

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ДВУСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК FeNi/FeMn

Л. С. Успенская, О. А. Тихомиров*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 августа 2018 г.,
после переработки 18 октября 2018 г.
Принята к публикации 23 ноября 2018 г.

Экспериментально обнаружено изменение кинетики перемагничивания двуслойной пленки ферромагнетик–антиферромагнетик при понижении температуры. Типичным для высокотемпературного режима является продвижение единой зигзагообразной доменной границы, в то время как при низких температурах система перемагничивается путем неоднородного вращения. Установлено, что явление наблюдается только в связанной системе слоев с обменной анизотропией; при удалении антиферромагнитного слоя оно отсутствует. Изменение характера перемагничивания при низких температурах связывается с возникновением специфического пиннинга доменных границ, обусловленного наличием участков интерфейса с варьирующейся киральностью межслойной обменной пружины и перпендикулярной магнитной анизотропией на ступеньках интерфейса.

DOI: 10.1134/S0044451019040163

Богатство явлений, вызванных особыми свойствами границ раздела между магнитными средами, привело к возникновению ряда новых фундаментальных понятий (обменная анизотропия, сдвиг петли гистерезиса, обменная пружина, гигантское магнитосопротивление), а также к созданию многочисленных приборов на их основе. К настоящему времени очевидно, что функционирование подобных устройств ключевым образом зависит от микромеханизмов перемагничивания как системы в целом, так и ее составных частей. Формирование и эволюция доменных границ, локализованных вблизи границ раздела, а также в отдельных слоях, в значительной степени определяется качеством интерфейса — наличием и плотностью ступенек и других дефектов, шероховатостью, условиями синтеза и обработки, отжигом и т. д. В результате появляется возможность контролировать основные макроскопические характеристики (коэрцитивную силу H_c и обменный сдвиг петли гистерезиса H_b) в широких пределах. Дальнейшая подстройка готовых устройств *in situ* достигается варьированием управляющих па-

раметров — магнитного либо электрического поля и тока, а также температуры.

Экспериментальное изучение кинетики доменной структуры в слоистых магнитных средах было в значительной степени стимулировано недостаточностью теоретических моделей, основанных на концепции макроспина, для объяснения измеряемых на практике значений H_c и H_b [1]. Экспериментально наблюдались различные моды перемагничивания: неоднородное вращение намагниченности, гигантские скачки Баркгаузена (мгновенное продвижение единственной доменной границы), развитие переходной доменной структуры с постепенным продвижением доменных границ в режиме крипа либо вязкого движения [2–7] в зависимости от конкретных сочетаний магнитных слоев, их геометрических размеров и качества поверхностей. При этом макроскопически измеряемые величины H_c и H_b сильно зависели от температуры. Однако до сих пор прямые исследования кинетики доменной структуры при низких температурах носили лишь эпизодический характер. Нам известны лишь единичные сообщения о смене режима перемагничивания в периодической системе магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой [8, 9]. Что касается двуслойных обменно-связанных материалов со сдвигом петли гистерезиса, здесь низкотемпературные исследования

* E-mail: uspenska@issp.ac.ru

сводились главным образом к измерениям параметров петли гистерезиса [4, 10, 11]. Отдельные прямые наблюдения, выполненные на структурах Co/CoO, т.е. в структурах с компенсированными на интерфейсе ферромагнетик-антиферромагнетик спинами и перпендикулярной намагниченностью, свидетельствуют о том, что сценарий перемagnичивания при низких и высоких температурах сохраняется [12, 13].

В настоящей работе мы сообщаем о прямом наблюдении смены режима перемagnичивания в двухслойных образцах ферромагнетик/антиферромагнетик с не компенсированными на интерфейсе спинами и плоскостной намагниченностью, FeNi/FeMn, при низких температурах.

