

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РАН

Курбатова И. В.

**МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И КИНЕТИКА
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ УЛЬТРАТОНКОЙ ПЛЕНКИ МАНГАНИТА ЛАНТАНА**

Выпускная квалификационная работа
на соискание степени магистра физико-математических наук

научный руководитель
к.ф.-м.н. Успенская Л.С.

Черноголовка-2009

Оглавление:

Введение	2
Образец и методика эксперимента	4
Результаты	6
1. Доменная структура, обусловленная двойникованием кристалла	
2. Вид и тип доменной структуры в области, свободной от двойников	
3. Перемагничивание, кинетика	
4. Динамика	
Обсуждение результатов	12
Заключение	14
Список литературы	15

Введение.

Развитие нанотехнологий, миниатюаризация управляющих элементов требуют создания новых материалов с высоким откликом на слабые внешние воздействия и низким уровнем шума. С этой целью создаются новые материалы, базирующиеся на сложных составах или гетероструктурах. В частности, в последнее десятилетие большое внимание уделялось исследованию свойств магнитных гетероструктур с тонкими слоями соседствующих магнитомягкого и магнитожёсткого ферромагнетиков или мягкого ферромагнетика и антиферромагнетика. В таких структурах были обнаружены эффекты резистивных переключений, гигантского магнетосопротивления и др., и теперь эти структуры уже используются в записывающих и считывающих устройствах [1]. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию гетероструктур ферромагнетик-сверхпроводник, *F/S*, в которых магнитный слой, легко намагничиваемый слабым магнитным полем, используется для управления свойствами сверхпроводника [2]. В *F/S* гетероструктурах предсказаны и обнаружены такие интересные явления, как π -контакты [3], локализованная на магнитных доменных стенках сверхпроводимость [4], спинклапанные эффекты [5], зависящая от спиновой поляризации сверхпроводимость [6] и т.д.

Особенно привлекательными для приложений выглядят гетероструктуры на основе высокотемпературных сверхпроводников, поскольку такие структуры могли бы работать при температуре жидкого азота. Было найдено, что один из ВТСП, *YBCO*, по параметрам решетки хорошо подходит к манганитам, обладающим при оптимальном допировании ферромагнитными свойствами. Поэтому даже при лазерном или магнетронном напылении *YBCO* на манганиты, допированные *Sr, Ca* и др., (на *LSMO, LCMO...*), происходит эпитаксиальный рост пленок *YBCO* и сверхпроводящие свойства таких пленок оказываются незначительно хуже, чем свойства обычных монокристаллических пленок *YBCO* [7,8].

До сих пор основные исследования свойств *F/S* гетероструктур велись через измерение усредненных свойств материала, т.е. измерялись кривые намагничивания, проводимость, снимались вольтамперные характеристики, что несомненно является важным, но во многих случаях оставляет возможной неоднозначную трактовку происхождения наблюдаемых эффектов. Так возникает интерес, в частности, к магнитной доменной структуре ферромагнитного слоя. Однако, факторов, оказывающих на неё влияние, несколько: магнитная анизотропия, магнитостатическая энергия и магнитострикция вследствие небольшого несоответствия параметров решётки плёнки и

подложки, - возникает естественный вопрос, какие из них являются определяющими. Поэтому наши исследования направлены на изучение реальной доменной структуры в тонких плёнках манганита.

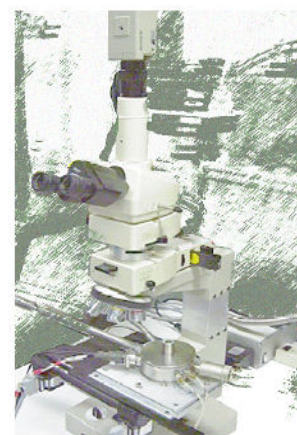
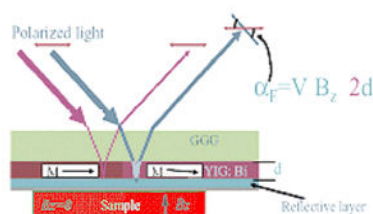
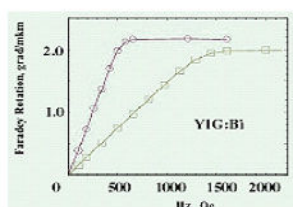
Для практических применений одним из наиболее важных является вопрос о скоростях протекания процессов перемагничивания и резистивных переключений, между тем, все немногочисленные имеющиеся на данный момент исследования относятся к статической магнитной доменной структуре. В работе получены также динамические характеристики процесса перемагничивания манганитной плёнки.

