

10

Магнитоэлектроакустическая динамика в стрейнтронной ячейке памяти с произвольным доступом

© В.Л. Преображенский^{1,3}, Л.М. Крутянский^{1,3,¶}, N. Tiercelin^{2,3}, P. Pernod^{2,3}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

² Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 — IEMN, Lille, France

³ Joint International Laboratory LIA LICS

¶ E-mail: leonid.krut@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 30 сентября 2019 г.

В окончательной редакции 30 сентября 2019 г.

Принято к публикации 7 октября 2019 г.

Стрейнтронный принцип энергонезависимой магнитоэлектрической памяти с произвольным доступом (MELRAM) привлекает к себе внимание благодаря перспективе достижения на его основе ультранизкого энергопотребления в запоминающих устройствах. Механизм переключения магнитных моментов импульсным деформированием упруго связанных магнитной и пьезоэлектрической подсистем сопряжен с возбуждением акустических колебаний в ячейках памяти. Период колебаний в наноразмерных ячейках сопоставим с временем переключения магнитных моментов, что может вносить искажения в процесс записи информации. Исследуется влияние акустических возбуждений на динамику магнитных переключений с помощью численного моделирования применительно к магнитоэлектрической ячейке размером $50 \times 50 \times 400$ nm на пьезоэлектрической подложке PMN–PT (011). Определены параметры управляющих электрических импульсов, обеспечивающие устойчивое бинарное переключение магнитных состояний системы.

Ключевые слова: пьезоэлектрик-магнетик, импульсное деформирование, акустические колебания, переключения намагниченности.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.01.48864.18056

Снижение энергозатрат на запись и считывание информации является одной из ключевых задач создания нового поколения устройств памяти с произвольным доступом [1]. Перспективным подходом к решению задачи представляется использование магнитоэлектрического взаимодействия в естественных мультиферроиках [2–5] или искусственных мультиферроидных структурах на основе упруго связанных магнитоэлектрических и пьезоэлектрических компонентов [6–10]. Управление магнитными состояниями с помощью электрических полей в магнитоэлектрических ячейках памяти (MELRAM) позволяет рассчитывать на снижение энергопотребления на запись информации до десятков аттоджоулей на бит [9]. При этом времена переключения, определяемые частотой магнитного резонанса и параметрами спиновой релаксации, оцениваются на уровне долей наносекунды. Пьезоэлектрические деформации в ячейках MELRAM обычно рассматриваются в квазистатическом приближении без учета гиперзвуковых колебаний, возбуждаемых управляющими импульсными электрическими полями. В то же время переменные деформации вносят вклад в эффективные магнитоэлектрические поля, переключающие магнитные состояния, и могут вносить ошибки в процессы записи. Роль колебаний особенно существенна, если полоса частот управляющих импульсов захватывает частоты собственных акустических мод структуры. В настоящей работе упругая динамика структуры включена в моделирование процессов магнитоэлектрического

переключения намагниченности в наномасштабной ячейке MELRAM, управляемой наносекундными и субнаносекундными импульсами электрического напряжения. С помощью программного пакета COMSOL Multiphysics выполнен расчет упругих колебаний структуры, результаты которого использованы для описания процессов переключения намагниченности при численном интегрировании уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта.

Геометрия рассматриваемой структуры, представленная на рис. 1, аналогична предложенной в работе [11] для полностью магнитоэлектрической ячейки, в которой и запись, и считывание информации осуществляются с помощью импульсных электрических полей. Размер пьезоэлектрической части ячейки $75 \times 500 \times 200$ nm. Роль носителя информации выполняет нанесенная сверху на пьезоэлектрик интерметаллическая магнитоэлектрическая пленка размером $50 \times 50 \times 400$ nm с одноосной магнитной анизотропией, помещенная в магнитное поле \mathbf{H} , ориентированное под углом 45° к оси y в плоскости пленки. Ориентация оси легкого намагничивания в плоскости выбирается таким образом, чтобы обеспечить равенство энергий двух устойчивых равновесных состояний „0“ или „1“ с направлениями намагниченности вдоль оси x или y соответственно. При этом угол α между легкой осью и осью x с учетом анизотропии формы определяется отношением поперечного размагничивающего поля к полю магнитной анизотропии: $\cos 2\alpha = H_m/H_A$. Равновесные ориентации

