

УДК 537.624:537.611.2

ПРЕЦЕССИЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В УЗКОМ МАГНИТНОМ НАНОПРОВОДЕ

© 2021 г. О. С. Трушин^а, *, Н. И. Барабанова^а

^аЯрославский филиал физико-технологического института им. К.А. Валиева Российской АН,
ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007 Россия

*E-mail: otrushin@gmail.com

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 28.08.2020 г.

Принята к публикации 28.08.2020 г.

Методом микромагнитного моделирования исследована динамика поперечной доменной стенки в узком магнитном нанопроводе из пермаллоя во внешнем поле. Установлено, что в пределе очень малой ширины нанопровода (менее 40 нм) наблюдается прецессия доменной стенки, сопровождаемая изменением ее киральности. Показано, что частота прецессии возрастает с ростом внешнего поля и при увеличении величины константы демпфирования и уменьшается с ростом ширины нанопровода. Данный эффект накладывает ограничения на возможности уменьшения ширины нанопровода, используемого для создания трековой памяти.

DOI: 10.31857/S0544126921010099

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные нанопровода (МН) в последние годы привлекли значительный интерес благодаря богатой физике процессов зарождения и перемещения доменных стенок (ДС) в них. Такие системы представляют собой хорошую модель для изучения магнитных явлений в наномасштабе [1]. С другой стороны МН представляют собой перспективное направление для развития нового поколения устройств спинтроники. Одним из таких возможных направлений является разработка трековой памяти, широко обсуждаемой в последние годы [2]. Другое интересное направление прикладных исследований в этой области связано с развитием различных типов магнито-логических устройств, основанных на перемещениях доменных стенок в нанопроводах [3]. Быстрый прогресс в технологии нанолитографии позволил создавать экспериментально МН с латеральными размерами в нанометровом диапазоне. Кроме того, в настоящее время появилось множество экспериментальных методик, позволяющих исследовать микромагнитные состояния в таких системах с высоким пространственным разрешением. В последние годы значительное число работ было посвящено исследованиям энергетики и динамики ДС в нанопроводах. Однако, в силу ограничений технологии, проводились эксперименты только для достаточно широких нанопроводов (более 100 нм) и поведение ДС в очень узких проводах мало изучено. Целью настоящей работы была по-

пытка заполнить этот пробел и выяснить пределы миниатюризации в рамках концепции трековой памяти. Основная физика зарождения и перемещения ДС может быть описана в рамках современной микромагнитной теории. В рамках данной теории были изучены условия существования ДС в магнитных нанопроводах, определены различные возможные виды ДС и построена фазовая диаграмма их существования [4, 5]. В данной работе нами будут рассмотрены только нанопровода с намагниченностью в плоскости. Это, как правило, всегда выполнено в случае тонких магнитных пленок. В настоящее время хорошо известно, что в однослойных нанопроводах (на основе тонких магнитных пленок) могут существовать два основных типа ДС: поперечные ДС (ПДС) и вихревые ДС (ВДС) в зависимости от геометрии системы [4, 5]. ПДС являются преобладающими для узких и тонких МН, тогда как ВДС доминируют в случае широких и толстых МН. С точки зрения возможных применений наибольший интерес представляют узкие нанопровода, так как они обеспечивают более высокие плотности записи информации. Поэтому основное рассмотрение мы посвятим только узким МН, где доминируют ПДС. В работе приводятся описание микромагнитной модели и методики численного эксперимента, а также основные результаты и выводы работы.

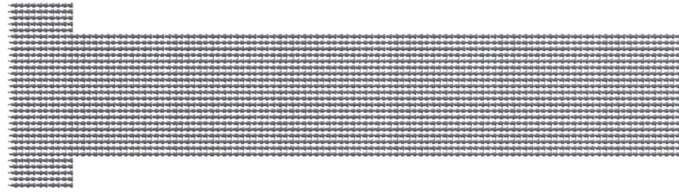


Рис. 1. Общий вид модели. Здесь конусы обозначают локальные векторы намагничивания, расположенные в узлах пространственной сетки.

МОДЕЛЬ

Рассматриваемая модельная система состояла из однослойного нанопровода из пермаллоя прямоугольной формы с прямоугольным уширением с левого конца (затравочная часть). Данное уширение необходимо для нарушения симметрии системы и облегчения процесса зарождения доменной стенки. Общий вид модели показан на рис. 1.

Нанопровод имел следующие размеры: длина от 200 до 1600 нм, ширина от 20 до 40 нм, и толщина от 5 до 10 нм.

