Управление ячейкой SOT-MRAM внешним магнитным полем и током

Н. В. Островская[1,*], В. А. Скиданов[1], Ю. А. Юсипова[2]

[1]Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, ул. Советская, 3, Зеленоград, Москва, 124365
[2]ООО «Альфачип», пл. Шокина, 1, стр. 8, Зеленоград, Москва, 124498
*ost.ippm@yandex.ru

Исследовано переключение ячеек с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев, работа которых базируется на спиновом эффекте Холла. На основе обобщенного уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта построена динамическая система, описывающая движение вектора намагниченности в элементе SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией активного слоя под действием зарядового тока и внешнего магнитного поля. Проведен ее качественный анализ. Выявлены состояния равновесия системы и проведена классификация основных динамических режимов.

Введение

Спин-поляризованный ток, который позволяет передачу спинового углового момента между двумя магнитными слоями, служит основным способом управления состояниями битов в магнитной памяти, названной STT-MRAM [1–3]. Альтернативой такой памяти является память SOT-MRAM, которая обладает свойствами энергонезависимости, обратимости, высокой скорости, низкой рассеиваемой мощности и хорошей совместимости с традиционной полупроводниковой промышленностью [4]. В настоящее время предложено несколько конфигураций ячеек SOT-MRAM, обладающих разными свойствами. Здесь нами исследована работа ячеек с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев, отличная от конфигураций, рассмотренных в работе [5]. В основе их функционирования лежит спиновый эффект Холла.

Модель

На рис. 1 приведено схематическое изображение элемента SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев (FL – ferromagnet layers). Слои ферромагнетика разделены слоем немагнитного материала, обеспечивающего туннельную связь между слоями (TB – tunnel barrier). Трехслойная структура квадратного поперечного сечения размещена на проводящих шинах из тяжелого металла, Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt, (HM – heavy metal). Одна шина обеспечивает запись нуля либо единицы в ячейку памяти, другая шина – чтение информации из ячейки.

В основе описания динамики вектора намагниченности свободного слоя лежит уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта.

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0\left[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}\right] + \frac{a}{M_s}\left[\mathbf{M}\times\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right] + \mathbf{T}_{\text{SOT}}, \qquad (1)$$

где вращательный спин-орбитальный момент $\mathbf{T}_{\text{SOT}}$ равен

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{SOT}} &= \mathbf{T}_{FL} + \mathbf{T}_{DL}, \\ \mathbf{T}_{FL} &= |\gamma\mu_0|\, j\theta_{SH}\chi_{DL}\left[\mathbf{M}\times\left[\mathbf{M}\times\mathbf{e}_y\right]\right], \\ \mathbf{T}_{DL} &= |\gamma\mu_0|\, j\theta_{SH}\chi_{FL}M_s\left[\mathbf{M}\times\mathbf{e}_y\right]. \end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь γ – гиромагнитное отношение, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, нормированная плотность зарядового тока равна $j = J/J_{norm} = J\hbar/g|e|d\mu_0 M_s^2$, $\hbar$ – постоянная Планка, $g \simeq 2$ – фактор Ланде, e – заряд электрона, d – толщина свободного ферромагнитного слоя, M_s – намагниченность насыщения свободного (активного) слоя ферромагнетика (значения параметров некоторых ферромагнитных материалов, использованные в статье, приведены в табл. 1), θ_{SH} – угол спинового эффекта Холла, $\theta_{\text{SH}} = j_s/j_c$, характеризующий отношение плотности вертикального спинового тока к плотности горизонтального зарядового тока, χ_{DL}, χ_{FL} – эффективность спинового эффекта Холла для каждой компоненты вращательного момента, a – коэффициент диссипации. Значения параметров Холла и эффективности спиновой поляризации для структуры $Ta/Co_{60}Fe_{20}B_{20}/MgO$ приведены в табл. 1. Здесь же приведены численные значения параметров K, a и $\mu_0 M_s$, использованные в вычислениях.

