

УДК 537.622

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ

© 2022 г. Ю. А. Алехина¹, *, Н. С. Перов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: ya.alekhina@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 20.09.2021 г.

После доработки 11.10.2021 г.

Принята к публикации 22.10.2021 г.

Численное моделирование микромагнитной структуры и процессов перемагничивания аморфных магнитных микропроводов с различными знаками магнитострикции проведено с использованием программного пакета ООММФ. Рассмотрены процессы перемагничивания однородным внешним магнитным полем и полем электрического тока с учетом скин-эффекта и неоднородного распределения поля по сечению микропровода.

DOI: 10.31857/S036767652202003X

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные магнитные микропровода на протяжении последних десятилетий являются предметом многочисленных научных исследований. Широкое разнообразие существующих и будущих приложений на их основе определяет практический исследовательский интерес к этому классу материалов. При этом они по-прежнему актуальны и с фундаментальной точки зрения, поскольку являются ярким модельным объектом физики микромагнитных структур.

Особенности процесса изготовления аморфных магнитных микропроводов методами быстрой закалки из расплава оказывают сильное влияние на их магнитные свойства. Механические напряжения, возникающие при охлаждении расплава, за счет магнитоупругой анизотропии обеспечивают появление пространственного распределения направлений преимущественной ориентации намагниченности и, как следствие, сложной микромагнитной структуры проводов. Обычно их доменная структура может быть описана моделью керн-оболочка: осевое направление намагничивания типично для центральной части провода – керна, а в оболочке наблюдается радиальное либо циркулярное преимущественное направление намагниченности в зависимости от знака магнитострикции сплава [1–4].

Микромагнитная структура проводов определяет их отклик на внешнее магнитное поле. Особенности микромагнитной структуры определяют механизмы процессов перемагничивания и, следовательно, оказывают сильное влияние на их

поведение в магнитном поле. В частности, бистабильность (гигантский скачок Баркгаузена) связана с изменением направления намагниченности керна [5]. Высокие значения магнитной проницаемости аморфных микропроводов обеспечивают появление в них гигантского магнитоимпедансного эффекта (ГМИ) [6], который также сильно зависит от типа магнитной анизотропии образца [7]. Полевые зависимости импеданса различны для микропроводов с радиально и циркулярно намагниченной оболочкой. В сочетании с относительно низкой электрической проводимостью, эти свойства и эффекты позволили аморфным микропроводам открыть перспективы практических приложений. В частности, магнитная бистабильность может использоваться в логических устройствах. Для хранения информации может быть использовано токовое перемагничивание керна микропровода [8], в том числе переменным током [9]. В последнем случае значительно снижается необходимая амплитуда пропускаемого тока, что позволяет снизить тепловые потери, а также избежать ухудшения магнитных характеристик образцов при нагреве. Эффект ГМИ уже активно используется в области сенсорики [10]. Защитные метки также могут быть созданы с использованием микропроводов [11]. Также ранее была продемонстрирована возможность создания микророботов на основе аморфных проводов для биомедицинских приложений [12].

Важность информации о микромагнитной структуре аморфных микропроводов, тем не менее, сопряжена с осложнениями, вызванными ограниченными возможностями экспериментального изу-

чения их свойств. Достоверные данные могут быть получены о поверхностных (например, магнитооптическими методами [13] или методом Биттера [14]) свойствах или интегральных объемных свойствах [15]. Внутренняя структура же определяется косвенными методами по совокупности экспериментальных данных. В нескольких работах, посвященных рентгеновской микротомографии (например, [16, 17]), описаны ограничения данного метода, которые в первую очередь касаются предельных размеров образца (порядка 5 мкм).

Тем не менее, ограниченные возможности экспериментальных исследований тонких микромагнитных структур могут быть компенсированы симуляционными подходами [18]. Таким образом, полное описание микромагнитной структуры и механизмов перемагничивания требует не только комплексного экспериментального исследования, но и их численного моделирования с учетом полученных экспериментальных данных. Моделирование перемагничивания на микроуровне необходимо для понимания основных особенностей таких процессов и дальнейшего прогнозирования возможностей управления свойствами аморфных материалов.

