

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.213.26:537.622.4

ФОРМИРОВАНИЕ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В СПИНОВОМ КЛАПАНЕ, СОДЕРЖАЩЕМ СЛОЙ Dy

© 2021 г. Л. И. Наумова^а, Р. С. Заворницын^{а, *}, М. А. Миляев^а,
М. В. Макарова^а, В. В. Проглядо^а, В. В. Устинов^а

^аИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 18.12.2020 г.

После доработки 27.01.2021 г.

Принята к публикации 01.02.2021 г.

Исследована зависимость температуры Нееля от толщины нанослоя диспрозия. Показано, что температурный интервал, в котором происходит переход от парамагнитного к антиферромагнитному состоянию зависит от микроструктуры и толщины слоя диспрозия. Спиновые клапаны на основе сплава CoFe с диспрозием в качестве антиферромагнитного слоя изготовлены магнетронным напылением. Показано, что однонаправленная анизотропия формируется в интерфейсе CoFe/Dy. Направление поля обменного сдвига зависит от направления магнитного момента слоя CoFe при формировании обменного взаимодействия.

Ключевые слова: диспрозий, спиновый клапан, магнитосопротивление, геликоидальное упорядочение, однонаправленная анизотропия

DOI: 10.31857/S0015323021060085

ВВЕДЕНИЕ

Исследование магнетизма наноструктур, содержащих слои редкоземельных (RE) и переходных (TM) металлов, перспективно для создания новых магнитных материалов [1–5].

Редкоземельный металл диспрозий обладает гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структурой. Температура Кюри Dy составляет $T_C = 85$ К. В температурном интервале $T_C - T_N$, где $T_N \approx 179$ К – температура Нееля, наблюдается геликоидальная магнитная структура [6]. В геликоидальной фазе результирующий момент каждой базисной плоскости ГПУ-решетки подвернут на некоторый угол относительно момента в соседней базисной плоскости.

Переход парамагнетик–антиферромагнетик является переходом второго рода. В работе [7] сообщается о существовании антиферромагнитных кластеров в матрице парамагнитной фазы. Количество и размер кластеров уменьшается с ростом температуры, и парамагнитная фаза становится гомогенной при температуре на 30–50 К выше T_N . Вышеперечисленные значения характерны для объемного диспрозия в отсутствие внешнего магнитного поля.

С уменьшением толщины слоя диспрозия в составе наноструктур T_N уменьшается [8], а зна-

чение среднего угла поворота между магнитными моментами в геликоиде увеличивается [9].

В составе наноструктур между слоями RE и TM формируется антиферромагнитное обменное взаимодействие и возникает поле обменного сдвига, действующее в температурном интервале существования антиферромагнитной фазы [10–12].

В работах [13, 14] мы оценивали изменение угла между магнитными моментами на границах слоя диспрозия в составе спинового клапана.

По данным работ [11, 15, 16], на границе RE и TM за счет диффузии возникает интерфейсная область, в которой образуются аморфные соединения, обладающие высокой T_C и большой дисперсией осей анизотропии [1, 17].

В данной работе мы исследуем особенности формирования обменного сдвига в интерфейсе CoFe/Dy в составе спинового клапана.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Спиновые клапаны $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}(5)/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(4.5)/\text{Cu}(4)/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(2)/\text{Dy}(t_{\text{Dy1}})/\text{Ta}(6)$, где $t_{\text{Dy1}} = 20, 30, 40, 50$ и 60 нм и структуры $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(2)/\text{Dy}(t_{\text{Dy2}})/\text{Ta}(6)$, где $t_{\text{Dy2}} = 15, 20, 30, 50, 70, 90$ и 150 нм получены магнетронным напылением на подложках из стекла в магнитном поле 80 Э, приложенном в плоскости подложки. Здесь

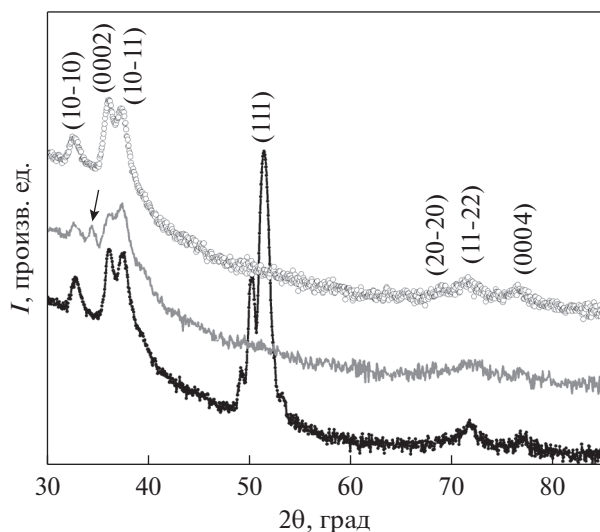


Рис. 1. Дифрактограммы, полученные для $\text{CoFe}(2)/\text{Dy}(t_{\text{Dy}})/\text{Ta}(6)$ при $t_{\text{Dy}} = 30$ и 20 нм (верхний и средний спектр) и для спинового клапана $\text{NiFeCr}(5)/\text{CoFe}(4.5)/\text{Cu}(4)/\text{CoFe}(2)/\text{Dy}(30)/\text{Ta}(6)$ (нижний спектр).