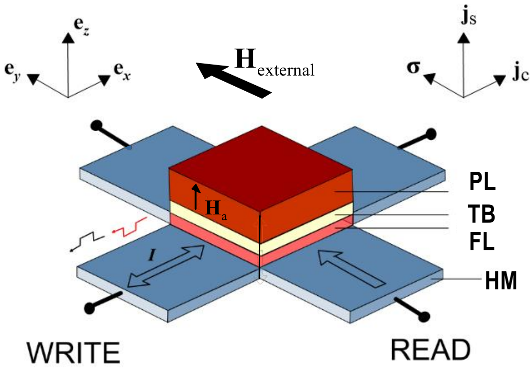

Рис. 1. Схематическое изображение элемента SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев ($\mathbf{H}_{\text{external}}$ – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_a$ – поле анизотропии, I – зарядовый ток записи, $\mathbf{j}_c$ – вектор плотности зарядового тока, $\mathbf{j}_s$ – вектор плотности спинового тока, $\boldsymbol{\sigma}$ – направление поляризации спинов)

Для использования аппарата численного анализа уравнение (1) представим в безразмерном виде

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}} = -\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m}\times\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{\tau}} + \mathbf{t}, \qquad (3)$$

где

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s \quad (|\mathbf{m}| = 1), \quad \mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{eff}}/M_s,$$

$$\mathbf{t} = \mathbf{H}_{\text{eff}}/\gamma\mu_0 M_s^2, \quad \tilde{\tau} = \left[\gamma\mu_0 M_s^2\right]^{-1}.$$

Таблица 1. Параметры моделирования динамики элемента SOT-MRAM для ферромагнетика $Ta/Co_{60}Fe_{20}B_{20}/MgO$

Физическая величина	Численное значение	Ссылка
K, МДж/м^3	0,6	[6]
$\mu_0 M_s$, Тл	1,300	[6]
α	0,008	[7]
θ_{SH}	– 0,06	[4]
χ_{DL}	3,2	[4]
χ_{FL}	– 2,1	[4]
$k = 2K/(\mu_0 M_s^2)$	0,892	

Таблица 2. Нормировки, использованные в расчетах (толщина активного слоя d равна 1 нм, фактор Ланде g считаем равным 2)

Нормировочная формула	Нормировочный коэффициент
$H = hM_s,\ \dfrac{\text{МА}}{\text{м}}$	$1{,}035\cdot10^6\,h$
$J = \dfrac{dge\mu_0 M_s^{\,2}}{\hbar}\,j,\ \dfrac{\text{А}}{\text{м}^2}$	$4{,}081\cdot10^{12}\,j$
$K = \dfrac{\mu_0 M_s^2}{2}\,k,\ \dfrac{\text{Дж}}{\text{м}^3}$	$6{,}724\cdot10^5\,k$
$t = \dfrac{1+\alpha^2}{\gamma\mu_0 M_s}\tau$, с	$2{,}745\cdot10^{-11}\,\tau$

Координатная запись уравнения (3) для рассматриваемой структуры имеет вид

$$dm_x/d\tau = P(m_x, m_y, m_z),$$
$$dm_y/d\tau = Q(m_x, m_y, m_z),$$
$$dm_z/d\tau = S(m_x, m_y, m_z),$$

где

$$\begin{aligned}
P &= (h - cj + abj)m_z - (k-1)m_y m_z + \\
&\quad + (bj + acj - ah)m_x m_y - a(k-1)m_x m_z^2, \\
Q &= (k-1)m_x m_z - a(k-1)m_y m_z^2 + \\
&\quad + (ah - acj - bj)(m_x^2 + m_z^2), \\
S &= -(h - cj + abj)m_x + a(k-1)m_z(1 - m_z^2) + \\
&\quad + (bj - ah + acj)m_y m_z, \\
b &= \theta_{SH}\chi_{DL},\ \ c = \theta_{SH}\chi_{FL}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Качественный анализ динамической системы

