

УДК 537.622

ДИНАМИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА ОБМЕННО-СВЯЗАННОГО С СИНТЕТИЧЕСКИМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОМ

© 2022 г. Ю. П. Кабанов^{a, b, *}, Robert D. Shull^b, Chao Zheng^c,
Philip W. T. Pong^c, Daniel B. Gopman^b, И. В. Шашков^a

^aИнститут физики твердого тела РАН,
Черноголовка, 142432 Россия

^bMaterials Science and Engineering Division, National Institute of Standards and Technology,
Gaithersburg, MD, 20899 USA

^cDepartment of Electrical and Electronic Engineering,
University of Hong Kong, Pokfulam Road, Hong Kong, China

*e-mail: kayur@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 26.06.2021 г.

После доработки 16.08.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

Показана динамика процесса перемагничивания тонкой пленки сплава Гейслера Co_2FeSi в стеке многослойной структуры с туннельным магнитным переходом, имеющим туннельное магнитное сопротивление 149%. Методом магнитооптической индикаторной пленки визуализировали процесс перемагничивания этого слоя. Обнаружена анизотропия перемагничивания слоя Co_2FeSi под действием магнитных полей в плоскости. Изменение намагниченности под действием полей, приложенных перпендикулярно легкой оси наведенной анизотропии, указывает на плавное, когерентное вращение магнитного момента от легкой оси в сторону приложенного поля. При направлении внешнего поля вдоль легкой оси наблюдается возникновение сложной доменной структуры и ее асимметричное зарождение и движение. Зародившиеся домены распространяются изнутри пленки к краям при переходе намагниченности в Co_2FeSi в параллельное направление с намагниченностью в CoFeV в синтетическом антиферромагнетике. С другой стороны, домены зарождаются на краях пленки и распространяются внутрь при переходе свободного слоя в антипараллельное положение с закрепленным слоем.

Ключевые слова: магнитооптика, МО, антиферромагнетик, ферромагнетики, MRAM, Co_2FeSi , сплав Гейслера, магнитосопротивление, туннельный эффект, магнитные домены.

DOI: 10.31857/S1028096022050120

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные туннельные переходы (МТП) с туннельными барьерами из MgO занимают важное место в технологиях измерения магнитного поля и энергонезависимой магнитной памяти. Достижение все больших значений туннельного магнитосопротивления играет важную роль в повышении чувствительности датчиков магнитного поля и быстродействия ячеек машинной памяти. С этой целью успешная реализация высоких значений туннельного магнитного сопротивления (TMR) была достигнута с использованием различных сплавов CoFe и CoFeV , которые имеют практически полную спиновую поляризацию тока, блоховские состояния на уровне Ферми и когерентное туннелирование спина через тонкий барьер MgO . Сплавы Гейслера также рассматри-

вались в качестве кандидатов на роль ферромагнитных электродов, покрывающих туннельный барьер из MgO , из-за их полуметаллического ферромагнитного поведения, которое приводит к относительно высокой спиновой поляризации при комнатной температуре. Сплав Гейслера Co_2FeSi также обладает особенно большой намагниченностью насыщения ($6\mu_B/\text{f.u.}$) и высокой температурой Кюри (1100 K) [1]. Пленки Co_2FeSi демонстрируют свойства и для интеграции в магнитные датчики и устройства электронной памяти, имеющие умеренную магнитную анизотропию, высокую обменную жесткость (31.5 пДж/м) и низкий коэффициент затухания Гильберта (0.0018) [2–4]. Обменная жесткость этого материала превышает обменную жесткость обычных ферромагнетиков, используемых для электродов