Использованные образцы были изготовлены методом последовательного магнетронного распыления слоев на кремниевую подложку в присутствии параллельного поверхности магнитного поля величиной 10 кЭ. Первым наносился слой пермаллоя Fe₂₀Ni₈₀ толщиной 40 нм, за ним слой антиферромагнитного FeMn толщиной 7 нм. Такой порядок слоев был выбран по двум причинам. Во-первых, при напылении на насыщенный ферромагнетик спиновая структура антиферромагнетика упорядочивается наилучшим образом. Во-вторых, в ряде перспективных низкотемпературных приложений [14] используется дополнительный верхний слой сверхпроводника (в данной работе не наносившийся); при этом пространственное разделение ферромагнитного и сверхпроводящего слоев антиферромагнетиком должно ослаблять эффект подавления сверхпроводимости. Выбранная толщина антиферромагнитного слоя (7 нм) обеспечивает оптимальное значение обменного сдвига H_b [15] и в то же время достаточно мала для эффективного управления свойствами сверхпроводящего слоя ферромагнетиком. Величина ступенек на поверхности образца по данным атомно-силовой микроскопии была меньше 1 нм (за пределом разрешения стандартного атомно-силового микроскопа). Процедура изготовления образцов обеспечивала монодоменное состояние ферромагнитного слоя в нулевом магнитном поле и ориентацию намагниченности в плоскости образца при комнатной температуре.

Визуализация процесса перемagnичивания и наблюдение магнитной доменной структуры в диапазоне температур от 7 до 300 К проводились в поляризационно-оптическом микроскопе с помощью магнитооптического метода индикаторных пленок [16, 17], в качестве которых применялись пленки иттрий-железистого граната с углом вращения плоскости поляризации света около 0.02 град/Э. До-

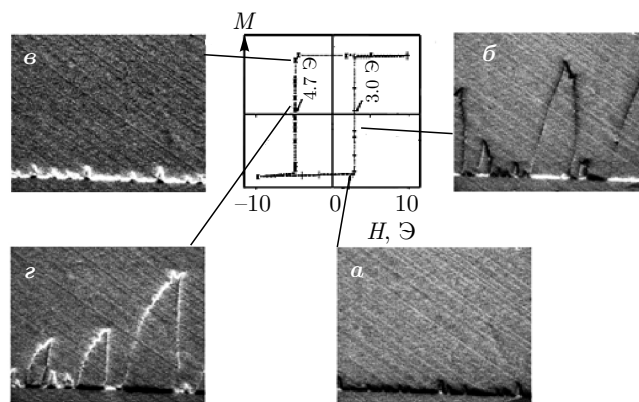


Рис. 1. Процесс перемagnичивания бислойной пленки FeNi/FeMn при комнатной температуре. На графике — петля гистерезиса; стрелки показывают, к какому участку петли гистерезиса относятся изображения

менные границы выявлялись благодаря связанным с ними магнитными полями рассеяния. При небольшом (в несколько градусов) угле разворота между поляризатором и анализатором границы могут выглядеть либо как одиночные светлые (темные) полосы на сером фоне доменов с плоскостной намагниченностью (границы блоховского типа и заряженные зигзагообразные границы со встречной намагниченностью), либо как спаренные светлая и темная полосы (границы неелевского типа) [16]. Направление намагниченности в доменах определялось на основе анализа полей рассеяния на краях образцов или на отдельном отверстии диаметром 20 мкм, специально сделанном в центре образца [16, 17].

График рис. 1 представляет типичную петлю гистерезиса, измеренную при комнатной температуре. Она имеет характерную прямоугольную форму и различные величины коэрцитивного поля на восходящей и нисходящей ветвях, $H_{c1} = 4.7$ Э и $H_{c2} = 3.0$ Э, соответствующие средней коэрцитивной силе $H_c = 3.85$ Э (полуширина петли) и обменному сдвигу $H_b = 0.85$ Э. Вблизи коэрцитивного поля намагниченность изменяется скачком; при фиксированной величине поля почти вся намагниченность переключается необратимым образом.

Кинетику доменной структуры при комнатной температуре иллюстрируют снимки на рис. 1. Верхний и нижний ряды изображений соответствуют перемagnичиванию вдоль и против направления поля однонаправленной анизотропии. При достижении определенной величины магнитного поля на крае образца появляются мелкие клинообразные домены обратной намагниченности, которые затем быстро увеличиваются в размерах, достигая противо-

