

05

Полосовые домены в наномагнитных сверхрешетках

© Н.С. Киселев, И.Е. Драгунов, U.K. Röβler, А.Н. Богданов

Донецкий физико-технический институт НАН Украины,
Донецк, Украина
IFW Dresden, Postfach 270116, D-01171 Dresden, Germany
E-mail: kiselev@mail.fti.ac.donetsk.ua

Поступило в Редакцию 27 апреля 2007 г.

Используя интегральное преобразование для магнитостатической энергии, удалось получить уравнения, описывающие равновесные параметры полосовых доменов в наномагнитных мультислоях. Полученные результаты использованы для анализа полидоменных структур в Co/Pt сверхструктурах.

PACS: 75.70.-i, 75.60.Ch, 75.75.+a

В последние годы в производстве магнитных жестких дисков произошел кардинальный технологический прорыв, связанный с переходом от планарной к перпендикулярной записи информации [1]. В этих системах плотность записи значительно превышает существующую в традиционных и достигает 230 Gbit/inch^2 , что позволяет вместить до 2 Tbit информации на стандартном 3.5-дюймовом накопителе. Магнитные многослойные системы с сильной перпендикулярной анизотропией, являющиеся рабочей средой в таких устройствах, в настоящее время активно исследуются.

В данной работе развита теория полидоменных состояний в этом новом классе искусственных магнетиков. Для описания полосовой доменной структуры в магнитной сверхрешетке рассмотрим N идентичных бесконечных в направлениях x и y ферромагнитных слоев с толщинами h , разделенных слоями немагнитного материала с толщинами s . Из-за сильной анизотропии доменная структура не содержит замыкающих доменов (модель Киттеля), а доменные стенки являются блоховскими и ориентированы вдоль направления легкого намагничивания в плоскости yz . Рассматриваемая модель магнитной сверхрешетки с полосовыми доменами изображена на вставке рис. 1, *a*.

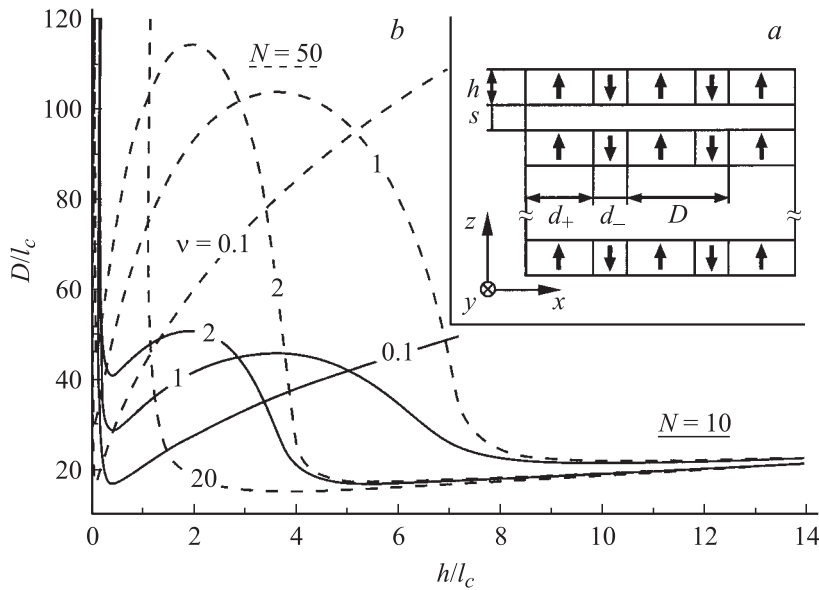


Рис. 1. *a* — полосовая доменная структура в многослойной пленке с чередующимися магнитными и немагнитными слоями; *b* — зависимость периода доменной структуры от толщины магнитного слоя для различных значений параметра ν .

Полная энергия такой системы $W = W_H + W_{ex} + W_w + W_d$, приходящаяся на единицу площади поверхности, включает энергию взаимодействия с внешним магнитным полем H ($W_H = -M_s H h d / D$), энергию межслоевого обменного взаимодействия ($W_{ex} = J(N - 1)$), энергию доменных границ ($W_w = 2\sigma h / D$) и магнитостатическую энергию W_d (M_s — намагниченность насыщения, $d = d_+ - d_-$, J — константа межслоевого обмена, σ — поверхностная плотность энергии 180° -й доменной границы). Выражение для W_d получается из решения магнитостатической задачи [2,3]:

$$W_d = \frac{2\pi M_s^2 h d^2}{D^2} + \frac{4M_s^2 D}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^n \cos(\pi n d / D)}{n^3} f_n(h, D, T), \quad (1)$$

где

$$f_n(h, D, T) = 1 - \exp\left(-\frac{2\pi nh}{D}\right) + \frac{\sinh^2\left(\frac{\pi nh}{D}\right)}{\sinh^2\left(\frac{\pi nT}{D}\right)} \\ \times \left\{ \frac{1}{N} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi nNT}{D}\right) \right] - \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi nT}{D}\right) \right] \right\},$$

$T = s + h$ — период сверхрешетки.