Образец и методика эксперимента.

В данной работе в качестве объекта исследования были выбраны пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ толщиной 20 нм, выращенные на (100) $LaAlO_3$ подложках при температуре подложки $T \sim 700^\circ C$ и отожжённые при температуре $T \sim 600^\circ C$ (основная площадь пленок свободна от двойников, а немногочисленные имеющиеся двойники, как и в работе [9], унаследованы от подложки). Температура перехода пленок в ферромагнитное состояние, определённая с помощью МО, составляла $T_c=336 K$. Эксперименты проводились при температуре вблизи комнатной.

Наблюдение доменной структуры исследуемых пленок манганитов проводилось с помощью метода магнитооптической визуализации распределения магнитной индукции (МО) [10, 11]. Суть метода заключается в следующем: на исследуемый объект помещается тонкая пленка иттрий-железистого граната (индикатор), характеризующаяся большим углом вращения плоскости поляризации проходящего света и плоскостной анизотропией (для улучшения отражения на нижнюю поверхность пленки часто напыляют субмикронный слой золота или алюминия).

МО визуализация магнитного потока *Physica C (1992), v. 203, p.149*



Наблюдение с оптическим разрешением в реальном времени распределения магнитной индукции от ~ 1 Гс до 3000 Гс в широком диапазоне температур до ~ 500 К

Поляризованный свет претерпевает вращение плоскости поляризации, пропорциональное локальной перпендикулярной компоненте индукции, распределение которой по плоскости индикатора совпадает с распределением по поверхности образца.

Важно отметить, что пространственное разрешение метода ограничено оптическим разрешением принципиально, а кроме того, визуализируется лишь перпендикулярная плоскости наблюдения компонента индукции, сохраняющаяся при переходе из среды в среду, при условии хорошего прилегания магнитооптического индикатора к

исследуемому объекту. Метод чувствителен к полям (полям рассеяния) 1 – 3000 Э и работает при температурах ниже 500 К.

Домены с перпендикулярной намагниченностью или доменные границы между доменами с плоскостной намагниченностью создают на поверхности поля рассеяния, которые и дают локальное вращение плоскости поляризации света. Наблюдения производятся в поляризационно-оптическом микроскопе в отраженном свете при слегка раскращенных поляризаторе и анализаторе. Изображение фиксируется цифровой камерой EDS2000 с экспозицией от 1 мсек и длиннее, позволяющей снимать как отдельные кадры в заданные синхроимпульсом моменты времени, так и серии кадров с заданным интервалом времени. Это даёт возможность измерять расстояния, проходимые доменной границей за определенный интервал времени, и определять динамические параметры. Таким образом, полученное изображение отражает вид доменной структуры исследуемого образца и позволяет определять скорость движения границ.

Этот метод позволил продемонстрировать прямую связь между резистивными переключениями объёмных манганитов и внутренними неоднородностями материала [12], а недавно успешно использовался при низких температурах для исследования кинетики намагничивания гетероструктур $YBCO/LSMO(LCMO)$ [9].

Результаты.

1. Доменная структура, обусловленная двойникованием кристалла.

В ходе работы, во-первых, было изучено влияние двойниковой структуры на магнитную доменную структуру плёнки *LSMO* на подложке *LAO*.

Доменную структуру пленки в размагниченном состоянии при малом разрешении не удавалось наблюдать в плоскости пленок нигде, кроме областей, прилегающих к двойникам, где вдоль двойников были локализованы протяженные домены с перпендикулярной плоскости пленки намагниченностью, направление которой чередовалось на соседних двойниках, рис.1.

