

Доменные границы в магнитных мультислоях с биквадратичным обменом

© В.В. Костюченко

Институт микроэлектроники и информатики Российской академии наук,
150007 Ярославль, Россия

(Поступила в Редакцию 13 декабря 2000 г.
В окончательной редакции 10 апреля 2001 г.)

Исследована структура доменных границ в магнитных мультислоях с учетом одноосной анизотропии и биквадратичного обменного взаимодействия между слоями. Получены аналитические решения, соответствующие различным типам доменных границ. Большинство полученных решений не имеет аналогов в обычных магнитных материалах. Для доменных границ рассчитаны толщина и плотность энергии на единицу площади, выяснено, в какой области значений параметров полученные структуры доменных границ являются энергетически более выгодными.

Работа поддержана грантом МНТ № 02.04.5.2.

1. Исследования различных свойств магнитных многослойных структур ведутся сейчас очень активно. Эти новые материалы вызывают большой интерес из-за их необычных физических свойств и весьма заманчивых перспектив практического использования в запоминающих устройствах.

Исследование индуцированных внешним магнитным полем фазовых переходов и процессов перемагничивания в магнитных сверхрешетках ведется особенно активно (см., например, [1] и ссылки в ней). Теоретические исследования фазовых переходов [2–9] показывают, что в данных материалах может наблюдаться гораздо большее число фазовых переходов, чем в обычных магнитных материалах (см., например, [10]). В работах [11–13] показано, что наличие в магнитных сверхрешетках доменных границ, перпендикулярных плоскости слоев, существенно влияет на процессы перемагничивания в данных материалах. В частности, это может приводить к изменению их резистивных характеристик. Однако на электрофизические свойства магнитных мультислоев оказывает влияние и сама структура доменных границ. Выполненные в работе [14] численные расчеты показали, что доменные границы в магнитных сверхрешетках могут обладать рядом необычных свойств (асимметрия доменной стенки, отклонение намагниченности от плоскости слоев и др.) и являются очень интересным объектом исследования. В работе [15] также показано, что симметричные доменные границы в магнитных мультислоях могут быть неустойчивыми. В [16] существование доменных стенок в мультислоях увязывается с наличием неоднородностей типа ступеньки на границе раздела между магнитным слоем и немагнитной прослойкой. При этом существование доменных стенок между областями с неколлинеарной ориентацией намагниченности в соседних слоях [11–13] никак не объясняется. Кроме того, экспериментальные наблюдения процессов перемагничивания в магнитных мультислоях через зарождение и рост доменов другой фазы [11–13,17] также противоречат данной модели.

Таким образом, к настоящему времени доменные границы в магнитных сверхрешетках теоретически мало исследованы. В частности, совершенно не исследовалась структура доменных стенок в случае неколлинеарной ориентации намагниченности в соседних слоях, хотя такие доменные границы экспериментально наблюдаются. В данной работе выполнены исследования структуры доменных границ (ДГ) в магнитных мультислоях с учетом биквадратичного обменного взаимодействия между слоями как для коллинеарной, так и для неколлинеарной ориентации намагниченности в соседних слоях. Рассматривается только случай, когда величина намагниченности во всех магнитных слоях одинакова. Представляющий большой интерес случай разной величины намагниченности в магнитных слоях будет рассмотрен в отдельной публикации.

2. Исследование структуры ДГ выполнено в двух-подрешеточном приближении, т.е. предполагается, что намагниченность во всех нечетных слоях равна \mathbf{M}_1 , а во всех четных — \mathbf{M}_2 (причем $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$). Данное приближение справедливо для большого числа слоев [18] и нарушается только при поверхностном спин-флоп-переходе [19]. Следует отметить, что в магнитных многослойных структурах реализуется больше типов доменных границ, чем в обычных магнетиках (см., например, [20]). Полагаем, что толщина каждого магнитного слоя (d) меньше толщины ДГ в объемном образце ($d \ll \Delta$). Пусть ось z направлена вдоль нормали к плоскости слоев. Тогда зависимостью намагниченности от координаты z внутри каждого слоя можно пренебречь. В рамках данного приближения задача расчета зависимости намагниченности от $\mathbf{M}(x, y, z, t)$ от трех пространственных координат и времени сводится к задаче расчета зависимости двух величин, $\mathbf{M}_1(x, y)$ и $\mathbf{M}_2(x, y)$, только от двух пространственных координат и времени (\mathbf{M}_i — намагниченность в i -м магнитном слое).