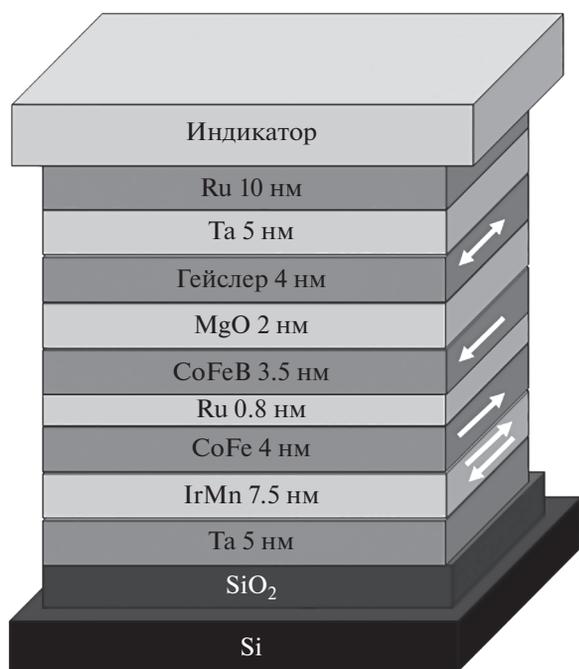


Рис. 1. Структура образца с индикаторной пленкой. Образец выращен методом магнетронного распыления при комнатной температуре на термически окисленном кремнии.

в магнитных туннельных переходах, включая Fe (20), Co (28.5) (в пДж/м) и сплавы на основе CoFe (28.4), что определяет высокую температуру Кюри [5]. А его коэффициент затухания Гилберта также конкурирует с большинством значений коэффициентов затухания ферромагнетиков, применяемых в качестве электродов, включая Fe (0.0019), Co (0.011), $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (0.007), Co_2MnSi (0.003), $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ (0.002) и Co_2FeAl (0.001), обеспечивая быструю динамику намагничивания и снижение критического тока для передачи углового момента [4].

Магнитооптические исследования показали необычно большие квадратичные магнитооптические эффекты, указывающие на необычно большую спин-орбитальную связь [6]. Во многих предыдущих исследованиях изучались пленки сплава Гейслера, выращенные на монокристаллических подложках MgO (001). Мы продемонстрировали возможность наших образцов, выращенных на Si, интеграции их в кремниевую микроэлектронику, используя термически окисленные кремниевые подложки для создания структур МТJ, включающих сплав Гейслера (например, $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{MgO}/\text{Co}_2\text{FeSi}$) и смешанных $\text{CoFeB}/\text{Co}_2\text{FeSi}$ или $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{Co}_2\text{FeSi}$, $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ [7].

В нашей работе исследуется процесс перемагничивания слоя Co_2FeSi , намагниченного в плоскости МТJ, выращенного на термически окисленном кремнии. Магнитооптическая индикаторная пленка (МОИП) используется для наблюдения магнитных доменов в свободном Co_2FeSi слое (СС) во время его перемагничивания под действием полей, приложенных в плоскости параллельно или перпендикулярно к вектору намагниченности закрепленного слоя (ЗС). В отличие от методов определения характеристик поверхности, таких как электронная микроскопия с поляризационным анализом и магнитооптический эффект Керра, метод МОИП позволяет проводить неразрушающий контроль магнитной структуры слоя Co_2FeSi в микроскопической области, несмотря на то, что он может находиться под металлическими защитными слоями. Для полей, приложенных в плоскости и перпендикулярно направлению легкой оси, намагниченность слоя Co_2FeSi когерентно вращается в направлении приложенного поля, проявляя магнитомягкие свойства, необходимые для магнитного зондирования. С другой стороны, поля, приложенные вдоль намагниченности в закрепленном слое, приводят к зарождению и распространению доменов.

МЕТОДИКА

Образец (рис. 1) выращивали на термически окисленной кремниевой подложке методом магнетронного распыления при комнатной температуре в сверхвысоковакуумной камере с базовым давлением 6.6×10^{-7} Па. Во время напыления слоев давление аргона поддерживали равным 0.24 Па. Структура образца была следующей: подложка из Si/Ta(5 нм)/IrMn(7.5 нм)/CoFe(4 нм)/Ru(0.8 нм)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀(3.5 нм)/MgO(2 нм)/ Co_2FeSi (4 нм)/Ta(5 нм)/Ru(10 нм). Туннельный барьер из MgO наносили под воздействием высокочастотного поля, а другие слои осаждали с использованием постоянного тока. Слой Co_2FeSi был выращен путем одновременного распыления мишеней Co, Fe и Si. Все остальные слои были выращены напылением из мишеней стехиометрических сплавов. Пленка была подвергнута последующему отжигу в вакууме при 360°C в течение одного часа в поле 0.5 Тл в плоскости для увеличения TMR и создания однонаправленной анизотропии.

