

Манаков Н.А., Толстобров Ю.В.*

Оренбургский государственный университет,

*Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина

К ВОПРОСУ ФОРМИРОВАНИЯ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛАСТИНКАХ

Представлены результаты численного моделирования распределения намагниченности в ферромагнитных нанопластинках. Результаты расчетов дают возможность получить детальное представление о распределении намагниченности в этих объектах и расширяют наши представления о формировании доменных структур в ферромагнетиках ограниченного размера.

Основные представления о формировании доменной структуры (ДС) тонких ферромагнитных пластинок и пленок сформировались на основе экспериментальных исследований и теоретических расчетов с применением вариационных методов к концу 70-х годов прошлого столетия [1]. Если в массивных ферромагнетиках образуются относительно простые ДС с одномерными доменными границами (ДГ) Блоха, то в пленках и тонких пластинках наблюдаются более сложные доменные структуры с одномерными ДГ Блоха и Нееля, а также двумерными ДГ с поперечными связями, сочетающими элементы неелевских и блоховских ДГ. В частности, при наличии достаточно высокой одноосной анизотропии с осью легкого намагничивания (ОЛН) нормальной плоскости образуется так называемая лабиринтная доменная структура (ЛДС), а при наличии некоторой анизотропии в плоскости образца – полосовая доменная структура (ПДС) [2]. Последние на определенной стадии перемагничивания преобразуются в доменную структуру с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД).

В связи с этим интересно было получить соответствующие ДС теоретически в рамках теории микромагнетизма [3], исходя из первых принципов, на основе минимизации функционала свободной энергии магнитной системы:

$$E = \iint_{\mathbf{D}} \left\{ \frac{A}{M_S^2 L^2} \left[(\nabla m^x)^2 + (\nabla m^y)^2 + (\nabla m^z)^2 \right] + \left[\frac{K_1}{M_S^2} \left(1 - (m^x)^2 \right) + \frac{K_2}{M_S^2} \left(1 - (m^x)^2 \right)^2 \right] - m \cdot \frac{\mathbf{H}^{\text{ext}}}{M_S} + \frac{1}{2} m \cdot \nabla U \right\} dx dy,$$

где в подынтегральном выражении записана сумма плотностей энергии обмена, энергии анизотропии, энергии системы во внешнем и собственном магнитных полях; \mathbf{M} – вектор намагниченности; $M_S = |\mathbf{M}|$; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S = (m^x, m^y, m^z)$ – единичный вектор; A – константа обмена; L – сторона квадрата; $\mathbf{D} = 1 \times 1$ – безразмерное поперечное сечение; K_1, K_2 – константы анизотропии; \mathbf{H}^{ext} – напряженность внешнего поля.

Потенциал магнитостатического поля U находится из решения задачи

$$\Delta U = \begin{cases} 4\pi \nabla \cdot \mathbf{m} & \text{внутри кристалла} \\ 0 & \text{вне кристалла} \end{cases}$$

$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{n}} + \frac{\partial U}{\partial (-\mathbf{n})} = -4\pi \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}$ на границе кристалла, \mathbf{n} – единичная внешняя нормаль к поверхности образца.

С этой целью нами проведены численные расчеты распределения намагниченности в монокристаллических пластинках ограниченного размера со следующими значениями магнитных параметров:

$$Ni_{80}Fe_{20} \quad (A = 1.3 \times 10^{-6} \text{ Эрг/см}, \quad K_1 = 5000 \text{ Эрг/см}^3, \\ K_2 = 0 \text{ Эрг/см}^3, \quad M_S = 10^4 \text{ Гс})$$

$$Co \quad (A = 1.3 \times 10^{-6} \text{ Эрг/см}, \quad K_1 = 4 \times 10^6 \text{ Эрг/см}^3, \\ K_2 = 1.2 \times 10^6 \text{ Эрг/см}^3, \quad M_S = 1420 \text{ Гс})$$

$$Nd_2Fe_{14}B \quad (A = 1.7 \times 10^{-6} \text{ Эрг/см}, \quad K_1 = 4.5 \times 10^7 \text{ Эрг/см}^3, \\ K_2 = 6.6 \times 10^6 \text{ Эрг/см}^3, \quad M_S = 1275 \text{ Гс})$$

Предполагалось, что в достаточно тонкой пластинке поле \mathbf{M} изменяется только в плоскости пластинки, т. е. является двумерным. Создаваемое объемными и поверхностными источниками магнитостатическое поле такой пластинки – трехмерное. В настоящей работе применялся метод расчета распределения намагниченности в тонкой пластинке