Анализ динамической системы (4) может быть выполнен методами качественной теории динамических систем [8–10]. Фазовой поверхностью для уравнения (3) является поверхность единичной сферы. Через регулярную точку на фазовой поверхности проходит одна и только одна фазовая траектория. Если точка является особой, то правые части либо также имеют особенность, либо одновременно обращаются в нуль. Это позволяет определить их число и координаты (рис. 2). На левой и нижней координатных осях рис. 2 отложены размерные величины внешнего магнитного поля (**H**), в которое помещен элемент памяти, и плотности зарядового тока, пропускаемого через шину из тяжелого металла (**J**). На правой и верхней оси – эти же величины, нормированные на коэффициенты из табл. 2. Примеры типичных фазовых портретов на единичной сфере представлены на рис. 3, *a*–*g*.

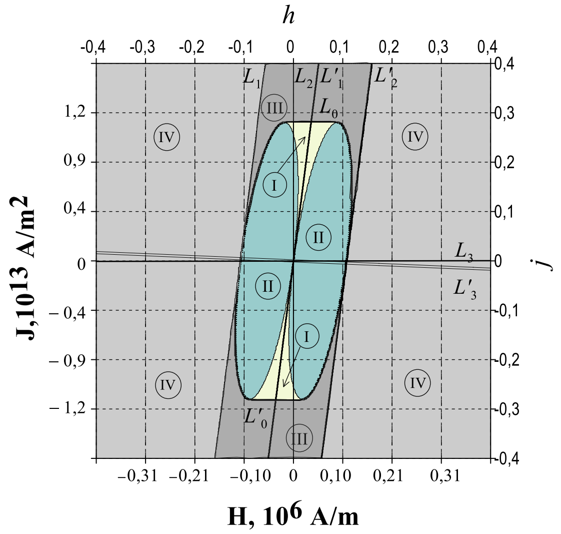

Рис. 2. Бифуркационная диаграмма динамической системы, описывающей динамику намагниченности в элементе SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией для $k = 0{,}892$, $\alpha = 0{,}008$. В областях I динамическая система имеет шесть особых точек, в областях II и III – четыре особых точки, во внешних областях IV – две особых точки, именно $(0, \pm1, 0)$

Точка $P_0(h = 0, j = 0)$ (точка 0)

В этом случае система (4) вырождается к виду

$$\begin{aligned}
dm_x/d\tau &= -m_z(k-1)(\alpha m_x m_z + m_y), \\
dm_y/d\tau &= -m_z(k-1)(\alpha m_y m_z - m_x), \\
dm_z/d\tau &= -m_z(k-1)(m_z^2 - 1).
\end{aligned} \tag{5}$$

Из (5) видно, что система имеет особую линию $m_z = 0$, совпадающую с экватором единичной сферы, и две изолированные особые точки типа фокус с координатами $(0, 0, \pm1)$. В магнитомягких материалах $(k < 1)$ фокусы неустойчивы, а точки на экваторе устойчивы, тогда как в магнитотвердых материалах $(k > 1)$, напротив, – фокусы $(0, 0, \pm1)$ устойчивы, а особые точки на экваторе неустойчивы. На рис. 3, *a* приведены годографы конца нормированного вектора намагниченности, полученные численным решением системы (5) методом Рунге – Кутты для трехслойной структуры на основе магнитомягкого материала $Ta/Co_{60}Fe_{20}B_{20}/MgO$ $(k = 0{,}892)$.

При любых $h \neq 0$, $j \neq 0$ правые части системы (4) обращаются в нуль в точках $T_{3,4}(0,\pm1,0)$. Таким образом, в ячейке с конфигурацией (рис. 1) запись бита может происходить между основными равновесными положениями вектора намагниченности $T_3(0,–1,0)$ и $T_4(0,+1,0)$. Кроме них, в системе (4) могут быть дополнительные равновесия, устойчивые или неустойчивые. Можно показать, что дополнительные равновесия существуют на плоскости управляющих параметров «поле – ток» в параллелограмме, ограниченном линиями