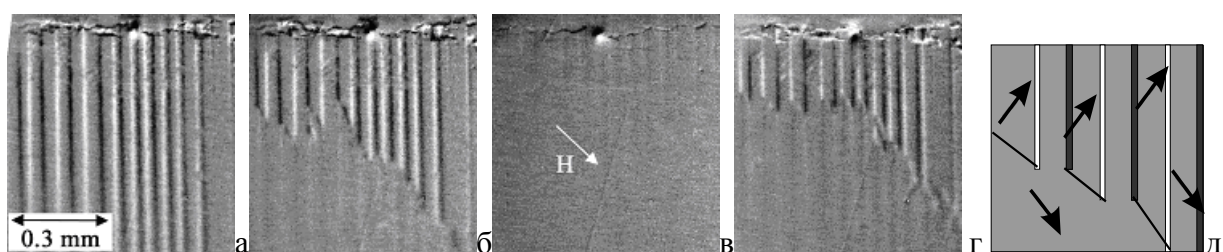


Рис.1 Полосовая доменная структура, формирующаяся на двойниках в размагниченной охлаждением от температуры Кюри пленке *LSMO* при $T = 300\text{ K}$ и ее изменение при перемагничивании плоскостным полем, ориентированным вдоль $[110]$: а-г – $H = 0\text{ Э}, -15\text{ Э}, -30\text{ Э}, +15\text{ Э}$. Темные и светлые полосы соответствуют доменам с противоположно направленной перпендикулярной спонтанной намагниченностью, средний серый контраст - намагниченности в плоскости пленки: в области между двойниками спонтанная намагниченность лежит вдоль $[110]$ и $[-110]$ направлений, чередуясь в соседних полосах, и в разросшемся домене – вдоль ближайшего к полю направления типа $\langle 110 \rangle$, что показано на рис.д. Однако следы мелких замыкающих флажкообразных доменов остаются видны вблизи двойников до насыщения.

На рисунках 2 и 3 показан процесс перемагничивания под действием поля, вектор которого лежит в плоскости плёнки, для двух различных его направлений.

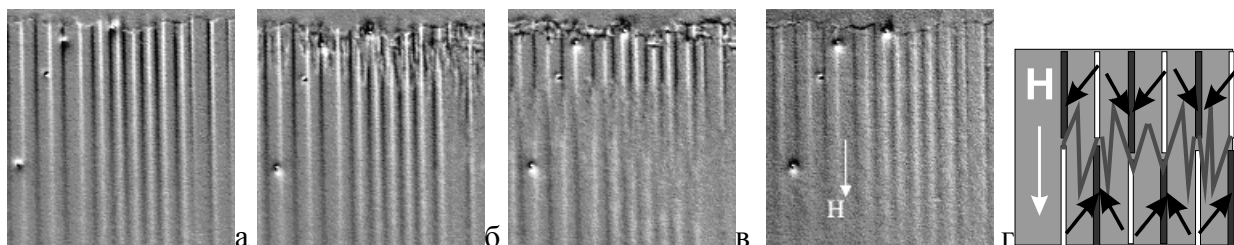


Рис.2. Перемагничивание пленки при $T = 300\text{ K}$ полем, направленным вдоль $[100]$: а-г – $H = 0\text{ Э}$ (после намагничивания полем -80 Э и выключения поля), $11\text{ Э}, 13\text{ Э}, 40\text{ Э}$.

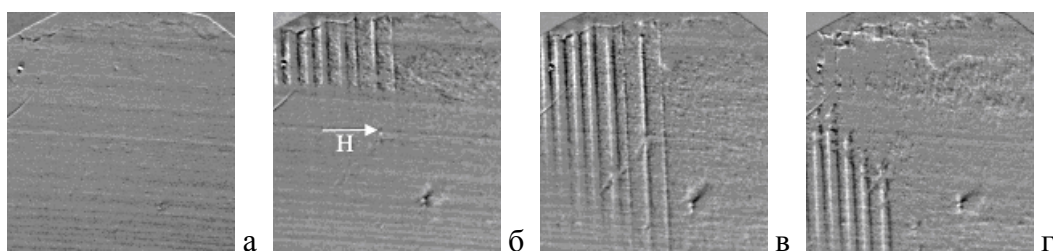


Рис.3. Перемагничивание той же пленки при $T = 300\text{ K}$ магнитным полем, направленным вдоль $[010]$: а-г – $H = 0\text{ Э}$ (после намагничивания полем -80 Э и выключения поля), 6 Э , 14 Э , 20 Э .

Как видно из рисунков 1-3, во-первых, вид доменных границ зависит от направления перемагничивающего поля, во-вторых, при различных направлениях поля в плоскости перемагничивания пленки манганита происходит примерно в одних и тех же по величине полях, но вид оставшейся после выключения поля доменной структуры, даже на двойниках, зависит от предыстории.

