Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. А. Довбня, Расчет плотности вертикальных блоховских линий в жестких доменных стенках в рамках концепции фрактала, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2000, выпуск 9, 147–150

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu40>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.85.5.30

26 апреля 2023 г., 14:05:27

Л.А. Довбня, В.И. Зынь, Б.В. Храмов

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ЖЕСТКИХ ДОМЕННЫХ СТЕНКАХ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ ФРАКТАЛА

В рамках концепции фракталов описывается геометрия доменной структуры в напряженных пленках феррограната и ее развитие в процессе перемагничивания. Рассчитывается плотность вертикальных блоховских линий в доменных стенках, а также подвижности доменных стенок в магнитном поле, сравнимом с полем эллиптической неустойчивости цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

Геометрия доменной структуры (ДС) в эпитаксиальных ЦМД пленках во многом определяется технологией их выращивания. Известно, например [1], что несоответствие постоянных пленки и подложки, достигающее 0,5%, приводит к возникновению плоскостных напряжений критической величины. Однако если при этом повышать температуру синтеза, то пленка успевает релаксировать за счет пластических деформаций и растрескивания не происходит. ДС в таких пленках формируется в виде плоских фрактальных кластеров (рис. 1, а), развитие которых во внешнем поле $\vec{H}$ начинается из центров роста – зародышей обратной намагниченности [2]. Экспериментальные исследования показывают [3], что фрактальная размерность D доменных кластеров в полях $H \ll H_c$ практически не зависит от поля H и определяется только магнитными константами пленки. Это обстоятельство позволяет вычислить энергию пленки в рамках концепции фрактала и рассчитать плотность вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в доменной стенке, а также оценить ее подвижность.

Р и с. 1. Доменная структура пленки состава $(Bi, Y, Tm, Gd)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ ($\sigma_0 = 1.26 \cdot 10^{-4}$ Дж/м²,

$M_s = 16$ кА/м):

а - общий вид доменной структуры; б - уединенный кластер; в - фрагмент кластера, включающий свободные концы доменов (пунктиром обозначена простая блоховская стенка, сплошной линией – жесткая стенка)

Для расчета этих параметров экспериментально определялись: средняя поверхностная плотность ρ зародышей обратной намагниченности ($\rho = 10^8$ м⁻²); фрактальная размерность кластеров ($D = 1.71 \pm 0.01$); ширина d домена ($d \sim 5$ мкм) и средний радиус гирации R_g как среднее квадратичное расстояние между мономерами в кластере. В основу расчетов положено представление о ДС как о совокупности жестких диполей-мономеров длиной h (h – толщина пленки) и поперечником d . Механизм развития кластера в таком представлении заключается в скачкообразном перемещении доменной границы с изменением поля на ΔH на расстояние одного или нескольких мономеров в направлении легкой оси в плоскости пленки.

Плотность энергии w для совокупности кластеров может быть записана в виде

$$w = \rho n \left(2\pi r_0^2 \mu_0 M_s H + 2r_0 \frac{j^D}{1+j^D} \left(\frac{2\sigma}{j^D} + \sigma_0 \right) - \pi h^2 \mu_0 M_s^2 J(a) - \frac{1}{4} \pi \mu_0 r_0^4 h M_s^2 R_g^{-3} \right) -$$

(1)

$$- \rho n \left(\frac{1}{4} n \pi (\pi \rho)^{3/2} r_0^4 h M_s^2 \right) + w_0.$$

Выражение в скобках представляет собой плотность энергии одного кластера (рис.1, б) без учета магнитостатического поля окружающих кластеров. Второй член в скобках - энергия доменных границ (ДГ), приходящаяся на один мономер. Выражение получено из следующего соображения: “прямолинейные” участки ДГ считаются жесткими с поверхностной энергией σ . Свободные концы доменов ограничены простой блоховской стенкой с поверхностной плотностью энергии σ_0 . Относительный вклад в общую длину доменной границы жесткого участка равен $2nd$, нормального - n_0d , где $n = (R/r_0)^D$ - число мономеров в кластере (число мономеров-радиус); n_0 - число свободных концов доменов. Величину n_0 можно определить выражением $n_0 = \frac{n}{1+1/j^D}$. В нашем случае $j = 2$ - ветвистость ДС; j^D - величина, численно равная количеству ветвящихся мономеров, приходящихся на один неветвящийся мономер [4]. Предпоследний член в (1) представляет собой плотность магнитостатической энергии окружения. $w_0 = \mu_0 H_c M_s$ - плотность энергии, связанная с коэрцитивностью H_c пленки. В выражении (1): $r_0 = d/2$ - радиус мономера; M_s - намагниченность насыщения; $J(a)$ - эллиптический интеграл 2-го рода (для $a = d/h = 1$, $J(a) \approx 0,35$).