На рис. 2 показана зависимость намагниченности от внешнего поля в широком диапазоне полей в плоскости структуры МТJ, направленных вдоль легкой оси, которая включает в себя, перемагничивание пленки свободного слоя Co_2FeSi в малых полях, также перемагничивание закреп-

ленного слоя из синтетического антиферромагнетика $\text{CoFe/Ru/Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ в больших полях.

Магнитооптическое исследование перемагничивания свободного слоя проводили при комнатной температуре и в магнитных полях, ориентированных вдоль легкой или трудной осей, с помощью метода магнитооптической индикаторной пленки [8, 9]. Этот метод использует фарадеевское вращение плоскости поляризации в магнитном поле и анизотропию в плоскости индикаторной пленки, размещенной непосредственно на поверхности образца МТЖ. Магнитооптический контраст (МО) формируется за счет локальных изменений фарадеевского вращения плоскости поляризации в пленке МОИП, вызванных неоднородностью полей рассеяния образца, что позволяет визуализировать магнитную структуру образца в реальном времени [10–12]. Изображение магнитной структуры возникает исключительно на ее неоднородностях (как на краях образца, так и на доменных стенках). Наличие отверстия в образце можно использовать для оценки среднего угла вектора намагниченности области, окружающей отверстие [13]. Магнитостатические поля рассеивания на каждой стороне отверстия соответствуют направлению намагниченности образца и в этом месте создают области белого и черного МО контраста на противоположных сторонах отверстия из-за противоположных углов вращения Фарадея. Наш образец имеет такое отверстие в тонкой пленке Гейслера на краю образца, что позволяет наблюдать вращение намагниченности во время его перемагничивания. Этот метод был особенно полезен для визуализации магнитных доменов в реальном времени как в поверхностных магнитных слоях, так и во внутренних слоях многослойных структур, спиновых вентилях [13–15].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Петли гистерезиса намагниченности в зависимости от приложенного поля были получены с использованием вибрационного магнитометра в полях, приложенных вдоль плоскости образца, параллельных или перпендикулярных направлению наведенной анизотропии.

На рис. 3 показаны магнитооптические изображения изменения доменной структуры (правая и левая части рис. 3), петля гистерезиса намагниченности (в центре рисунка, в более крупном масштабе) при перемагничивании в малых полях вдоль легкой оси.

После увеличения приложенного поля от насыщенного состояния при $H = -6.9$ мТл доменные границы зарождаются на краях образца и распространяются в центр пленки при малых от-

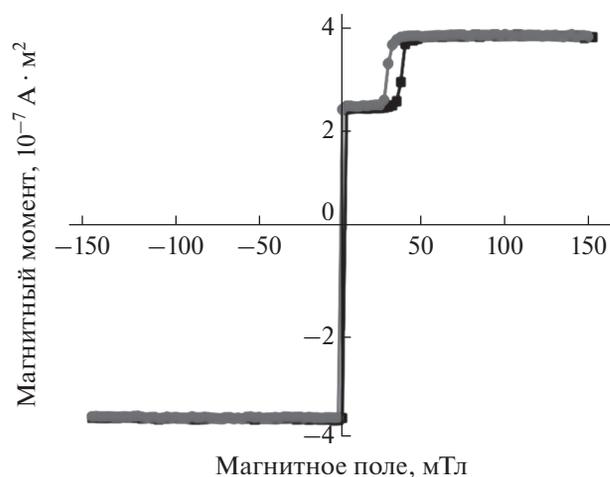


Рис. 2. Петля магнитного гистерезиса в поле, приложенном вдоль легкой оси, показывающая перемагничивание свободного слоя и закрепленного слоя структуры МТЖ.

рицательных полях (правая часть рис. 3). При нулевом поле намагниченность изменила направление на 180° , о чем свидетельствует изменение контраста на краю образца от темного к светлому (рис. 3а, 3г). Это соответствует минимуму магнитостатической энергии и антипараллельному расположению намагниченности свободного слоя Co_2FeSi и закрепленного слоя $\text{CoFe/Ru/Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. После увеличения отрицательного поля от насыщенного состояния намагниченности в свободном слое возникают домены противоположной намагниченности, как видно на рис. 3е, при величине поля -1.3 мТл. С зарождением доменов в центре пленки и распространением магнитных доменных стенок к ее краю связан переход намагниченности двух слоев к параллельной конфигурации. На рис. 3ж, 3з показано движение доменной стенки (темный контраст) вдоль края образца. Здесь темный контраст границы домена постепенно продвигается вдоль круглого периметра отверстия, при этом небольшая, противоположно намагниченная область остается вблизи края отверстия, где она в конечном итоге аннигилирует, и намагниченность переходит в насыщенное состояние (рис. 3а) при поле -6.9 мТл.