Перемагничивание гетероструктуры при температурах ниже комнаты происходит также за счет зарождения и движения доменных границ, вид и ориентация которых зависит от направления магнитного поля, а поле зарождения границ возрастает с понижением температуры.

Основное внимание в работе уделялось исследованию доменной структуры и процесса перемагничивания свободной от двойников области плёнки.

2. Вид и тип доменной структуры в области, свободной от двойников.

Было установлено, что после охлаждения от температуры выше T_c без магнитного поля в пленках формируется мелкомасштабная (нашим методом плохо разрешаемая) доменная структура с перпендикулярной намагниченностью и с доменными границами, ориентированными преимущественно вдоль $\langle 100 \rangle$ направлений и периодом порядка 10 мкм (рис. 4а). Под действием слабого магнитного поля, вектор которого лежит в плоскости плёнки, эта доменная структура трансформируется в полосовую, домены вытягиваются в направлении поля, а намагниченность укладывается в плоскость плёнки. (рис. 4б, с).

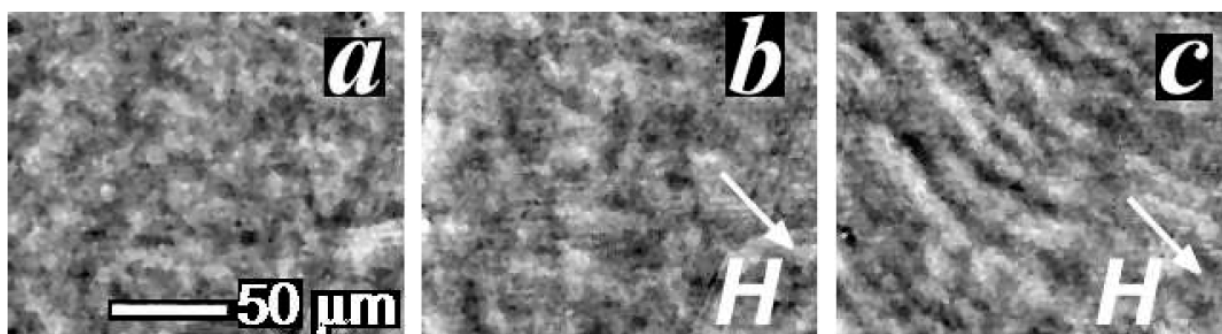


Рис. 4: Магнитная доменная структура плёнки манганита при $T=294$ К: (а) мелкомасштабная доменная структура (чёрные и белые пятнышки соответствуют доменам с намагниченностями, направленными вверх и вниз перпендикулярно плоскости плёнки); (b,c) модификация доменной структуры при увеличении поля от 20 Э до 21.6 Э. Белыми стрелками показано направление магнитного поля.

После охлаждения в насыщающем плоскостном поле, направленном вдоль одного из $\langle 110 \rangle$ направлений и последующего выключения поля, пленка остаётся в насыщенном состоянии – вектор спонтанной намагниченности лежит в плоскости плёнки. Удивительно, но такое же состояние оставалось после намагничивания пленок не только насыщающим плоскостным полем при любом его направлении, но и насыщающим перпендикулярным полем ($H < 200$ Э) – в этом случае вектор спонтанной намагниченности также лежит в плоскости плёнки после выключения магнитного поля.

3. Перемагничивание, кинетика.

Кинетика процесса перемагничивания существенно зависит от направления поля. При направлении поля вдоль $\langle 100 \rangle \pm 20^\circ$ это многоэтапный процесс, включающий образование на краю пленки манганита 180 -градусных доменных границ и их сквозное прохождение через всю плоскость пленки, затем образование 90 -градусных границ и их прохождение и, наконец, вращение намагниченности к направлению поля. Наиболее простой процесс, включающий лишь зарождение и смещение 180 -градусных доменных границ, имеет место при направлении поля вдоль $\langle 110 \rangle$, начинается он в наименьшем поле, $H_c \sim 12-15$ Э, и происходит следующим образом: многочисленные маленькие домены в форме клиньев существуют на краю образца ещё до приложения магнитного поля (рис. 5а); по мере увеличения магнитного поля клинья удлиняются и соединяются друг с другом, образуя зигзагообразную доменную стенку между доменами с противоположными направлениями намагниченности (180 -градусная «head-to-head» граница), её зигзаг при этом стремится устроиться так, чтобы биссектрисы его острых углов были направлены вдоль поля, длина клиньев зигзага наименьшая в поле, направленном вдоль $[110]$, и достигает наибольшей величины в поле вдоль $[100]$; при

квазистатически медленном намагничивании доменные границы смещаются, следуя усиливающемуся полю (Рис. 5 b-d).