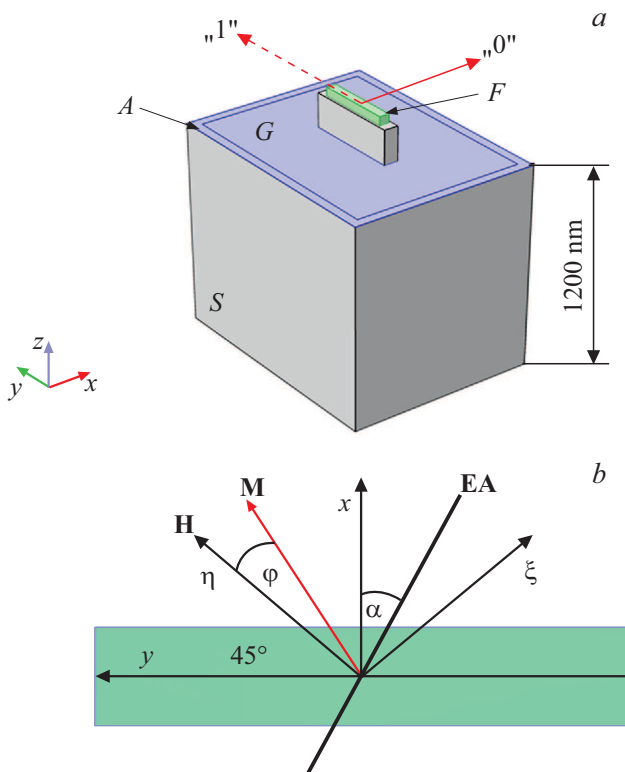


Рис. 1. Модель ячейки MELRAM на подложке PMN–PT (011). *a* — геометрия ячейки. *S* — подложка с расположенной на ней активной ячейкой PMN–PT, *F* — магнестрикционная интерметаллическая пленка, *G* — электрод, *A* — виртуальный звукопоглощающий слой. Указаны направления намагниченности, соответствующие состояниям „0“ и „1“. *b* — взаимная ориентация „легкой оси“ магнитной анизотропии *EA*, векторов намагниченности *M* и намагничивающего поля *H* в плоскости магнестрикционной пленки.

намагниченности вдоль осей *x* и *y* достигаются при условии $H = H_A^{eff} / \sqrt{2}$, где эффективное поле магнитной анизотропии равно $H_A^{eff} = H_A \sqrt{1 - (H_m/H_A)^2}$.

Пьезоэлектрическая подложка представлена в расчетах фрагментом размером $1000 \times 1300 \times 1200$ nm. Во избежание паразитных ревербераций выделенный фрагмент в численной модели окружен по периметру звукопоглощающим слоем. Интерметаллический магнетик помимо основной функции носителя информации играет также роль верхнего электрода. Нижний электрод располагается на подложке вокруг ячейки. Импульсное напряжение, прикладываемое к электродам, создает в структуре анизотропную деформацию $\langle u_{xx} - u_{yy} \rangle$, управляющую переключениями намагниченности. Полярность напряжения однозначно определяет результирующую ориентацию намагниченности „0“ или „1“ независимо от исходного магнитного состояния.

