

05,13

## Безгистерезисные спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии

© Л.И. Наумова<sup>1</sup>, М.А. Миляев<sup>1</sup>, Т.А. Чернышова<sup>1</sup>, В.В. Проглядо<sup>1</sup>,  
И.Ю. Каменский<sup>1,2</sup>, В.В. Устинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: naumova@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 20 декабря 2013 г.)

Посредством отжига и охлаждения в магнитном поле сформирована неколлинеарная конфигурация магнитной анизотропии в спиновых клапанах с сильным и слабым межслойным взаимодействием. Проведено исследование зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления от угла между приложенным магнитным полем и основными осями магнитной анизотропии в спиновом клапане. Обнаружено, что только в случае сильного межслойного взаимодействия ферромагнитного типа формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии позволяет получить безгистерезисный характер перемагничивания свободного слоя при сохранении величины максимального магнитосопротивления и магниторезистивной чувствительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (договор № 02.G36.31.0004), ОФИ УрО РАН № 13-2-021-НПО, 12-2-009-АРКТИКА.

### 1. Введение

Наноструктура „спиновый клапан“ состоит из разделенных немагнитной прослойкой ферромагнитных слоев, один из которых, называемый пиннигованным, связан обменным взаимодействием с прилегающим к нему слоем антиферромагнетика. Второй ферромагнитный слой называется свободным. Полевая зависимость намагниченности спинового клапана включает в себя две петли гистерезиса. Низкополевая петля соответствует перемагничиванию свободного слоя. Взаимодействие между свободным и пиннигованным слоем приводит к малому сдвигу  $H_J$  низкополевой петли гистерезиса из симметричного по отношению к  $H = 0$  положения. Обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик приводит к формированию однонаправленной магнитной анизотропии и появлению сдвига  $H_{EX}$  петли гистерезиса перемагничивания пиннигованного слоя. В интервале полей  $H_J < H < H_{EX}$  реализуется антипараллельное упорядочение намагниченностей ферромагнитных слоев. Спиновые клапаны с шириной низкополевой петли гистерезиса менее 1 Ое и величиной гигантского магниторезистивного эффекта 8–10% могут быть использованы в качестве чувствительного элемента в аналоговых измерительных устройствах.

Конфигурация магнитной анизотропии в спиновом клапане характеризуется взаимным расположением следующих направлений: оси легкого намагничивания свободного слоя (ОЛН) и оси однонаправленной анизотропии (ООА). При параллельной конфигурации магнитной анизотропии ОЛН параллельна ООА, а при

неколлинеарной конфигурации ОЛН отклонена от ООА на ненулевой угол. Согласно [1,2], гистерезис перемагничивания свободного слоя зависит от поля межслойного взаимодействия  $H_J$ , поля анизотропии свободного слоя  $H_A$ , а также от угла между приложенным в плоскости пленки магнитным полем и основными осями анизотропии. Авторами работы [1] на основе вычислений в рамках модели когерентного вращения намагниченности построена магнитная фазовая диаграмма, определяющая области реализации гистерезисного и безгистерезисного перемагничивания свободного слоя в зависимости от  $H_J$ ,  $H_A$  и угла отклонения приложенного поля от ООА. Согласно [1], в спиновых клапанах с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии перемагничивание свободного слоя сопровождается гистерезисом при любых значениях отношения  $H_J/H_A$ , если магнитное поле направлено вдоль ООА. В случае скрещенной конфигурации магнитной анизотропии (ОЛН перпендикулярна ООА) и при условии  $H_J/H_A > 1$  перемагничивание свободного слоя является безгистерезисным независимо от направления внешнего магнитного поля. Однако, согласно [1,2], даже в случае общего перпендикулярного расположения ООА и ОЛН всегда существует локальный разброс этих направлений в плоскости пленки, обусловленный особенностями рельефа и микроструктуры. По этой причине практическое получение безгистерезисного перемагничивания в спиновых клапанах со скрещенной конфигурацией анизотропии является маловероятным. В случае же неколлинеарной конфигурации, когда угол между ООА и ОЛН больше  $0^\circ$  и меньше  $90^\circ$ , перемагничивание свободного слоя является безгистерезисным только в определенном

интервале углов между приложенным магнитным полем и ООА [1]. Известно, что при параллельной конфигурации магнитной анизотропии ширина низкополевой петли гистерезиса уменьшается при отклонении приложенного магнитного поля от оси легкого намагничивания [3,4]. В предыдущих публикациях [5–7] мы сообщали о том, что в спиновых клапанах с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии и сильным межслойным взаимодействием ( $H_J/H_A > 1$ ) малое отклонение магнитного поля от ОЛН приводит к резкому сужению низкополевой петли гистерезиса. Проведенные исследования позволили получить практически безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления для спиновых клапанов с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии.