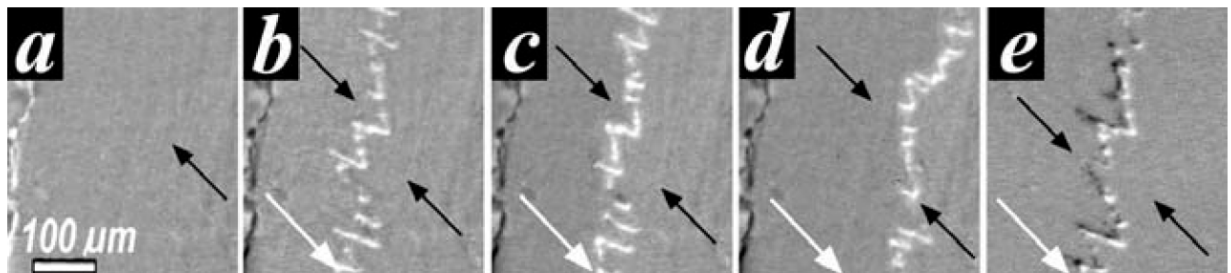
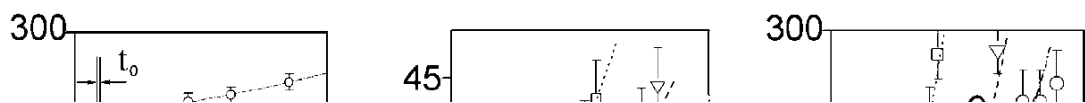


Рис. 5: Перемагничивание тонкой марганцевой плёнки толщиной 20 нм: (а) насыщенное состояние в нулевом магнитном поле; положение доменной стенки через (b) 0.5сек., (c) через 7сек., (d) через 130сек. с момента, когда было включено внешнее магнитное поле величиной 13.8 Э; (е) анализ смещения доменной стенки путём вычитания контраста фотографии (b) из контраста фотографии (c). Белая стрелка указывает направление магнитного поля, чёрные – направления намагниченности в доменах.

4. Динамика.

Динамические характеристики движения доменной границы исследовались путём приложения импульсного магнитного поля в плоскости плёнки вдоль направления [110]. Когда величина внешнего магнитного поля H превышает некоторое критическое значение H_c , доменная граница начинает двигаться от одного края образца к другому (рис. 5 b-d). Положение l доменной границы в момент времени t определялось по магнитооптическим снимкам как среднее расстояние зигзагообразной границы, отсчитанное от края образца, на котором она зародилась. Из рисунка ба видно, что движение доменной границы осуществляется скачком на некоторое расстояние l_0 в начальный момент времени t_0 от края образца и последующим медленным дрейфом - $l_{dr}(t)$.