Асимметрия областей зарождения и распространения доменов в свободном слое коррелирует с относительной ориентацией намагниченности магнитостатически связанных слоев из-за полей рассеяния, подобный эффект был замечен во взаимодействующих магнитных слоях в многослойных структурах [14, 15, 19, 20]. В нашем образце с мягким свободным слоем ($H_C < 1.5$ мТл) локальное зародышеобразование частично определяется внешними факторами, включая магни-

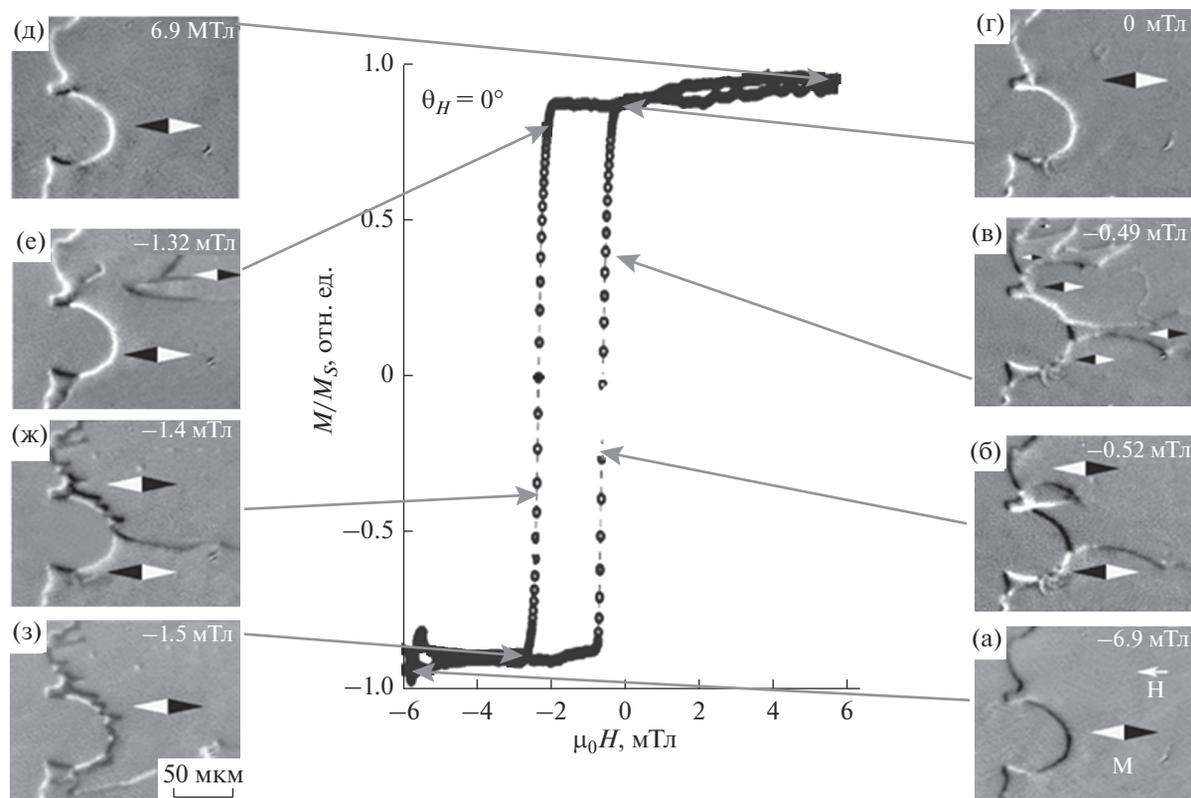


Рис. 3. Петля магнитного гистерезиса слоя Co_2FeSi в поле, приложенном вдоль легкого направления анизотропии (в центре). МОИП-изображения доменной структуры, соответствующие определенным участкам петли (показаны стрелками): а–д – для полей, последовательно увеличивающихся от -6.9 до 6.9 мТл (справа); д–з – для полей, последовательно уменьшающихся с 6.9 до -6.9 мТл (слева).