и далее толщины слоев приведены в скобках в нанометрах. В спиновых клапанах толщина соседнего с Dy слоя CoFe выбрана малой (2 нм), так как при уменьшении толщины закрепленного слоя поле обменного сдвига увеличивается [18].

Сопротивление измеряли четырехконтактным способом при протекании тока в плоскости пленки на образцах размером 2×8 мм с напыленными при помощи маски медными контактными площадками. Сформированная при напылении ось легкого намагничивания (ОЛН) направлена параллельно короткой стороне образца. Магнитное поле при охлаждении и измерении было направлено вдоль ОЛН перпендикулярно направлению тока. Полевые и температурные зависимости сопротивления получены в интервале температур 85–293 К. Магнитосопротивление определяли как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s]$, где $R(H)$ – сопротивление образца в магнитном поле, R_s – сопротивление в поле насыщения. В тех случаях, когда магнитное насыщение достигнуто не было, в частности при $T \leq 243$ К, магнитосопротивление рассчитывалось относительно сопротивления в максимальном приложенном при измерении магнитном поле ± 18 кЭ.

Исследования микроструктуры проведены с помощью рентгеновской дифракции в излучении $\text{CoK}\alpha$.

Интерфейсная область CoFe/Dy увеличивается со временем из-за диффузии. Для минимизации толщины интерфейса измерения проводили в течение 10 дней после изготовления.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования микроструктуры. На рис. 1 показаны дифрактограммы, полученные для наноструктуры $\text{CoFe}/\text{Dy}/\text{Ta}$ и спинового клапана $\text{NiFeCr}/\text{CoFe}/\text{Cu}/\text{CoFe}/\text{Dy}/\text{Ta}$. Для спинового клапана самый интенсивный пик относится к семейству плоскостей (111) гранецентрированной кубической (ГЦК) решетки. Пик является общим для Cu и CoFe из-за близости параметров ГЦК структуры. Отсутствие остальных характерных пиков свидетельствует об аксиальной текстуре $\langle 111 \rangle$ в слоях Cu и CoFe. Пик (111) окружен сателлитами. Такие сателлиты появляются при малом рассогласовании кристаллической решетки слоев и высоком совершенстве интерфейсов в $\text{CoFe}/\text{Cu}/\text{CoFe}$ части наноструктуры, ответственной за спин-зависимое рассеяние электронов [19, 20].

Остальные рефлексы на дифрактограмме спинового клапана получены от ГПУ-структуры поликристаллического слоя Dy. Текстуальные исследования показали, что ширина на полувысоте (FWHM) кривой качания (ω -скан) вокруг пика (0002) составляет 17° . Таким образом, слой Dy является поликристаллическим и обладает слабо-выраженной текстурой $\langle 0002 \rangle$.

В структурах $\text{CoFe}/\text{Dy}/\text{Ta}$, как и в спиновом клапане, слой Dy напыляли на CoFe и покрывали защитным слоем Ta. Все рефлексы дифрактограмм наноструктур с $t_{\text{Dy}} = 30$ –150 нм относятся к ГПУ Dy. Для образца с толщиной слоя диспрозия $t_{\text{Dy}} = 20$ нм имеется дополнительный пик (отмечен стрелкой на рис. 1), расположенный между (10-10) и (0002) Dy. Этот пик по положению совпадает с рефлексом (11-22) гексагональной структуры интерметаллического соединения $\text{Dy}_2\text{Co}_{8.5}\text{Fe}_{8.5}$ [21].

Появление дополнительного пика обусловлено тем что при уменьшении номинальной толщины t_{Dy} , соотношение между толщиной интерфейса CoFe/Dy и толщиной диспрозия растет.

Текстуальные исследования показали, что при увеличении t_{Dy} FWHM кривой качания вокруг пика (0002) уменьшается (рис. 2), т.е. текстура $\langle 0002 \rangle$ становится более совершенной.