При исследовании структуры доменной границы в такой двухслойной магнитной структуре будем исходить

из вариационного принципа

$$\delta \int F_S dS = 0. \quad (1)$$

Плотность энергии F_S удобно выразить в угловых переменных θ_i и φ_i , которые определяют ориентацию намагниченности в i -м магнитном слое. Полярные углы θ_i отсчитываются от оси z , а азимутальные φ_i — от оси x в плоскости xy .

В угловых переменных θ_i, φ_i F_S имеет вид

$$\begin{aligned} F_S = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{1}{2} K \sin^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i + 2\pi M^2 \cos^2 \theta_i \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A [(\nabla \theta_i)^2 + \sin^2 \theta_i (\nabla \varphi_i)^2] \right] \\ + \frac{1}{2} J_1 (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) \\ + \frac{1}{2} J_2 (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2))^2, \quad (2) \end{aligned}$$

где γ — гиромангнитное отношение, M — намагниченность насыщения в ферромагнитном слое, H — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси x , K — константа одноосной анизотропии, A — константа неоднородного обмена, J_1 и J_2 — соответственно константы гайзенберговского и биквадратичного обмена между магнитными слоями. Соотношение (2) получено из плотности лагранжиана для одноподрешеточного ферромагнетика с учетом обменного взаимодействия между магнитными слоями.

Поскольку энергия размагничивания препятствует отклонению намагниченности от плоскости слоев, можно полагать $\theta_i = \text{const} = \pi/2$. В этом случае удобно ввести переменные φ и ψ

$$\begin{cases} \varphi_1 = \varphi + \psi, \\ \varphi_2 = -\varphi + \psi, \end{cases} \quad \begin{cases} \varphi_1 - \varphi_2 = 2\varphi, \\ \varphi_1 + \varphi_2 = 2\psi. \end{cases} \quad (3)$$

Тогда функционал F_S равен

$$\begin{aligned} F_S = K [\sin^2 \varphi + \sin^2 \psi \cos 2\varphi] + A [(\nabla \varphi)^2 + (\nabla \psi)^2] \\ + \frac{1}{2} J_1 \cos 2\varphi + \frac{1}{2} J_2 \cos^2 2\varphi, \quad (4) \end{aligned}$$

а уравнения, определяющие структуру ДГ, имеют вид

$$K \sin 2\psi \cos 2\varphi = 2A \nabla^2 \psi, \quad (5a)$$

$$K \sin 2\varphi \cos 2\psi - J_1 \sin 2\varphi - J_2 \sin 4\varphi = 2A \nabla^2 \varphi. \quad (5b)$$

Далее для определенности будем полагать, что плоскость доменной границы перпендикулярна оси z . В случае плоской доменной границы система уравнений (5) имеет

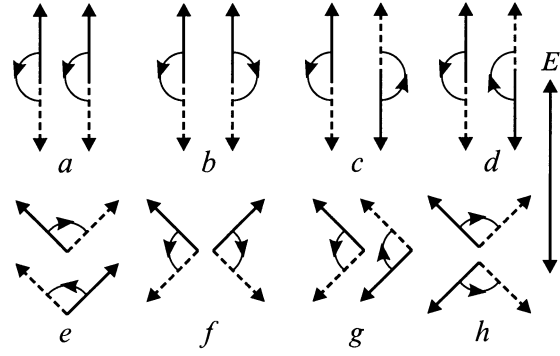


Рис. 1. Направление вращения намагниченности в соседних слоях для различных типов доменных границ, E — легкая ось.

первый интеграл

$$\begin{aligned} K [\sin^2 \varphi + \sin^2 \psi \cos 2\varphi] + \frac{1}{2} J_1 \cos 2\varphi \\ + \frac{1}{2} J_2 \cos 2\varphi + \text{const} = A [(\varphi')^2 + (\psi')^2], \quad (6) \end{aligned}$$

что позволяет найти аналитические решения данной системы уравнений.