$$L_0:\ j=-(1-k)/(2b),$$

$$L_0':\ j=(1-k)/(2b),$$

$$L_1:\ 2h+2(\alpha b-c)\,j-(k-1)(\sqrt{\alpha^2+1}+1)=0,$$

$$L_2':\ 2h+2(\alpha b-c)\,j+(k-1)(\sqrt{\alpha^2+1}+1)=0.$$

На рис. 3, *c* приведен пример динамики намагниченности в области I с шестью точками равновесия, три из которых неустойчивы (два седла $T_{1,2}$ и неустойчивый фокус T_3), а три устойчивы: три устойчивых фокуса $T_{4,5,6}$. Траектория, исходящая из неустойчивого фокуса T_3, в зависимости от малого случайного отклонения от положения неустойчивого равновесия, перенаправляет свое движение в окрестностях седел $T_{1,2}$ таким образом, что может оказаться в одном из трех устойчивых положений равновесия. Эта ситуация представляет интерес с точки зрения ее применения в нейросетях.

В области II имеются четыре положения равновесия, три из которых неустойчивы – седло T_3 и два неустойчивых фокуса $T_{5,6}$, и одно устойчиво – устойчивый фокус T_4 (рис. 3, *d*, *e*).

В области IV дополнительных точек равновесия нет, но есть две основные – устойчивый и неустойчивый фокус (рис. 3, *g*).

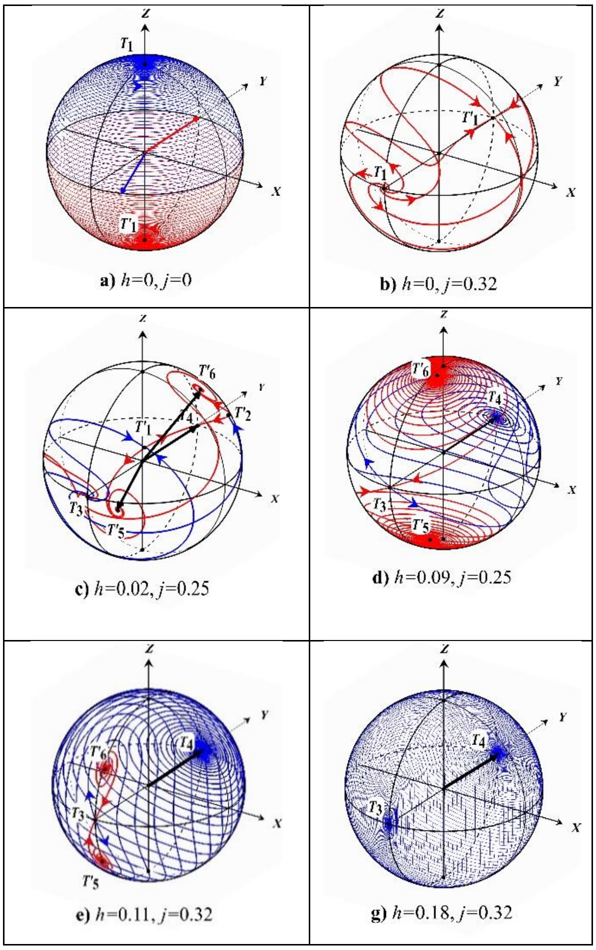

Рис. 3. Примеры фазовых портретов системы (4) для некоторых частных значений управляющих параметров в областях I–IV бифуркационной диаграммы: *c* – область I, *d* – область II, *e* – область III, *g* – область IV

Импульсное переключение ячейки памяти

Практический интерес может представлять динамика вектора намагниченности, изображенная на рис. 3, *b*, – переключение ячейки памяти в отсутствие внешнего магнитного поля. Этот режим открывает многообещающие перспективы упрощения конструкции ячейки памяти [11, 12]. Однако результат переключения весьма чувствителен к такому управляющему параметру как длительность τ импульса тока (рис. 4, *a*, *b*).