На рис. 2 представлены полученные с помощью пакета COMSOL Multiphysics результаты расчета деформации $\langle u_{xx} - u_{yy} \rangle$, усредненной по объему магнестрикционной пленки. Модуль Юнга, коэффициент

Пуассона и плотность пленки приняты в расчете равными $E = 126$ GPa, $\nu = 0.345$ и $\rho = 9600$ kg/m³ соответственно. В качестве пьезоэлектрика рассматривается кристалл $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$ (PMN–PT) среза (011), полный набор параметров которого приведен в работе [12]. Расчет выполнен для акустической добротности материалов $Q = 1000$. Амплитуда импульсов напряжения принята равной $U_i = 0.2$ V. Результаты, представленные на рис. 2, *a* и *b*, получены для длительностей электрического импульса (по уровню 0.5 от максимума), равных $t_i = 0.27$ и 1.96 ns соответственно при одинаковой длительности фронта 0.25 ns. На рисунках видны осцилляции, обусловленные резонансными акустическими колебаниями в ячейке. Частота осцилляций не изменяется при удалении подложки из модели. Излучение акустических волн в подложку увеличивает затухание осцилляций. Видно, что амплитуда второго (обратного) полупериода осцилляций на рис. 2, *a, b* составляет около 45% от среднего значения во время действия импульса напряжения.

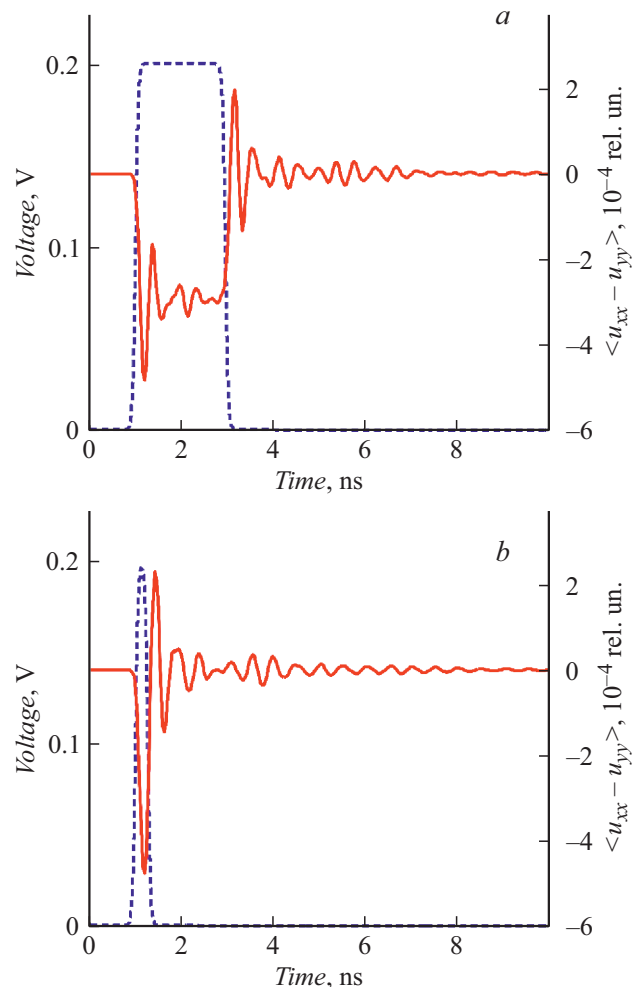


Рис. 2. Зависимость от времени средних по объему пленки деформаций $\langle u_{xx} - u_{yy} \rangle$ (сплошные линии) для импульсов управляющих напряжений амплитудой $U_i = 0.2$ V и длительностью $t_i = 1.96$ (a) и 0.27 ns (b) (штриховые линии).

Данные расчета деформаций использованы для описания процесса переключения намагниченности с помощью уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{T} + \frac{\delta}{M} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где T — вращающий момент, γ — магнитомеханическое отношение, δ — коэффициент затухания. В угловых переменных, определяющих проекции магнитного момента в системе координат (ξ, η, ζ) , связанной с направлением намагничивающего поля $\boldsymbol{\eta} \parallel \mathbf{H}$, $\boldsymbol{\zeta} \parallel \mathbf{z}$, $M_\xi = M \cos \theta \sin \varphi$, $M_\eta = M \cos \theta \cos \varphi$, $M_\zeta = M \sin \theta$, где угол θ отсчитывается от плоскости пленки, уравнение (1) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{M\Delta} [T_\xi \cos \theta + T_\zeta (\sin \theta \sin \varphi - \delta \cos \varphi)], \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{M\Delta} [T_\xi \delta \cos^2 \theta + T_\zeta (\cos \theta \cos \varphi + \delta \sin \theta \cos \theta \sin \varphi)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta = (1 + \delta^2) \cos^2 \theta \cos \varphi$,