В отличие от традиционных магнитных систем, где равновесные размеры доменов значительно меньше характерных размеров образцов [4,5], в магнитных нанослоях и мультитруктурах образуются домены с размерами большими или порядка толщины слоя ($h/D \leq 1$). В этом случае суммы в (1) обладают плохой сходимостью, что затрудняет даже численные расчеты. Эту трудность можно преодолеть, воспользовавшись интегральным преобразованием, предложенным в [10].

Используя соотношение $\int_0^\infty t^{m-1} \exp(-nx) dt = (m-1)! n^{-m}$ и выполнив ряд интегральных преобразований, для приведенной энергии системы $w = W/(2\pi M_s^2 h N)$ получим

$$w = \frac{2\lambda p}{\pi^2} - \frac{Hq}{M_s} - J \left(1 - \frac{1}{N} \right) \\ + \left\{ 1 - \Omega(p, q, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\Omega(p, q, \omega), \nu) \right\}, \quad (2)$$

где $\Xi_k(\Omega(p, q, \omega), \nu) = 2\Omega(p, q, \nu k + 1) - \Omega(p, q, \nu k) - \Omega(p, q, \nu k + 2)$,

$$\Omega(p, q, \omega) = \frac{2p\omega^2}{\pi^2} \int_0^1 (1-t) \ln \left[1 + \frac{\cos^2(\pi q/2)}{\sinh^2(\omega pt/2)} \right] dt,$$

$p = 2\pi h/D$, $q = d/D$, $\nu = s/h$; $\lambda = \frac{\sigma}{4M_s^2 h} = \frac{\pi l_c}{h}$ — безразмерный параметр; l_c — характеристическая длина образца [4]. В случае монослоя ($N = 1$) выражение (2) совпадает с найденным в [10]. Два первых слагаемых в фигурных скобках представляют собой приведенную собственную магнитостатическую энергию магнитного слоя, а последнее описывает взаимодействие между слоями. Мы рассматриваем сверхрешетку с

ферромагнитным обменом между слоями ($J > 0$), а соответствующие магнитные состояния в ней отвечают ферромагнитным полосовым доменам (см. рис. 1, *a*).

Минимизация w (2) по p и q приводит к системе уравнений для определения равновесных параметров полосовых доменов в сверхрешетке. После преобразований эту систему можно представить в виде

$$\begin{cases} \Upsilon(p, q, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\Upsilon(p, q, \omega), \nu) = \lambda, \\ \Psi(p, q, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\Psi(p, q, \omega), \nu) = \frac{H}{2\pi M}, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \Upsilon(p, q, \omega) &= \omega^2 \int_0^1 t \ln \left[1 + \frac{\cos^2(\pi q/2)}{\sinh^2(\omega t p/2)} \right] dt, \\ \Psi(p, q, \omega) &= \omega^2 \sin(\pi q) \int_0^1 \frac{1-t}{\sinh^2(\omega t p/2) + \cos^2(\pi q/2)} dt. \end{aligned}$$

На рис. 1, *b* приведены рассчитанные из (3) типичные зависимости периода D доменной структуры в сверхрешетке от толщины магнитного слоя h для различных значений параметра ν в нулевом внешнем поле. Решения для ферромагнитных доменов существуют при любых толщинах магнитного слоя. При увеличении толщины магнитных слоев период доменов растёт. Такое же поведение периода наблюдается и при $h \rightarrow 0$. В зависимости от величины параметра ν изменяется вклад магнитостатической энергии в полную энергию системы. Для предельных случаев малых $\nu \ll 1$ и больших $\nu \gg 1$ толщин немагнитного слоя зависимость $D(h)$ отражает известное поведение для изолированных слоев [4]. В пределе малых ν период полосовых доменов $D(h)$ приближается к периоду в уединенном слое с эффективной общей толщиной $\tilde{h} \approx Nh$ магнитного слоя. Для очень больших расстояний между магнитными слоями ($\nu \gg 1$) период полосовых доменов определяется свойствами уединенных магнитных слоев с толщиной h . Однако для конечных значений ν , вследствие сильного магнитостатического взаимодействия между соседними слоями, функциональные зависимости $D(h)$ существенно усложняются по сравнению с линиями $D(h)$ для уединенных

