

УДК 537.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ УСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ЗАПОМИНАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2021 г. О. П. Поляков^{1, *}, С. И. Касаткин², В. В. Амеличев³, П. А. Поляков¹

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия

*E-mail: o_polyakov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г.

После доработки 05.07.2021 г.

Принята к публикации 28.07.2021 г.

Исследована область устойчивой работы элементов магниторезистивных запоминающих элементов с учетом поля неоднородности фиксирующего нано-магнитного слоя. В приближении однородного намагничивания вычислен коэффициент магнитостатического взаимодействия чувствительного и фиксированного слоев. Найден оптимальные значения импульса магнитного поля, переключающие битовые состояния.

DOI: 10.31857/S0367676521110302

ВВЕДЕНИЕ

Ключевым элементом магниторезистивной (МР) оперативной памяти (MRAM) является спин-туннельный (СТМР) запоминающий элемент (ЗЭ). СТМР переход состоит из проводящего свободного магнитного слоя (СМС), диэлектрического барьерного слоя (ДБС), проводящего фиксированного магнитного слоя (ФМС) [1, 2]. Вектор намагниченности фиксированного слоя \vec{M}_1 , направленный вдоль оси анизотропии, обладает высоким полем перемагничивания и не изменяет своего направления при изменении ориентации \vec{M}_2 в СМС. Два устойчивых состояния вектора намагниченности в СМС кодируют бит информации, которые регистрируются посредством изменения магнитосопротивления СТМР перехода. Для устойчивой работы СТМР ЗЭ MRAM необходимо найти оптимальные физические параметры и значения компонент вектора импульса магнитного поля, при которых происходит устойчивая запись бита информации. Исследования в этом направлении для различных модификаций MRAM активно ведутся на протяжении более 20 лет [1, 2]. Так в работе [3] проведено теоретическое исследование области магнитных полей, при которых происходит переключение направления вектора \vec{M} в СМС из одного устойчивого состояния в другое. Магнит-

ные полосы моделировались сильно сплюснутыми одинаковыми эллипсоидами с однородным распределением намагниченности. Плотность магнитостатической энергии взаимодействие полосок полагалась равной

$$w_c = -(\vec{M}_2 \vec{H}_{m1}), \quad (1)$$

где \vec{M}_2 – вектор намагниченности второй полоски, \vec{H}_{m1} – магнитное поле создаваемое первой полоской в области второй полоски, которое считалось однородным и совпадающим с размагничивающим полем внутри эллипсоида, то есть внутри первой полоски. Этим же автором в [4] проведено развитие теории на случай различных по толщине полосок (эллипсоидов). В работе [5] сделана попытка учесть отличие магнитного поля вне полоски ФМС от поля размагничивания внутри этой полоски, предполагая, что это поле пропорционально полю размагничивания, вводя некоторый уменьшающий постоянный коэффициент $r = 0.8$, т.е. полагая

$$\vec{H}_{m2} = r\vec{H}_{m1}. \quad (2)$$

В данной работе проведено исследование области устойчивой работы СТМР ЗЭ по аналогии с работами [3–5], используя точное выражение для магнитного поля однородно намагниченного эллипсоида.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

Следуя работам [3–5], рассмотрим два ферромагнитных слоя в виде сильно сплюснутых вдоль координатной оси Z однородно намагниченных эллипсоида (рис. 1). Пусть полуоси эллипсоидов $a > b > c$ ориентированы вдоль декартовых осей координатных X, Y, Z . На рис. 1 изображено сечение этих эллипсоидов координатной плоскостью XOZ .

Пусть нижняя эллипсоидальная магнитная полоска намагничена вдоль координатной оси X и является магнитожестью с бесконечно большой коэрцитивной силой (ФМС 3Э), т.е. вектор намагниченности этой полоски \vec{M}_1 всегда ориентирован вдоль координатной оси X . Верхняя эллипсоидальная магнитная полоска (СМС 3Э) имеет кристаллическую анизотропию и анизотропию формы вдоль координатной оси X и, соответственно, имеет две устойчивые ориентации вектора намагниченности \vec{M}_2 этого слоя – вдоль и против координатной оси X . Геометрические размеры слоев изображены на рис. 1, где d – расстояние между слоями, то есть толщина ДБС СТМР перехода. Толщины c ферромагнитных эллипсоидов (пленок) в общем случае могут не совпадать.

