УДК 537.624.21

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА СТРЕЙНТРОНИКИ КВАДРАТНОЙ ФОРМЫ

© 2022 г. О. П. Поляков^{1, 2,} *, С. И. Касаткин², В. В. Амеличев³, В. С. Шевцов^{1, 2}, П. А. Поляков¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

"Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук", Москва, Россия

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение

"Научно-производственный комплекс "Технологический центр", Москва, Россия

*E-mail: o_polyakov@physics.msu.ru Поступила в редакцию 18.04.2022 г. После доработки 13.05.2022 г. Принята к публикации 23.05.2022 г.

Рассчитано изменение магнитосопротивления элемента наноструктуры стрейнтроники квадратной формы в рамках модели когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя под воздействием внешнего магнитного поля. Показано совпадение выводов теории с известными основополагающими экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S0367676522090228

В последние годы активно развивается новое направление спинтроники – стрейнтроника [1]. В элементах стрейнтроники присутствует магнитный слой, обладающий высокими магнитострикционными свойствами. Наличие этого слоя позволяет управлять физическими параметрами элементов спинтроники посредством его деформации. В одной из первых экспериментальных работ продемонстрировавшей такую возможность [2] использовался спин-туннельном магниторезистивный элементе квадратной формы. В качестве слоя с положительной магнитострикцией использовался нано слой FeCo, а с отрицательной магнитострикцией – нано слой Ni.

Следуя работе [2], рассмотрим свободный слой туннельного магниторезистивного элемента, подвергнутого однородной деформации растяжения или сжатия как показано на рис. 1.

Элемент имеет квадратную форму. Ось легкого намагничивания (ОЛН) и направление однородной деформации направлены вдоль координатной оси X. Вектор намагниченности \vec{M} лежит в плоскости пленки и под действием внешнего поля H может быть ориентирован относительно оси X под углом φ . Для теоретического исследования обратного магнитострикционного эффекта на магниторезистивное сопротивление спинтуннельного магнитного перехода воспользуемся моделью однородного вращения вектора намагниченности (см, например, [3]). Плотность магнитной энергии в этом случае с учетом магнитоупругой энергии будет равна, [3, 4]:

$$w = K_u \sin^2 \varphi \pm \frac{3}{2} \lambda \sigma \sin^2 \varphi \mp HM \cos \varphi.$$
(1)

Здесь первое слагаемое слева является плотностью энергии одноосной анизотропии. Второе слагаемое — это плотность магнитоупругой энергии [4], где верхний знак соответствует положительной магнитострикции, а нижний — отрица-



Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой системы.



Рис. 2. Зависимости косинуса угла установившейся намагниченности и безразмерного сопротивления образца от безразмерной напряженности внешнего поля.

тельной. Третье слагаемое плотность энергии взаимодействия внешнего магнитного поля с вектором намагниченности, где верхний знак соответствует направлению поля H вдоль оси X, нижний – против оси X. Величина K_u – константа одноосной анизотропии, λ – относительное изменение длины образца, σ – напряжение.

Введем обозначения

$$K_{\sigma} = \frac{3}{2}\lambda\sigma, \quad H_{an} = \frac{2K_{u}}{M},$$

$$H_{\sigma} = \frac{2K_{\sigma}}{M}, \quad H_{anef} = H_{an} \pm H_{\sigma}.$$
(2)

тогда выражение (1) можно записать в виде

$$w = \frac{H_{anef}M}{2}\sin^2\varphi \mp HM\cos\varphi.$$
(3)

Разделим обе части равенства (3) на модуль величины (плотность энергии эффективной анизотропии)

$$w_{anef} = \frac{H_{anef}M}{2},\tag{4}$$

для безразмерной плотности магнитной энергии *w* получим

$$\tilde{w} = \frac{w}{|w_{anef}|} = \pm \left[\sin^2 \varphi \mp 2\beta \cos \varphi\right], \tag{5}$$

где введена безразмерная величина напряженности внешнего магнитного поля

$$\beta = \frac{H}{H_{anef}}.$$
 (6)

Знак (+) в (5) соответствует случаю, когда $H_{anef} > 0$, знак (-) если $H_{anef} < 0$.