В настоящей работе неколлинеарная конфигурация магнитной анизотропии в спиновых клапанах формируется посредством терромагнитной обработки и исследуется возможность получения безгистерезисной полевой зависимости магнитосопротивления в случае сильного ( $|H_J/H_A| > 1$ ) и слабого ( $|H_J/H_A| < 1$ ) межслойного взаимодействия.

## 2. Получение образцов и экспериментальные методики

Спиновые клапаны композиции  $[Ta, (Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}]/Ni_{80}Fe_{20}/Co_{90}Fe_{10}/Cu/Co_{90}Fe_{10}/Mn_{75}Ir_{25}/[Ta, (Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}]$  были приготовлены при помощи магнетронного напыления на подложках из стекла в магнитном поле 110 Ое, приложенном в плоскости пленки. Базовое давление остаточных газов в камере напыления было  $10^{-7}$  Ра. Измерение скорости напыления каждого материала производилось с помощью оптического профилометра-интерферометра с помощью процедуры, описанной в работе [8]. Для исследований были выбраны четыре образца с различным межслойным взаимодействием: 1) Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20); 2) Ta(20)/NiFe(25)/CoFe(20)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20); 3) Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(20)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20) и 4) NiFeCr(30)/NiFe(30)/CoFe(20)/Cu(18)/CoFe(25)/MnIr(60)/NiFeCr(10).

В скобках указаны толщины слоев в ангстремах.

Для того чтобы в приготовленном спиновом клапане изменить направление ООА и сформировать неколлинеарную конфигурацию магнитной анизотропии использовали отжиг в вакуумной печи при давлении  $10^{-5}$  Ра, температуре 270°C в течение 10 min и последующее охлаждение в магнитном поле 1.5 кОе. Магнитное поле создавалось постоянными самарий-кобальтовыми магнитами и было направлено в плоскости пленки под фиксированным углом к ОЛН. Температура и время отжига были определены в результате специальной серии экспериментов. Выбранная температура 270°C превышает температуру блокировки для слоя антиферромагнетика MnIr толщиной 60 Å. Более высокая температура и

большая продолжительность отжига приводят к структурным изменениям в слоях спинового клапана и межслойной диффузии, а также к изменению направления ОЛН свободного слоя.

Исследования микроструктуры проводились методами рентгеновской дифракции ( $2\theta$ - и  $\omega$ -сканы) с использованием  $CoK_{\alpha}$ -излучения и Si-монокроматора на первичном пучке.

Измерения намагниченности выполнены при помощи вибрационного магнитометра. Для определения поля одноосной анизотропии были дополнительно приготовлены образцы композиции  $[Ta, (Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}]/Ni_{80}Fe_{20}/Co_{90}Fe_{10}/Ta$ , повторяющие буферный слой, композитный свободный слой NiFe/CoFe для каждого из образцов (№ 1–4) и покрытые защитным слоем. Петли магнитного гистерезиса были измерены в поле, приложенном последовательно вдоль оси легкого и трудного намагничивания.

Сопротивление спиновых клапанов измерялось на постоянном токе стандартным четырехконтактным методом при протекании тока в плоскости слоев. Размер образца составлял  $2 \times 8$  mm. Магнитосопротивление определялось как  $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \cdot 100\%$ , где  $R(H)$  — сопротивление образца в магнитном поле,  $R_s$  — сопротивление в поле магнитного насыщения. Для количественной оценки гистерезиса использовали полную ширину на полувысоте петли гистерезиса магнитосопротивления  $H_c$ . Величину поля межслойного взаимодействия  $H_J$  определяли по сдвигу середины низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления из симметричного по отношению к  $H = 0$  положения. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

