$

В дальнейшем выяснилось, что v примерно постоянна для различных h и описывается эмпирической формулой де Лиува $v_{\text{Л}} \approx 0.4\pi\gamma\Delta\mu_0 M$ [4]. Измерения [5] показали, что (1) справедливо для тонких пленок и с ростом h наблюдается немонотонность $v(h)$. В данной работе предложена модель движения СДГ, дающая дополнительный к v_{SL} вклад в скорость v за счет прецессии магнитного момента, и объяснены экспериментальные данные.

Геометрия задачи и ориентация осей показаны на рис. 1. По осям x и y пленка бесконечна, $-h/2 \leq z \leq h/2$. В сферической системе координат ($M_x = M \sin \theta \cos \varphi$, $M_y = M \sin \theta \sin \varphi$, $M_z = M \cos \theta$) для θ принята зависимость [1]

$$\theta(y, z, t) = 2 \operatorname{arctg} \exp \{ (y - q(z, t)) / \Delta \}, \quad (2)$$

где $q(z, t)$ есть y -координата плоскости, проходящей через центр СДГ; $\varphi(z, 0)$ — решение уравнения

$$\Delta^2 \frac{d^2 \varphi}{dz^2} = \cos \varphi (\sin \varphi - H_y(z) / 8M). \quad (3)$$

В (3) $\pi\Delta$ — толщина ГБЛ, $\Delta = \sqrt{A/8\pi^2\mu_0 M^2}$, H_y — размагничивающее поле

$$H_y(z) = 2M \ln \{ [(h/2 + z)^2 + \Delta^2/4] / [(h/2 - z)^2 + \Delta^2/4] \}. \quad (4)$$

Граничные условия имеют вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{\pm h/2} = 0.$$

Решение (3) методом пробных функций описано в [6-8]. В качестве пробной функции мы берем зависимость

$$\varphi(\xi, 0) = \arcsin[\varphi_0(\xi - \xi^3/3)], \quad (5)$$

где $\xi = 2z/h$. Эта зависимость удовлетворяет граничным условиям (3)

$$\varphi(0, 0) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \Big|_{z=0} = 0$$

и основным результатам, полученным в [6-8]. Параметр φ_0 , так же как и в [6-8], определяется из минимума статической энергии (МСЭ)

$$\varphi_0 = 1.5 - 1.1 \exp[-0.43h^2/\Delta^2].$$

Мы будем рассматривать две ветви $\varphi(\xi)$ (рис. 2): нижнюю ($\varphi(-1) = \pi/2$, $\varphi(1) = \pi/2$) и верхнюю ($\varphi(-1) = 3\pi/2$, $\varphi(1) = \pi/2$).

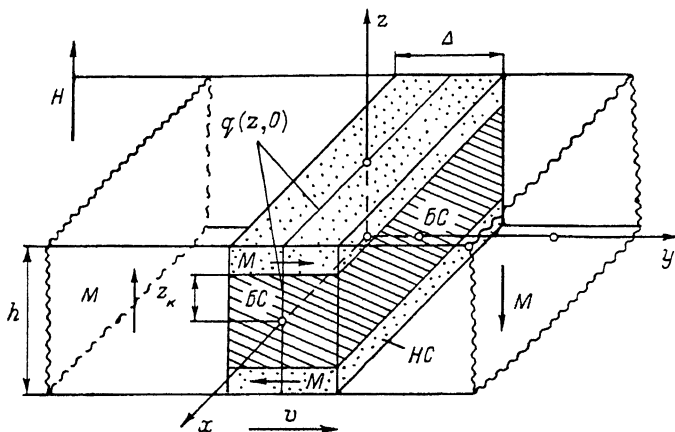


Рис. 1. Скрученная доменная граница в стационарном состоянии.

В области $H > H_{\text{тр}}$ на верхнем краю пленки ($\xi \leq 1$) образуется ГБЛ [2], которая связывает обе ветви МСЭ и движется к нижнему краю ($\xi = -1$). При этом МСЭ переходит с нижней ветви на верхнюю и тем самым сдвигает СДГ вдоль оси y , что дает скорость $v_{\text{СДГ}}$. На самом деле деформация кривых МСЭ не ограничивается только движением ГБЛ, а обусловлена также прецессией M , которая дает дополнительный сдвиг СДГ. На необходимость учета прецессии при движении ГБЛ указывалось в [9]. Связь между прецессией азимутального угла и смещением СДГ описывается системой уравнений Слоузуского [1, 3]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \gamma \mu_0 H - \frac{\alpha}{\Delta} \frac{\partial q}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \Delta \left\{ 2\pi \gamma \mu_0 M \sin 2\varphi - \frac{\pi}{2} \mu_0 H \gamma \cos \varphi - \frac{A \gamma}{2\pi \mu_0 M} \frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right\}. \quad (7)$$