Микромагнитное моделирование аморфных магнитных микропроводов в настоящее время сосредоточено на анализе сложных равновесных микромагнитных структур [19] или же топологии доменной стенки [20] в масштабируемых объектах. В данной же работе проводится полноразмерное моделирование процессов перемагничивания микропроводов с различными знаками магнитострикции внешним однородным магнитным полем или магнитным полем электрического тока для определения вкладов различных механизмов перемагничивания.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью пакета OOMMF [21]. Область моделирования представляла собой цилиндр диаметром 4 мкм и длиной 100 мкм. Такие размеры позволяют приблизить расчетную область к геометрии образцов, используемых в экспериментах, и в то же время требуют небольших вычислительных мощностей. Стоит также отметить, что данные параметры позволяют наиболее наглядно продемонстрировать влияние размагничивания на микромагнитную структуру. Расчеты проводились с использованием прямоугольной сетки с размером ячейки 0.25 мкм. Для обменной жесткости A использовались значения в диапазоне 10^{-12} – 10^{-10} Дж · м⁻¹, которые являются типичными для сплавов на основе железа и кобальта. Намагниченность насыщения M_s варьировалась в диапазоне 100–800 кА · м⁻¹, что также соответ-

ствует характерным для аморфных сплавов значениям [2].

Магнитоупругая анизотропия задавалась векторным полем одноосной анизотропии с пространственным распределением константы анизотропии K_{me} и направлений оси легкого намагничивания. Константа анизотропии определялась по формуле:

$$K_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_{ii}, \quad (1)$$

где λ_s – константа магнитострикции, σ_{ii} – преобладающая компонента тензора упругих напряжений. Значения σ_{ii} были рассчитаны и описаны в [2, 3] для микропроводов с параметрами, соответствующими сплаву Fe_{77.5}Si_{7.5}B₁₅ с $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$, и в [4] для микропроводов с параметрами, соответствующими сплаву Co₇₅Si₁₅B₁₀ с $\lambda_s = -4 \cdot 10^{-6}$.

Направления осей легкого намагничивания также можно определить из распределений компонент тензора упругих напряжений. Для микропроводов с положительной магнитострикцией направление оси легкого намагничивания совпадает с направлением преобладающих растягивающих напряжений и перпендикулярно направлению сжимающих напряжений [2, 3]. Рассчитанная координата смены направления преимущественной ориентации намагниченности составила 0.78 радиуса для образца FeSiB с толщиной жилы 3.65 мкм в стеклянной оболочке толщиной 7.5 мкм [2]. Для проволок с отрицательной константой магнитострикции соотношение обратное: направление оси легкого намагничивания совпадает с направлением преобладающих сжимающих напряжений и перпендикулярно направлению растягивающих напряжений. Таким образом, в центральной части провода направление преимущественной ориентации намагниченности также совпадает с осью микропровода, а затем (при радиальной координате 0.46 радиуса микропровода CoSiB с произвольным диаметром ферромагнитной жилы без стеклянной оболочки) сменяется циркулярным [4].

Равновесное состояние намагниченности, соответствующее минимуму свободной энергии, определялось с помощью метода сопряженных градиентов. Полученное распределение намагниченности затем рассматривалось как начальное состояние при моделировании перемагничивания микропровода внешним магнитным полем или током.

Изменения намагниченности под действием приложенного магнитного поля рассчитывались с помощью решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта классическим методом Рунге–Кутты.

Для моделирования перемагничивания микропровода внешним магнитным полем использовалось однородное поле амплитуды 10 кА · м⁻¹

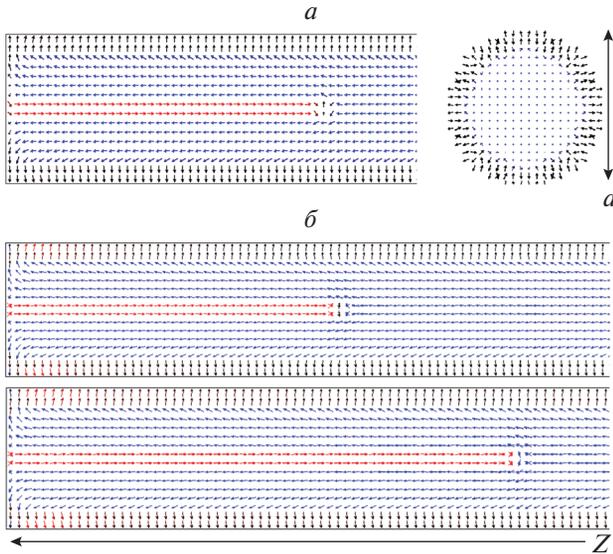


Рис. 1. Равновесное распределение намагниченности (а) в осевом и поперечном сечении провода и начало процесса перемагничивания однородным аксиальным магнитным полем (б) в микропроводе с положительной магнитострикцией $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$, намагниченностью насыщения $M_s = 500$ кА/м, обменной жесткостью $A = 1.3 \cdot 10^{-11}$ (изображение в осевом сечении).