## 3. Результаты и обсуждение

Структурные исследования проводились на спиновых клапанах с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии, т. е. до проведения терромагнитной обработки. На рис. 1 представлены дифрактограммы, полученные для образцов № 1 и 3. Видны два брэгговских пика гранцентрированной кубической решетки: (111) MnIr и общий (из-за близости параметров структуры) пик (111) для слоев Cu, CoFe и NiFe. Отсутствие других структурных пиков свидетельствует о наличии текстуры (111) во всех, за исключением Ta, слоях спинового клапана. Исследование совершенства текстуры в слоях Cu, CoFe и NiFe методом кривых качания [9] показало, что угол рассеяния текстуры составляет 5.5, 6.3, 3.4 и 5.0° для образцов № 1–4 соответственно. Кривые качания ( $\omega$ -скан) вокруг общего пика (111) Cu, CoFe, NiFe для образцов № 1 и 3 показаны на вставке к рис. 1. Текстура (111) разной степени совершенства обнаружена во всех исследуемых спиновых клапанах, а также в дополнительных приготовленных образцах свободного слоя.

Для определения величин  $H_J$ ,  $H_c$  и  $(\Delta R/R_s)_{\max}$  для спиновых клапанов с параллельной конфигурацией маг-

нитной анизотропии были измерены полевые зависимости магнитосопротивления при направлении магнитного поля вдоль ОЛН. На рис. 2 представлены полевые зависимости магнитосопротивления для образцов № 1 и 4 с наименьшим и наибольшим межслойным взаимодействием.

Величину  $H_A$  определяли как поле, в котором смыкаются петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном вдоль осей легкого и трудного намагничивания [7]. В таблице приведены величины магниторезистивного эффекта, поля межслойного взаимодействия и поля одноосной анизотропии свободного слоя для исследованных образцов. Для величин полей анизотропии получены малые значения, что связано с наличием текстуры  $\langle 111 \rangle$  [10,11]. Наибольшая величина поля одноосной анизотропии была получена для образца № 2, обладающего наименее совершенной текстурой.

Для образца № 1 сдвиг низкополевой петли гистерезиса очень мал, поэтому и точность определения  $H_J$  не-

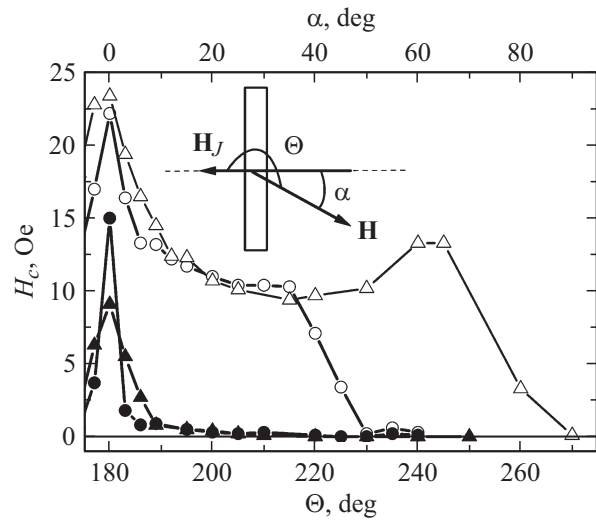


Рис. 3. Зависимости  $H_c$  от угла между приложенным полем и осями магнитной анизотропии для образцов № 1 и 2 (светлые кружки и треугольники) и для образцов № 3 и 4 (темные треугольники и кружки). На вставке показана схема измерения.

лика, однако не вызывает сомнения, что  $|H_J/H_A| < 1$  и  $H_J < 0$ , т.е. в данном спиновом клапане, так же как в образце № 2, сформировалось слабое межслойное взаимодействие антиферромагнитного типа. Для образцов № 3 и 4 выполняется соотношение  $H_J/H_A > 1$ ; следовательно, в данных спиновых клапанах имеет место сильное межслойное взаимодействие ферромагнитного типа.

Эксперимент проводился в два этапа. На первом этапе спиновые клапаны с параллельной конфигурацией анизотропии поворачивали в магнитном поле, измеряя при фиксированных значениях углов поворота полевые зависимости магнитосопротивления, по которым определяли  $H_c$ .