Введя обозначения $\alpha H = 2\pi r_0^2 h \mu_0 M_s H$ - энергия мономера в поле H ; $\beta = 2r_0 h \frac{j^D}{1+j^D} \left(\frac{2\sigma}{j^D} + \sigma_0 \right)$; $\eta = \pi h^3 \mu_0 M_s^2 J(a)$ - энергия мономера в собственном поле; $\gamma R_g^{-3} = \frac{1}{4} r_0^4 h^2 M_s^2 \pi \mu_0 R_g^{-3}$ - энергия мономера в поле кластера; $n\xi = \frac{1}{4} n \pi (\pi \rho)^{3/2} r_0^4 h^2 M_s^2$ - энергия кластера в магнитостатическом поле окружения, выражение (1) можно записать в виде

$$w = \frac{\rho}{h} \left(\left(\frac{R_g}{r_0} \right)^D (\alpha H + \beta - \eta - \gamma R_g^{-3}) - \xi \cdot \left(\frac{R_g}{r_0} \right)^{2D} \right) + w_0. \quad (2)$$

В общем балансе энергии уравнений (1) и (2) не учитывается энергия магнитострикции по той причине, что напряжения в пленке являются критическими, поэтому изменение внешнего поля H в интервале используемых значений (до 24 кА/м) не может заметно изменить величину магнитострикционной энергии.

На рис.2 представлено численное решение уравнения (2) для значений $10^{-2} < R_g \leq 10^3 r_0$. По оси ординат отложено значение плотности энергии в относительных единицах. Как видно, принятая модель дает весьма хорошее согласие с экспериментом: для всего наблюдаемого спектра значений R_g в полях $H \ll H_c$ с равной вероятностью реализуются все значения $r_0 \leq R_g \leq R_{g \max}$.

Левую границу спектра можно установить из следующих соображений. Для уверенного использования фрактального соотношения “число мономеров-радиус” необходимо выполнение

условия $R_g > r_0$. Чем сильнее неравенство, тем с большей точностью выполняется это соотношение. Например, для $R_g = 10 r_0$ относительная ошибка $\delta D = 0.1$; для $R_g = 25 r_0$ - $\delta D = 0,01$. Правая граница определяется средним расстоянием между кластерами, т.е., в конечном счете величиной

$$R_{g \max} \approx (\pi \rho)^{-1/2} = 50 r_0.$$

Таким образом, в интервале реально наблюдаемых значений R_g величину w , определяемую уравнением (2), можно считать постоянной, так как относительное изменение энергии в указанном интервале не превышает 0,01%. Следовательно, можно положить, что на этом участке

$$\partial w / \partial R_g = 0. \quad (3)$$

Из условия (3) следует выражение

$$D(\alpha H + \beta - \eta) - \gamma(D-3)R_g^{-3} - 2D\xi\left(\frac{R_g}{r_0}\right)^D = 0. \quad (4)$$

Подставив в (4) среднее значение $\bar{R}_g \approx 25r_0$, оценим вклад последнего члена. Для значений $H \approx 0$; $M_s = 16 \text{ кА/м}$; $r_0 = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $h = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $D = 1,7$ находим, что этот член составляет меньше 0,01 от общего вклада. Пренебрегая вкладом последнего члена, находим связь между R_g и плотностью доменных границ

$$\beta = \eta + \frac{(D-3)}{D} R_g^{-3} \gamma$$

или, подставляя введенные ранее обозначения,

$$\frac{j^D}{1+j^D} \left(\frac{2\sigma}{j^D} + \sigma_0 \right) = 2\pi\mu_0 h M_s^2 \left(\frac{J(a)}{a} + \frac{D-3}{8D} \left(\frac{r_0}{R_g} \right)^3 \right).$$

