

УДК 537.62

ОСОБЕННОСТИ АМР ЭФФЕКТА В МАГНИТНЫХ ПОЛОСКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2020 г. В. С. Шевцов^{1, 2, *}, О. П. Поляков^{1, 2}, В. В. Амеличев³,
С. И. Касаткин², 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

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

*E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.

После доработки 23.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

Предложена теоретическая модель коллективных микромагнитных спиновых структур, возникающих в магниторезистивных нанополосках FeNiCo с перпендикулярной анизотропией. Нетипичные зависимости магнитосопротивления от величины внешнего поля, полученные экспериментально, указывают на наличие сложной доменной структуры в образце. Рассчитанные в соответствии с данной моделью кривые АМР-эффекта имеют количественное совпадение с экспериментальными результатами для указанных выше образцов, в то время как вычисления в рамках специализированного пакета ООММФ демонстрирует лишь качественное сходство.

DOI: 10.31857/S036767652005035X

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем современной спинтроники является задача о вычислении коллективной самоорганизующейся спиновой структуры в ферромагнитных пленках с толщинами порядка десятков нанометров [1]. В частности, большие усилия исследователей направлены на изучение эффективных с точки зрения устройств спинтроники структур, таких как скирмионы [2]. Не потерявшими актуальность являются также исследования по управлению микромагнитными наноструктурами в магниторезистивных полосках, используемых, например, в устройствах с barber-pole структурами [3].

Отметим, что несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных описанной выше проблеме [4], не удастся разработать общую теоретическую модель, позволяющую однозначно определить распределение микромагнитных структур в ферромагнитных нанополосках. В зависимости от внешних магнитных полей, материалов и геометрических размеров, микромагнитные структуры могут быть самыми разнообразными [5], в том числе весьма нежелательными с точки зрения получения максимальной чувствительности элементов спин-

троники, таких как СТМР [6], СВМР [7], АМР [8] и т.д.

Например, в проведенном нами экспериментальном исследовании магниторезистивного эффекта в полосках FeNiCo₆ с размерами 380 × 14 мкм и толщиной 22 нм была обнаружена нетипичная зависимость магнитосопротивления от величины внешнего магнитного поля (рис. 1, пунктирная линия), которая свидетельствует о возникновении сложных микромагнитных структур в данном образце.

Один из наиболее эффективных математических пакетов для микромагнитного моделирования ООММФ [9], который широко используется во многих лабораториях мира [10], указывает на возникновение сложной доменоподобной структуры (магнитные вихри) и при этом не дает количественного, а только качественного согласия с экспериментальными результатами. По всей видимости в реальном эксперименте структура магнитных неоднородностей отличается, а моделирование с помощью пакета ООММФ дает только качественное представление о сложности микромагнитной структуры.

Кроме этого, эксперимент указывает на наличие высокой коэрцитивности (рис. 1, пунктирная

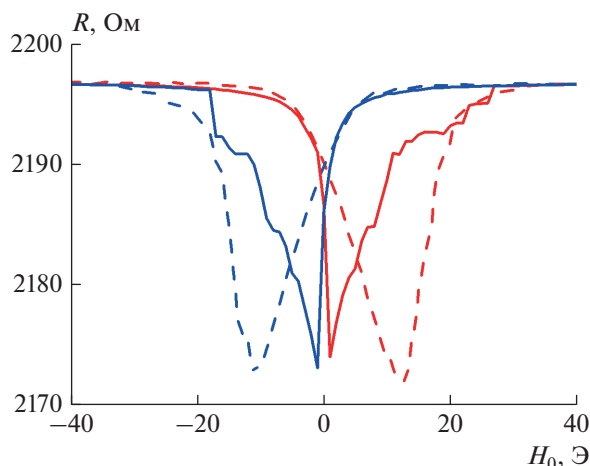


Рис. 1. Сравнение зависимостей магнитосопротивления R от величины внешнего магнитного поля H_0 . Сплошной линией показана теоретическая зависимость, рассчитанная при помощи пакета ООММФ, пунктиром отмечены экспериментальные результаты.

линия), так как при перемагничивании внешним полем вдоль полоски в прямом и обратном направлении минимум магнитосопротивления сильно смещается относительно нулевой отметки внешнего поля. В работе производится попытка разработки теоретической модели для объяснения таких закономерностей.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе экспериментально и теоретически исследуется изменение сопротивления магниторезистивной полоски FeNiCo_6 толщиной $h = 22$ нм, шириной $a = 10$ мкм и длиной $l = 380$ мкм. Намагниченность насыщения $M_s = 875$ Гс, эффективное поле анизотропии $H_a = 8$ Э. Ось легкого намагничивания (ОЛН) лежит в плоскости полоски и направлена перпендикулярно длинной стороне вдоль координатной оси y (рис. 2).