(что составляет порядка $3H_k$ для провода с положительной магнитострикцией и порядка $100H_k$ для провода с отрицательной магнитострикцией, где $H_k = \frac{2K_{me}}{M_s}$ – поле анизотропии), прикладываемое вдоль оси микропровода. Для токового же перемагничивания магнитное поле задавалось в виде векторного поля с направлением, совпадающим с азимутальным единичным вектором, и амплитудой, зависящей от радиальной координаты.

В квазистатическом приближении решение уравнений Максвелла позволяет получить пространственное распределение плотности переменного тока в проводнике. В случае цилиндрической проволоки зависимость плотности тока от радиальной координаты имеет вид:

$$j(r) = j(R) \frac{J_0(\kappa r)}{J_0(\kappa R)} e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

где $j(R)$ – плотность тока на поверхности проводника, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, $\kappa = \frac{\sqrt{2i}}{\delta}$ – квазиволновое число, $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_\phi \mu_0}}$ – параметр скин-слоя, f – частота тока, μ_ϕ – циркулярная компонента магнитной проницаемости, μ_0 – магнитная постоянная, σ – электрическая проводимость [22]. Таким образом, согласно тео-

реме о циркуляции магнитного поля, мгновенные значения величины магнитного поля:

$$H(r) = \frac{I_0}{2\pi R} \frac{J_1(\kappa r)}{J_1(\kappa R)} e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где I_0 – амплитуда полного пропускаемого тока, а J_1 – функция Бесселя первого порядка. Функция (3) отличается от линейной функции, описывающей радиальную зависимость амплитуды поля при отсутствии скин-эффекта. Это отклонение в совокупности с описанными особенностями микромагнитной структуры проводов, в частности, может приводить к более существенной разнице между вкладами различных механизмов перемагничивания и, следовательно, оказывать сильное влияние на магнитный отклик образца.

Как видно из выражения (3), магнитное поле и магнитная проницаемость взаимозависимы. В качестве опорного значения для получения радиальной зависимости величины магнитного поля среднее значение магнитной проницаемости считалось равным 5000. В модели рассматривалось поле с амплитудой $10 \text{ кА} \cdot \text{м}^{-1}$ на поверхности микропровода, изменяющееся с частотой 100 МГц по гармоническому закону. Полученная зависимость была аппроксимирована полиномиальной функцией для задания пространственного распределения амплитуды магнитного поля в модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для микропровода с положительной константой магнитострикции равновесное распределение намагниченности представляет собой структуру с намагниченной вдоль оси микропровода центральной частью (керном) и радиально намагниченной приповерхностной областью (рис. 1а). При этом, на конце микропровода можно увидеть образование концевых доменов, возникающих из-за влияния размагничивающего поля. При увеличении постоянной обмена A изменяется вид концевой домена: он занимает меньшую долю длины провода, но увеличивается в диаметре, приближаясь к полному диаметру керна.

При приложении однородного магнитного поля вдоль оси микропровода начало процесса перемагничивания сопровождается ростом объема концевой домена (рис. 1б). Быстрое распространение доменной границы вдоль оси провода обеспечивает перемагничивание керна скачком, что многократно подтверждалось в экспериментальных исследованиях аморфных магнитных микропроводов (гигантский скачок Баркгаузена) [5, 23].