Температура формирования антиферромагнитного упорядочения в нанослое диспрозия. Все температурные зависимости сопротивления, полученные для $\text{CoFe}/\text{Dy}(t_{\text{Dy}2})/\text{Ta}$, имеют характерный перегиб, идентифицирующий переход парамагнетик–антиферромагнетик [6, 21]. На рис. 3 в качестве примера показана температурная зависимость электросопротивления и производной электросопротивления по температуре для структуры $\text{CoFe}/\text{Dy}(70)/\text{Ta}$. Разница между температурами T_1 и T_2 , соответствующими локальным максимуму и минимуму на $R(T)$, характеризует температурный интервал, в котором происходит магнитный фазовый пере-

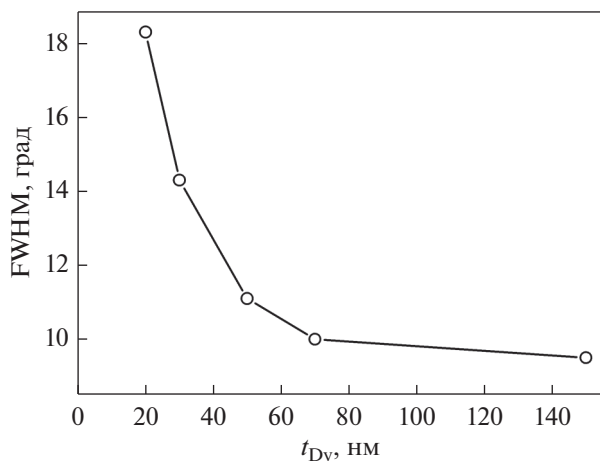


Рис. 2. Зависимость ширины на полувысоте кривой качания вокруг пика (0002) от толщины слоя диспрозия в CoFe/Dy/Ta.

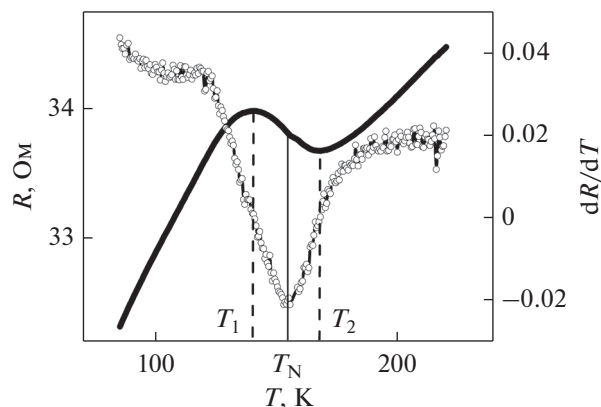


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления и производной сопротивления по температуре для CoFe/Dy(70)/Ta.

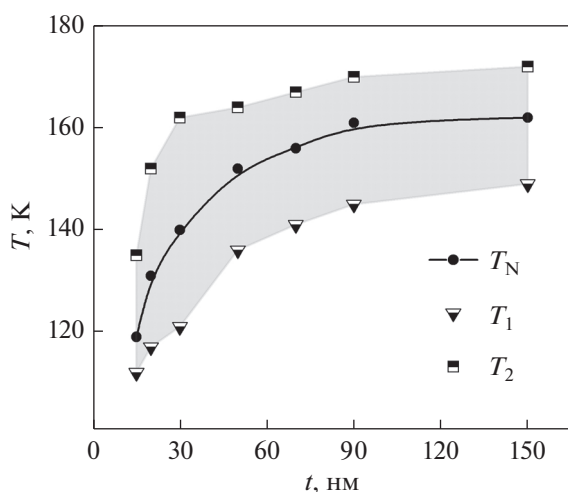


Рис. 4. Зависимость температуры перехода парамагнетик–антиферромагнетик от толщины слоя диспрозия для серии структур CoFe/Dy(t_{Dy_2})/Ta.

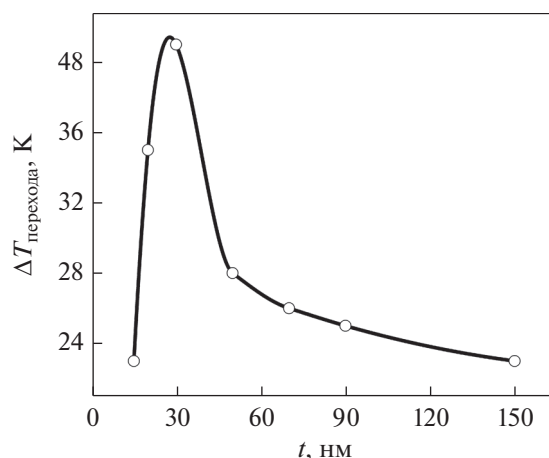


Рис. 5. Зависимость величины интервала перехода парамагнетик–антиферромагнетик от толщины слоя диспрозия для серии структур CoFe/Dy(t_{Dy_2})/Ta.

ход. Вероятно, в этом температурном интервале магнитная структура диспрозия представлена антиферромагнитными кластерами внутри матрицы парамагнитной фазы [7]. Оценка T_N произведена по минимуму производной dR/dT (рис. 3).

На рис. 4 показаны зависимости T_N , T_1 и T_2 от толщины слоя Dy. С уменьшением t_{Dy_2} температура Нееля уменьшается, что согласуется с результатами, полученными в работах [13, 14].