На рис. 3 представлены зависимости  $H_c$  от  $\alpha$  — угла отклонения магнитного поля от ОЛН, а также от  $\Theta$  — угла между направлением магнитного поля и ООА. В случае параллельной конфигурации магнитной анизотропии  $\Theta = \alpha + 180^\circ$ . Схема измерения приведена на вставке. ОЛН изображена штриховой линией. При перемагничивании свободного слоя направление поля  $H_J$  совпадает с направлением ООА. Образец изображен

Величины магниторезистивного эффекта, поля межслойного взаимодействия и поля одноосной анизотропии свободного слоя для приготовленных образцов

Номер образца	$(\Delta R/R_s)_{\max}, \%$	$H_J, \text{Oe}$	$H_A, \text{Oe}$	$ H_J/H_A $
1	11.6	-1.6	10	$\sim 0.2$
2	11.7	-4.4	25	0.2
3	10.6	10.0	8	1.3
4	8.1	31.7	8	4.0

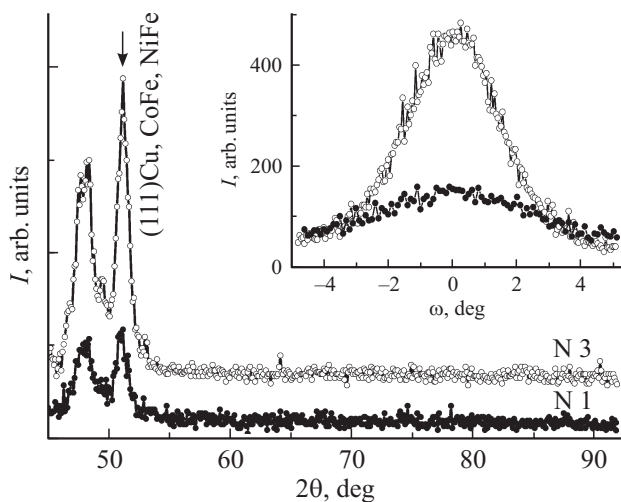


Рис. 1. Дифрактограммы, полученные для образцов № 1 и 3. На вставке показаны соответствующие кривые качания вокруг общего пика (111) Cu, CoFe, NiFe.

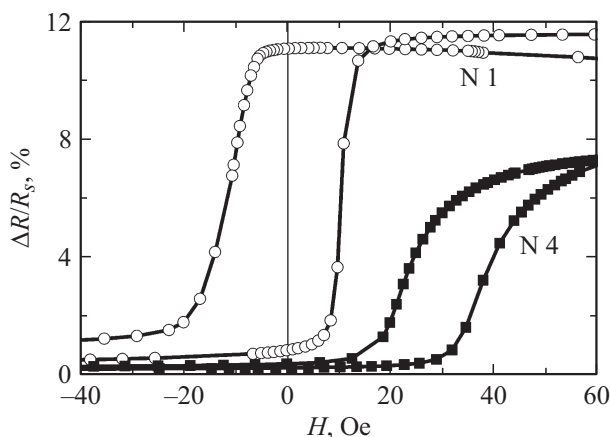


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления для образцов № 1 и 4.

в виде прямоугольника. Различия в характере зависимостей  $H_c(\alpha)$  для спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием подробно обсуждались в работе [7]. Будем считать перемагничивание безгистерезисным, если ширина петли на полувысоте не превышает 0.2 Ое. Отметим, что для каждого образца существует критический угол  $\alpha_0$ , такой, что при  $\alpha > \alpha_0$  перемагничивание становится безгистерезисным. Воспользуемся полученными зависимостями для того, чтобы оценить величины углов  $\alpha_0$ . Для образцов № 1 и 2 со слабым межслойным взаимодействием минимальный угол  $\alpha_0$ , при котором перемагничивание становится безгистерезисным, составляет 50 и 90° соответственно.