Вдоль оси z прикладывается внешнее магнитное поле \vec{H}_0 и измеряется зависимость магнитосопротивления R полоски от проекции внешнего поля на ось z в прямом (от -100 до 100 Э) и обратном (от 100 до -100 Э) направлении. На рис. 1 пунктирной линией показана кривая, полученная экспериментально.

Результаты указывают на то, что соответствующая зависимость близка к симметричной относительно минимума магнитосопротивления и имеет эффективную ширину 10 Э как для прямого, так и для обратного хода. Сами минимумы магнитосопротивления, соответствующие прямому и обратному перемагничиванию, сдвинуты относительно

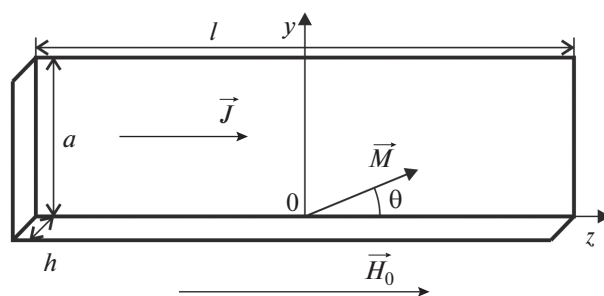


Рис. 2. Геометрические параметры полоски FeNiCo .

нулевой отметки поля, что может свидетельствовать о наличии коэрцитивной силы $H_c = 12$ Э.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для теоретического расчета микромагнитной структуры в исследуемых полосках FeNiCo_6 был использован один из наиболее эффективных математических пакетов для микромагнитного моделирования ООММФ, в котором используется метод динамического установления [11]. В данном методе вся область ферромагнетика разбивается на микроскопические области кубической формы (ячейки). В геометрический центр каждой такой ячейки помещается диполь с магнитным моментом, равным магнитному моменту ячейки. После определения начальных условий решаются микромагнитные уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта с диссипативным членом в форме Гильберта, за счет которого система с течением времени релаксирует к некоторому стационарному состоянию. Считается, что это состояние описывает равновесную структуру системы магнитных доменов.

Следует отметить, что при использовании данного метода могут возникать как физически реализуемые квазиравновесные структуры, так и нереализуемые. Такие нефизичные структуры определяются начальными и граничными условиями и соответствуют математической модели. Их получение может быть связано с дискретности сетки, погрешностью счета и другими факторами. Поэтому одной из проблем метода динамического установления является необходимость проверки результатов расчета на предмет их возможной релаксации в эксперименте.

Результаты расчетов для указанных выше параметров магниторезистивной пленки представлены на рис. 1 и отмечены сплошной линией. Из полученных результатов следует, что кривая АМР-эффекта по своей форме и ширине качественно напоминает экспериментальную кривую (пунктирная линия), но расходится с ней количественно. Во-первых, кривые не симметричны от-

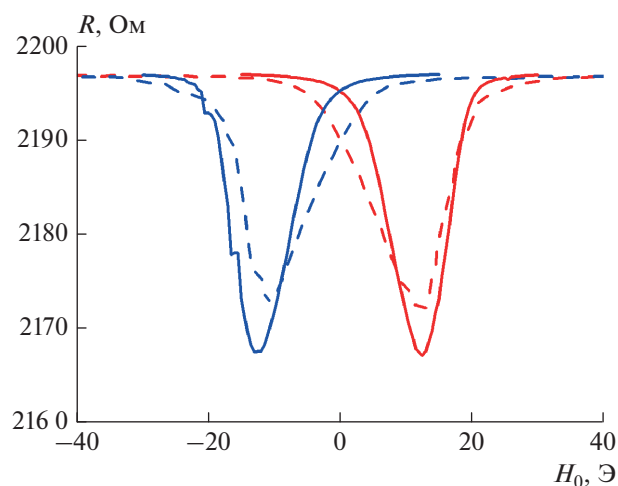


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (пунктирная линия) и теоретической (сплошная линия) зависимостей магнитосопротивления R от величины внешнего магнитного поля H_0 . Коэффициент магниторезистивного эффекта $\Delta\rho/\rho = 0.015$.

носителем минимума магнитосопротивления. Теоретическая кривая имеет более резкий спад в области малых полей. Во-вторых, коэрцитивная сила в теории составляет всего 1 Э, в то время как для эксперимента эта величина равна 12 Э.