Для провода с отрицательной константой магнитострикции в равновесном состоянии центральная часть микропровода также намагничена вдоль его оси, а приповерхностная область намаг-

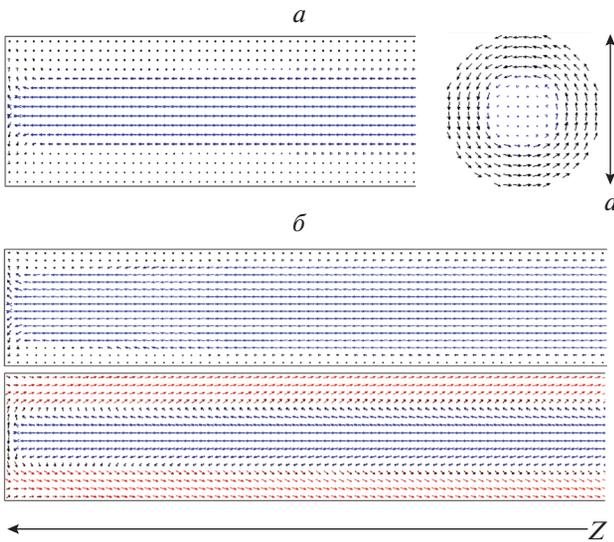


Рис. 2. Равновесное распределение намагниченности (а) в осевом и поперечном сечении провода и начало процесса перемагничивания однородным аксиальным магнитным полем (б) в микропроводе с отрицательной магнитострикцией $\lambda_s = -4 \cdot 10^{-6}$, намагниченностью насыщения $M_s = 100$ кА/м, обменной жесткостью $A = 5 \cdot 10^{-12}$ (изображение в осевом сечении).

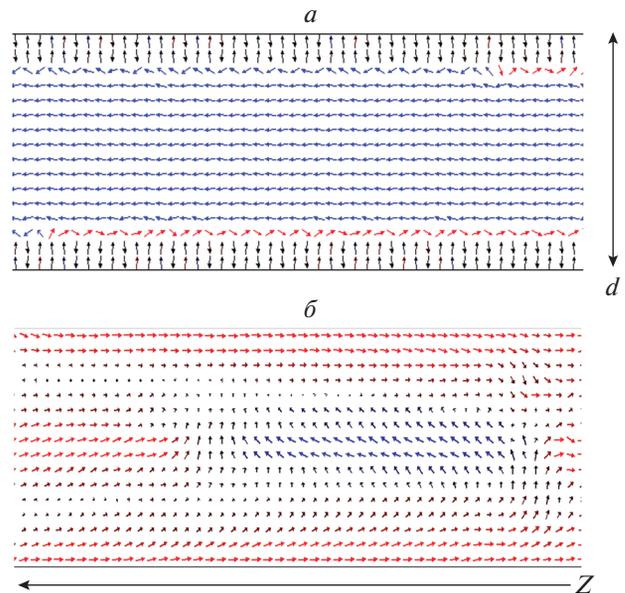


Рис. 3. Распределение намагниченности в микропроводе с положительной (а) и отрицательной (б) магнитострикцией при перемагничивании переменным электрическим током. Изображение соответствует распределению намагниченности в осевом сечении провода по прошествии нескольких полных периодов пропускаемого тока (мгновенное значение величины прикладываемого циркулярного поля 0).

ничена циркулярно (рис. 2а). При этом в торцевой части провода заметна переходная область с постепенным разворотом намагниченности от центра к внешнему краю. При приложении магнитного поля вдоль оси микропровода намагниченность в приповерхностной циркулярной области отклоняется от первоначальной ориентации к направлению поля (рис. 2б), что обеспечивает безгистерезисное поведение в области малых полей и соответствует экспериментальным данным об особенностях перемагничивания проводов данного типа [23].

Приложение циркулярного магнитного поля (за счет пропуска электрического тока) к микропроводу с положительной магнитострикцией приводит к отклонению намагниченности в приповерхностной области в азимутальном направлении. В результате в области изменения преимущественного направления намагниченности образуются небольшие области с намагниченностью, противоположной по направлению намагниченности ядра (рис. 3а). Тем не менее, эти структуры не стабильны во времени и не обеспечивают переключения намагниченности ядра.

Для провода с отрицательной магнитострикцией изменение направления намагниченности в приповерхностной области также приводит к появлению области с намагниченностью, обратной по отношению к намагниченности осевого доме-

на. Кроме того, при вариациях константы магнитоупругой анизотропии K_{me} наблюдалось переключение направления намагниченности в осевой области микропровода в случаях более слабой анизотропии (рис. 3б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микромагнитное моделирование аморфных микропроводов с различными знаками магнитострикции было проведено с использованием пакета OOMMF. Полученные в результате моделирования распределения намагниченности соответствуют модели ядро-оболочка. Изменения распределения намагниченности, вызванные однородным аксиальным магнитным полем, соответствуют экспериментальным данным о магнитных свойствах микропроводов. Моделирование токового перемагничивания микропроводов было проведено с учетом неоднородного распределения электрического тока и создаваемого им магнитного поля по сечению проводника. Полученные результаты подтвердили возможное переключение намагниченности ядра микропровода с отрицательной магнитострикцией при пропускании переменного электрического тока.