Для случая $z = 0$ ($H_y(0) = 0$, $\partial^2 \varphi / \partial z^2 = 0$) система (6)–(7) решается аналитически [10, 11], и при $\omega_{\text{Л}} > \alpha \omega_{\text{ж}}$ ($\omega_{\text{Л}} = \gamma \mu_0 H$, $\omega_{\text{ж}} = 2\pi \gamma \mu_0 M$)

$$\varphi(0, t) = \text{Arctg} \left\{ \frac{\omega_{\text{Л}} \text{tg}[\omega_{\text{с}} t / (1 + \alpha^2)]}{\omega_{\text{с}} + \alpha \omega_{\text{ж}} \text{tg}[\omega_{\text{с}} t / (1 + \alpha^2)]} \right\}, \quad (8)$$

где $\omega_{\text{с}} = \sqrt{\omega_{\text{Л}}^2 - \alpha^2 \omega_{\text{ж}}^2}$; (6) и (8) дают сдвиг центра СДГ [12, 13]

$$q(0, t) = \frac{\Delta}{\alpha} [\omega_{\text{Л}} t - \varphi(0, t)]. \quad (9)$$

Возьмем случай $\alpha^2 \ll 1$, что упрощает (9): $\omega_{\text{Л}} \simeq \omega_s$, и за счет разложения (8) по малому параметру $\alpha \omega_{\text{м}}/\omega_{\text{Л}}$

$$q(0, t) = \Delta \frac{\omega_{\text{м}}}{\omega_{\text{Л}}} \sin^2 \omega_{\text{Л}} t + O(\alpha). \quad (10)$$

Сдвиг центра СДГ (10) за счет прецессии в течение $0 < t < T_{\text{Л}}/4$, где $T_{\text{Л}} = 2\pi/\omega_s$, положителен; при $T_{\text{Л}}/4 < t < T_{\text{Л}}/2$ центр СДГ возвращается назад. На самом деле при учете высших степеней α (9) описывает возвратно-поступательное движение вдоль оси y . Если прецессионный сдвиг СДГ накладывается на сдвиг за счет движения ГБЛ s , то скорость СДГ имеет вид

$$v = (s + q(0, T_1))/T_{\text{пр}} = v_{\text{SL}} + v_p, \quad (11)$$

где $T_{\text{пр}}$ — время прохода ГБЛ по толщине пленки, v_p — прецессионный вклад в скорость СДГ. В (11) сделано предположение, что в среднем общий

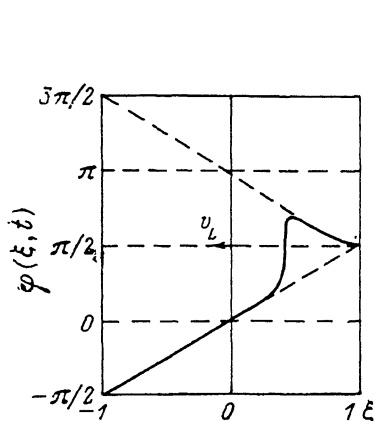


Рис. 2. Деформация ветвей МСЭ, обусловленная движением ГБЛ.

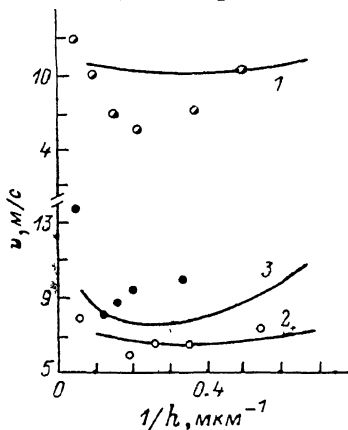


Рис. 3. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные значения [5] (точки) скоростей СДГ в зависимости от обратной толщины пленок.

1—3 соответствуют номерам пленок в таблице.

сдвиг СДГ совпадает со сдвигом ее центра. Что касается времени T_1 , то мы считаем, что оно равно времени прохождения ГБЛ от точки z_k , где она зарождается, до $z = \pi\Lambda$, т. е. времени, за которое фронт ГБЛ доходит до центра СДГ. Дальнейший прецессионный сдвиг связан с искажением второй ветви МСЭ, но он не проявляется, так как при аннигиляции ГБЛ на нижнем краю пленки восстанавливается начальное состояние, но с минимумом на второй неискаженной ветви МСЭ, и весь процесс начинается сначала. Именно такая модель (без учета прецессии) положена в основу вывода v_{SL} [2]. Скорость ГБЛ имеет вид [2, 3]

$$v_L = \omega_{\text{Л}} h / (2\Phi + a^2 W_L h / 8\Phi \Delta \Lambda), \quad (12)$$

где 2Φ — изменение φ в пределах ГБЛ, W_L — энергия ГБЛ

$$W_L = 16\pi A M \sqrt{2\mu_0/K} (\sin \Phi - \Phi \cos \Phi). \quad (13)$$

Так же как и в [2], будем считать точками зарождения и аннигиляции ГБЛ границы между блоховским и неелевским слоями ($H_y(z_k) = \pm 8M$), что дает $\xi_k = \pm 0.76$. Так как $v_L = -(h/2) d\xi/dt$, то время прохода ГБЛ определяется из (12)

$$T_{\text{пр}} = \frac{1}{2\omega_{\text{Л}}} \int_{-0.76}^{0.76} [2\Phi + a^2 W_L h / 2\Phi \Delta \Lambda] d\xi. \quad (14)$$