Основная физика зарождения и перемещения ДС может быть описана в рамках современной микромагнитной теории. Данная модель предполагает феноменологическое описание магнитной системы как сплошной среды. При этом намагниченность является непрерывной функцией координат. В рамках этой модели предполагается, что магнетик является однородным и намагниченность насыщения постоянная величина (феноменологический параметр). Тогда полная энергия магнетика является функционалом намагниченности. В ферромагнитных материалах полная энергия системы может быть рассчитана в виде суммы четырех слагаемых:

$$E_{tot} = E_e + E_a + E_z + E_d, \quad (1)$$

где E_e – энергия квантового обменного взаимодействия, E_a – энергия магнито-кристаллической анизотропии, E_z – энергия взаимодействия с внешним полем (энергия Зеемана), E_d – энергия дальнедействующего магнитостатического взаимодействия (энергия размагничивающего поля (demagnetizing field)). Конкуренция вкладов в полную энергию этих четырех слагаемых обуславливает все разнообразие магнитных явлений,

в том числе образование магнитных доменов и магнитный гистерезис. В частицах малого размера обменная энергия преобладает и, как следствие, минимум полной энергии соответствует однородной намагниченности (однодоменное состояние). С ростом размера системы вклад в полную энергию магнитостатического взаимодействия возрастает, что приводит к возникновению доменной структуры. Таким образом, каждое магнитное состояние системы является локальным минимумом функционала. Отсюда задача микромагнитного моделирования состоит в нахождении такого распределения намагниченности в образце, которое обеспечивает минимизацию полной энергии (1). Для решения этой задачи используют методы численного моделирования с использованием мощных вычислительных комплексов. Численная реализация данной модели использует пространственную дискретизацию всего объема системы с помощью мелкой сетки. При этом весь объем образца разбивается на микроячейки, с помощью трехмерной сетки. Локальные магнитные моменты ячеек задаются в узлах сетки, и полная энергия системы может быть вычислена, как сумма по ячейкам. Размеры ячеек должны быть достаточно малы, чтобы корректно описывать все виды взаимодействий. В частности, наиболее чувствительна к размеру сетки – величина магнитостатической энергии. Минимизация полной энергии такой системы проводится разными методами. Для статических задач используют метод сопряженных градиентов или метод Монте-Карло. Для решения динамических задач (исследования временной динамики перемещения) используют уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (2).

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{-\gamma}{1 + \alpha^2} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1 + \alpha^2) M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}). \quad (2)$$

Здесь \vec{M} – магнитный момент единицы объема, M_s – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент демпфирования, $\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}$ – эффективное поле, действующее на магнитный момент.

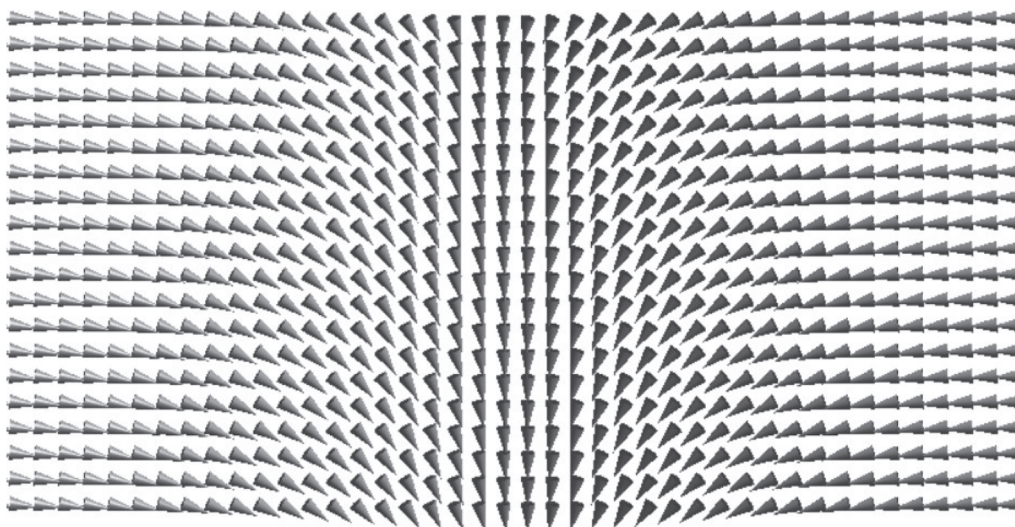


Рис. 2. Распределение намагничивания в области поперечной 180-градусной доменной стенки (голова-голова).