Магнитостатическое поле вне эллипсоида будет неоднородным и только приближенно может считаться приблизительно равным однородному размагничивающему полю внутри ФМС, что предполагалось в работах [3–5]. Для точного расчета этого поле воспользуемся известным выражением для магнитостатического потенциала однородно намагниченного эллипсоида вне эллипсоида [6]

$$\varphi(x, y, z) = 4\pi \frac{abc}{2} \int_{\xi(x,y,z)}^{\infty} \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)} M_{1x} x, \quad (3)$$

где

$$R(t) = \sqrt{(a^2 + t)(b^2 + t)(c^2 + t)}. \quad (4)$$

Здесь учтено, что вектор намагниченности \vec{M}_1 направлен вдоль оси X и имеет только одну ненулевую компоненту

$$M_{1x} = |\vec{M}_1| = M. \quad (5)$$

Величина ξ является эллипсоидальной координатой, зависимость которой от декартовых координат $\xi(x, y, z)$ определяется решением уравнения [7]

$$\frac{x^2}{a^2 + \xi} + \frac{y^2}{b^2 + \xi} + \frac{z^2}{c^2 + \xi} = 1. \quad (6)$$

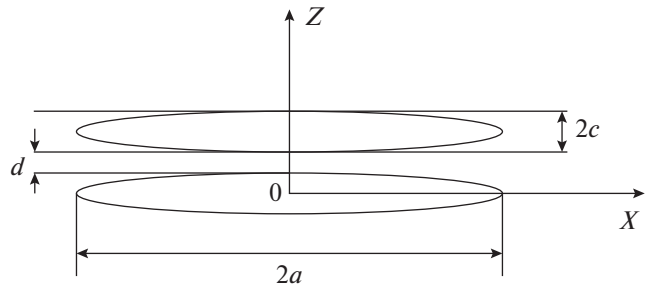


Рис. 1. Сечение эллипсоидальных магнитных полосок ячейки MRAM координатной плоскостью XOZ .

Проекция вектора напряженности H_x вне эллипсоида, согласно выражению (3), будет равна

$$H_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 4\pi \frac{abc}{2} \times \left(\frac{x}{(a^2 + \xi)R(\xi)} \frac{\partial \xi(x, y, z)}{\partial x} - \int_{\xi(x,y,z)}^{\infty} \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)} \right) M_{1x}. \quad (7)$$

Выражение (7) выражается через неполные эллиптические интегралы первого и второго рода. Зависимость $\xi(x, y, z)$ значительно упрощается при $y = 0$ и, согласно (6), будет определяться выражением

$$\xi(x, y, z) = \sqrt{\left(\frac{a^2 + c^2 - x^2 - z^2}{2} \right)^2 - a^2 c^2 + x^2 c^2 + z^2 a^2} - \left(\frac{a^2 + c^2 - x^2 - z^2}{2} \right). \quad (8)$$

С помощью формул (7) и (8) была рассчитана зависимость проекции напряженности H_x от координаты x вдоль больших полуосей верхнего эллипсоида, когда $z = 2c + d$ (рис. 1), для магнитных полосок из FeNiCo с намагниченностью насыщения $M = 1050$ Гс, в двух случаях: $a = 3$ мкм, $b = 1$ мкм, $c = 5$ нм, $d = 3$ нм и $a = 0.3$ мкм, $b = 0.1$ мкм, $c = 5$ нм, $d = 3$ нм. Графики этой зависимости представлены на рис. 2.

Из рис. 2а следует, что в первом случае проекция напряженности H_x вдоль большей оси симметрии эллипсоида в основном практически постоянна и близка к значению в центре эллипсоида $H_x(0) = -11.57$ Э. Значение размагничивающего поля внутри нижней эллипсоидальной пластинки $H_{mix} = -11.63$ Э. Следовательно, на большей части верхнего эллипсоида СМС магнитное поле, порожденное нижней полоской ФМС, с точностью до 0.1% совпадают, что обосновывает приближенные работы [3]. Однако вблизи концов полуосей верхнего эллипсоида на участке порядка $0.1a$ поле H_x резко возрастает меняет знак и достигает на