$$\begin{aligned} T_\xi/M &= \frac{1}{4} (H_A^{eff} - H_A - H_m) \sin 2\theta \cos \varphi - H \sin \theta \\ &+ \frac{B}{2M} \langle u_{xx} - u_{yy} \rangle \sin 2\theta \sin \varphi, \\ T_\zeta/M &= -\frac{1}{2} H_A^{eff} \cos^2 \theta \sin 2\varphi + H \cos \theta \sin \varphi \\ &+ \frac{B}{M} \langle u_{xx} - u_{yy} \rangle \cos^2 \theta \cos 2\varphi. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь B — постоянная магнитострикции.

На рис. 3, *a, b* представлены результаты решения уравнений (2) с переменными деформациями $\langle u_{xx} - u_{yy} \rangle$, приведенными на рис. 2, *a* и *b* соответственно. В качестве начального равновесного состояния принято $\varphi = \pi/4$ и $\theta = 0$. Расчет выполнялся применительно к наноструктурированной пленке $N(\text{TbFe}_2/\text{FeCo})$ (N — количество бислоев) с гигантской магнитострикцией ($B = 10$ МПа) и магнитными параметрами $M = 200 \text{ emu/cm}^3$, $H_A = 1.3 \text{ kOe}$, $\delta = 0.15$. Вставки на рис. 3, *a, b* демонстрируют фазовые портреты колебаний намагниченности $\theta(\varphi)$.

По данным расчета переключение намагниченности реализуется при длительности импульса электрического напряжения больше $t_i \cong 0.32 \text{ ns}$, тогда как время магнитной релаксации составляет около 1 ns . Отметим, что для квазистатического приближения, не учитывающего акустических возбуждений, расчет дает значение минимальной длительности управляющего импульса $t_i = 0.25 \text{ ns}$ при той же амплитуде $U_i = 0.2 \text{ V}$. Для длительности $t_i = 0.27 \text{ ns}$ расчет демонстрирует динамическое отклонение намагниченности от ориентации „0“ с последующей релаксацией в исходное состояние (рис. 3, *b*).