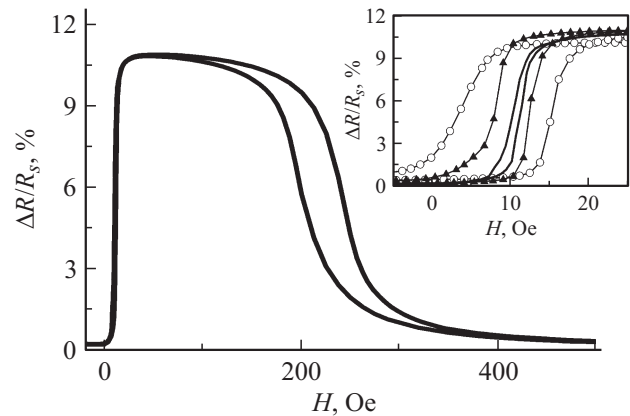
Для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием угол  $\alpha_0$  можно вычислить при помощи выражения

$$\sin \alpha_0 = |H_A/H_J|, \quad (1)$$

полученного в работе [7]. В соответствии с данной оценкой для образцов № 3 и 4 угол  $\alpha_0$  составляет 50 и 15° соответственно. Однако, как видно из рис. 3, для данных образцов  $H_c$  резко уменьшается до величин менее 1 Ое при отклонении магнитного поля от ОЛН на 5–10°. Дальнейшее увеличение угла  $\alpha$  сопровождается постепенным уменьшением ширины петли и переходом к безгистерезисному перемагничиванию при  $\alpha = \alpha_0$ , причем  $\alpha_0$  значительно больше чем 5–10°.

Таким образом, на первом этапе эксперимента были определены углы отклонения магнитного поля, при которых наблюдается переход от гистерезисного к безгистерезисному перемагничиванию. На этом этапе исследовались спиновые клапаны с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии, поэтому отклонение магнитного поля от ООА было эквивалентно отклонению от ОЛН. Задачей второго этапа эксперимента было выяснить: отклонение от какого из направлений — ООА или ОЛН — является главной причиной уменьшения  $H_c$ . Для ответа на этот вопрос в исследуемых спиновых клапанах была сформирована неколлинеарная конфигурация магнитной анизотропии с отклонением ООА от ОЛН на угол, измеренный на первом этапе. В образцах № 1 и 2 при формировании неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии ООА была отклонена от ОЛН на углы 50 и 90° соответственно. В образцах с сильным межслойным взаимодействием эффективное уменьшение  $H_c$  до величин менее 1 Ое происходит в интервале углов  $\alpha$  от 0 до 10°, поэтому при формировании неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образцах № 3 и 4 ООА была отклонена от ОЛН на 10°.

На рис. 4 показана полевая зависимость магнитосопротивления, полученная для спинового клапана с сильным межслойным взаимодействием и сформированной неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии (образец № 3). Магнитное поле приложено вдоль ОЛН. Величина  $H_c$  уменьшилась на 92% по сравнению с неотожженным образцом с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии. Ширина петли



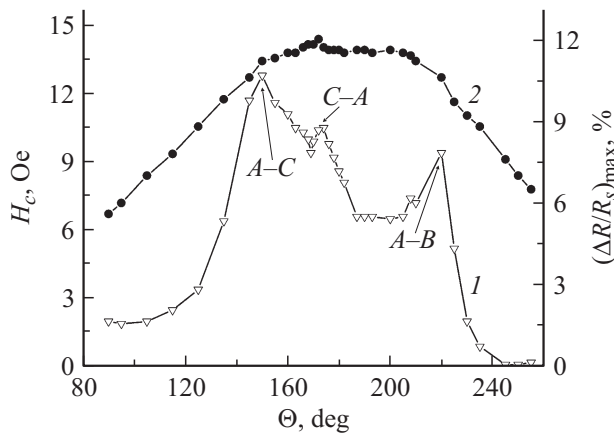
**Рис. 4.** Полевая зависимость магнитосопротивления, полученная для образца № 3. На вставке показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренная для случая параллельной конфигурации (светлые кружки) и неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии при приложении магнитного поля вдоль ООА (темные треугольники) и вдоль ОЛН (линия).

гистерезиса составляет  $H_c = 0.9$  Ое, гигантский магниторезистивный эффект равен 10.9% при чувствительности 2.9%/Ое. На вставке показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренная для образца с параллельной, а также с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии при приложении магнитного поля вдоль ООА и вдоль ОЛН. Видно, что наименьшая ширина петли гистерезиса получена при приложении магнитного поля вдоль ОЛН. Полученные результаты указывают на то, что сужение петли гистерезиса происходит в основном из-за отклонения магнитного поля от ООА.