№ пленки	Состав	$M, 10^3 \frac{\text{А}}{\text{М}}$	$K, 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$	$\gamma, 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$	α	$10^{-12} \frac{\text{А} \cdot \text{Дж}}{\text{М}}$
1	(YErLu) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	1.361	1.34	1.50	0.023	1.1
2	(YSmEuLu) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	1.342	1.77	1.33	0.074	1.3
3	(YSmLuGe) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	0.905	1.42	1.88	0.205	1.4

В случае α достаточно малых ($\alpha < 0.1$) и не очень больших толщин пленок ($h < 10$ мкм) при типичных значениях A , M и K (см. таблицу) второе слагаемое в (14) дает поправку $\simeq (1 \div 10)$ % и его можно опустить. Зависимость 2Φ (ξ) почти точно аппроксимируется по (5) формулой $2\Phi = \pi(1 - \xi)$, $-1 \leq \xi \leq 1$. Тогда $T_{\text{пр}} = 0.76 \pi / \omega_{\text{Л}}$. Расчет времени T_1 в этом же приближении дает

$$T_1 = - \frac{\pi}{2\omega_{\text{Л}}} \int_{0.76}^{\eta} (1 - \xi) d\xi = \frac{\pi}{4\omega_{\text{Л}}} f(\eta), \quad (15)$$

где $f(\eta) = 0.9424 - 2\eta + \eta_2$, $\eta = 2\pi \Lambda / h$. Поскольку $f(\eta) < 1$, то $T_1 \leq T_{\text{Л}}/8$, т. е. при $t \leq T_1$ СДГ движется в положительном направлении оси y . Из (10) и (15) находим

$$v_p = 2.63 \Delta \gamma \mu_0 M \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} f(\eta) \right). \quad (16)$$

Отметим, что тут прецессионная скорость не зависит от поля (в отличие от случая $H < H_{\text{гр}}$) и при возрастании h , когда $f(\eta) \simeq 0.9424$,

$$v_p = 0.38 \pi \Delta \gamma \mu_0 M, \quad (17)$$

т. е. совпадает с формулой де Лиува. Таким образом, при больших h скорость v_{SL} мала и не дает определяющего вклада в v , но движение ГБЛ существует и оно срывает поступательное движение СДГ за счет прецессии при $t \simeq T_{\text{Л}}/8$ в течение одного прохода. В качестве иллюстрации приведем расчеты для пленки № 1 ($\Delta = \sqrt{A/k} = 0.029$ мкм, $\Lambda = 0.077$ мкм): $h = 2$ мкм, $v_{\text{SL}} = 5.12$, $v_p = 3.09$, $v = 8.21$, $v_s = 8$ м/с; $h = 10$ мкм, $v_{\text{SL}} = 1.02$, $v_p = 7.57$, $v = 8.57$, $v_s = 7.6$ м/с. Зависимость $v(h)$ по (1) и (16) при конкретных параметрах пленок (см. таблицу) приведена на рис. 3, из которого видно качественное совпадение с экспериментом [5]. Для пленки № 3 мы пользовались более точными формулами (8) и (14). Для ряда пленок из работы [4] также получается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных. Лучшее количественное совпадение результатов требует уточнения модели (например, связи прецессионного сдвига СДГ с q ($0, T_1$), величины T_1 и т. п.), устранения неопределенности в расчете v_{SL} (в [6] коэффициент 7.2 в (1) заменен на 13, а в [4] на 16 за счет различного способа усреднения). Необходимы также экспериментальные исследования в этом направлении.

Авторы благодарят Г. Е. Ходенкова и Л. И. Антонова за консультации и Б. Н. Филиппова за обсуждение принятой модели.

Список литературы

- [1] Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Радио и связь, 1981. 189 с.
- [2] Slonczewski J. C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1759—1770.
- [3] Малоземов А. П., Слоцзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [4] de Leenw F. H. // IEEE Trans. Magn. 1978. V. TJMJ-14. N 5. P. 596—598.

- [5] Yamakawa H., Speidel S., Ywata S., Uchiyama S. // IEEE Trans. Magn. Jap. 1985. V. TJMJ-1, N 2. P. 241—242.
- [6] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276—2286.
- [7] Schlömann E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 3. P. 1837—1949.
- [8] Ходенков Г. Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 134—138.
- [9] Недлин Г. И., Шаширо Р. X. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2076—2085.
- [10] Schryer N. L., Walker L. S. // J. Appl. Phys. 1976. V. 45. N 12. P. 5406—5416.
- [11] Никифоров А. В., Сонин Э. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1309—1317.
- [12] Konishi S. Bubble wall structure and dynamics Resent Magnetism for Electronics / Ed. Y. Sakurai. Tokyo, North-Holland, 1983. V. 10. P. 3—13.
- [13] Филиппов Б. Н., Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 205 с.

Московский
инженерно-физический институт
Москва

Поступило в Редакцию
22 июля 1988 г.
В окончательной редакции
15 февраля 1989 г.