Дифференцируя функцию (5) по переменной φ находим уравнение для определения экстремумов плотности энергии \tilde{w}

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \varphi} = \pm \left[2\sin\varphi(\cos\varphi \pm \beta) \right] = 0. \tag{7}$$

Из (5) и (6) следует, что при $H_{anef} > 0$ и $\beta < 1$ энергия \tilde{w} будет иметь два локальных минимума при $\varphi = 0$, π . При $\beta > 1$ имеется только один минимум плотности энергии. Если проекция вектора внешнего магнитного поля \vec{H} на ось X равна H, то минимум энергии достигается при $\varphi = 0$. Если же проекция вектора внешнего магнитного поля \vec{H} на ось X равна – H, то минимум энергии достигается при $\varphi = \pi$. Соответственно зависимость соѕ φ от безразмерного внешнего магнитного поля β при перемагничивании будет иметь зависимость, представленную на рис. 2*a*.

В случае $H_{anef} < 0$, то минимум плотности энергии (5) при $|\beta| < 1$ будет достигаться если

$$\cos \varphi = \pm \beta. \tag{8}$$

При $|\beta| > 1$ минимум энергии \tilde{w} будет при

$$\cos \varphi = \pm 1. \tag{9}$$

Соответствующая, зависимость $\cos \phi$ от безразмерного внешнего магнитного поля β при перемагничивании изображена на рис. 26.

Как видно из рис. 26 при указанных параметрах происходит безгистерезисное перемагничивание свободного слоя спин-туннельного магниторезистивного элемента.

Используя приведенную выше теорию, несложно рассчитать изменение гигантского магнитосопротивления спин-туннельного элемента стрейнтроники от внешнего магнитного поля *H* для случая, изображенного на рис. 1 по формуле [5]

$$R(\varphi) = R(\varphi = 0) + \frac{1}{2} [R_{max} - R_{min}](1 - \cos \varphi). \quad (10)$$

Для безразмерного изменения магнитосопротивления $\Delta \tilde{R}$ находим

$$\Delta \tilde{R} = \frac{R(\phi) - R(\phi = 0)}{R_{max} - R_{min}} = \frac{1 - \cos\phi}{2}.$$
 (11)

Тогда используя полученные выше решения, находим следующие зависимости безразмерного сопротивления $\Delta \tilde{R}$ от безразмерного внешнего магнитного поля β , которые приведены на рис. 2*в* (при $H_{anef} > 0$) и рис. 2*г* (при $H_{anef} < 0$).

Из полученных результатов следует, что в случае материала с положительной магнитострикцией при растяжении, то есть когда $\sigma > 0$ и $K_{\sigma} > 0$ происходит увеличение эффективной анизотропии $H_{anef} = H_{an} + H_{\sigma}$. Следовательно, ширина гистерезисной петли увеличивается. При сжатии образца $\sigma < 0$ и $K_{\sigma} < 0$, поэтому $H_{anef} = H_{an} - |H_{\sigma}|$. Соответственно происходит уменьшение ширины гистерезисной петли. Если $H_{\sigma} > H_{an}$, то $H_{anef} < 0$, тогда ось легкого намагничивания будет перпендикулярна оси Х. В этом случае гистерезис в зависимости безразмерного магнитосопротивления ΔR от безразмерного магнитного поля β пропадает, а сама зависимость будет иметь вид, представленный на рис. 2г. При отрицательной магнитострикции закономерности на рис. 2в и 2г будут обратными.