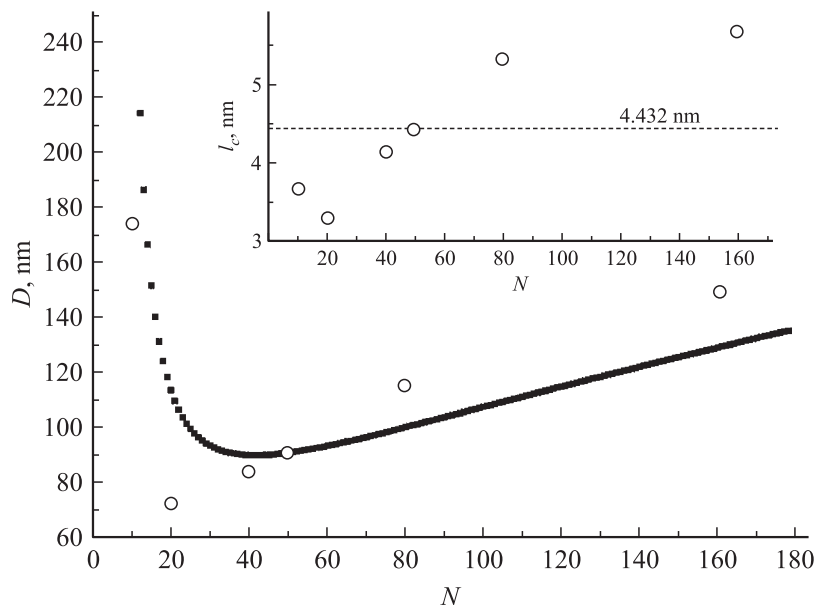


Рис. 2. Зависимость размера доменов от числа магнитных слоев в сверхрешетке: \circ — экспериментальные точки для многослойной структуры $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_N$ взяты из [8], \blacksquare — теоретическая зависимость для характеристической длины $l_c = 4.432 \text{ nm}$.

слоев (рис. 1, *b*). В сверхрешетке функции $D(h)$ имеют существенно немонотонный характер с дополнительными точками экстремумов и перегибов.

В последнее время активно исследуются тонкие пленки и сверхрешетки на основе Co и Pt [6–9]. В работе [8], в частности, исследовались магнитные свойства и доменная структура многослойных систем $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_N$ (N — число ферромагнитных слоев). На рис. 2 представлены экспериментальная и рассчитанная из (3) зависимости размера доменов в таких системах от числа магнитных слоев N . В расчетах использовалось среднее квадратичное значение характеристических длин l_c , найденных для каждой из экспериментальных точек (см. вставку на рис. 2).

Отметим, что интегральное представление магнитостатической энергии позволяет также получить простые аналитические выражения и для случая антиферромагнитного межслоевого обмена ($J < 0$). В работе [11] подробно описаны особенности поведения доменной структуры для таких систем и построена фазовая диаграмма, на которой определены области существования состояний с ферро- и антиферромагнитным упорядочением. Используемая нами модель полосовой доменной структуры может быть также применена и для описания полидоменных состояний в нанослоях разбавленных магнитных полупроводников.

Выражение для энергии (2) может быть существенно упрощено для систем с $\lambda \geq 1$. В этом случае в выражении для $\Omega(p, q, \omega)$ из (2) $\sinh(\omega pt/2)$ можно заменить аргументом. После этого интегралы в (2) вычисляются в элементарных функциях, а для $\Omega(p, q, \omega)$ получаем аналитическое представление:

$$\begin{aligned} \Omega(p, b, \omega) = \omega^2 p & \left(\frac{2b}{\omega} \operatorname{arctg} \left(\frac{\omega}{b} \right) + \left(\frac{b}{\omega} \right)^2 \ln \left(\frac{b}{\omega} \right) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{b}{\omega} \right)^2 - 1 \right) \ln \left[1 + \left(\frac{b}{\omega} \right)^2 \right] \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Параметр b задается соотношением $b = 2 \cos(\pi q/2)/p$. Заметим, что это приближение справедливо также и для любых λ в области близкой полю перехода полосовой структуры в однородное состояние, где $p \rightarrow 0$. Тогда система уравнений для равновесных параметров b и q принимает вид

$$\begin{cases} \gamma(b, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\gamma(b, \omega), \nu) = \lambda, \\ \psi(b, q, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\psi(b, q, \omega), \nu) = \frac{H}{4M}, \end{cases} \quad (5)$$

а функции $\gamma(b, \omega)$ и $\psi(b, q, \omega)$ равны

$$\begin{aligned} \gamma(b, \omega) &= \omega^2 \left(\frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{b}{\omega} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{b}{\omega} \right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{\omega}{b} \right)^2 \right] \right), \\ \psi(b, q, \omega) &= \omega^2 \sin \left(\frac{\pi q}{2} \right) \left(2 \operatorname{arctg} \left(\frac{\omega}{b} \right) - \frac{b}{\omega} \ln \left[1 + \left(\frac{\omega}{b} \right)^2 \right] \right). \end{aligned}$$