Для однозначного определения структуры доменной границы необходимо дополнить систему уравнений (5) граничными условиями. Граничные условия определяются из условия устойчивости однородного состояния. В зависимости от величин гайзенберговского и биквадратичного обменного взаимодействий между слоями, условие минимума функционала для однородного состояния могут удовлетворять четыре фазы (см., например, [7]): ферромагнитная, антиферромагнитная, угловая с векторами намагниченности в соседних слоях, симметрично ориентированными относительно легкой оси, и угловая с векторами намагниченности в соседних слоях, симметрично ориентированными относительно трудной оси.

3. При $J_1 < 0$, $K > J_1 + 2J_2$ минимуму энергии соответствует ферромагнитная фаза. В этом случае возможны два типа доменных границ: $1a$ и $1b$ (рис. 1, a и b). Для случая $1a$ разворот намагниченности в соседних слоях происходит в одном и том же направлении, а для случая $1b$ — в противоположных направлениях. Граничные условия для случая $1a$ имеют вид

$$\varphi = \text{const} = 0,$$

$$\psi(-\infty) = 0, \quad \psi(+\infty) = \pi, \quad \psi'(\pm\infty) = 0. \quad (7)$$

Решение системы уравнений (4) с учетом граничных условий (7) имеет вид

$$\psi = 2 \arctan \exp(x/\Delta_0), \quad (8)$$

где $\Delta_0 = \sqrt{A/K}$. Граничные условия для случая $1b$

$$\psi = \text{const} = 0,$$

$$\varphi(-\infty) = 0, \quad \varphi(+\infty) = \pi, \quad \varphi'(\pm\infty) = 0. \quad (9)$$

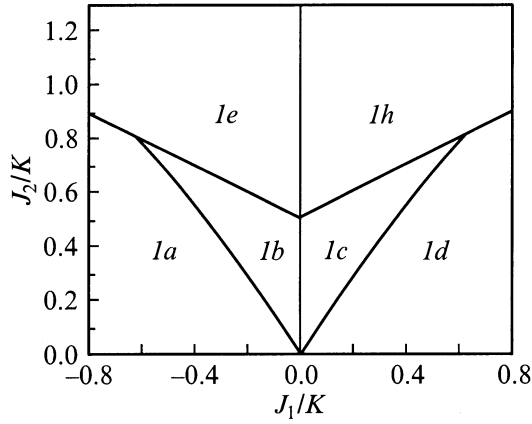


Рис. 2. Области значений параметров, соответствующие минимуму энергии для различных типов доменных границ, показанных на рис. 1.

Им удовлетворяет решение

$$\varphi = \arccos \left[\frac{-\tanh(x\sqrt{1-q_f}/\Delta_f)}{\sqrt{1-q_f/\cosh^2(x\sqrt{1-q_f}/\Delta_f)}} \right], \quad (10)$$

где $\Delta_f = \sqrt{A/(K-J_1)}$, $q_f = 2J_2/(K-J_1)$.

4. Рассчитанные значения энергии стенки на единицу площади для различных типов доменных границ приведены в таблице. При большой величине обменного взаимодействия между слоями ($|J_1| > (16/\pi^2 - 1)K$) энергия стенки типа 1a больше, чем энергия стенки типа 1b. При $|J_1| < (16/\pi^2 - 1)K$ в зависимости от величины биквадратичного взаимодействия более низкой энергией может обладать как доменная граница типа 1a, так и доменная граница типа 1b. Соответствующие различным типам доменных границ области параметров показаны на рис. 2.

Рассчитанные значения энергии на единицу площади для различных типов доменных границ, показанных на рис. 1

1a	$4\sqrt{AK}$
1b	$2\sqrt{A(K-J_1)} \left(\sqrt{1-q_f} + \frac{1}{\sqrt{q_f}} \arcsin \sqrt{q_f} \right)$
1c	$4\sqrt{AK}$
1d	$2\sqrt{A(K-J_1)} \left(\sqrt{1-q_a} + \frac{1}{\sqrt{q_a}} \arcsin \sqrt{q_a} \right)$
1e	$2\sqrt{2AJ_2} (\sin 2\varphi_I + 2\varphi_I \cos 2\varphi_I)$
1f	$2\sqrt{2AJ_2} (\sin 2\varphi_I + (\pi - 2\varphi_I) \cos 2\varphi_I)$
1g	$2\sqrt{2AJ_2} ((\pi - 2\varphi_{II}) \cos 2\varphi_{II} - \sin 2\varphi_{II})$
1h	$2\sqrt{2AJ_2} (2\varphi_{II} \cos 2\varphi_{II} - \sin 2\varphi_{II})$