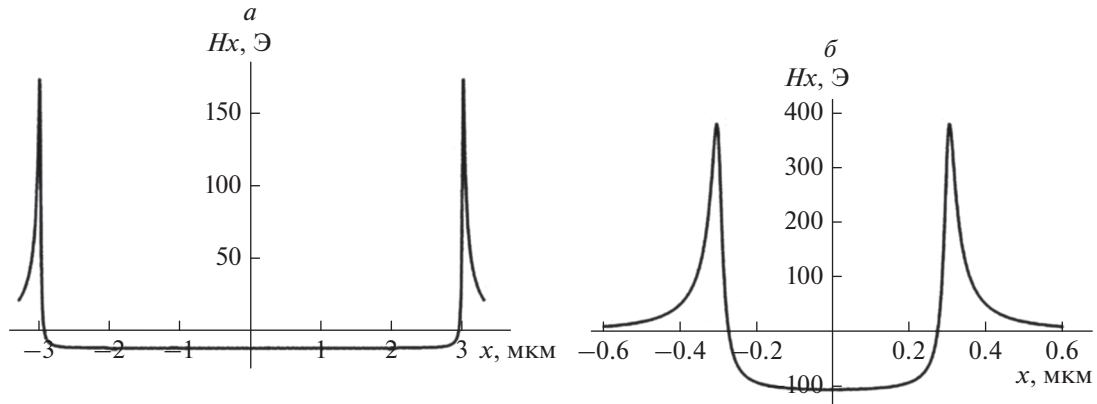


Рис. 2. Зависимость проекции напряженности H_x от координаты x вдоль больших полуосей верхнего эллипсоида при $c = 5$ нм, $d = 3$ нм в случаях: $a = 3$ мкм, $b = 1$ мкм (а) и $a = 0.3$ мкм, $b = 0.1$ мкм (б).

вершине эллипсоида значения $H_x(a) = 152.77$ Э. Среднего значения вдоль большей оси верхнего эллипсоида посчитанное по формуле (7) равно $H_{xcp} = -10.23$ Э. Если формально посчитать параметр r в (2), введенный в работе [5], по формуле

$$r = \frac{H_{xcp}}{H_{m1}}, \quad (9)$$

получим значение $r = 0.88$.

Для второго случая, когда длина и ширина полосок в десять раз меньше ($a = 0.3$ мкм, $b = 0.1$ мкм), из рис. 2б следует, что неоднородность поля H_x внутри верхнего эллипсоида значительно больше. Размагничивающее поле внутри нижнего эллипсоида $H_{m1x} = -113.13$ Э. Поле в центре верхнего эллипсоида, порожденное намагниченным нижним эллипсоидом, равно $H_x(0) = -107.29$ Э и отличается на 5% от H_{m1x} , на вершине эллипсоида значения $H_x(a) = 350.04$ Э. Среднего значения вдоль большей оси верхнего эллипсоида равно $H_{xcp} = -73.92$ Э. Параметр (9) в этом случае будет иметь значение $r = 0.65$.

Из приведенных данных следует, что если СМС и ФМС 3Э идентичны, то на глубине порядка 10% от вершины СМС (больших полюсов верхнего эллипсоида на рис. 1) имеется сильная неоднородность в распределении намагниченности, которая может влиять не переключение СТМР 3Э. Чтобы избавиться от этой особенности достаточно СМС уменьшить в размере приблизительно на 10%.

ОБЛАСТЬ БИСТАБИЛЬНОГО КВАЗИРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ СМС

Области бистабильного квазиравновесного состояния однородно намагниченной эллипсоидальной частицы во внешнем магнитном поле \vec{H}_0 для

различных конкретных физических задач исследовалась во многих работах [1, 3–5]. Проведем аналогичные исследования в рассматриваемых случаях с учетом неоднородности магнитного поля ФМС (поля, создаваемого вектором намагниченности нижнего эллипсоида на рис. 1). Будем полагать, что распределение векторов намагниченности в полосках однородно. Тогда плотность магнитной энергии СМС (в верхнем эллипсоиде рис. 1) можно представить в виде

$$w = w_z + w_{an} + w_m + w_c. \quad (10)$$

Здесь w_z – плотность магнитной энергии, обусловленная внешним полем \vec{H}_0 (энергия Зеемана)

$$w_z = -\vec{M}_2 \vec{H}_0, \quad (11)$$

w_{an} – плотность магнитной энергии одноосной анизотропии

$$w_{an} = K \sin^2 \varphi, \quad (12)$$

где K – константа одноосной анизотропии, ось которой направлена вдоль координатной оси X , φ – угол между вектором намагниченности \vec{M}_2 и направлением координатной оси X . Выражение (12) часто записывают через константу “поле анизотропии”

$$H_{an} = \frac{2K}{M}, \quad (13)$$

где

$$M = |\vec{M}_1| = |\vec{M}_2|. \quad (14)$$

С учетом обозначения (13) формула (12) примет вид

$$w_{an} = \frac{H_{an} M}{2} \sin^2 \varphi. \quad (15)$$

Третье слагаемое в (10) w_m – плотность магнитостатической энергии

$$w_m = -\frac{\vec{H}_m \vec{M}_2}{2}, \quad (16)$$

где \vec{H}_m – размагничивающее поле эллипсоида, компоненты которого определяются выражениями

$$H_{mx} = -4\pi n_x M_{2x}, \quad H_{my} = -4\pi n_y M_{2y}, \quad (17)$$

n_x и n_y – размагничивающие коэффициенты эллипсоида [7]

$$n_x = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)}, \quad n_y = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(b^2 + t)R(t)}. \quad (18)$$