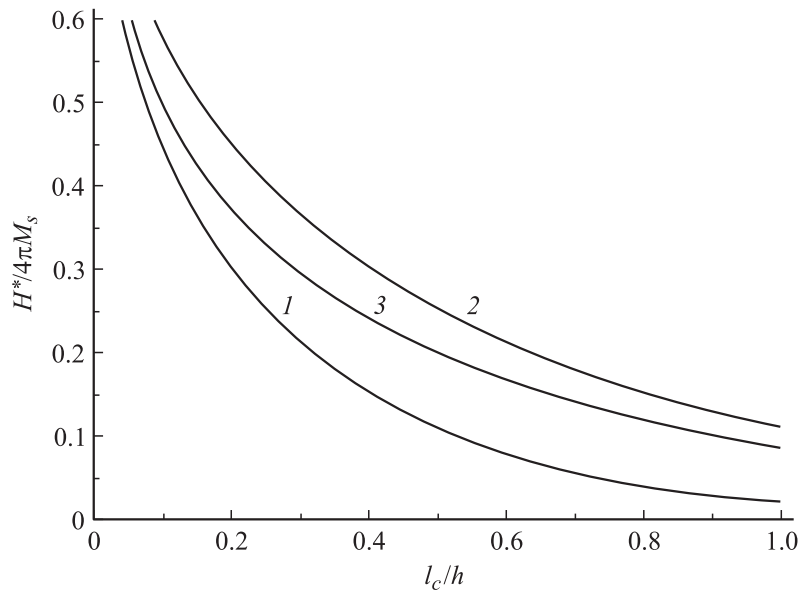


Рис. 3. Поле перехода полосовой структуры в однородное состояние: 1 — однослойная ферромагнитная пластина; 2 — пластина с удвоенной толщиной ($\nu \rightarrow 0$); 3 — двухслойная пластина $\nu = s/h = 0.5$.

Уравнение для поля перехода в однородное состояние H^* найдем из системы уравнений (5) при условии $q = 1$:

$$H^* = 4M \left(\psi^*(b, 1) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Xi_k(\psi^*(b, \omega), \nu) \right),$$

$$\psi^*(b, \omega) = \omega^2 \left(2 \arctg \left(\frac{\omega}{b} \right) - \frac{b}{\omega} \ln \left[1 + \left(\frac{\omega}{b} \right)^2 \right] \right). \quad (6)$$

Значение параметра $b(\lambda)$ может быть получено из первого уравнения системы (5). На рис. 3 представлены для сравнения рассчитанные из (6) зависимости поля перехода H^* от параметра l_c/h в трех модельных системах. Во всей области изменения параметра l_c/h кривая H^* для двойного слоя со значением $\nu = 0.5$ лежит между кривыми для

монослоя толщиной h и монослоя удвоенной толщины (толщиной $2h$). С уменьшением толщины магнитного слоя h поле H^* для двойного слоя приближается к значениям для монослоя удвоенной толщины. С ростом h поле перехода для бислоя стремится к значениям H^* в монослое. Такое поведение системы объясняется тем, что для фиксированных значений параметра $\nu = s/h$ уменьшение (увеличение) толщины магнитного слоя h сопровождается уменьшением (увеличением) толщины немагнитного слоя s , что, в свою очередь, приводит к увеличению (уменьшению) вклада энергии взаимодействия между слоями по сравнению с собственной магнитостатической энергией каждого слоя. Указанные особенности поведения критического поля H^* будут наблюдаться и в многослойных ферромагнитных системах.

В заключение отметим, что полученные в работе уравнения для равновесных параметров полосовых доменов (3), (5) позволяют эффективно анализировать полидоменные структуры в современных многослойных наноструктурах с перпендикулярной анизотропией [11]. Данные уравнения также можно использовать для анализа полосовых доменов, наблюдаемых в многослойных сегнетоэлектриках [11–13].

Список литературы

- [1] <http://www.peworld.com/article/id,128400-page,1/article.html>
- [2] Suna A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 59. P. 313.
- [3] Draaisma H.J.G., de Jonge W.J.M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 3318.
- [4] Hubert A., Schäfer R. Magnetic Domains. Berlin: Springer-Verlag, 1998. 696 p.
- [5] Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. // УФН. 1988. Т. 156 (1). С. 47.
- [6] Gehanno V. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 172. P. 26.
- [7] Hellwig O. et al. // Nature Mater. 2003. V. 2. P. 112.
- [8] Hellwig O. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 1. P. 290.
- [9] Baltz V. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 75. P. 014 406.
- [10] Богданов А.Н., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 3. С. 680.
- [11] Bogdanov A.N., Rosler U.K. // arXiv: cond-mat/0606671. 2006. V. 1.
- [12] Dawber M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 177 601.
- [13] Schilling A. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 024 115.