В настоящее время метод микромагнитного моделирования стал весьма популярным инструментом теоретических исследований микро и наноразмерных магнитных структур. Для упрощения анализа в расчетах полностью пренебрегали магнитокристаллической анизотропией, положив $K_1 = 0.0$. Для описания слоя пермаллоя были использованы следующие феноменологические параметры: константа обменного взаимодействия $A = 13.0 \times 10^{-12}$ Дж/м, константа одноосной анизотропии $K_1 = 0$ Дж/м³, намагниченность насыщения $M_s = 8.0 \times 10^5$ А/м, константа демпфирования $\alpha = 0.5$. Размер пространственной сетки составлял $2 \times 2 \times 5$ нм. Для обеспечения надежности получаемых результатов расчеты были выполнены с использованием двух независимых программ микромагнитного моделирования: 1) комплекса собственной разработки MICROMAG [6], 2) широко известного пакета MUMAX3 [7].

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В начальный момент времени система была намагничена до насыщения, так что все вектора намагниченности направлены влево. На рис. 1 показан общий вид модели в начальном состоянии. Затем включается внешнее магнитное поле противоположного направления величиной около 0.1 Т. При этом производится выдача конфигурации системы каждые 100 фемтосекунд. Полученные данные анализировали с использованием программ визуализации полей намагниченности. При переключении поля наблюдается первичное зарождение домена противоположного направления в левой части нанопровода, в затравочной части. Далее в нанопроводе формировалась попе-

речная доменная стенка характерного вида, представленная на рис. 2.

Поперечная доменная стенка характеризуется определенной киральностью, которая определяет направление поворота вектора намагниченности при пересечении центра стенки. Например, на рис. 2 вектор намагниченности поворачивается против часовой стрелки при пересечении стенки.

Как известно, ПДС наблюдаются в относительно узких (менее 100 нм) и тонких (менее 20 нм) нанопроводах. При этом под воздействием внешнего поля переключения такая ДС движется путем параллельного переноса. Однако при переходе в область очень узких (менее 40 нм) нанопроводов нами обнаружен новый механизм перемещения ПДС. Этот механизм характеризуется сочетанием участков параллельного переноса с периодическим переворотом (прецессией) доменной стенки. В процессе такого переворота меняется киральность доменной стенки. Схематически этот механизм представлен на рис. 3.

Более детальная информация о механизме такого переворота была получена путем визуализации полей намагниченности записываемых с меньшим интервалом времени. На рис. 4 представлена последовательность снимков системы в процессе переворота стенки.

Анализ рисунков показывает, что переворот доменной стенки происходит при постепенном повороте части векторов в центре доменной стенки сначала в вертикальное положение, а затем в противоположное направление. Таким образом, данный процесс нельзя свести к концертному вращению спинов, когда все они поворачиваются синхронно.

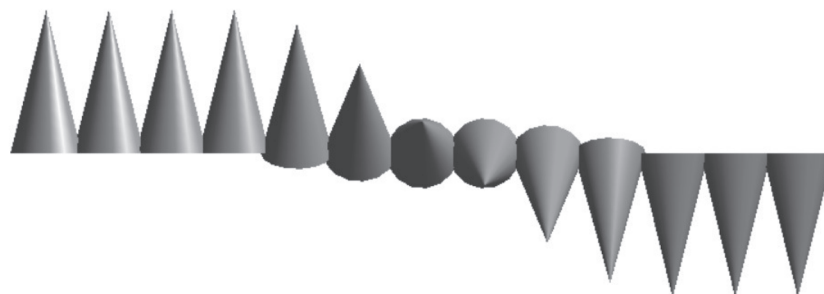


Рис. 3. Схематическое представление механизма прецессии ПДС. Здесь конусы обозначают позицию и ориентацию в пространстве вектора намагниченности в центре поперечной доменной стенки. При этом участки параллельного переноса сменяются зонами переворота доменной стенки.