5. Если энергетически предпочтительной является антиферромагнитная фаза ($K + J_1 > 2J_2$, $J_1 > 0$), то также возможны два типа доменных границ, отличающихся направлением вращения намагниченности в соседних

слоях: 1c и 1d (рис. 1, c и d). Граничные условия для случая 1c имеют вид

$$\varphi = \text{const} = \pi/2,$$

$$\psi(-\infty) = -\pi/2, \quad \psi(+\infty) = \pi/2, \quad \psi'(\pm\infty) = 0. \quad (11)$$

Решение системы уравнений (5) с учетом граничных условий (11) имеет вид

$$\psi = 2 \arctan \exp(x/\Delta_0). \quad (12)$$

Граничные условия для случая 1d —

$$\psi = \text{const} = \pi/2,$$

$$\varphi(-\infty) = -\pi/2, \quad \varphi(+\infty) = \pi/2, \quad \varphi'(\pm\infty) = 0. \quad (13)$$

Им удовлетворяет решение системы уравнений (5)

$$\varphi = \arcsin \left[\frac{\tanh(x\sqrt{1-q_a}/\Delta_a)}{\sqrt{1-q_a/\cosh^2(x\sqrt{1-q_a}/\Delta_a)}} \right], \quad (14)$$

где $\Delta_a = \sqrt{A/(K+J_1)}$, $q_a = 2J_2/(K+J_1)$.

Как и в случае ферромагнитной фазы, при малой величине гайзенберговского обменного взаимодействия между слоями $|J_1| < (16/\pi^2 - 1)K$ доменная граница 1d с противоположными направлениями намагниченности в соседних слоях может обладать более низкой энергией, чем доменная граница 1c. Область значений J_1 и J_2 , при которых это имеет место, показана на рис. 2.

6. Когда $J_1 < 0$, $K < J_1 + 2J_2$, минимуму энергии соответствует угловая фаза с симметричной ориентацией векторов намагниченности в соседних слоях относительно легкой оси. Возможные типы доменных границ для этого случая показаны на рис. 1, e и f. Граничные условия для случая 1e —

$$\psi = \text{const} = 0,$$

$$\varphi(-\infty) = -\varphi_I, \quad \varphi(+\infty) = \varphi_I, \quad \varphi'(\pm\infty) = 0. \quad (15)$$

Решение системы уравнений (5), удовлетворяющее этим граничным условиям,

$$\varphi = \arctan[\tan \varphi_I \tanh(x \sin 2\varphi_I / \Delta_1)], \quad (16)$$

где $\Delta_1 = \sqrt{2A/J_2}$, $\varphi_I = \frac{1}{2} \arccos \frac{K-J_1}{2J_2}$.

Аналогично для случая 1f, используя граничные условия вида

$$\varphi(-\infty) = \varphi_I, \quad \varphi(+\infty) = \pi - \varphi_I, \quad \varphi'(\pm\infty) = 0, \quad (17)$$

можно получить следующие решения системы уравнений (5):

$$\psi = \text{const} = 0,$$

$$\varphi = \text{arccot}[\cot \varphi_I \tanh(x \sin 2\varphi_I / \Delta_1)], \quad (18)$$

Энергия стенки $1e$ меньше энергии $1f$, так как энергия биквадратичного обменного взаимодействия одинакова для обоих типов доменных границ, а энергия анизотропии и энергия гайзенберговского обменного взаимодействия меньше для доменной границы $1e$.

7. Угловая фаза с симметричной ориентацией намагниченности в соседних слоях относительно трудной оси соответствует минимуму энергии при $J_1 > 0$, $K + J_1 < 2J_2$. Возможные типы структуры доменных границ для этого случая показаны на рис. 1, g и h . Граничные условия для случая $1g$ имеют вид

$$\begin{aligned}\psi &= \text{const} = \pi/2, & \varphi(-\infty) &= \varphi_{II} - \pi/2, \\ \varphi(+\infty) &= \pi/2 - \varphi_{II}, & \varphi'(\pm\infty) &= 0,\end{aligned}\quad (19)$$