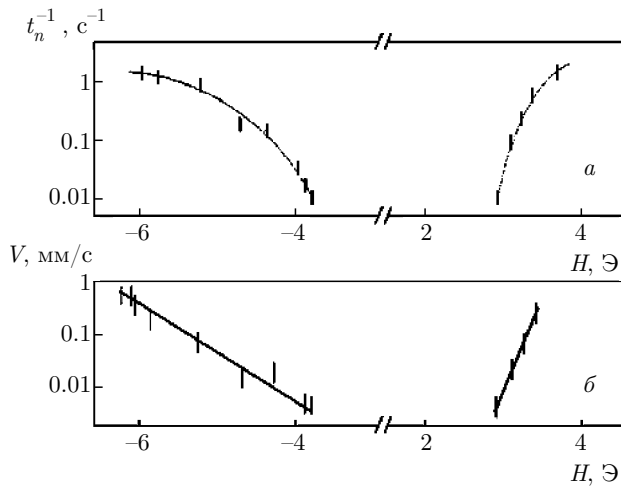


Рис. 2. Изменения времени зарождения доменных границ (а) и скорости их движения (б) в зависимости от величины приложенного импульсного магнитного поля и его направления относительно оси обменно-наведенной однонаправленной анизотропии

ложного края и аннигилирует с соседними доменами. Картина изменения доменной структуры качественно совпадает для обеих ветвей гистерезиса, хотя зарождение и продвижение границ происходят при разных значениях поля. Иногда при инверсии поля зарождение происходит на противоположных краях образца, но чаще новые домены возникают на одной и той же стороне, хотя и в различных точках (рис. 1а и 1б). Описанная картина квазистатического перемagnetизации при комнатной температуре в целом аналогична наблюдавшейся ранее в образцах такого же состава [2, 6, 18].

В случае приложения импульсного магнитного поля вместо статического перемagnetизация происходит таким же образом, однако значения полей, соответствующие зарождению и продвижению границ, время формирования новых доменов и скорость переключения зависят от амплитуды. При этом скорость движения доменных границ оказывается совершенно разной в зависимости от знака приложенного поля по отношению к направлению однонаправленной анизотропии. Время зарождения доменов оказывается на порядки меньше, а скорость их прорастания, т. е. скорость перемagnetизации, — на порядки больше при перемagnetизации вдоль направления поля обменной анизотропии по сравнению с обратным перемagnetизанием, несмотря на малое различие в коэрцитивности для соответствующих процессов (рис. 2).

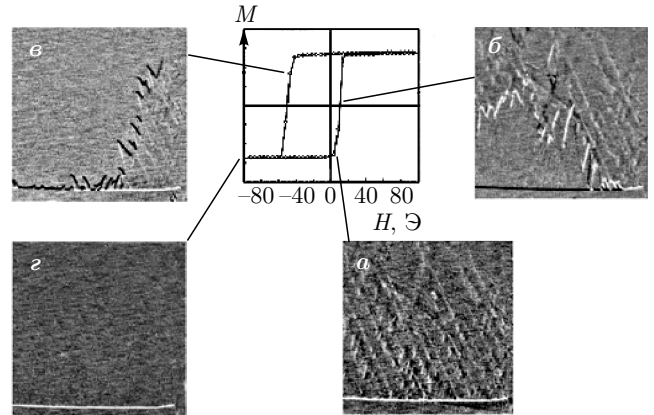


Рис. 3. Процесс перемagnetизации той же пленки, что и на рис. 1, но при температуре 235 К. Контрастность изображения а увеличена в несколько раз по сравнению с изображениями б, в, г, чтобы сделать более заметными появившиеся возмущения намагниченности

Зависимость скорости границ от поля носит активационный характер, т. е. описывается формулой

$$V \sim V_0 \exp \left[- (U_m - 4\pi H M_s \gamma_j) / kT \right],$$

где U_m — энергетический барьер, который преодолевает движущаяся доменная граница, γ_j соответствует активационному объему, k — постоянная Больцмана, M_s — спонтанная намагниченность, T — температура образца. Подгонка экспериментальных данных дает $\gamma_1 = 1.25 \cdot 10^4$ нм³ и $\gamma_2 = 4.81 \cdot 10^4$ нм³, т. е. активационные объемы для смещения доменных границ в направлении поля однонаправленной анизотропии и против него различаются почти в 4 раза.

При понижении температуры всего лишь на 60 К картина перемagnetизации усложняется (рис. 3). Перемagnetизация все еще происходит за счет зарождения на краях пленки и смещения доменных границ. Но перемagnetизация против однонаправленной анизотропии приводит к заметному возмущению плоскостной намагниченности ферромагнитного слоя (рис. 3а — светлая рябь в правом нижнем углу изображения образца на сером фоне плоскостной намагниченности соответствует тонким областям с перпендикулярно-ориентированной намагниченностью). Перемagnetизация по направлению к однонаправленной анизотропии «укладывает» намагниченность в плоскость пленки (рябь «стирается» проходящей доменной границей, рис. 3б). Возмущение намагниченности пока еще на порядок меньше, чем величина спонтанной намагниченности.