Последнее слагаемое в (10) w_c – плотность магнитостатической энергии взаимодействия с магнитостатическим полем ФМС (магнитным полем нижнего эллипсоида на рис. 1). В отличие от работ [3–5, 8] учтем влияние неоднородности этого поля. Для простоты ограничимся вычислением этой энергии вблизи большей оси симметрии эллипсоида, т.е. в узком цилиндре радиуса ε и высотой $2a$, в пределах которого поле можно считать совпадающим с полем на оси симметрии, имеющим одну ненулевую компоненту H_x равную выражению (7). Тогда энергия взаимодействия с этой областью будет равна

$$W_c = -\int_{-a}^a M_{2x} H_x dx \pi \varepsilon^2 = -M_{2x} H_{xav} \pi \varepsilon^2 \cdot 2a, \quad (19)$$

где

$$H_{xav} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a H_x dx. \quad (20)$$

Из (19) для плотности энергии взаимодействия получим

$$w_c = \frac{W_c}{\pi \varepsilon^2 2a} = -M_{2x} H_{xav}. \quad (21)$$

Принимая во внимание соотношения

$$\begin{aligned} M_{2x} &= M \cos \varphi, \quad M_{2y} = M \sin \varphi, \\ \vec{H}_0 &= (H_{0x}, H_{0y}, 0) \end{aligned} \quad (22)$$

и формул (13)–(21), получим следующую зависимость плотности магнитной энергии (10) от угла поворота φ вектора намагниченности \vec{M}_2 относительно оси координат X

$$w(\varphi) = M \left[-(H_{0x} + H_{xav}) \cos \varphi - H_{0y} \sin \varphi + \frac{H_{an} + 4\pi n_y M}{2} \sin^2 \varphi + 2\pi n_x M \cos^2 \varphi \right]. \quad (23)$$

Плотность энергии (23) в зависимости от величин компонент внешнего поля H_{0x} , H_{0y} и среднего магнитостатического поля H_{xav} может иметь

два локальных минимума (бистабильное состояние) или один минимум (одно устойчивое состояние ориентации вектора \vec{M}_1). При возрастании компонент внешнего магнитного поля H_{0x} , H_{0y} , при фиксированном угле φ , при некоторых их значениях бистабильное состояние пропадает и возникает одно устойчивое состояние. Математически это означает, что при бистабильном состоянии функция (23) имеет три экстремума: два локальных минимума и один максимум. Критические значения параметров H_{0x} , H_{0y} , при котором пропадает бистабильное состояние, означает слияние одного локального минимума функции (23) с максимумом и образование точки перегиба. Значение компонент H_{0x} , H_{0y} , при которых возникает такое состояние, можно определить из условий [8]

$$\frac{\partial w(\varphi)}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 w(\varphi)}{\partial^2 \varphi} = 0. \quad (24)$$

Дифференцируя функцию (23) получим

$$\begin{aligned} H_{0x} + H_{xav} &= -(H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)) \cos^3 \varphi, \\ H_{0y} &= (H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)) \sin^3 \varphi. \end{aligned} \quad (25)$$

При изменении угла φ от 0 до 2π уравнения (25) будут вычерчивать на плоскости замкнутую кривую астроида, кривая инверсии, которую впервые получили Стонер и Вольфарт [1, 8].

Определим минимальное импульсное магнитное поле H_0 способное переключать рассмотренные ячейки MRAM. Для этого запишем соотношения (25) в безразмерной форме, вводя безразмерные величины

$$\begin{aligned} \bar{H}_{0x} &= \frac{H_{0x}}{H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)}, \\ \bar{H}_{0y} &= \frac{H_{0y}}{H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)}, \\ \bar{H}_{xav} &= \frac{H_{xav}}{H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)}, \end{aligned}$$

тогда вместо (25) получим

$$\bar{H}_{0x} = -\bar{H}_{xav} - \cos^3 \varphi, \quad \bar{H}_{0y} = \sin^3 \varphi. \quad (26)$$

Модуль безразмерного вектора напряженности внешнего поля будет равен

$$\bar{H}_0 = \sqrt{\bar{H}_{0x}^2 + \bar{H}_{0y}^2} = \sqrt{(\bar{H}_{xav} + \cos^3 \varphi)^2 + \sin^6 \varphi}. \quad (27)$$