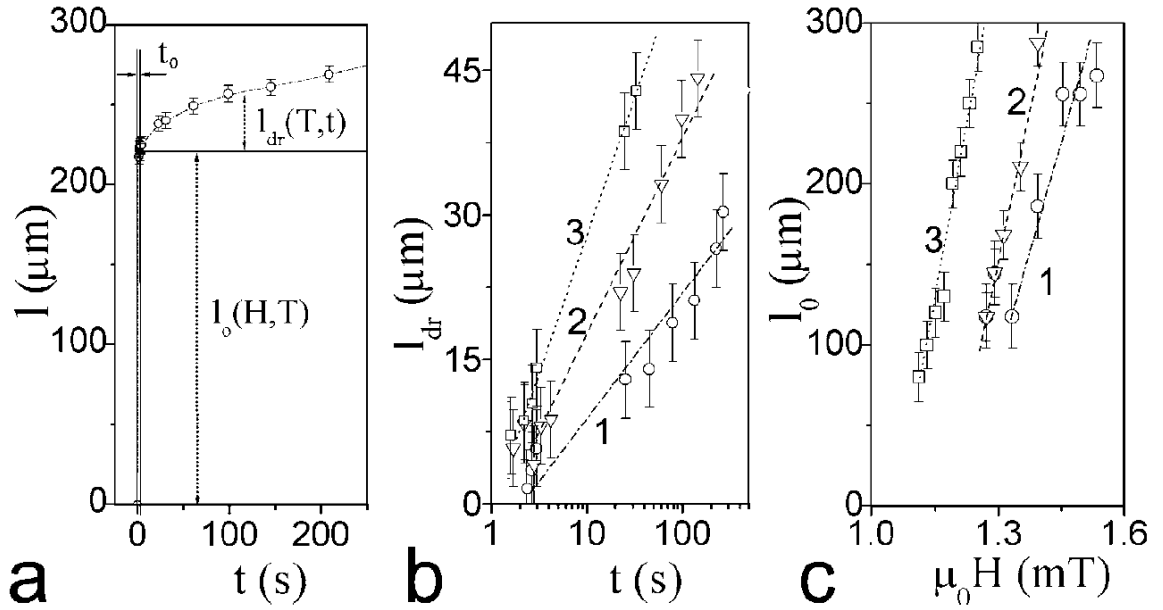


Рис. 6: Смещение доменной границы под действием импульсного магнитного поля: (а) смещение l , отсчитанное от края образца, $l = 0 \mu\text{m}$, время отсчитываем от момента начала импульса; (b) зависимость $l_{dr}(t)$ при 293.8 К (прямая 1), при 300.2 К (прямая 2), при 301.6 К (прямая 3); (с) зависимость длины l_0 начального «скачка» от величины магнитного поля при температурах 293.8 К, 298.4 К, 303.4К (прямые 1, 2, 3).

Длина l_0 зависит от величины магнитного поля H и слабо зависит от температуры, тогда как медленный дрейф $l_{dr}(t)$, напротив, определяется температурой T и практически не зависит от магнитного поля H (рис. 6 b,c). Было установлено, что температурная зависимость H_c носит линейный характер (рис. 7 а).

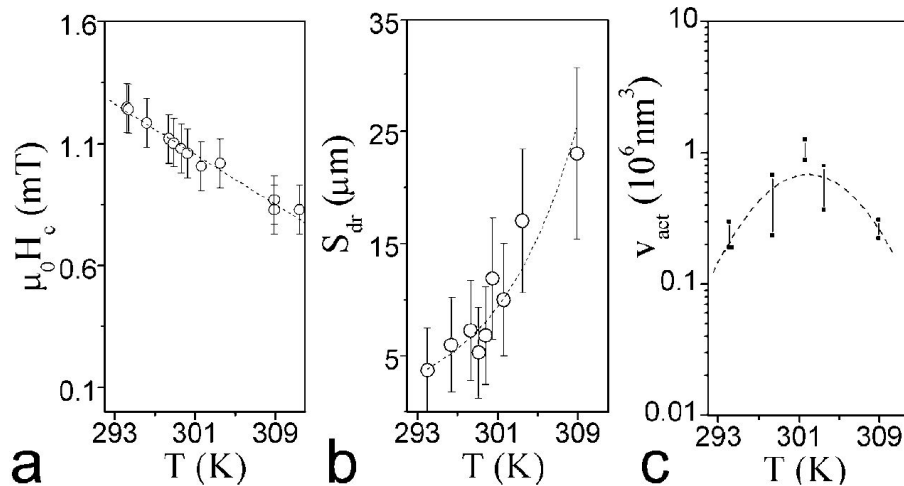


Рис. 7: Температурные зависимости (а) коэрцитивности H_c , (b) магнитной вязкости S_{dr} и (с) активационного объема v_{act} .

Из экспериментальных зависимостей $l_0(H)$ и $l_{dr}(t)$ были получены оценки обратной магнитной подвижности χ_{irr} , магнитной вязкости S_{dr} и активационного объема v_{act} : $\chi_{irr} =$

dl/dH , $S_{dr} = d[l_{dr}(t)]/d[\ln(t)]$ и $v_{act} = (kT/Ms)(\chi_{irr}/S_{dr})$ (величина намагниченности насыщения была взята из [13]). Несмотря на то, что величина магнитной вязкости S_{dr} линейно растёт с температурой, температурная зависимость активационного объёма $v_{act}(T)$ носит более сложный характер (рис. 7 б,с).