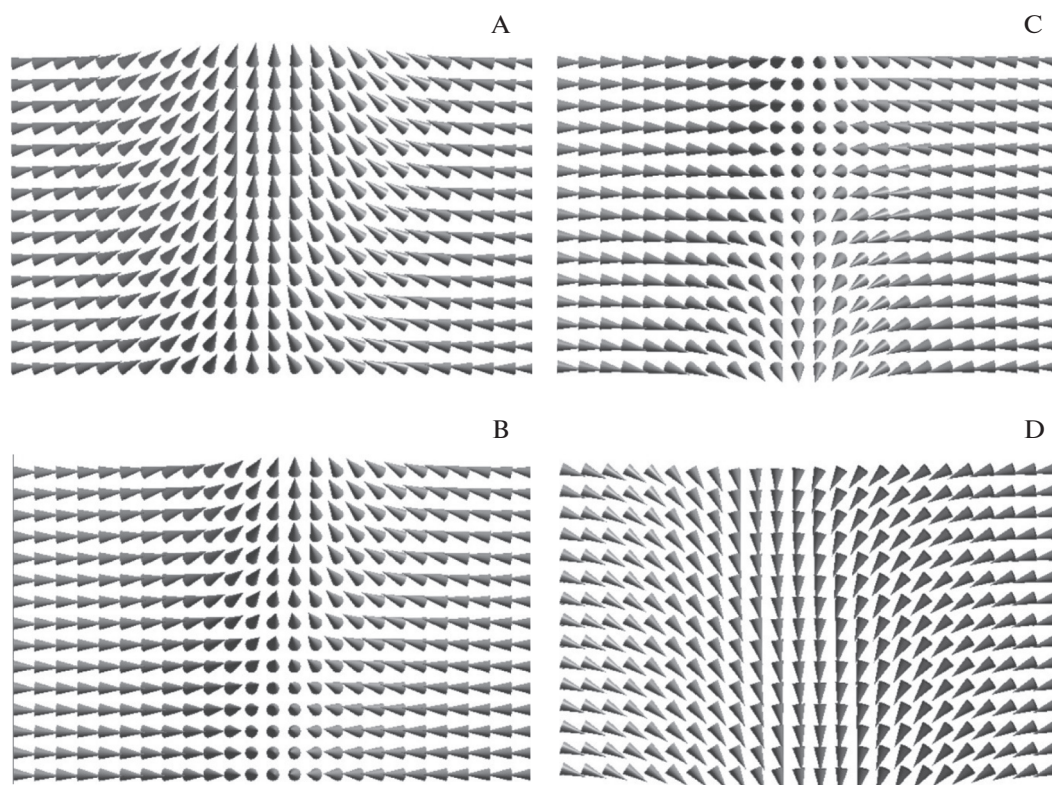


Рис. 4. Последовательность снимков (A → B → C → D) области доменной стенки в процессе ее переворота.

Важный параметр, характеризующий такой процесс, это интервал времени между последовательными переворотами. Этот интервал времени можно назвать периодом прецессии доменной стенки. Он зависит от толщины провода, его ширины, величины внешнего поля и от величины константы демпфирования в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта. Далее обсудим каждую такую зависимость отдельно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим зависимость периода прецессии доменной стенки от основных параметров зада-

чи. При получении данных результатов каждый раз изменялся только один параметр, все остальные были фиксированы.

Зависимость от ширины

Ширина нанопровода сильно влияет на поведение доменной стенки. В широком нанопроводе (более 100 нм) преобладающим видом доменной стенки является вихревая. В данной работе мы ограничились рассмотрением только поперечных доменных стенок (ПДС) и соответственно проводили моделирование только для узких нанопроводов. Согласно расчетам чем уже нано-

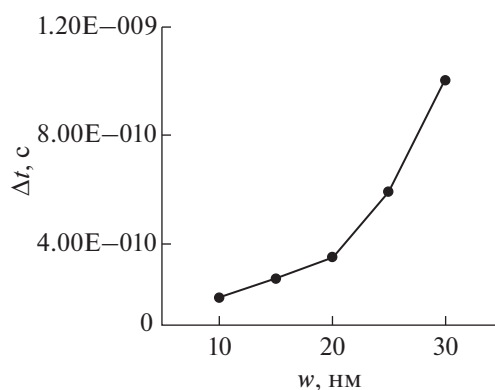


Рис. 5. Зависимость периода прецессии от ширины нанопровода при одинаковых прочих параметрах (длина 1600 нм, толщина 10 нм, величина внешнего поля 0.1 Т, константа демпфирования 0.5).

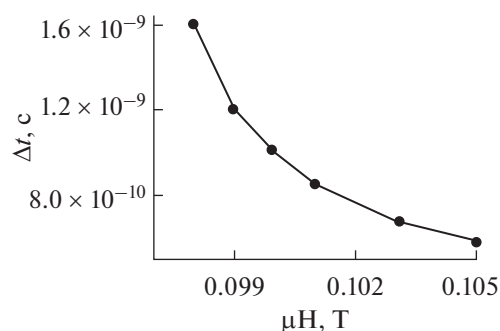


Рис. 6. Зависимость периода прецессии от величины внешнего магнитного поля при одинаковых прочих параметрах (длина 1600 нм, ширина 30 нм, толщина 10 нм, константа демпфирования 0.5).