Величина температурного интервала ($\Delta T_{\text{перехода}}$), в котором происходит магнитный переход, сложным образом зависит от толщины слоя диспрозия (рис. 5). При уменьшении t_{Dy_2} от 150 до 30 нм $\Delta T_{\text{перехода}}$ увеличивается, а при дальнейшем уменьшении t_{Dy_2} от 30 до 15 нм — уменьшается. Мы полагаем, что такой характер зависимости обусловлен

следующим. Фазовый переход парамагнетик — антиферромагнетик происходит в определенном температурном интервале, величина которого определяется конкуренцией двух факторов — совершенством кристаллической текстуры и соотношением количества атомов на поверхности и в объеме слоя. При уменьшении толщины Dy текстура (0002) становится менее совершенной (рис. 2) и $\Delta T_{\text{перехода}}$ увеличивается. При толщине Dy меньше 30 нм существенным становится увеличение доли поверхностных атомов в слое диспрозия. В интерфейсе CoFe/Dy магнитные моменты атомов диспрозия упорядочены антиферромагнитным обменом с атомами ТМ, магнитный порядок устанавливается для меньшего количества атомов, и $\Delta T_{\text{перехода}}$ уменьшается.

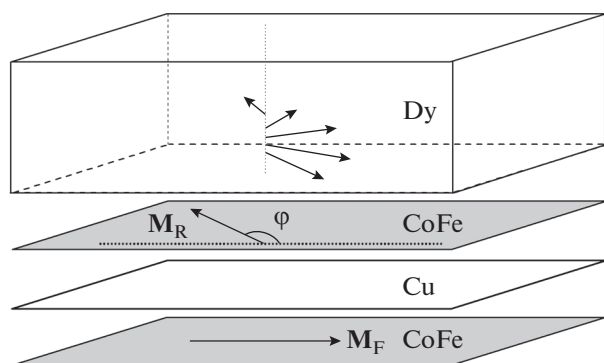


Рис. 6. Схема спиновое клапана. Стрелками показаны магнитные моменты свободного и референтного слоя и фрагмент магнитного геликоида в Dy. Буферный и защитный слои не показаны.

Однонаправленная анизотропия в спиновом клапане на основе диспрозия. В спиновых клапанах слой диспрозия имеет то же окружение, что и в исследованных трехслойных структурах CoFe/Dy/Ta (рис. 6).

Свободный слой CoFe отделен слоем Cu от соседствующего с диспрозием референтного слоя. Сопротивление наноструктуры зависит от угла (φ) между магнитными моментами свободного (M_F) и референтного (M_R) слоев. Мы предполагаем, что при переходе парамагнетик–антиферромагнетик в интерфейсе CoFe/Dy формируется антиферромагнитное обменное взаимодействие и возникает эффективное обменное поле H_{ex} . Оно действует на M_R , и появляется однонаправленная анизотропия, характеризуемая осью однонаправленной анизотропии (ОАА). Появление однонаправленной анизотропии меняет форму магниторезистивной кривой.

Полевые зависимости магнитосопротивления были измерены для спиновых клапанов с толщиной слоя диспрозия 20, 30, 50 и 60 нм. Спиновый клапан охлаждали в магнитном поле 20 Э до температуры 85 К, затем измеряли полевые зависимости магнитосопротивления при фиксированных температурах из интервала 85–293 К в диапазоне полей -18 – 18 кЭ. На рис. 7 для примера показаны некоторые магниторезистивные кривые, полученные для спиновое клапана со слоем диспрозия толщиной 30 нм. При $T = 293$ К величина максимального магнитосопротивления мала из-за того, что толщина слоев CoFe/Cu/CoFe, ответственных за спин-зависимое рассеяние мала по сравнению с толщиной слоя Dy. С понижением температуры вклад спин-независимого рассеяния уменьшается и магнитосопротивление растет. Для всех исследованных образцов на магниторезистивных кривых полученных при $T \leq 243$ К магнитное насыщение достигнуто не было. Известно [6], что для поликристаллического диспрозия

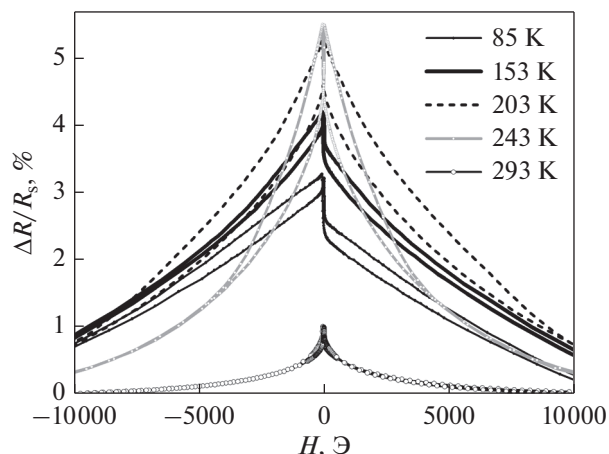


Рис. 7. Полевые зависимости магнитосопротивления спиновое клапана NiFeCr(5)/CoFe(4.5)/Cu(4)/CoFe(2)/Dy(30)/Ta(6), измеренные при разных температурах.