При дальнейшем понижении температуры возмущение плоскостной намагниченности при пере-

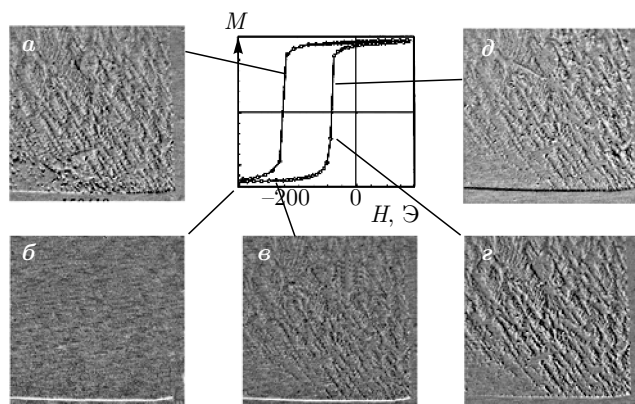


Рис. 4. Процесс перемангничивания при температуре 35 К

магничивании против направления обменно-наведенной анизотропии возрастает. При температуре 35 К оно становится сравнимым с величиной спонтанной намагниченности. При этом характер перемангничивания бислойной пленки становится совершенно иным, чем при комнатной температуре. Вместо коррелированно движущихся больших доменов клинообразной формы наблюдаются мелкие (размером 1–5 мкм при наблюдении в оптическом микроскопе) не скоррелированные между собой домены островкового типа (рис. 4). Общая доменная граница (фронт перемангничивания) отсутствует, границы мелких доменов неподвижны, магнитооптический контраст изображения возникает и увеличивается постепенно по мере перемангничивания с последующим ослабеванием и исчезновением на противоположной стороне петли гистерезиса, что иллюстрируют рис. 4б–4д. В целом картина соответствует сценарию неоднородного вращения намагниченности с локальным разворотом магнитного момента. Петля гистерезиса при низких температурах перестает быть прямоугольной и становится скругленной (см. график на рис. 4). Понижение температуры до 10 К приводит к такому измельчению доменов, что в оптике процесс перемангничивания удастся фиксировать лишь по изменению яркости изображения краев образца.

В качестве контрольного эксперимента были проведены наблюдения на аналогично изготовленных однослойных пленках пермаллоя. Во всем исследованном диапазоне температур (от 7 до 300 К) перемангничивание в таких образцах осуществлялось путем формирования на краю пленки и быстрого прорастания клиновидных доменов, коэрцитивность однослойных пленок была на порядки ниже (рис. 5), а скорость доменных границ (около 400 м/с при

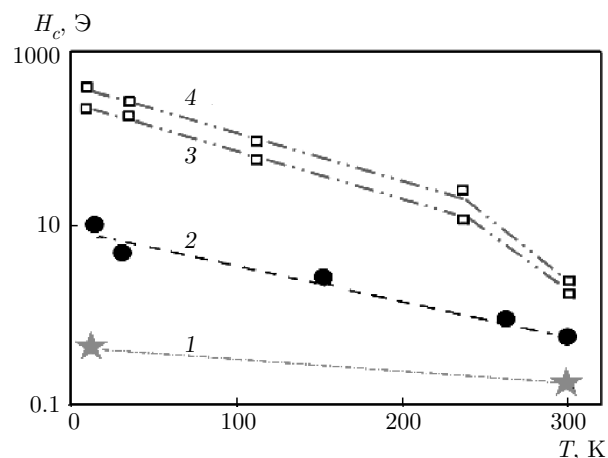


Рис. 5. Изменение коэрцитивности с температурой: 1 — однослойная пленка пермаллоя; 2 — пермаллой, выращенный на шероховатой поверхности пленки ниобия; 3 и 4 — пермаллой, покрытый пленкой FeMn толщиной 7 нм (при перемангничивании соответственно в направлении легкой оси и против легкой оси)

300 К) на порядки превосходила скорость границ в бислойной пленке; изменение кинетики процесса с температурой не наблюдалось.