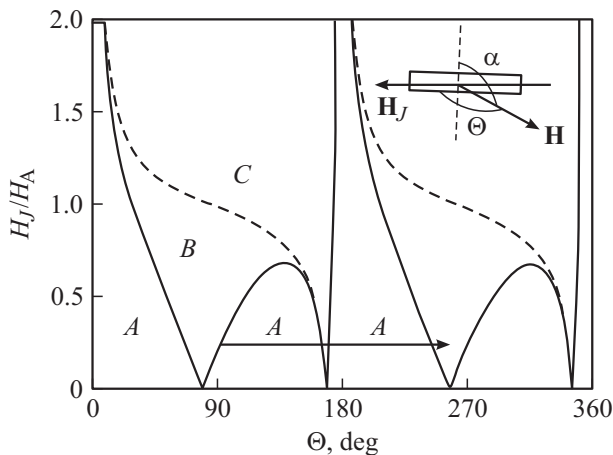
Та же тенденция была выявлена для спинового клапана с наибольшей величиной межслойного взаимодействия (образец № 4). Для данного образца после формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии величина  $H_c$  уменьшилась на 98%, а именно с 15.0 до 0.3 Ое. Приложенное при измерении магнитное поле было параллельно ОЛН и отклонено от ООА на 10°.

В спиновых клапанах со слабым межслойным взаимодействием при термомагнитной обработке ООА была отклонена от ОЛН на углы 50 и 90° для образцов № 1 и 2 соответственно. В результате формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образце № 1 величина  $H_c$  уменьшилась до 9.4 Ое в случае, когда магнитное поле при измерении было приложено вдоль ООА, и до  $H_c = 1$  Ое при приложении магнитного поля вдоль ОЛН. В последнем случае уменьшение ширины петли гистерезиса сопровождалось значительным снижением магниторезистивного эффекта и чувствительности.

Особенностью образца № 2 является то, что в процессе его термомагнитной обработки магнитное поле



**Рис. 5.** Зависимости  $(\Delta R/R_s)_{\max}$  (2) и ширины низкополевой петли гистерезиса (1) от угла  $\Theta$  между приложенным магнитным полем и ООА, полученные для образца № 2 после термомагнитной обработки.



**Рис. 6.** Магнитная фазовая диаграмма [1]. На вставке показана схема измерения для образца № 2 после термомагнитной обработки. ОЛН обозначена штриховой линией. Направление вектора  $H_J$  совпадает с ООА.

было направлено под углом  $90^\circ$  к ОЛН. В идеальном случае такая термомагнитная обработка приводит к формированию скрещенной конфигурации магнитной анизотропии (ОЛН перпендикулярна ООА). Однако получить идеальный случай скрещенной конфигурации на практике очень сложно (см. Введение). Характер зависимости  $H_c(\Theta)$ , полученной для образца № 2 после термомагнитной обработки (рис. 5), позволяет предположить, что угол между ООА и ОЛН близок, но не равен  $90^\circ$ . Для интерпретации зависимости  $H_c(\Theta)$  воспользуемся магнитной фазовой диаграммой, полученной в работе [1] для случая отклонения ОЛН от ООА на  $80^\circ$  (рис. 6). На диаграмме показаны области реализации различных механизмов перемагничивания: суперпозиции когерентного вращения намагниченности и смещения доменных стенок (области А и В) и когерентного вращения намагниченности (область С).