энергия одноосной магнитокристаллической анизотропии велика и магнитное насыщение не достигается даже при 80 кЭ. Важно отметить, что для исследуемых наноструктур увеличение поля насыщения происходит, когда слой диспрозия еще находится в парамагнитном состоянии, в частности при $T \approx 243$ К. Вероятно, это связано с тем, что сплав Co–Fe–Dy в интерфейсе CoFe/Dy переходит в ферромагнитное состояние. При температурах ниже точки Кюри сплава Co–Fe–Dy референтный магнитный слой становится двойным, поэтому отсутствие магнитного насыщения под действием магнитного поля может быть связано с выстраиванием локальных магнитных моментов в Co–Fe–Dy вдоль направления поля. Показанные на рис. 7 магниторезистивные кривые отражают характерную для всех спиновых клапанов тенденцию изменения формы $\Delta R/R_s(H)$ зависимости при изменении температуры.

Все магниторезистивные кривые, измеренные при $T < T_2$ (рис. 3, 4), имеют признаки однонаправленной анизотропии. Например, зависимости $\Delta R/R_s(H)$, измеренные при $T = 85$ и 153 К (рис. 7), несимметричны относительно $H = 0$.

Резкий скачок магнитосопротивления в области малых полей происходит из-за поворота M_F . Отметим, что при изменении поля от $+H$ до $-H$ и от $-H$ до $+H$ сопротивление резко возрастает и падает, соответственно. Такая форма зависимости $\Delta R/R_s(H)$ в малых полях характерна для обменно-связанных спиновых клапанов.

При $T > T_2$ признаки однонаправленной анизотропии исчезают. В частности, магниторезистивные кривые, измеренные при $T = 203$ К, симметричны относительно $H = 0$ (рис. 7).

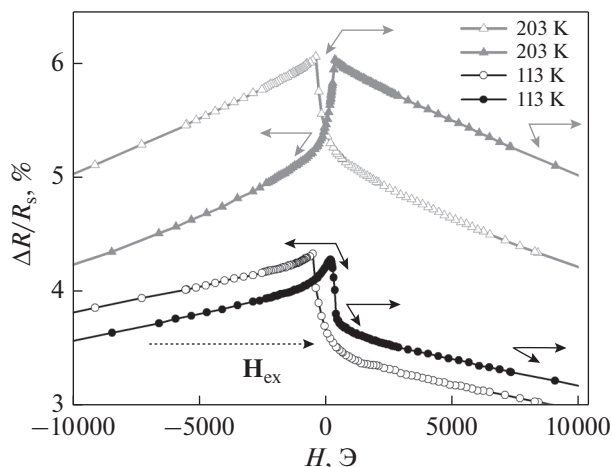


Рис. 8. Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана NiFeCr(5)/CoFe(4.5)/Cu(4)/CoFe(2)/Dy(20)/Ta(6) при $T = 113$ и 203 К. Заполненными и незаполненными символами показаны нисходящие и восходящие ветви петли гистерезиса. Длинными и короткими стрелками показаны направления магнитных моментов M_F и M_R , соответственно.

Для спиновых клапанов с разной толщиной слоя диспрозия получены схожие наборы $\Delta R/R_s(H)$ зависимостей и замечена одна и та же тенденция изменения формы магниторезистивной кривой в зависимости от температуры измерения.

Вероятно, закрепление магнитного момента референтного слоя реализуется за счет обменного взаимодействия в интерфейсе Co–Fe–Dy, однако для формирования однонаправленной анизотропии остальная часть слоя диспрозия должна находиться в антиферромагнитном состоянии.

Формирование различных направлений ООА. Используем полевую зависимость магнитосопротивления для получения информации об изменении направления M_F и M_R при перемагничивании спиновых клапанов.

Рассмотрим, как происходит перемагничивание прилежащего к диспрозию слоя CoFe до и после формирования однонаправленной анизотропии, на примере спинового клапана с толщиной слоя диспрозия $t_{Dy} = 20$ нм. На рис. 8 показаны полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные при $T = 203$ и 113 К, т.е. при температурах выше и ниже T_N (рис. 4). Более крутые участки на магниторезистивных кривых (рис. 8) соответствуют повороту M_F , а на более пологих изменение сопротивления происходит из-за поворота M_R .