тостатическую связь между свободным и закрепленным слоями. Переход свободного слоя в энергетически выгодное антипараллельное направление намагниченности с закрепленным слоем обеспечивается за счет магнитостатической энергии, которая максимальна на краях образца. При переходе в параллельную конфигурацию зарождение происходит во внутренней части пленки, где магнитостатическая энергия значительно меньше, чем на краях.

На рис. 4 показана макроскопическая петля гистерезиса и магнитооптические изображения намагниченности свободного слоя, когда поле приложено в плоскости образца и направлено перпендикулярно вектору однонаправленной анизотропии. В этом направлении свободный слой перемагничивается с почти нулевой коэрцитивной силой и полем насыщения около 7 мТл. Здесь пленка МОИП расположена у самого левого края образца, где в слое Co_2FeS находится полукруглое отверстие. Ориентация намагниченности свободного слоя графически изображена стрелкой компаса, наложенной на каждый фрагмент рис. 3 и 4. В небольших полях, соответствующих насыще-

нию намагниченности свободного слоя на кривой намагничивания (M от H) на рис. 4а, намагниченность полностью повернута в вертикальное направление под действием приложенного магнитного поля 6.9 мТл, что можно увидеть по яркому и темному контрасту на противоположных сторонах полукруглого отверстия. Когда внешнее поле уменьшается и проходит через ноль до отрицательного насыщающего поля -6.9 мТл (рис. 4д), намагниченность вращается по часовой стрелке (если идти сверху вниз по кривой намагниченности), как видно на рисунке. При нулевом поле (рис. 4г) намагниченность почти горизонтальна, как показывает белый контраст на правой внутренней части периметра отверстия. При достижении поля значения -6.9 мТл (рис. 4д) белый и черный контраст меняются местами на соответствующих местах периметра отверстия без возникновения заметной доменной структуры. Это в основном согласуется с чрезвычайно низким гистерезисом на кривых намагничивания M от H и описывает когерентное вращение вектора намагниченности в полях, направленных вдоль трудной оси анизотропии.