Итого, напыление на качественную пленку пермаллоя тонкого слоя антиферромагнетика не только стабилизирует заданное направление намагниченности, не только количественно изменяет характеристики пермаллоя, добавляя смещение, расширяя петлю гистерезиса, ухудшая динамические характеристики материала, но и качественно изменяет низкотемпературную картину перемангничивания пермаллоя.

Термоактивированный процесс перемангничивания, наблюдающийся в бислойных пленках FeNi/FeMn при комнатной температуре, характерен для материалов с высокой концентрацией центров пиннинга [8, 19]. Продвижение острия зародившегося на краю образца клиновидного домена определяется концентрацией вблизи него сильного магнитостатического поля B_{ms} , определяемого встречным направлением намагниченности в клине и домене перед ним ($B_{ms} \sim 4\pi M_s \sim 10$ кГс). Если это поле превосходит локальные центры пиннинга, то острие движется надбарьерно и его скорость продвижения может быть очень высока, как это и наблюдается в монослойной пленке пермаллоя. Давление на стороны клина определяется углом θ между направлением намагниченности в домене и стороной клина. Пропорциональное $B_{ms} \sin \theta$ давление значительно слабее, поэтому сторона

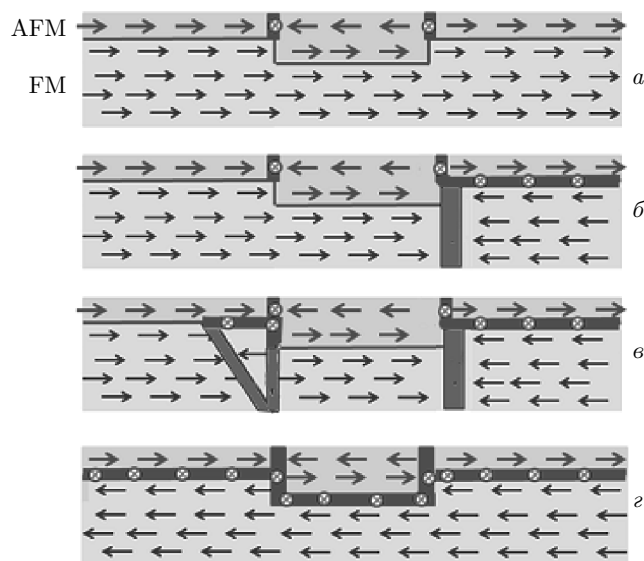


Рис. 6. Схема распределения магнитных моментов в двухслойной пленке: AFM — антиферромагнитный слой; FM — ферромагнитный слой. Стрелки показывают направления моментов. Толстые линии — доменные границы в слоях и на интерфейсе

клина движется, термоактивировано преодолевая барьеры. Происходит ли отрыв острия клина от основного домена, зависит от соотношения энергии доменной границы и высоты барьера. Оптимизация суммы энергии границы (пропорциональной ее поверхности) и энергии полей рассеяния (уменьшающейся с ростом этой поверхности) определяет целостность границ клиновидного домена. В нашем случае при комнатной температуре разрыва границы не происходит: клин расширяется как целое. При понижении температуры от 300 до 235 К материальные константы пермаллоя, обменная энергия, анизотропия, магнитострикция и намагниченность изменяются слабо (как и в диапазоне температур 7–300 К, так как эта область находится достаточно далеко от температуры Кюри), но первые признаки изменения процесса перемангничивания уже видны: появление локальных, перпендикулярных плоскости модуляций намагниченности в «невыгодном» домене, намагниченном против оси легкого намагничивания направлении (см. рис. 3). И никаких изменений в процессе перемангничивания в монопленке пермаллоя при этой температуре нет. Поэтому изменения, появляющиеся в бислойной пленке, естественно связать со свойствами интерфейса ферромагнетик–антиферромагнетик.