При изменении поля от $+H$ до $-H$ не видно качественного различия в характере $\Delta R/R_s(H)$ зависимостей, измеренных при $T = 203$ и 113 К (незаполненные символы на рис. 8). Однако, когда поле

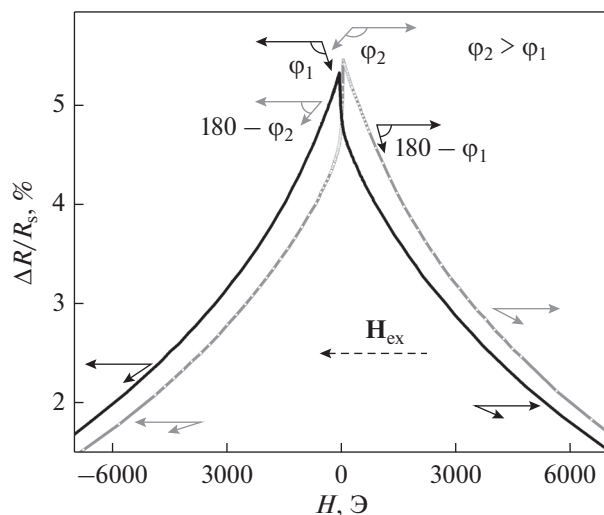


Рис. 9. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана NiFeCr(5)/CoFe(4.5)/Cu(4)/CoFe(2)/Dy(50)/Ta(6) при $T = 153$ К. Темной и светлой линией показаны нисходящая и восходящая ветви петли гистерезиса. Длинными и короткими стрелками показаны магнитные моменты M_F и M_R . Темные стрелки относятся к восходящей ветви петли гистерезиса, светлые – к нисходящей.

изменяется от $-H$ до $+H$ (заполненные символы на рис. 8), при $T = 203$ К перемагничивание свободного слоя сопровождается резким увеличением сопротивления, а при $T = 113$ К – резким уменьшением.

Интерпретируя полевые зависимости сопротивления при изменении поля от $-H$ до $+H$, можно предположить следующее. При $T = 203$ К в момент поворота M_F проекция M_R на положительное направление поля отрицательна. При повороте M_F его проекция меняется с отрицательной на положительную, угол между M_F и M_R увеличивается и сопротивление резко возрастает. Температура 113 К соответствует полностью сформированной антиферромагнитной фазе, и к моменту переворота M_F магнитный момент M_R уже направлен так, что его проекция на положительное направление поля положительна, так как на M_R действует эффективное поле обменного сдвига H_{ex} (рис. 8). В этом случае при перемагничивании свободного слоя угол между M_F и M_R уменьшается и сопротивление резко падает. Поле H_{ex} появляется при переходе Dy в антиферромагнитное состояние. Формируется однонаправленная анизотропия, и магниторезистивная кривая становится несимметричной.

При температурах, соответствующих начальному этапу формирования антиферромагнитного упорядочения в Dy (рис. 4) и однонаправленной анизотропии в спиновом клапане, полевые зависимости магнитосопротивления имели характерный вид, показанный на рис. 9. При повышении

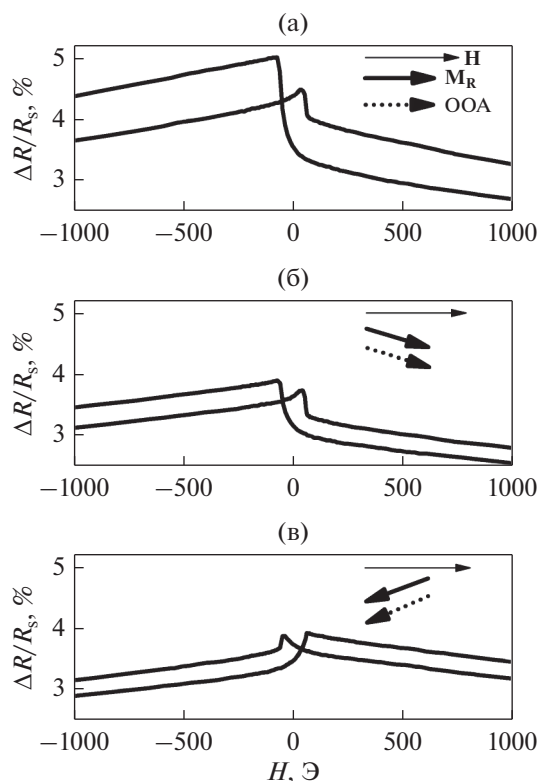


Рис. 10. Магниторезистивные кривые спинового клапана NiFeCr(5)/CoFe(4.5)/Cu(4)/CoFe(2)/Dy(50)/Ta(6) при $T = 85$ К измеренные после охлаждения в поле 9 кЭ (а), 20 Э (б), 5 Э (в). Стрелками показаны ООА, M_R и поле, приложенное при охлаждении.