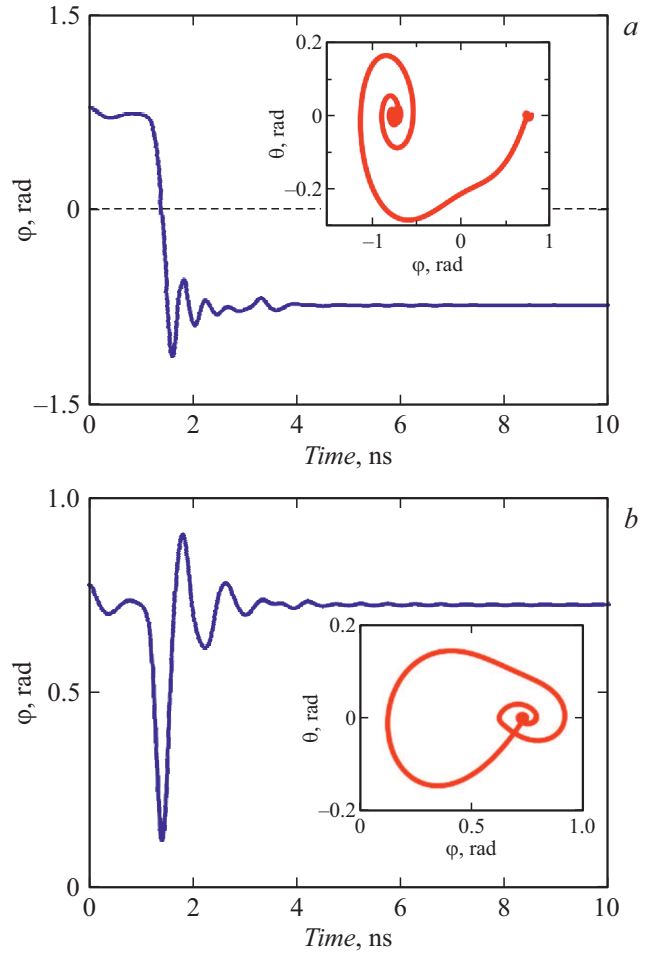


Рис. 3. Зависимость от времени угла φ между магнитным моментом и намагничивающим полем при длительностях управляющих импульсов $t_i = 1.96$ (*a*) и 0.27 ns (*b*). На вставках приведены фазовые портреты $\theta(\varphi)$ движения намагниченности в режиме переключения (*a*) и в отсутствие переключения (*b*) магнитных состояний.

Пример переключения „0“–„1“ для $t_i = 1.96 \text{ ns}$ и $U_i = 0.2 \text{ V}$ приведен на рис. 3, *a*. Минимальная амплитуда напряжения, обеспечивающая переключение намагниченности при данной длительности импульса, составляет $U_i = 70 \text{ mV}$ в отличие от $U_i = 46 \text{ mV}$ в квазистатическом приближении. При напряжении противоположного знака переключение отсутствует для любых длительностей импульса, что подтверждает однозначную зависимость конечного состояния магнитной системы от полярности управляющего электрического поля.

Моделирование процесса переключения магнитных состояний в магнитоэлектрической ячейке MELRAM выполнено на примере структуры, демонстрирующей явно выраженные резонансные возбуждения акустических колебаний, сопровождающих приложенные импульсные электрические поля. Колебания накладывают дополнительные ограничения на минимальную амплитуду и длительность управляющих импульсов по сравнению с

результатами квазистатического приближения. Несмотря на значительные амплитуды переменных составляющих деформаций при субнаносекундных электрических напряжениях, надлежащий выбор параметров управляющих импульсов обеспечивает устойчивое переключение магнитных состояний в стрейнтронной ячейке.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-29-14022).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Nanomagnetic and spintronic devices for energy-efficient memory and computing* / Eds J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay. 1st ed. John Wiley & Sons, Ltd, 2016. 359 p.
- [2] Chen X., Hochstrat A., Borisov P., Kleemann W. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. N 20. P. 202508 (1–3).
- [3] Bibes M., Barthélémy A. // *Nature Mater.* 2008. V. 7. N 6. P. 425–426.
- [4] He X., Wang Y., Wu N., Caruso A.N., Vescovo E., Belashchenko K.D., Dowben P.A., Binek C. // *Nature Mater.* 2010. V. 9. N 7. P. 579–585.
- [5] Берзин А.А., Винокуров Д.Л., Морозов А.И. // *ФТТ.* 2016. Т. 58. В. 11. С. 2237–2241.
- [6] Tiercelin N., Dusch Y., Klimov A., Giordano S., Preobrazhensky V., Pernod P. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. N 19. P. 192507. doi.org/10.1063/1.3660259
- [7] Dusch Y., Tiercelin N., Klimov A., Giordano S., Preobrazhensky V., Pernod P. // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. N 17. P. 17C719. DOI: 10.1063/1.4795440
- [8] Ahmad H., Atulasimha J., Bandyopadhyay S. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 18264. DOI: 10.1038/srep18264
- [9] Giordano S., Dusch Y., Tiercelin N., Pernod P., Preobrazhensky V. // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. N 15. P. 155321.
- [10] Camsari K.Y., Faria R., Hassan O., Sutton B.M., Datta S. // *Phys. Rev. Appl.* 2018. V. 9. N 4. P. 044020.
- [11] Preobrazhensky V., Krutyansky L., Tiercelin N., Dusch Y., Sigov A., Pernod P., Giordano S. // *Ferroelectrics.* 2018. V. 532. N 1. P. 160–167. DOI: 10.1080/00150193.2018.1499403
- [12] Wang F., Luo L., Zhao D.Z.X., Luo H. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. N 21. P. 212903.