Как уже говорилось выше, пленки изготавливались методом магнетронного распыления в при-

сутствии магнитного поля, и антиферромагнитный слой FeMn напылялся на ферромагнитный пермаллой. При таком изготовлении магнитные моменты антиферромагнетика подстраиваются под намагниченность ферромагнитного слоя (рис. 6а), что и является причиной появления однонаправленной анизотропии и смещения петли гистерезиса. Но ферромагнитная пленка не является атомно-гладкой. Исследования с помощью атомно-силового микроскопа показали, что шероховатость поверхности пленки ферромагнетика не превышает 1 нм, что не исключает наличия ступенек в один–два параметра решетки FeNi. При наличии ступенек формирующийся слой антиферромагнетика должен быть многодоменным (рис. 6а). Как показано в работе [20], в насыщающем ферромагнитный слой поле, ориентированном против оси легкого намагничивания, на интерфейсе формируется доменная граница, локализованная в случае структуры FeNi/FeMn, в антиферромагнетике (рис. 6г). При перемангничивании движущаяся в ферромагнитном слое доменная граница, во-первых, затрачивает энергию на формирование этой границы. Формирование обменной пружины на интерфейсе при намагничивании против легкой оси и ее раскручивание при перемангничивании и определяют разницу активационных объемов, определенных на основе графиков зависимости $V(H)$, приведенных выше на рис. 2. Во-вторых, на ступеньках формируется 90-градусная граница, которую граница ферромагнетика чувствует за счет обменного взаимодействия и взаимодействия с полями рассеяния от этой границы. Таким образом, вдоль интерфейса формируется неоднородная обменная пружина, определяющая потенциальный рельеф и энергетические барьеры для доменной границы (рис. 6б).

Искажение конфигурации магнитных моментов в ферромагнетике, вплоть до образования доменов или вихрей, из-за наличия ступенек на интерфейсе рассмотрено во многих работах [1, 21–27]. Но, к сожалению, температура при расчете процесса перемангничивания в них не учитывалась, и полученные расчетные данные не соответствуют экспериментальным. Тем не менее из этих работ можно сделать вывод о том, что наличие ступенек на интерфейсе формирует энергетические барьеры для доменной границы.

При достаточно высоких температурах термоактивационные процессы помогают преодолевать барьеры. Понижение температуры приводит к тому, что на этом рельефе остаются медленно релаксирующие возмущения намагниченности, видимые на

рис. 3а,б,в в доменах, намагниченных против оси легкого намагничивания. По-видимому, при этой температуре проявляются только наиболее крупные ступеньки, где и обменное поле, и магнитостатическое дают существенный вклад во взаимодействие. Дальнейшее понижение температуры приводит к тому, что термоактивация оказывается уже недостаточной для преодоления барьеров, связанных с однослойными ступеньками на интерфейсе. Эффективная плотность центров пиннинга увеличивается. Поэтому оказывается выгодным не ее продвижение, а формирование новых доменов перед медленно продвигающейся границей (рис. 6в). Такого же типа переход от перемангничивания за счет смещения границ к «закипанию намагниченности» перед движущейся границей при понижении температуры наблюдался в работе [28].

Шероховатость поверхности магнетронно-напыленных пленок влияет на процесс перемангничивания и подвижность границ в ферромагнетике и из-за возникновения добавочной перпендикулярной анизотропии за счет ступенек на интерфейсе, т.е. анизотропии, связанной с возникновением магнитостатических зарядов от горизонтальной намагниченности, увеличивающей ее энергию по сравнению с вертикальной компонентой [16, 29]. В этом случае ступеньки могут порождать локальное вертикальное размагничивающее поле, способное возмущать движение основной стенки в ферромагнитном слое. Однако этот механизм должен действовать сходным образом и в обычных пленках с шероховатой поверхностью. Например, в пленках пермаллоя, напыленных на шероховатый слой ниобия, шероховатость влияет на тип доменных границ и увеличивает коэрцитивность (см. рис. 5, кривые 1 и 2), но не приводит к смене кинетики перемангничивания с температурой.

Таким образом, способность доменной границы преодолевать обусловленные ступеньками на интерфейсе энергетические барьеры с помощью термических флуктуаций определяет, какой сценарий перемангничивания будет реализовываться в бислойной системе ферромагнетик–антиферромагнетик с нескомпенсированной границей. В случае высокой температуры тепловые флуктуации обеспечивают эффективную корреляцию соседних участков, поэтому доменная стенка продвигается как единое целое, несмотря на различную силу пиннинга в разных местах образца. При обратном перемангничивании тормозящие и ускоряющие участки меняются местами, поэтому зарождение новых доменов происходит в новых местах по сравнению с прямым переман-

ничиванием. Тем не менее выравнивающее действие термофлуктуаций обеспечивает корреляцию движения границ и в этом случае. При понижении температуры корреляция между различными областями начинает ухудшаться, отдельные участки доменной границы тормозятся относительно других, возникает «рябь» намагниченности. Дальнейшее развитие этих процессов приводит к полному распаду намагниченности ферромагнитного слоя на отдельные мелкие домены при низких температурах. Нам представляется, что такая картина дает удовлетворительное качественное объяснение наблюдающихся процессов.