температуры магниторезистивная кривая становится симметричной, а при понижении принимает характерный для спинового клапана вид. На начальном этапе формирования однонаправленная анизотропия проявляется лишь в различии максимального магнитосопротивления, измеренного в малом положительном и отрицательном поле (рис. 9), т.е. соответствующие максимумам на магниторезистивной кривой углы φ_1 и φ_2 не одинаковы. Это различие возникает потому, что эффективное обменное поле H_{ex} способствует или препятствует повороту M_R при изменении поля от $+H$ до $-H$ или от $-H$ до $+H$, соответственно.

Для того чтобы выяснить, от чего зависит направление поля H_{ex} и, соответственно, ООА, были проведены следующие эксперименты. Спиновые клапаны охлаждали от $T > T_N$ до $T < T_N$, а именно, от 293 до 85 К, при различных фиксированных величинах магнитного поля. При переходе через T_N происходило формирование однонаправленной анизотропии. Затем при $T = 85$ К измеряли полевую зависимость магнитосопротивления.

На рис. 10 показаны магниторезистивные кривые, измеренные при $T = 85$ К после охлаждения в полях 9 кЭ, 20 и 5 Э. Для получения поля 5 Э

вначале было установлено поле -2 кЭ, а затем путем плавного уменьшения и изменения направления получили поле 5 Э, в котором провели охлаждение. Таким образом, поля величиной 9 кЭ и 20 Э соответствуют восходящей, а поле 5 Э — нисходящей ветви петли гистерезиса (рис. 9).

Магниторезистивные кривые, показанные на рис. 10а, 10б, имеют разную величину максимального магнитосопротивления. Это обусловлено тем, что после охлаждения в поле 9 кЭ поле H_{ex} и ООА отклонены от H на меньший угол, чем после охлаждения в поле 20 Э. Известно, что в спиновых клапанах магнитосопротивление максимально, если ООА $\parallel H$ [23, 24]. Для спиновых клапанов, охлажденных в полях 9 кЭ и 20 Э, высокорезистивное состояние реализуется в области отрицательных полей, и проекция H_{ex} на H положительна (рис. 10а, 10б). Иначе выглядит магниторезистивная кривая, измеренная после охлаждения в поле 5 Э. В этом случае высокорезистивное состояние спинового клапана реализуется в области положительных полей и проекция H_{ex} на H отрицательна.

Важно отметить, что во всех трех случаях поле при охлаждении было направлено одинаково, однако в спиновых клапанах сформировались различные по направлению ООА. На рис. 9 показано, как меняется направление M_R при перемагничивании спинового клапана на начальном этапе формирования антиферромагнитного упорядочения в Dy. В полях 9 кЭ и 20 Э проекция M_R на H положительна. Если в поле 5 Э прийти по нисходящей ветви, то проекция M_R на H отрицательна из-за гистерезиса перемагничивания. Таким образом, сформированные ООА направлены не вдоль приложенного при охлаждении поля, а сонаправлены с M_R в момент формирования однонаправленной анизотропии (рис. 10, вставки).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В спиновых клапанах и наноструктурах CoFe/Dy/Ta поликристаллический слой диспрозия обладает слабовыраженной текстурой $\langle 0002 \rangle$. Совершенство текстуры повышается с увеличением толщины слоя диспрозия.

С увеличением толщины диспрозия от 15 нм температура Нееля существенно возрастает, а при толщине слоя, превышающей 90 нм, зависимость становится более пологой. Температурный интервал, в котором происходит переход парамагнетик—антиферромагнетик, сложным образом зависит от толщины слоя Dy. Характер зависимости определяется конкуренцией совершенства кристаллической текстуры и соотношения между количеством атомов диспрозия на границе и в объеме слоя.