Дифференцируя выражение (27) по φ и приравнявая производную к нулю находим два различных значения $\cos \varphi$, при которых расстояние

до различных участков кривой инверсии будет минимальным

$$\cos \varphi_{1,2} = \frac{-\bar{H}_{xav} \pm \sqrt{(\bar{H}_{xav})^2 + 8}}{4}. \quad (28)$$

Для рассмотренных выше элементов ячеек MRAM \bar{H}_{xav} равно -0.1577 (для $a = 3$ мкм, $b = 1$ мкм) и -0.1513 (для $a = 0.3$ мкм, $b = 1$ мкм), т.е. практически совпадают.

$$\cos \varphi_1 = 0.7476, \quad \varphi_1 = 41.6^\circ, \quad (29)$$

$$\cos \varphi_2 = -0.6687, \quad \varphi_2 = 131.9^\circ. \quad (30)$$

Подставляя (29), (30) в выражения (26), (27), находим

$$\bar{H}_{0x1} = -0.260, \quad \bar{H}_{0y1} = 0.292, \quad \bar{H}_{01} = 0.414; \quad (31)$$

$$\bar{H}_{0x2} = 0.457, \quad \bar{H}_{0y2} = 0.411, \quad \bar{H}_{02} = 0.614. \quad (32)$$

Умножая значения (31), (32) на размерный множитель $H_{an} + 4\pi M(n_y - n_x)$, принимающий для рассматриваемых двух полосок СМС значения 64.9 и 488.6 Э, получим следующие оптимальные физические значения компонент напряженности поля переключающих ориентацию вектора \vec{M}_2 в СМС:

для первой полоски с ($a = 3$ мкм, $b = 1$ мкм)

$$H_{0x1} = -17 \text{ Э}, \quad H_{0y1} = 19 \text{ Э}, \quad H_{01} = 25 \text{ Э}; \quad (33)$$

$$H_{0x2} = 30 \text{ Э}, \quad H_{0y2} = 27 \text{ Э}, \quad H_{02} = 40 \text{ Э}; \quad (34)$$

для второй полоски с ($a = 0.3$ мкм, $b = 0.1$ мкм)

$$H_{0x1} = -129 \text{ Э}, \quad H_{0y1} = 144 \text{ Э}, \quad H_{01} = 194 \text{ Э}; \quad (35)$$

$$H_{0x2} = 221 \text{ Э}, \quad H_{0y2} = 200 \text{ Э}, \quad H_{02} = 298 \text{ Э}. \quad (36)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе исследовано влияние неоднородности магнитного поля ФМС СТМР ЗЭ

на переключение ориентаций вектора \vec{M}_2 СМС. Установлено, что вблизи границ магнитной полоски СМС неоднородность магнитного поля, обусловленная намагниченностью ФМС, достигает существенной величины, а магнитное поле на границе резко возрастает по сравнению с центральной частью полоски. При уменьшении размеров полосок неоднородность магнитного поля возрастает в объеме всей полоски. Показано, что при условии однородности распределения вектора намагниченности по объему полоски, эту неоднородность можно учесть посредством введения среднего поля. Это обосновывает модель развитую в [5] и позволяет вычислять эмпирический коэффициент, введенный в этой работе. Найденны оптимальные значения импульса магнитного поля, переключающие битовые состояния для рассмотренных СТМР ЗЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ikegawa S. // IEEE T. Electron Dev. 2020. V. 67. No. 4. P. 1407.
2. Parkin S.S.P., Roche K.P., Samant M.G. et al. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. No. 8. P. 5828.
3. Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. No. 15. P. 2847.
4. Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. No. 22. P. 4559.
5. Wang S., Fujiwara H., Sun M. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. No. 295. P. 246.
6. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. М.—Л.: ГИТТЛ, 1948. 539 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т. 8. М.: Наука, 1982. 620 с.
8. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. No. 4. P. 3475.
9. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям с формулами графиками и таблицами. М.: Наука, 1979. 832 с.

Investigation of the field of stable operation of magneto-resistive memory elements

O. P. Polyakov^{a,*}, S. I. Kasatkin^b, V. V. Amelichev^c, P. A. Polyakov^a

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bTrapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^cScientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, 124498 Russia

*e-mail: o_polyakov@physics.msu.ru

We examine the area of stable operation of elements of magneto-resistive storage elements, taking into account the inhomogeneity field of the fixing nanomagnetic strip. In the approximation of uniform magnetization, the coefficient of magnetostatic interaction of the sensitive layer with the nano-magnetic strip is calculated. Optimal values of the magnetic field pulse that switch bit states are found.