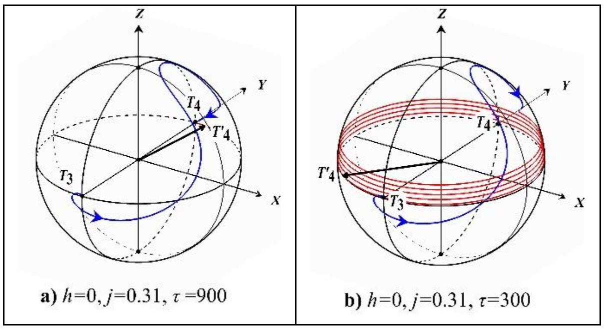

Рис. 4. Динамика переключения ячейки SOT-MRAM при импульсах тока разной длительности в отсутствие магнитного поля: *a* – длительность импульса $\Delta t = 24{,}7$ нс, *b* – длительность импульса $\Delta t = 8{,}2$ нс

Выводы

Оценим плотность тока переключения намагниченности в ячейке памяти SOT-MRAM. Если в начальный момент вектор намагниченности находился в положении безразличного равновесия $T_3(0,-1,0)$, то при подаче на шину импульса зарядового (неполяризованного) тока величины выше порога $j > |(1-k)/(2b)|$ положение $T_3(0,-1,0)$ теряет устойчивость – устойчивым становится равновесие $T_4(0,+1,0)$. Малое отклонение вектора намагниченности от равновесия $T_3(0,-1,0)$ приводит к тому, что он устремляется к новому равновесию, и если длительность импульса тока достаточна, то происходит переворот намагниченности, т. е. запись в ячейку бита информации. Будем считать, что оптимальные условия переключения соответствуют случаю двух точек равновесия (область III на рис. 2). Плотность порогового тока переключения в этом случае равна приблизительно $1{,}15 \cdot 10^{12}$ Ам$^{-2}$, т. е. через сечение элемента площадью 10×10 нм величина тока составит 0,1 мА. Это значение плотности управляющего тока близко к значению плотности тока для *z*-конфигурации ячейки памяти в работе [5].

Однако существенным недостатком данной конфигурации является то, что значимые положения равновесия вектора намагниченности «0» и «1» не обладают окрестностью притяжения, как это имеет место в случае ячеек с планарной анизотропией (например, в работе [13]).

Финансирование

Работа финансировалась из госбюджетной темы «Вега-Г-2023» «Исследование и разработка методов создания элементной базы и программных продуктов для высокопроизводительных вычислительных систем нового поколения».

Литература

1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, et al. // Science 2001. 294 : 1488–95.
2. S. D. Bader, S. S. P. Parkin // Spintronics. Annu. Rev. Condensed Matter. Phys. 2010. V. 1 P. 71.
3. A. Brataas, A. D. Kent, H. Ohno // Nat. Mater. 2012. V. 11. P. 372–381.
4. C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, F. Pan. Progress in Materials Science. 2021.
5. S. Fukami, T. Anekawa, C. Zhang, and H. Ohno, Nature Nanotechnology. 2016. V. 11. P. 621–626.
6. J. M. Shaw, H. T. Nembach, M. Weiler, T. J. Silva, M. Schoen, J. Z. Sun, and D. C. Worledge. IEEE Magnetics Letters. 2015. V. 6. Art. 3500404.
7. Deepika Jhajhria, Dinesh K. Pandya, and Sujeet Chaudhary, AIP Conference Proceedings. 1953. 2018. Art. 120034.
8. А. А. Андронов, Е. А. Леонтович, И. И. Гордон, А. Г. Майер. Качественная теория систем второго порядка. М. : Наука, 1966. 568 с.
9. Дж. Гукенхеймер, Дж. Холмс. Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей. Москва-Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2002. 560 с.
10. Н. Н. Баутин, Е. А. Леонтович. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости. М. : Наука, 1990. 488 с.
11. B. Dieny, I. L. Prejbeanu, K. Garello, et al. Nature Electronics. 2020. V. 3. P. 446–459.
12. Chao Wang, Zhaohao Wang, Yansong Xu, et al. // IEEE Xplore. 2020. 978-1-7281-3320-1/20/.
13. Н. В. Островская, В. А. Скиданов, Ю. А. Юсипова // Журнал Технической Физики. 2023. Т. 93, вып. 5. С. 687–695.