В интерфейсе CoFe/Dy в процессе фазового перехода парамагнетик – антиферромагнетик формируется однонаправленная анизотропия и возникает поле обменного сдвига. Направление поля обменного сдвига совпадает с направлением магнитного момента в соседнем с диспрозием слое CoFe при магнитном фазовом переходе.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ (тема “Спин” ААААА18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-02-00057). Структурные исследования выполнены в ЦКП “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raasch D. Recording characteristics of Dy-FeCo based magneto-optical disks in comparison to other MO materials // IEEE Trans. on Magn. 1993. V. 29. № 1. P. 34–40.
2. Wochele R.E., Houten H., Duchateau J.P.W.B., Kloosterboer H.J.G., Verhoeven J.A.T., Vlimmeren R., Legierse P.E.J., Gravesteijn D.J., Wright C.D., Borg H.J., Heitmann H., Heemskerck J. Information storage materials, 2. Optical Recording // ULLMANN’S Encyclopedia of Industrial Chemistry. 2011. V. 19. P. 102–170.
3. Bouzigues C., Gacoin T., Alexandrou A. Biological applications of rare-earth based nanoparticles // ACS Nano. 2011. V. 5. № 11. P. 8488–8505.
4. Sabdenov Ch.K., Davydova M.D., Zvezdin K.A., Gorbunov D.I., Tereshina I.S., Andreev A.V., Zvezdin A.K. Magnetic-field induced phase transitions in intermetallic rare-earth ferrimagnets with a compensation point // Low Temp. Phys. 2017. V. 43. P. 551–558.
5. Scheunert G., Heinonen O., Hardeman R., Lapicki A., Gubbins M., Bowman R.M. A review of high magnetic moment thin films for microscale and nanotechnology applications // J. Appl. Phys. Rev. 2016. V. 3. P. 1–44.
6. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов // УФН. 1964. Т. 82. № 3. С. 449–498.
7. Chernyshov A.S., Tsokol A.O., Tishin A.M., Gschneider K.A., Pecharsky V.K. Magnetic and magnetocaloric properties and the magnetic phase diagram of single-crystal dysprosium // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 184410(1–17).
8. Dumesnil K., Dufour C., Mangin Ph., Marchal G. Magnetic structure of dysprosium in epitaxial Dy films and in Dy/Er superlattices // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 9. P. 6407–6420.
9. Dumesnil K., Dufour C., Mangin Ph., Marchal G., Hennon M. Magnetoelastic and exchange contributions to the helical-ferromagnetic transition in dysprosium epitaxial films // Europhys. Lett. 1995. V. 31. № 1. P. 43–48.
10. Fust S., Mukherjee S., Paul N., Stahn J., Kreuzpaintner W., Boni P., Paul A. Realizing topological stability of magnetic helices in exchange-coupled multilayers for all-spin-based system // Scientific Reports. 2016. V. 6. P. 33986(1–14).
11. Shan Z.C., Sellmyer D.J. Magnetism of rare-earth-transition-metal nanoscale multilayers // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. № 16. P. 433–445.
12. Chen K., Lott D., Radu F., Choueikani F., Otero E., Ohresser P. Observation of an atomic exchange bias effect in DyCo₄ film // Scientific Reports. 2015. V. 5. P. 18377(1–8).
13. Заворницын Р.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В., Криницина Т.П., Проглядо В.В., Устинов В.В. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe // ФММ. 2020. Т. 121. № 7. С. 688–695.
14. Naumova L.I., Milyaev M.A., Zavornitsyn R.S., Krinitsyna T.P., Proglyado V.V., Ustinov V.V. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism // Current App. Phys. 2019. V. 19. P. 1252–1258.
15. Haskel D., Srajer G., Pollmann J., Lang J.C., Nelson C.S., Jiang J.S., Bader S.D. Enhanced interfacial magnetic coupling of Gd/Fe multilayers // Phys. Rev. Letters. 2001. V. 87. № 20. P. 1–4.
16. Наумова Л.И., Миляев М.А., Заворницын Р.С., Криницина Т.П., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Устинов В.В. Магнитотранспортные свойства псевдоспиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe // ФММ. 2019. Т. 120. № 5. С. 464–470.
17. Vas’kovskiy V.O., Adanokova O.A., Kudyukov E.V., Stepanova E.A., Rusalina A.S., and Balymov K.G. Magnetism of Dy–Co system amorphous films // AIP Conference Proceedings 2019. V. 2174. P. 020161-1–020161-5.
18. Kools J.C.S. Exchange-biased spin-valves for magnetic storage // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. № 4. P. 3165–3184.
19. Milyaev M., Naumova L., Proglyado V., Krinitsina T., Bannikova N., Ustinov V. High GMR effect and perfect microstructure in CoFe/Cu multilayers // IEEE Trans. Magn. 2019. V. 55. № 4. P. 2300904(1–4).
20. Наумова Л.И., Миляев М.А., Заворницын Р.С., Павлова А.Ю., Максимова И.К., Криницина Т.П., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Устинов В.В. Высокочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием // ФММ. 2019. Т. 120. № 7. С. 710–716.
21. Radwanski R.J., Figiel H., Krop K., Warchol S. Spontaneous magnetostriction in Dy₂(Fe_{1-x}Co_x)₁₇ compounds // Solid State Comm. 1982. V. 41. № 12. P. 921–923.
22. Boys D.W., Legvold S. Thermal Conductivities and Lorenz Functions of Dy, Er, and Lu single crystals // Phys. Rev. 1968. V. 174. № 2. P. 377–384.
23. Labrune M., Kools J.C.S., Thiaville A. Magnetization rotation in spin-valve multilayers // JMMM. 1997. V. 171. P. 1–15.
24. Наумова Л.И., Миляев М.А., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Каменский И.Ю., Устинов В.В. Безгистерезисные спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии // ФТТ. 2014. Т. 56. № 6. С. 1082–1087.