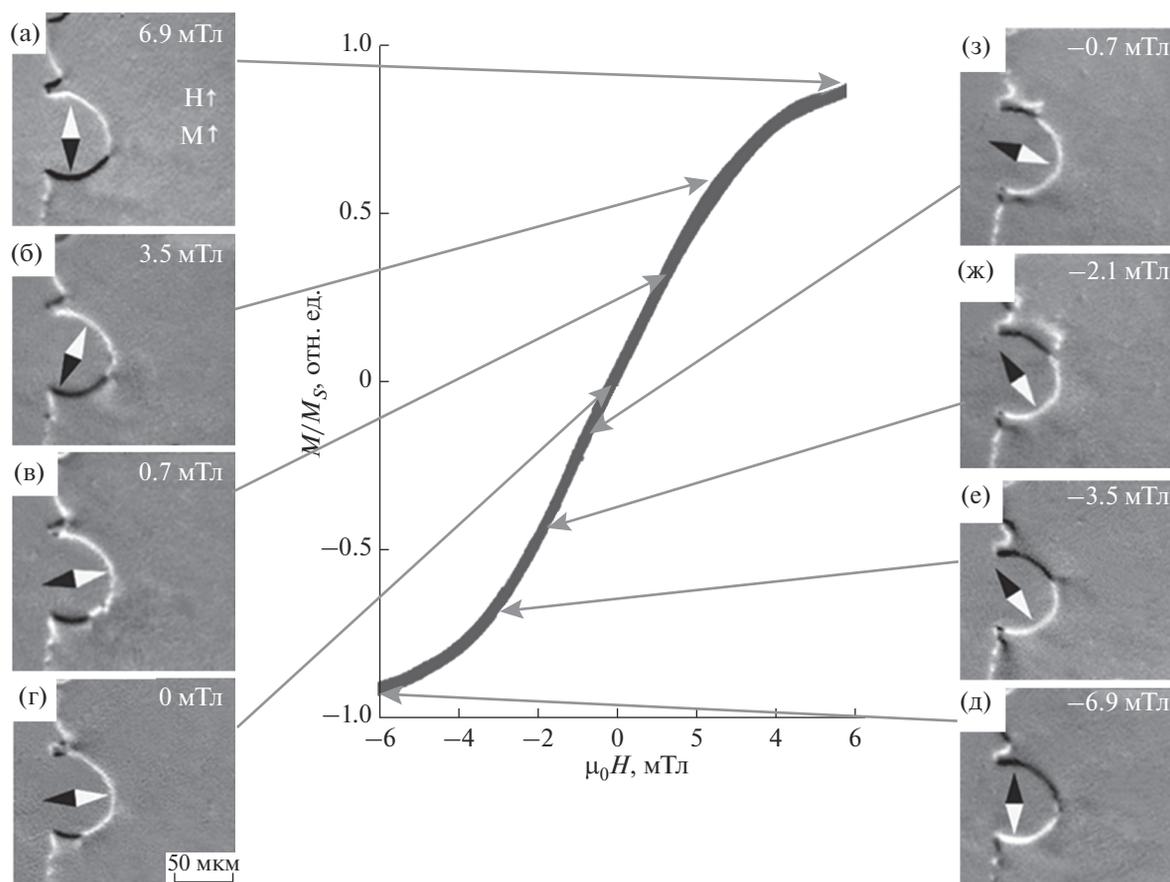


Рис. 4. Петля гистерезиса перемagnичивания слоя Co_2FeSi в поле, приложенном вдоль трудной оси анизотропии (в центре). Петля гистерезиса имеет почти линейный участок в малых полях. МОИП-изображения края образца с отверстием, соответствующие определенному направлению намагниченности (показано стрелкой компаса) и определенному участку петли (показаны сплошными стрелками): а–г – для полей, последовательно уменьшающихся с 6.9 до 0 мТл (справа), д–з – последовательно увеличивающихся от -6.9 до -2.1 мТл (слева).

При более внимательном рассмотрении МО-изображения на рис. 4ж, 4з наблюдаются небольшие фрагменты доменных стенок, зарождающиеся по периметру отверстия и на краю образца. При этом стенки магнитных доменов не возникают в свободном слое вдаль от края, что может объяснять отсутствие заметной коэрцитивной силы в макроскопической петле гистерезиса, хотя гистерезис явно мог бы наблюдаться на краях/дефектах в микроскопическом масштабе.

Таким образом, динамика изменения намагниченности может быть описана как комбинация преобладающего вращения намагниченности, когда магнитное поле циклически изменяется от -0.7 до -6.9 мТл (рис. 4), и зарождения, и движения незначительного количества доменов вблизи краев пленки. Вращение намагниченности при увеличении поля от -6.9 мТл демонстрирует вращение намагниченности против часовой стрелки, в отличие от процесса вращения намагничивания при уменьшении поля от 6.9 мТл, которое

происходит по часовой стрелке, как было отмечено выше.

Анизотропия в предпочтительном вращении намагниченности требует нарушения симметрии в плоскости для создания четко определенной хиральности. Эта очевидная хиральность имеет сходство с феноменом вращательного гистерезиса, наблюдаемым в системах с обменным смещением [13, 16]. Кроме того, как и в случае двойных слоев с обменным смещением, этот образец так же демонстрирует однонаправленную анизотропию, так что намагниченность предпочитает лежать вдоль положительного (горизонтального) направления в нулевом поле (независимо от истории приложения поля). Хотя свободный слой не испытывает обменного смещения из-за прослойки MgO , он, тем не менее, испытывает влияние некоторого не скомпенсированного магнитостатического поля от слоя CoFeV в синтетическом антиферромагнетике. Кроме того, шероховатость на границах гетероперехода

CoFeV/MgO/Co₂FeSi может вызвать эффект типа “апельсиновой корки” между слоями, который, может вызвать эффективный межслойный обмен [17, 18]. Однако свободный слой в основном испытывает однонаправленную анизотропию, создаваемую закрепленным слоем за счет магнитостатической связи. Хотя величина поля однонаправленной анизотропии меньше, чем поле анизотропии обменного смещения, создаваемое закрепленным слоем, свободный слой достаточно мягкий, что мы наблюдаем по значительным изменениям намагниченности на МОИП-изображениях. Влияние магнитостатической связи между слоями проявляется также в процессах перемагничивания под действием полей, приложенных вдоль легкой (горизонтальной) оси.