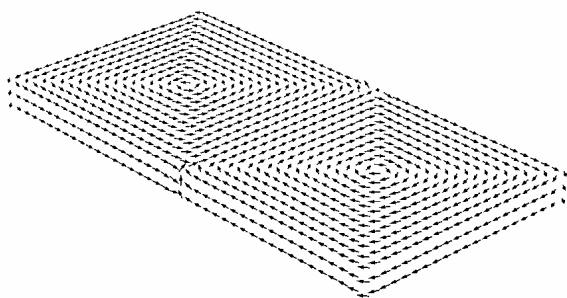


Рисунок 1. Распределение намагниченности в пластинке $Ni_{80}Fe_{20}$ (ОЛН в плоскости пластинки).

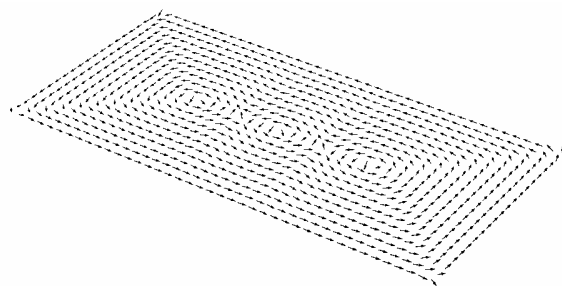
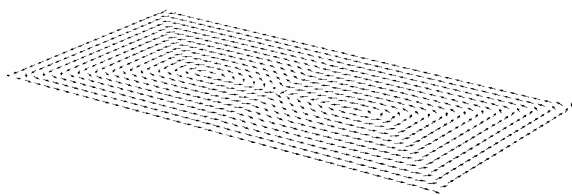


Рисунок 2. Распределение намагниченности в пластинке $Ni_{80}Fe_{20}$ (ОЛН перпендикулярно плоскости пластинки).

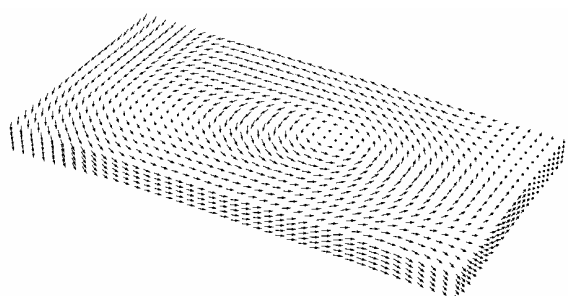
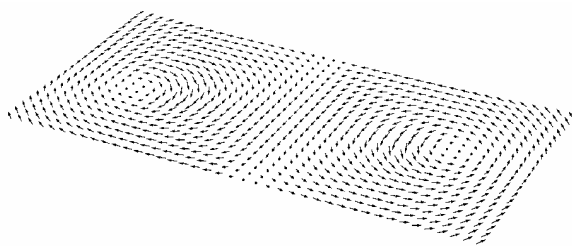


Рисунок 3. Распределение намагниченности в пластинке Co (ОЛН перпендикулярно плоскости пластинки).

ке, основанный на выделении в качестве расчетной области среднего сечения, параллельного плоскости пластинки, и учитывающий трехмерность магнитостатического поля. В ряде случаев применимость двумерной модели проверялась путем подстановки полученных решений в соответствующую задачу в полной (трехмерной) постановке. Рассчитанные трехмерные векторные поля показаны на рисунках 1 и 3. На всех рисунках, кроме рис. 5, показана проекция на крупные сетки решений, полученных на сетках, содержащих в плоскости пластинок 201×101 точек. Методика расчета трехмерных векторных полей достаточно подробно описана в работе [4].

В случае пластинок $Ni_{80}Fe_{20}$ вследствие малой магнитокристаллической анизотропии ориентация оси легкого намагничивания (ОЛН) ортогонально или параллельно плоскости практически не влияет на характер распределения намагниченности, а основным фактором является анизотропия формы образца. Ниже приведены распределения намагниченности в пластинке $100 \times 50 \times 5 \text{ нм}$ для этих случаев.

Аналогичное распределение получается и при ОЛН пластинки перпендикулярно плоскости. Но в зависимости от исходно заданного распределения (т. е. от предыстории образца) возможно распределение намагниченности, представленное на рис. 2. На рис. 1 мы видим элементы блоховских, а на рис. 2 – неелевских доменных границ.