Используя классическую теорию магнитных доменов, можно предположить, что при малых полях в магниторезистивной полоске возникают поперечные квазидомены, соответствующие теории Киттеля (сквозные полосовые домены [12]) или Ландау–Лившица (замыкающие домены [13]). Это влечет за собой уменьшение размагничивающего поля на боковых гранях полоски и приводит к существенному уменьшению величины АМР-эффекта, так как в каждом домене имеется значительная составляющая намагниченности вдоль оси ОЛН. При увеличении внешнего магнитного поля доменная структура изменяется.

Предположим, что характерное значение внешнего поля, при котором доменная структура разрушается, соответствует полю анизотропии H_a . В разрабатываемой теории этот параметр должен определять величину доменов и влиять на их изменение. Для этого эмпирически был подобран коэффициент

$$\beta = 1 - \left(\frac{H_a^2}{H_0^2 + H_a^2} \right)^{\frac{1}{18}} \quad (1)$$

для плотности магнитостатической энергии w_m , зависящий от величины внешнего поля H_0 и поля анизотропии H_a . Зависимость подобрана таким образом, чтобы теоретическая кривая АМР-эф-

фекта оптимально соответствовала форме экспериментальной кривой для данной структуры.

Воспользуемся разработанной нами теорией одномерной магнитной неоднородности [14] вдоль ширины полоски, в которой рассчитывается равновесная микромагнитная структура посредством минимизации функционала полной магнитной энергии

$$W = \int_V (w_a + w_m + w_H) dV \rightarrow \min. \quad (2)$$

Здесь w_a – плотность энергии магнитной анизотропии

$$w_a = K(1 - (\vec{m} \cdot \vec{n})^2), \quad (3)$$

где K – константа одноосной анизотропии, \vec{n} – единичный вектор, направленный вдоль ОЛН, \vec{m} – единичный вектор в направлении \vec{M} .

Величина w_m – плотность магнитостатической энергии, определяемая выражением

$$w_m = -\frac{\beta}{2}(\vec{M} \cdot \vec{H}_m), \quad (4)$$

где \vec{H}_m – размагничивающее поле, определяемое уравнениями магнитостатики. Последнее в (2) представляет собой плотность зеемановской энергии

$$w_H = -(\vec{M} \cdot \vec{H}_0). \quad (5)$$

Будем считать, что при уменьшении внешнего поля до величин порядка поля анизотропии и меньше начинают возникать поперечные домены разной ширины. Для объяснения коэрцитивности предположим, что в пленке имеются неоднородности и дефекты, наличие которых может препятствовать движению доменных границ. Согласно эксперименту, для перемагничивания пленки требуется поле порядка $H_c = 12$ Э. Величину этой коэрцитивной силы будем приближенно учитывать уменьшением внешнего поля H_0 на величину H_c .

В результате расчета по описанной выше модели, для заданных параметров магниторезистивной пленки была получена кривая АМР-эффекта. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показано на рис. 3. Видно, что формы кривых качественно и количественно совпадают, что подтверждает правильность разработанной теории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе исследований была разработана теоретическая модель для расчета АМР характеристик образца с перпендикулярной анизотропией, а также получено хорошее согласование с экспериментальными результатами. Развитие представ-

ленной теории позволит существенно продвигаться в задачах, связанных с проектированием датчиков магнитного поля и повышением эффективности их работы.

Данная работа была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bhatti S., Sbiaa R., Hirohata A. et al.* // Mater. Today. 2017. V. 20. № 9. P. 530.
2. *Jiang W., Chen G., Liu K. et al.* // Phys. Rep. 2017. V. 704. P. 1.
3. *Wang C., Su W., Hu Z. et al.* // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. № 11. P. 1.
4. *Kateb M., Jacobsen E., Ingvarsson S.* // J. Phys. D. 2018. V. 52. № 7. Art. № 075002.
5. *Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 2017. Т. 118. № 11. С. 1083; *Dubovik M.N., Filippov B.N.* // Phys. Met. Metallogr. 2017. V. 118. № 11. P. 1031.
6. *Ферт А.* // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336; *Fert A.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. № 12. P. 1336.
7. *Slonczewski J.C.* // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 10. P. 6995.
8. *McGuire T.R., Potter R.I.* // IEEE Trans. Magn. 1975. V. 11. № 4. P. 1018.
9. <https://math.nist.gov/oommf>.
10. *Urbaniak M., Stobiecki F., Szymański B. et al.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. № 1. Art. № 013905.
11. *Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Скачков Д.Г.* // ФММ. 2000. Т. 90. № 3. С. 5; *Antonov L.I., Lukasheva E.V., Mironova G.A., Skachkov D.G.* // Phys. Metals Metallogr. 2000. V. 90. № 3. P. 213.
12. *Kittel C.* // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. № 4. P. 541.
13. *Landau L., Lifshits E.* // Phys. Z. 1935. V. 8. P. 153.
14. *Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2019. № 5. С. 40; *Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. № 5. P. 459.