где $\varphi_{II} = \frac{1}{2} \arccos \frac{K+J_1}{2J_2}$. Решение системы уравнений (5), им удовлетворяющее, есть

$$\varphi = \arctan [\cot \varphi_{II} \tanh (x \sin 2\varphi_{II} / \Delta_2)]. \quad (20)$$

Аналогично для случая $1h$ имеем граничные условия вида

$$\begin{aligned}\psi &= \text{const} = \pi/2, & \varphi(-\infty) &= \pi/2 - \varphi_{II}, \\ \varphi(+\infty) &= \pi/2 + \varphi_{II}, & \varphi'(\pm\infty) &= 0\end{aligned}\quad (21)$$

и соответствующее им решение

$$\varphi = \text{arccot} [\tan \varphi_{II} \tanh (x \sin 2\varphi_{II} / \Delta_1)]. \quad (22)$$

Аналогично рассмотренному выше случаю энергия доменной стенки $1h$ всегда меньше энергии стенки $1g$, так как энергия гайзенберговского обменного взаимодействия и энергия анизотропии для данной структуры ниже.

8. Таким образом, в данной работе исследована структура доменных границ в магнитных сверхструктурах. Получено восемь точных решений, соответствующих различным типам доменных границ. Направление разворота векторов намагниченности в соседних слоях показано на рис. 1. Структуры доменных границ $1b$, $1d$, $1e$, $1f$, $1g$, $1h$ не имеют аналогов в обычных магнитных материалах. Доменные стенки типа $1f$ и $1g$ всегда обладают большей энергией, чем соответственно стенки типа $1e$ и $1h$. Однако следует отметить, что учет магнитостатической энергии может изменить это соотношение.

Автор выражает благодарность А.К. Звездину за ряд очень ценных замечаний по содержанию работы.

Список литературы

- [1] I.K. Schuller, S. Kim, C. Leiton. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 1–3, 571 (1999).
- [2] А.К. Звездин, С.Н. Уточкин. Письма в ЖЭТФ **57**, 7, 424 (1993).
- [3] S.N. Utochkin, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 787 (1995).
- [4] А.К. Звездин, С.Н. Уточкин. Письма в ЖЭТФ **57**, 7, 418 (1993).
- [5] R.W. Wang, D.L. Mills. *Phys. Rev.* **B50**, 6, 3931 (1994).
- [6] N.S. Almeida, D.L. Mills. *Phys. Rev.* **B52**, 18, 13 504 (1995).
- [7] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ФТТ **41**, 3, 461 (1999).
- [8] V.V. Kostyuchenko, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **176**, 1, 155 (1997).
- [9] V.V. Kostyuchenko, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev.* **B57**, 10, 5951 (1998).
- [10] A.K. Zvezdin. In: *Handbook of magnetic materials* / Ed. by K.H.J. Buschow. Vol. 9. Elsevier Science (1995). P. 405.
- [11] V.I. Nikitenko, L.M. Dedukh, V.S. Gornakov, Y.P. Kabanov, L.H. Bennett, M.J. Donahue, L.J. Swartzendruber, A.J. Shapiro, H.J. Brown. *IEEE Trans. on Magn.* **33**, 5, 3661 (1997).
- [12] V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, Y.P. Kabanov, A.F. Khapikov, A.J. Shapiro, A.J. Shapiro, R.D. Shull, A. Chaiken, R.P. Michel. *Phys. Rev.* **B57**, 14, R8111 (1998).
- [13] V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, Y.P. Kabanov, A.F. Khapikov, A.J. Shapiro, A.J. Shapiro, R.D. Shull, A. Chaiken, R.P. Michel. *J. Appl. Phys.* **83**, 11, 6828 (1998).
- [14] M. Labrune, J. Milat. *J. Magn. Magn. Mater.* **151**, 1–2, 231 (1995).
- [15] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ЖЭТФ **116**, 4(10), 1365 (1999).
- [16] А.И. Морозов, А.С. Сигов. Письма ЖЭТФ **61**, 11, 893 (1995).
- [17] S.G.E. te Velthuis, J.S. Jiang, G.P. Felcher. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 14, 2222 (2000).
- [18] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ФТТ **39**, 1, 178 (1997).
- [19] R.W. Wang, D.L. Mills, E.E. Fullerton, J.E. Mattson, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 6, 920 (1994).
- [20] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979).