Микроскопические механизмы перемагничивания, показанные здесь, отражают значительное влияние пленки Гейслера в этой структуре МТJ на характер перемагничивания. Значительное магнитостатическое взаимодействие между свободным и закрепленным слоями остается существенным препятствием для разработки мягкого, высокочувствительного датчика МТJ на основе Co₂FeSi. Во-первых, краевые эффекты могут влиять на однонаправленную анизотропию, изменяя как поля зарождения доменов, так и процессы вращения намагниченности в полях, направленных вдоль трудной оси анизотропии. Это может отрицательно сказаться на способности датчиков МТJ работать в режиме только вращения, в котором “паразитное” зарождение доменных границ на краю может ухудшить шумовые характеристики датчика. Во-вторых, мы показываем, что магнитостатическая связь накладывает фиксированную хиральность на когерентное вращение намагниченности свободного слоя при перемагничивании в трудном направлении. Наконец, для полей, приложенных вдоль легкой оси, мы продемонстрировали асимметричное зарождение и движение доменов относительно ориентации свободного и закрепленного слоев. Изменение направления намагниченности свободного слоя инициируется зародышеобразованием внутри пленки, где магнитостатическая связь между слоями минимальна. С другой стороны, магнитостатическое взаимодействие между слоями способствует антипараллельному намагничиванию свободного слоя относительно намагниченности в закрепленном слое с зарождением доменов на краях пленки и последующим распространением доменной стенки внутрь образца, что подтверждается нашими МО-наблюдениями. Однако, некоторые несколько “вредные” свойства, наблюдаемые в этом конкретном МТJ, вряд ли приведут к сильному ограничению интереса к таким датчикам. Действительно, уменьшение взаимо-

действия между слоями может быть практически достигнуто за счет разумной оптимизации синтетического антиферромагнитного слоя, а также за счет минимизации шероховатости на границе раздела трехслойного комплекса CoFeV/MgO/Co₂FeSi для уменьшения магнитной связи между слоями, вызванной шероховатостью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода МОИП было исследовано перемагничивание тонкого слоя сплава Гейслера Co₂FeSi в МТJ-структуре с туннельным магнитосопротивлением 149%. Показано, что синтетический антиферромагнитный закрепленный слой оказывает существенное влияние на перемагничивание свободного слоя, что проявляется в когерентном вращении намагниченности в пленке Co₂FeSi под действием полей в плоскости, приложенных перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии. Это поведение следует рассматривать наряду с влиянием анизотропии формы, чтобы реализовать сильный линейный отклик свободного слоя в устройствах измерения магнитного поля. Поле, приложенное параллельно легкой оси анизотропии, приводит к асимметричному поведению доменной стенки относительно направления намагниченности закрепленного слоя.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет известных конкурирующих финансовых интересов или личных отношений, которые могли повлиять на работу, и публикацию этой статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wurmehl S., Fecher G.H., Kandpal H.C., Ksenofontov V., Felser C., Lin H.J.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 032503. <https://doi.org/10.1063/1.2166205>
2. *Trudel S., Gaier O., Hamrle J., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 193001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/19/193001>
3. *Sterwerf C., Paul S., Khodadadi B., Meinert M., Schmalhorst J.-M., Buchmeier M., Mewes C.K.A., Mewes T., Reiss G.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 083904. <https://doi.org/10.1063/1.4960705>
4. *Gaier O., Hamrle J., Trudel S., Hillebrands B., Schneider H., Jakob G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 232001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/23/232001>
5. *Kubota T., Hamrle J., Sakuraba Y., Gaier O., Oogane M., Sakuma A., Hillebrands B., Takanashi K., Ando Y.* // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 113907. <https://doi.org/10.1063/1.3265428>
6. *Hamrle J., Blomeier S., Gaier O., Hillebrands B., Schneider H., Jakob G., Postava K., Felser C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 1563. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/6/S09>