Поскольку прямое наблюдение микромагнитной структуры с использованием доступных в настоящее время методов микротомографии

невозможно, моделирование может предоставить новую информацию о зависимостях микромагнитной структуры от различных параметров, включая состав сплава, диаметр ферромагнитной жилы и толщину стеклянной оболочки. Таким образом, процесс перемагничивания может быть настроен путем варьирования параметров модели до экспериментальных доказательств.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-32-90089).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vazquez M., Hernando A.* // J. Phys. D. 1996. V. 29. No. 4. P. 939.
2. *Chiriac H., Ovari T.A., Pop C.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. No. 14. Art. No. 10104.
3. *Chiriac H., Óvári T.-A., Zhukov A.* // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 254–255. P. 469.
4. *Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V. et al.* // Glass Phys. Chem. 2000. V. 26. No. 40. P. 353.
5. *Sixtus K.J., Tonks L.* // Phys. Rev. 1931. V. 37. No. 8. P. 930.
6. *Usov N.A., Antonov A.S., Lagarkov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. No. 2. P. 159.
7. *Антонов А.С.* Магнитоимпеданс ферромагнитных микропроводов, тонких пленок и мультислоев при высоких частотах. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М: МГУ, 2003. 179 с.
8. *Hayashi M., Thomas L., Rettner Ch. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. No. 20. Art. No. 207205.
9. *Zhukova V., Blanco J. M., Chizhik A. et al.* // Front. Phys. 2018. V. 13. No. 2. Art. No. 137501.
10. *Jiles D.C.* // Acta Mater. 2003. V. 51. P. 5907.
11. *Zhukov A.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. Part I. P. 216.
12. *Шалыгина Е.Е., Рубцов В.Д., Шалыгин А.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 888; *Shalygina E.E., Rubtsov V.D., Shalygin A.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 806.
13. *Akulov N.S., Degtiar M.V.* // Ann. Phys. 1932. V. 407. No. 7. P. 750.
14. *Shalyguina E.E., Bekoeva L.M., Shin K.-H.* // J. Mater. Sci. Technol. 2000. V. 16. No. 2. P. 183.
15. *Baraban I., Litvinova A., Rodionova V.* // Proc. IEEE 7th Inter. Conf. NAP. (Odessa, 2017) Art. No. 17430421.
16. *Donnelly C., Guizar-Sicairos M. et al.* // Nature. 2017. V. 547. P. 328.
17. *Fischer P.* // Nature. 2017. V. 547. P. 290.
18. *Байкенов Е.Ж., Изможеров И.М., Зверев В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 891; *Baykenov E.Z., Izmozherov I.M., Zverev V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 809.
19. *Chizhik A., Gonzalez J., Gawroński P., Stupakiewicz A.* // In: Magnetic nano- and microwires. Elsevier, 2020. P. 519.
20. *Richter K., Thiaville A., Varga R., McCord J.* // JAP. 2020. V. 127. Art. No. 193905.
21. *Donahue M.J., Porter D.G.* OOMMF User's Guide. Version 1.0 Interagency Report NISTIR 6376. Gaithersburg: NIST, 1999.
22. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
23. *Zhukov A., Gonzalez J., Vazquez M. et al.* Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology V. X. C. 62. American Scientific Publishers, 2004. P. 23.

Modelling of the magnetization reversal in amorphous magnetic microwires

Iu. A. Alekhina^{a, *}, N. S. Perov^a

^a Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: ya.alekhina@physics.msu.ru

Simulations of the micromagnetic structure and processes of magnetization reversal in amorphous magnetic microwires were carried out using OOMMF package. Microwires with different signs of magnetostriction were considered. Magnetization reversal was caused either by a uniform magnetic field or an electric current field, taking into account the skin effect and inhomogeneous distribution of the magnetic field over the cross section of the microwire.