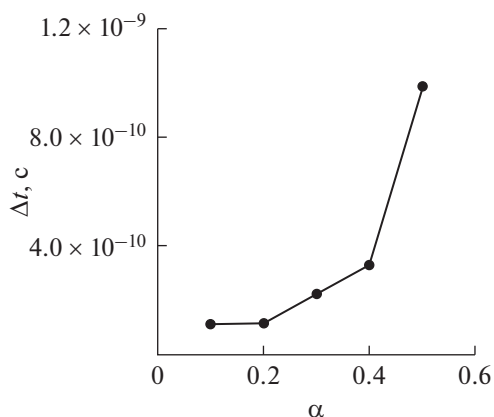


Рис. 7. Зависимость периода прецессии от константы демпфирования при одинаковых прочих параметрах (длина 1600 нм, ширина 30 нм, толщина 10 нм, величина внешнего поля 0.1 Т).

провод, тем меньше период прецессии. В достаточно широком нанопроводе ДС движется в основном путем параллельного переноса и лишь изредко совершает поворот. И, наоборот, в очень узких нанопроводах ДС непрерывно прецессирует. Соответствующая зависимость представлена на рис. 5.

Анализ данного рисунка показывает, что с увеличением ширины нанопровода интервал прецессии также растет. При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: величина внешнего поля 0.1 Т, константа демпфирования 0.5.

Зависимость от внешнего поля

Величина внешнего поля переключения является решающим фактором, определяющим динамику ДС в нанопроводе. Зависимость периода прецессии от этого параметра представлена на рис. 6. При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: ширина нанопровода 30 нм, константа демпфирования 0.5.

Данная зависимость (см. рис. 6) имеет типичный вид обратной пропорции. Данный вид зависимости характерен для Ларморовой прецессии (частота пропорциональна полю). Однако необходимо отметить существенную разницу. В широких нанопроводах характер движения ДС сильно отличается от обычной прецессии. При этом отмечается наличие протяженных участков параллельного переноса, чередуемых поворотами.

Зависимость от константы демпфирования

Другой важный параметр, который влияет на характер движения доменной стенки в нанопроводе — это величина константы демпфирования — α . Этот параметр определяет динамику вектора намагничивания и входит во второе слагаемое в уравнении Ландау—Лифшица—Гильберта (2). Это феноменологический параметр, который определяет время релаксации в системе и характеризует скорость диссипации энергии за счет контакта с тепловым резервуаром. На рис. 7 представлена зависимость периода прецессии от константы демпфирования.

При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: внешнее поле 0.1 Т, ширина нанопровода 30 нм. Анализ этого рисунка показывает, что период прецессии растет с ростом константы демпфирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, методом микромагнитного моделирования исследована динамика движения поперечной доменной стенки в узком нанопроводе под действием внешнего магнитного поля

переключения. Обнаружен факт регулярной прецессии доменной стенки. Показано, что переворот доменной стенки происходит постепенно за счет последовательного коллективного вращения спинов в области ее центра. Установлено, что период прецессии растет с увеличением ширины нанопровода и уменьшается с ростом величины внешнего поля. Кроме того, этот параметр растет с увеличением константы демпфирования.

Наблюдаемый эффект прецессии доменной стенки в узких нанопроводах должен проявлять себя и при пропускании тока в них. Это обусловлено тем, что эффект передачи углового момента (spin torque transfer) также сводится к созданию эффективного внешнего поля, действующего на доменную стенку. Поэтому этот эффект также должен вызывать ее перевороты. Данная информация может быть полезна при разработке и создании концепции трековой памяти.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0003 “Фундаментальные и прикладные исследования в области создания перспективных приборных наноструктур для хранения информации на новых физических принципах 2019”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klauri M., Vaz C.A.F.* Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. V. 2. ed. Kronmuller H. and Parkin S. (JohnWiley & Sons). 2007. P. 851–886.
2. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic domain wall racetrack memory // *Science*. 2008. V. 320. P. 190–194.
3. *Allwood D.A. et al.* Magnetic Domain-Wall Logic // *Science* 2005. V. 309. P. 1688–1692.
4. *McMichael R.D., Donahue M.J.* Head to head domain wall structures in thin magnetic strips // *IEEE Trans. on Magnetics*. 1997. V. 33(5). P. 4167–4169.
5. *Nakatani Y., Thiaville A.* Miltat J. Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram // *J. Magn. and Magn. Materials*. 2005. V. 290–291. P. 750–753.
6. *Trushin O.S., Barabanova N.I.* Micromagnetic Software Package MICROMAG and Its Applications to Study Elements of Spintronics // *Russian Microelectronics*. 2013. V. 42. P. 218–226.
7. *Vansteenkiste A., Lellaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMAX3 // *AIP Advances* 2014. V. 4. P. 107133.