В заключение следует отметить, что по мере понижения температуры процесс перемангничивания бислойной структуры FeNi/FeMn определяется неоднородностями все более мелкого масштаба, что может создать препятствия для использования подобных пленок в микроструктурах при низких температурах, например, сверхпроводник/антиферромагнетик/ферромагнетик.

Благодарности. Авторы выражают благодарность С. И. Божко за помощь в исследовании поверхности образцов методом атомно-силовой микроскопии и А. И. Морозову за обсуждение результатов исследования.

Финансирование работы. Работа выполнена в Институте физики твердого тела Российской академии наук при частичной поддержке программой Президиума Российской академии наук «Актуальные проблемы физики низких температур» и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-01270).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
2. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, A. J. Shapiro, R. D. Shull, K. Liu, S. M. Zhou, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **84**, 765 (2000).
3. X. Portier, A. K. Petford-Long, A. de Morais, N. W. Owen, H. Laidler, and K. O'Grady, J. Appl. Phys. **87**, 6412 (2000).
4. M. D. Stiles and R. D. McMichael, Phys. Rev. B **63**, 064405 (2001).
5. S.-B. Choe and S.-C. Shin, Appl. Phys. Lett. **80**, 1791 (2002).

6. C. L. Chien, V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, A. J. Shapiro, and R. D. Shull, *Phys. Rev. B* **68**, 014418 (2003).
7. Л. С. Успенская, *Изв. РАН, сер. физ.* **74**, 744 (2010).
8. X. P. Xie, X. W. Zhao, J. W. Knepper, F. Y. Yang, and R. Sooryakumar, *Phys. Rev. B* **76**, 184433 (2007).
9. C. K. Lim, J. N. Chapman, M. Rahman, A. B. Johnson, and D. O. O'Donnell, *J. Appl. Phys.* **95**, 1510 (2004).
10. M. D. Stiles and R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
11. M. Gloanec, S. Rioual, B. Lescop, R. Zuberek, R. Szymczak, P. Aleshkevych, and B. Rouvellou, *Phys. Rev. B* **82**, 144433 (2010).
12. Z. Hussain and V. Raghavendra Reddy, *J. Appl. Phys.* **122**, 103903 (2017).
13. W.-T. Lee, S. G. E. te Velthuis, G. P. Felcher, F. Klose, T. Gredig, and E. D. Dahlberg, *Phys. Rev. B* **65**, 224417 (2002).
14. Р. Р. Гайфуллин, Р. Г. Деминов, Л. Р. Тагиров, М. Ю. Куприянов, А. А. Голубов, *ФТТ* **59**, 2095 (2017).
15. H. Sang, Y. W. Du, and C. L. Chien, *J. Appl. Phys.* **85**, 4931 (1999).
16. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, S. I. Bozhko, S. V. Egorov, and A. A. Chugunov, *J. Appl. Phys.* **113**, 163907 (2013).
17. V. S. Gornakov, Yu. P. Kabanov, O. A. Tikhomirov, V. I. Nikitenko, S. V. Urazhdin, F. Y. Yang, C. L. Chien, A. J. Shapiro, and R. D. Shull, *Phys. Rev. B* **73**, 184428 (2006).
18. Л. С. Успенская, *ФТТ* **52**, 2131 (2010).
19. H. Kronmuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **24**, 159 (1981).
20. D. Maury, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
21. N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
22. T. C. Schulthess and W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
23. M. D. Stiles and R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3723 (1999).
24. А. И. Морозов, А. С. Сигов, *ФТТ* **44**, 128 (2002).
25. А. И. Морозов, А. С. Сигов, *ФТТ* **46**, 385 (2004).
26. А. Ковалев, М. Панкратова, *ФНТ* **37**, 1085 (2011).
27. A. Kovalev and M. Pankratova, *Superlatt. and Microstruct.* **73**, 275 (2014).
28. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, and T. Nurgaliyev, *J. Appl. Phys.* **109**, 113901 (2011).
29. P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 3153 (1988).