Обсуждение результатов.

Вид доменной структуры пленок LSMO определяется несколькими конкурирующими факторами. Во-первых, в оптимально допированных объёмных монокристаллах кристаллографическая анизотропия формирует ось легкого намагничивания вдоль $\langle 111 \rangle$, что обусловлено ромбоэдрическими искажениями псевдокубической решётки [14]. Проекция $\langle 111 \rangle$ на плоскость (001) соответствует направлениям $\langle 110 \rangle$. Во-вторых, монокристаллические пленки LSMO, выращенные на LAO подложках сжаты из-за небольшого несоответствия параметров решетки: решётка LSMO псевдокубическая с $a = 0,3873$ нм, у LAO – псевдокубическая с $a = 0,3788$ нм. [15]. В результате магнестрикционных взаимодействий это приводит к развороту намагниченности из (001) плоскости пленки, причём угол разворота зависит от толщины пленки и от температуры [14-17]. И наконец, конкуренция между магнестатической и магнестрикционной энергиями определяет тенденцию к укладыванию намагниченности в плоскость пленки, что реализуется при определенных толщинах пленок [15-17]. Было установлено, что в одних и тех же пленках в зависимости от условий охлаждения или намагничивания реализуется доменная структура двух типов с различным направлением анизотропии. Это микроскопическая структура с перпендикулярной анизотропией, либо макродомены с намагниченностью, ориентированной в плоскости пленки вдоль одного из направлений типа $\langle 110 \rangle$, т.е. существуют два близкие по энергии метастабильные состояния доменной структуры. Вообще говоря, во многих работах отмечаются различный ход температурных зависимостей намагниченности и магнитной восприимчивости манганитов при охлаждении без поля и в поле различной интенсивности, см. например [18] и связывается это либо с небольшим различием в положении доменных границ, либо с изменением распределения ионов Mn^{+3}/Mn^{+4} по образцу. Мы же видим, что эта разница может быть связана с реализацией различных конфигураций доменной структуры.

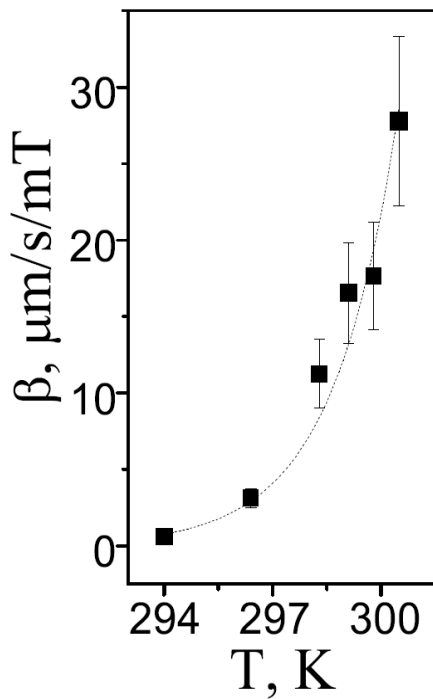


Рис. 8. Температурная зависимость подвижности доменной границы.

Наблюдаемый в эксперименте сложный характер движения доменных границ под действием импульсно изменяющегося магнитного поля типичен для магнетиков с большой вязкостью и магнитным последействием [19]. Смещение доменных границ описывается уравнением $l(t) - l_0 \sim l_0 (\ln t_2 + 0.577 + \ln t) / \ln (\tau_2/\tau_1)$, где $\tau_2 = 600 s$, $\tau_1 = 3 s$ – характерные времена, определяющие интервал времени, в котором с хорошей точностью выполняется логарифмический закон релаксации, l_0 – расстояние начального скачка, совершаемого границей за время нарастания импульсного магнитного поля. Справедливость такой зависимости говорит о наличии целого спектра энергетически различных центров пиннинга. О наличии большой

плотности дефектов свидетельствует также малая подвижность доменных границ, оцененная из расстояния, которое граница преодолевала за время нарастания магнитного поля ($\sim 0.1 s$), рис.8, и большая магнитная вязкость системы, определяемая как $dl / d(\ln(t))$.