В исследуемом образце угол между основными осями магнитной анизотропии превышает  $80^\circ$ , но не достигает  $90^\circ$ , поэтому ограничимся интерпретацией на качественном уровне. Схема измерения и углы  $\Theta$  и  $\alpha$  показаны на вставке к рис. 6. На диаграмме (рис. 6) присутствует стрелка. Длина стрелки соответствует интервалу углов  $\Theta$ , в котором исследовался гистерезис для образца № 2 после термомагнитной обработки. Расположение стрелки относительно вертикальной оси соответствует  $|H_J/H_A| = 0.2$ , т.е. соотношению между полем межслойного взаимодействия и полем одноосной анизотропии, полученному для данного образца. Видно, что если  $|H_J/H_A| = 0.2$ , то при изменении угла  $\Theta$  от  $90^\circ$  до  $235^\circ$  изменение моды перемагничивания происходит три раза: А–С, С–А и А–В. Соответственно на зависимости  $H_c(\Theta)$  наблюдаются три особенности в виде пиков, угловое положение которых близко к соответствующим межфазным границам на диаграмме. Из рис. 6 видно, что если  $|H_J/H_A| = 0.2$ , то безгистерезисная мода перемагничивания С реализуется в малом интервале углов вблизи  $\Theta = 180^\circ$ . На экспериментальной кривой  $H_c(\Theta)$  в данном интервале углов присутствует излом, однако величина  $H_c$  существенно отличается от нуля. Вероятная причина этого отличия состоит в том, что интервал углов, в котором реализуется мода С, узок (рис. 6) и локальный разброс направлений ОЛН и ООА в плоскости образца не допускает реализации безгистерезисной моды перемагничивания одновременно во всех участках пленки. Из рис. 5 видно, что  $H_c$  уменьшается до величины менее 1 Ое при  $\Theta > 235^\circ$ , когда направление приложенного магнитного поля приближается к ОЛН, но при таком отклонении приложенного поля от ООА магниторезистивный эффект уменьшается, и полевая зависимость магнитосопротивления теряет характерную для спинового клапана форму. При этом существует диапазон углов  $\Theta$  от  $186^\circ$  до  $205^\circ$ , внутри которого величины  $(\Delta R/R_s)_{\max}$ ,  $H_c$  и магниторезистивной чувствительности стабильны и составляют 11.5%, 5.5 Ое и 4.3%/Ое соответственно.

Таким образом, по результатам эксперимента для образцов со слабым межслойным взаимодействием формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии не позволяет получить безгистерезисный характер перемагничивания свободного слоя при сохранении гигантского магниторезистивного эффекта и чувствительности.

#### 4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование возможности перехода от гистерезисного перемагничивания к безгистерезисному путем формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в спиновых клапанах с сильным и слабым межслойным взаимодействием.

Установлено, что сужение петли гистерезиса магнитосопротивления при отклонении приложенного магнитного поля от осей анизотропии в спиновом клапане происходит главным образом из-за отклонения поля от оси однонаправленной анизотропии. К уменьшению ширины петли гистерезиса приводят как поворот в магнитном поле клапана с параллельной конфигурацией анизотропии, так и формирование в спиновом клапане неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии.

В спиновых клапанах со слабым межслойным взаимодействием получить безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления можно только при значительном отклонении приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии. При этом неизбежно уменьшаются величина магнитосопротивления и магниторезистивная чувствительность. В случае сильного межслойного взаимодействия отклонение приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии на малый угол приводит к резкому уменьшению  $H_c$ . Таким образом, только в спиновых клапанах с сильным межслойным взаимодействием формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии позволяет получить безгистерезисный характер перемагничивания свободного слоя при сохранении магниторезистивного эффекта и чувствительности.

## Список литературы

- [1] M. Labruno, J.C.S. Kools, A. Thiaville. *J. Magn. Magn. Mater.* **171**, 1 (1997).
- [2] R. Coehoorn. In: *Handbook of magnetic materials*. V. 15 / Eds K.H.J. Buschow. Elsevier B.V., Amsterdam (2003). P. 121.
- [3] J.C.S. Kools. *IEEE Trans. Magn.* **32**, 3165 (1996).
- [4] C.H. Marrows, F.E. Stanley, B.J. Hickey. *Sensors Actuators* **81**, 49 (2000).
- [5] В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина. *ФММ* **113**, 363 (2012).
- [6] V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, E.I. Patrakov. *J. Korean Phys. Soc.* **63**, 663 (2013).
- [7] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, В.В. Устинов. *ФММ* **115**, в печати (2014).
- [8] М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, А.М. Бурханов, Н.С. Банникова, В.В. Устинов. *ФММ* **112**, 146 (2011).
- [9] С.С. Горелик, Ю.А. Скаков, Л.Н. Расторгуев. *Рентгенографический и электронно-оптический анализ*. МИСИС, М. (1994). 328 с.
- [10] R. Jérôme, T. Valet, P. Galtier. *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4878 (1994).
- [11] М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, А.М. Бурханов, В.В. Устинов. *ФММ* **114**, 419 (2013).