Для пластинки Co размером $100 \times 50 \times 5 \text{ нм}$, с ОЛН ортогонально плоскости, получено распределение (рис. 3), аналогичное показанному на рис. 1, но с большим отклонением намагниченности от плоскости пластинки и небольшой асимметрией. Это обусловлено более высокими значениями констант магнитокристаллической анизотропии Co по сравнению с $Ni_{80}Fe_{20}$. Как видно из рисунка, возможно образование одного или двух вихрей намагниченности.

На следующем рисунке представлено распределение намагниченности, полученное в случае пластинок $Nd_2Fe_{14}B$ с ОЛН, ориентированной нормально плоскости. В этом случае формируются типичные для мас-

сивных ферромагнетиков 180-градусные доменные границы с ориентацией намагниченности в центре ДГ в плоскости образца.

Если уменьшить магнитную анизотропию в пластинках $Nd_2Fe_{14}B$, умножив константы анизотропии на 0,18, то мы получим лабиринтную структуру, представленную на рис. 5.

Здесь векторы, ориентированные преимущественно вверх от плоскости пластинки, показаны светлым цветом, преимущественно вниз – темным, ориентированные преимущественно в плоскости пластинки – черным. В качестве фрагмента на нижней части рисунка показан левый верхний угол. На фрагменте кружком в основаниях помечены векторы, у которых нормальная к плоскости пластинки составляющая направлена вниз.

Расчеты, проведенные для пластинок $Nd_2Fe_{14}B$ различной толщины и площади, показали, что характерная ширина доменов не зависит (или почти не зависит) от площади пластинок и возрастает с уменьшением толщины пластинки.

Таким образом, теоретически в рамках теории микромагнетизма, исходя из первых принципов, на основе минимизации функционала свободной энергии магнитной системы получены доменные структуры, экспериментально наблюдаемые в тонких ферромагнитных пластинках и пленках. Результаты расчетов дают возможность получить детальное представление о динамике распределения намагниченности в этих объектах в процессе их перемагничивания и расширяют наши представления о формировании доменных структур в ферромагнетиках ограниченного размера.

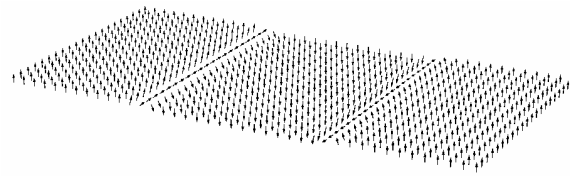


Рисунок 4. Распределение намагниченности в пластинке $Nd_2Fe_{14}B$ (ОЛН перпендикулярно плоскости пластинки).

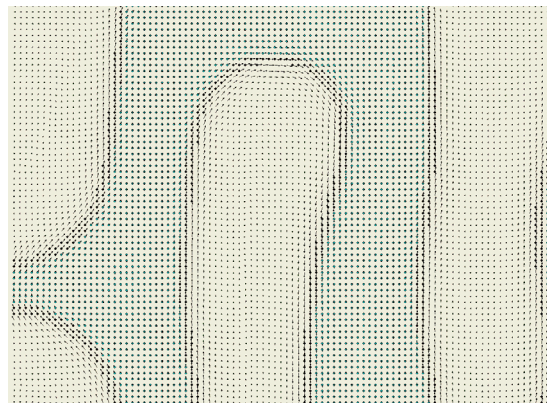
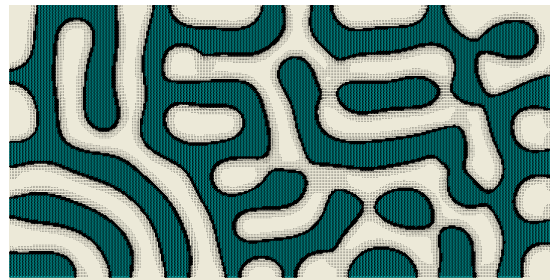


Рисунок 5. $Nd_2Fe_{14}B$ размером $900 \times 450 \times 30$ нм. Расчетная сетка 361×181 точек

Список использованной литературы:

1. Cohen M.S. Ферромагнитные свойства пленок // Технология тонких пленок: Справочник. Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга, Нью-Йорк, 1970. Пер. с англ. Под ред. М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко, Т. 2. М.: Сов. Радио, 1977, с. 477-577.
2. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова, М.: Радио и связь, 1987. – 488 с.
3. Браун У.Ф. Микромагнетизм / У.Ф. Браун. – М.: Наука, 1979. – 160 с.
4. Толстобров Ю.В., Манаков Н.А. Микромагнитное моделирование распределения намагниченности в полубесконечных монокристаллах // ФММ. 2006. Т. 102. №6. С. 597-601.