Для $R_g = \bar{R}_g$ находим, что второй член в скобках на четыре порядка меньше первого, т. е.

$$\frac{j^D}{1+j^D} \left(\frac{2\sigma}{j^D} + \sigma_0 \right) \approx 4\pi\mu_0 r_0 M_s^2 \frac{J(a)}{a^2} = \frac{2\eta}{hd}. \quad (5)$$

Пренебрегая величиной σ_0 по сравнению с σ , вместо (5) получаем

$$\sigma = (1+j^D) \frac{\eta}{hd}. \quad (6)$$

Оценка по (6) для поверхностной плотности ДГ дает величину $\sigma = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/м}^2$, что примерно в 60 раз больше энергии простой блоховской стенки. Следовательно, в исследуемых образцах реализуются жесткие доменные границы с высокой плотностью ВБЛ.

Для оценки плотности ВБЛ воспользуемся представлением о прямых доменных границах, например, с помощью соотношений, приведенных в [5]:

$$\Delta^{-2} = \Delta_0^{-2} + (S/\pi)^2 \text{ и } \sigma/\sigma_0 = \Delta_0/\Delta, \quad (7)$$

где Δ_0 - толщина простой блоховской стенки; Δ - толщина жесткой стенки; S - расстояние между соседними ВБЛ, измеренное вдоль стенки. Для сравнения с принятыми в литературе характеристиками ЦМД-материалов введем величину $N = 2d/S$ - число ВБЛ, приходящееся на один мономер. Из соотношения (7) получаем выражение

$$N = \frac{2d}{\pi\Delta_0} \left(\left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^2 - 1 \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Приняв $\Delta_0 = 0,3 \text{ мкм}$, с помощью (8) получаем $N \approx 600$. Оценка, проведенная, например, О'Деллом [6] для жестких ЦМД в пленках феррита-граната $(\text{Ca}, \text{Sm}_{0,1}, \text{Y}_{1,9})(\text{Ge}, \text{Fe}_4)\text{O}_{12}$ для числа ВБЛ в расчете на один домен, дает 50-100 в зависимости от диаметра коллапса ЦМД. Высокая плотность ВБЛ на прямых участках доменных границ в исследуемых пленках приводит к тому, что подвижность μ этих участков должна быть несравнимо меньше подвижности μ_0 участков с простыми блоховскими стенками. На самом деле, пользуясь известным соотношением $\mu_0/\mu = (1/\alpha^2)(\sigma/\sigma_0)$, получаем, что $\mu_0/\mu \approx 6 \cdot 10^5$, если коэффициент затухания α взять даже самым высоким из известных ($\alpha = 10^{-2}$) для ЦМД материалов.

Существование очень жестких прямых стенок экспериментально проявляется в том, что с ростом поля H практически до полей насыщения ширина доменов новой фазы фактически не изменяется. Перестройка структуры происходит только путем увеличения длины доменов за счет перемещения стенок, ограничивающих свободные концы доменов. Поэтому можно предположить, что стенки, ограничивающие свободные концы доменов, являются нормальными

блоховскими стенками. На рис. 1, в нормальная стенка изображена пунктирной линией. “Прямолинейные” участки ДГ являются жесткими. На рис. 1, в они изображены сплошными линиями.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Gomi M., Fururama H., Abe M. Enhancement of Faraday effect on highly Ce-substituted YIG epitaxial films by rf-sputtering // Jap. J. Appl. Phys. Pt. 2. 1990. №1. P. 99 - 110.
2. Довбня Л.А., Храмов Б.В. Магнито-оптический метод наблюдения скачков Баркгаузена // Оптика-99: Междунар. конф.: Тез. докл. С.-П. 1999. С.16.
3. Довбня Л.А., Храмов Б.В., Наумов Д.Е., Смоляр А.Н. Компьютерное моделирование фрактального роста доменного кластера. // Сб. науч. тр. Самар. гос. техн. ун-т. 2000. С. 53.
4. Олемской А.И., Флат А.Д. Концепция фрактала в физике твердого тела // УФН. 1985. Т. 163. № 12. С. 9 - 50.
5. Лисовский Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. радио, 1979. 316 с.
6. Делл Т.О'. Ферромагнетодинамика. М.: Мир, 1983. 334 с.