7. *Chen P.J., Feng G., Shull R.D.* // IEEE Trans. Magn. 2013. V. 49. P. 4379.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2244584>
8. *Bennett L.H., McMichael R.D., Swartzendruber L.J., Hua S., Lashmore D.S., Shapiro A.J., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Nikitenko V.I.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 888.
<https://doi.org/10.1063/1.113421>
9. *Dorosinskii L.A., Indenbom M.V., Nikitenko V.I., Osip'yan Y.A., Polyanskii A.A., Vlasko-Vlasov V.K.* // Physica C. 1992. V. 203. P. 149.
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90521-D](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90521-D)
10. *Gopman D.B., Kabanov Y.P., Cui J., Lynch C.S., Shull R.D.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 082407.
<https://doi.org/10.1063/1.4961881>
11. *Staruch M., Bennett S.P., Matis B.R., Baldwin J.W., Bussmann K., Gopman D.B., Kabanov Y., Lau J.W., Shull R.D., Langlois E., Arrington C., Pillars J.R., Finkel P.* // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 034028.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.034028>
12. *Staruch M., Gopman D.B., Iunin Y.L., Shull R.D., Cheng S.F., Bussmann K., Finkel P.* // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 37429.
<https://doi.org/10.1038/srep37429>
13. *Gornakov V.S., Kabanov Yu.P., Tikhomirov O.A., Nikitenko V.I., Urazhdin S.V., Yang F.Y., Chien C.L., Shapiro A.J., Shull R.D.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 184428.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.184428>
14. *Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Kabanov Yu.P., Khapikov A.F., Shapiro A.J., Shull R.D., Chaiken A., Michel R.P.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. R8111.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.R8111>
15. *Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Shapiro A.J., Shull R.D., Liu Kai, Zhou S.M., Chien C.L.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 765.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.765>
16. *Gao T.R., Yang D.Z., Zhou S.M., Chantrell R., Asselin P., Du J., Wu X.S.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 057201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.057201>
17. *Skowroński W., Stobiecki T., Wrona J., Rott K., Thomas A., Reiss G., van Dijken S.* // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 093917.
<https://doi.org/10.1063/1.3387992>
18. *Shah F.A., Sankar V.K., Li P., Csaba G., Chen E., Bernstein G.H.* // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 17B902.
<https://doi.org/10.1063/1.4863935>
19. *Gottwald M., Hehn M., Lacour D., Hauet T., Moutaigne F., Mangin S., Fischer P., Im M.-Y., Berger A.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 064403.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.064403>
20. *Gopman D.B., Bedau D., Mangin S., Lambert C.H., Fullerton E.E., Katine J.A., Kent A.D.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 062404.
<https://doi.org/10.1063/1.3681792>
21. *Kabanov Yu.P., Shull R.D., Zheng C., Pong P.W.T., Gopman D.B.* // Applied Surface Science. 2021. V. 536. P. 147672.
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2020.147672>

Magnetization Reversal Dynamics of Heusler Alloy Exchange-Coupled with Synthetic Antiferromagnet

Yu. P. Kabanov^{1, 2, *}, Robert D. Shull², Chao Zheng³, Philip W. T. Pong³, Daniel B. Gopman², I. V. Shashkov¹

¹*Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russia*

²*Materials Science and Engineering Division, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 20899 USA*

³*Department of Electrical and Electronic Engineering, University of Hong Kong, Hong Kong, China*

*e-mail: kayur@issp.ac.ru

This work shows the dynamics of the process of magnetization reversal of a thin film of the Heusler alloy Co₂FeSi in a stack of a multilayer structure with a tunnel magnetic junction having a tunnel magnetic resistance (TMR) of 149%. Using the method of magneto-optical indicator film, we visualized the process of magnetization reversal of this layer. Anisotropy of the magnetization reversal of the Co₂FeSi layer under the action of in-plane magnetic fields is found. While the behavior of the of the magnetization reversal under the action of fields applied perpendicular to the direction of the exchange bias indicates a smooth, coherent rotation of the magnetic moment from the easy axis towards the applied field, the emergence of a complex domain structure and its asymmetric nucleation are observed and movement depending on the direction of the field, when the external field is directed along the easy axis. For example, when the field is antiparallel to the direction of the easy axis of the free layer, domains nucleate at the edges of the film and propagate inward. The magnetization of the free layer becomes antiparallel to the magnetization of the upper layer of the synthetic antiferromagnetic film (IrMn/CoFe/Ru/CoFeB). When the field is switched to the opposite direction, domains originate inside the film and propagate to its edges to transfer the magnetization of the free layer to a parallel position to the reference layer. These results are important for improving the quality of Heusler alloy based magnetic tunnel junction devices.

Keywords: Magneto-optics, MOIP, antiferromagnet, ferrimagnet, MRAM, Co₂FeSi, Heusler alloy, magnetoresistance, tunnel junction, magnetic domains.