Надо отметить, что высокая коэрцитивность, сильный пиннинг и слабая подвижность доменных границ характерны для манганитов. В качестве центров пиннинга в них рассматриваются нестехиометрия состава, напряженные области и связанные с напряжениями возмущения намагниченности, дислокации, двойники и точечные дефекты. В тонких пленках к этому спектру дефектов добавляются магнитострикционные возмущения магнитного порядка из-за небольшого сжатия подложки.

Заключение.

Таким образом, в работе впервые изучена кинетика перемагничивания тонкой пленки LSMO. Показано, что вид и тип магнитной доменной структуры критическим образом зависит от условий её формирования.

- 1) Изучена доменная структура тонкой манганитной плёнки, связанная с двойникованием кристалла и как она меняется в процессе перемагничивания.
- 2) Определены вид и тип доменной структуры в области, свободной от двойников. Показано, что в размагниченном состоянии (после охлаждения без поля от T_c) в пленке формируется микроскопическая доменная структура с перпендикулярной намагниченностью, однако после охлаждения в поле и/или насыщающего намагничивания полем любой ориентации стабилизируется направление спонтанной намагниченности вдоль [110] в плоскости пленки, что соответствует макродоменам с плоскостной намагниченностью.
- 3) Изучена кинетика перемагничивания: оно осуществляется через зарождение и движение 180-градусных «head-to-head» доменных границ, а при импульсном перемагничивании граница «скачком» перемещается на расстояние, пропорциональное напряженности приложенного поля, а затем термоактивированно дрейфует.
- 4) Определены динамические характеристики доменных границ при температурах вблизи комнатной. Показано, что они критическим образом изменяются при вариации температуры: коэрцитивность уменьшается на 40% при изменении температуры на 15 градусов, магнитная вязкость возрастает при этом в 7 раз, подвижность доменной границы возрастает в 5 раз, активационный объём немонотонно изменяется таким образом, что отношение наибольшего значения к наименьшему равно 5.

Список литературы.

1. *Zutic I., Das Sama S.* // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 323.
2. *Buzdin A.I.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 935.
3. *Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., Veretennikov A.V., Golubov A.A., Aarts J.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2427.
4. *Rusanov A.Yu., Hesselberth M., Aarts J., Buzdin A.I.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 057002.
5. *Aumentado J., Chandrasekhar V.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 054505.
6. *Gu J.Y., You C.-Y., Jiang J.S., Pearson J., Bazaliy Ya.B., Bader S.D.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 267001.
7. *Habermeier H.-U., Cristiani G., Kremer R.K., Lebedev O., van Tendeloo G.* // Physica C. 2001. V. 364-365. P. 298.
8. *Nurgaliev T., Blagoev B., Donchev T. et al.* // Journal of Physics: Conference Series. 2006. V. 43, P. 329.
9. *Успенская Л.С. и др.* // Известия РАН. сер. физич. 2008. Т. 72. С. 572.
10. *Vlasko-Vlasov V.K. et al.* // Fiz. Nizk. Temp. V. 17. P. 1410; *Dorosinskii L.A. et al.* // Physica C. V. 203. P. 149.
11. *Khapikov A., Uspenskaya L., Bdikin I. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 2376; *Junga G. et al.* // Journ. Magn. Magn. Mat. 2005. V. 290-291. P. 902.
12. *Tulina N.A., Uspenskaya L.S., Sirotkin V.V. et al.* // Physica C. 2006. V. 444. P. 19.
13. *Wu Y., Suzukia Y., Rudiger U. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 2295.
14. *Konoto M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V.84. P. 2361; *Howman E.P. et al.* // Phys. Rev. B. 2008. V.77. P. 184412.
15. *Haghi-Gosnet A.M.* // Journ. Phys. D: Appl.Phys. 2003. V. 36. P. 127.
16. *Dho J., Hurb N.H.* // Journ. Magn. Magn. Mat. 2007. V. 318. P. 23; *Wu Y., Suzukia Y., Rudiger U. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 2295.
17. *Soh Y.A. et al.* // Journ. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 8322.
18. *Steren L.B. et al.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 094431; *Zhao J. H. et al.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P.8391.
19. *Тукадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Т. 2. С. 311. М.: Мир. 1987; *Sirena M. et al.* // Phys. Rev. B. 2001. V.64. P.104409.