Следует отметить, что теория когерентного вращения довольно хорошо совпадает (в том числе количественно) с экспериментальными результатами, полученными в [2]. Однако имеются и несовпадения с данной простой теорией, связанные с тем, что экспериментальные кривые в области резких углов имеют закругления, а сами петли имеют небольшой горизонтальный сдвиг и не являются, строго говоря, симметричными относительно начала координат. Были попытки объяснить эту зависимость наклоном оси одноосной анизотропии в [6]. Однако наилучшее совпадение теоретической кривой с экспериментом получалось при довольно большом отклонении оси одноосной анизотропии (5°-10°), что, по нашему мнению, является маловероятным. Это подтверждается и тем, что те же авторы в [2] уже не используют эту гипотезу для объяснения плавного изгиба гистерезисной кривой, а приводят только экспериментальные результаты. По нашему мнению. это несовпаление экспериментальных результатов с теорией имеет иную физическую природу и обусловлено возникновением неоднородного перемагничивания в магнитной пленке или даже возникновением доменной структуры. В связи с этим мы выполнили численное моделирование процесса перемагничивания квадратной магнитной пленки методом крупных частиц.

В работе использовался популярный программный пакет для решения задач микромагнитного моделирования ООММГ [7], в основе которого лежит метод динамического установления для определения результирующей микромагнитной структуры в зависимости от внешних условий и параметров образца. В основе лежит решение динамического микромагнитного уравнения Ландау—Лифшица—Гильберта

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \cdot \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \qquad (12)$$

где H_{ef} — эффективное магнитное поле, которое определяется вариационной производная свободной энергии по магнитному моменту. При этом исследуемый образец разбивается на ячейки в форме прямоугольного параллелепипеда, в объеме которых распределение намагниченности \vec{M} можно считать практически однородным. В таком случае уравнение (12) преобразуется в систему дискретных уравнений, решение которой производится численно исходя из начальных и граничных условий. С течением времени система стремится к результирующему распределению намагниченности благодаря диссипативному члену в уравнении (12). Данное распределение является численным решением задачи.

Моделирование было выполнено для квадратного образца размерами $25 \times 25 \text{ мкм}^2$ и толщиной 2.5 нм. Физические параметры образца: $H_{an} = 10 \text{ Э}$, намагниченность насыщения $M_s = 1960$ Гс, константа обменного взаимодействия $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Результаты этого моделирования представлены на рис. 3.

Разрывы в теоретической зависимости $(1 - \cos \varphi)/2$ от величины внешнего магнитного поля *H*, повидимому, связаны с дискретностью ячеек, а именно с единовременным перемагничиванием отдельных больших участков квадрата, что в свою





очередь приводит к резкому скачку на графике. Вероятно, теоретическая кривая примет более плавный вид при увеличении числа ячеек в моделировании, однако это приводит к непропорциональному увеличению времени вычислений, которые могут быть не под силу даже суперкомпьютерам. В данной работе моделирование выполнено при 10 000 ячеек.

При сравнении результатов расчета с аналогичной зависимостью на рис. 4, полученной в случае использования модели когерентного перемагничивания, можно заметить более плавный ход теоретической кривой в случае неоднородного перемагничивания, при этом рассмотренная теория полностью соответствуют основополагающей экспериментальной работе [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др. // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288; Bukharaev А.А., Zvezdin А.К., Pyatakov А.P. et al. // Phys. Usp. 2018. V. 61. No. 12. Р. 1175.
- Lohndorf M., Dokupil S., Wecker J. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272–276. P. 2023.
- Pan Jing, Hu Jing-Guo // Phys. Lett. 2006. V. A358. P. 236.
- 4. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: Изд-во ИЛ, 1956. 784 с.
- Dokupil S., Bootsmann M.-T., Stein S. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 290–291. P. 795.
- Löhndorf M., Duenas T., Tewes M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. No. 2. P. 313.
- 7. https://math.nist.gov/oommf.

Theoretical study of the magnetoresistance of the nanostructure of the straintronic element

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

^a Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia
 ^b Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia
 ^c Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, 124498 Russia
 *e-mail: o_polyakov@physics.msu.ru

Within the framework of the model of coherent rotation of the magnetization vector of the free layer of a spin tunnel element subjected to homogeneous strain of tension and compression, the change in its magnetoresis-tance during remagnetization by an external magnetic field is calculated. It is shown that the conclusions of the theory coincide with the classical experimental.