

# Прямое экспериментальное изучение влияния дислокаций на перемагничивание квазидвумерного ферромагнетика с однонаправленной анизотропией

В. С. Горнаков<sup>1)</sup>, В. И. Никитенко, И. В. Шашков\*, М. А. Лебедкин\*, Р. Д. Шулл<sup>†</sup>

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

\*LEM3, UMR CNRS 7239, Université de Lorraine, Ile du Saulcy, 57045 Metz Cedex 01, France

<sup>†</sup>National Institute of Standards and Technology, 20899 Gaithersburg, Maryland, USA

Поступила в редакцию 28 ноября 2012 г.

После переработки 5 февраля 2013 г.

С использованием метода магнитооптического индикатора исследовано влияние дислокаций на элементарные акты перемагничивания эпитаксиальной гетероструктуры NiFe/NiO/MgO(001). Обнаружено, что сгруппированные вдоль  $\langle 110 \rangle$  плоскостей скольжения краевые дислокации приводят к образованию в пленке пермаллоя ориентированных вдоль этих плоскостей квазидвумерных доменов с наведенной однонаправленной анизотропией, отличающейся по направлению от однонаправленной анизотропии в бездислокационной части гетероструктуры на  $90^\circ$ . Микромеханизм наблюдаемого эффекта обсуждается с учетом влияния дислокаций на ориентацию спинов в антиферромагнетике и их обменного взаимодействия со спинами ферромагнетика на межфазной поверхности.

DOI: 10.7868/S0370274X13050081

Еще на заре развития физики ферромагнетизма стало ясно [1], что перемагничивание ферромагнетиков (ФМ) невозможно описать без учета влияния дефектов кристаллической решетки на процессы зарождения и движения доменных границ, а также на вращение векторов спонтанной намагниченности. Особое внимание уделялось изучению дислокаций – источников дальнедействующих внутренних напряжений [2–12]. Их влияние на доменную структуру и элементарные акты процесса перемагничивания описывалось на основе учета изменений релятивистских и обменных взаимодействий, свойственных идеальному ферромагнетик.

В последние годы высокую фундаментальную и практическую значимость приобрели исследования тонких ФМ-пленок, связанных обменными взаимодействиями с антиферромагнетиком (АФМ). При выращивании таких структур в магнитном поле  $\mathbf{H}_F$  или их охлаждении в поле от температуры, превышающей неелевскую, в ФМ-пленке формировалась однонаправленная анизотропия, совпадающая с направлением  $\mathbf{H}_F$ . В таких наноконструктах определяющую роль в формировании поля однонаправленной анизотропии ( $H_{EX}$ ) играет распределение нескомпенсированных спинов в АФМ-слое вблизи межфаз-

ной поверхности [13]. Эти спины оказывают существенное влияние на процесс преобразования намагниченности гетероструктуры за счет их обменной связи со спинами ФМ-слоя. Специфическим свойством процесса перемагничивания таких гетероструктур является асимметрия [14]: зарождение доменов новой фазы при перемагничивании из основного состояния начинается в местах, где поле  $H_{EX}$  минимально, тогда как при обратном перемагничивании оно происходит там, где  $H_{EX}$  максимально.

Модели, описывающие эффекты обменного смещения и уширения петли гистерезиса ФМ-пленок в таких наноконструктах, учитывают, что при их перемагничивании происходят формирование и эволюция обменных спиновых пружин, проникающих в АФМ-слой. При этом важную роль играют фрустрация магнитного момента на шероховатостях межфазной поверхности [15] или дефектах магнетика [16]. В работе [17] было показано, что краевые и винтовые дислокации, содержащиеся в ФМ/АФМ двухслойных структурах, играют роль специфических центров зарождения доменов и пиннинга доменных границ. Однако вопрос экспериментального изучения механизмов влияния дислокаций на процессы перемагничивания ферромагнетиков с однонаправленной анизотропией до сих пор остается открытым. С одной стороны, дислокации создают поле

<sup>1)</sup>e-mail: gornakov@issp.ac.ru

внутренних напряжений, которое благодаря магнитоупругим взаимодействиям оказывает существенное влияние на доменную структуру и характеристики процесса перемагничивания ферромагнетного слоя. С другой стороны, дислокации могут вызывать возникновение доменов и в антиферромагнетике [18]. В настоящей работе для выяснения закономерностей формирования доменной структуры и возможных мод преобразования системы спинов, локализованной вблизи дислокаций в эпитаксиальных обменно-связанных ФМ- и АФМ-слоях, экспериментально изучены распределение и эволюция магнитных моментов в процессе их перемагничивания.

Все эксперименты были выполнены на эпитаксиальных структурах NiFe(10 нм)/NiO(50 нм), выращенных ионно-лучевым осаждением на монокристаллических подложках MgO{001}. Пермаллой Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>, обладающий практически нулевой магнитострикцией, был выбран в качестве ферромагнитного слоя, чтобы исключить влияние полей напряжений от дислокаций на распределение и преобразование намагниченности в этом слое за счет магнитострикции.

Однонаправленная анизотропия в образцах была наведена однородным полем  $H_{EX} = 300$  Э в плоскости подложки вдоль направления  $\langle 100 \rangle$  в процессе осаждения ФМ- и АФМ-слоев. Дислокации, введенные в подложку MgO при ее деформировании, наследовались эпитаксиальными слоями при их осаждении. Петли гистерезиса были измерены с помощью вибромагнитометра. Для выявления полей напряжений в образцах использовался метод фотоупругости [19]. Процессы перемагничивания изучались с помощью магнитооптической индикаторной пленки [20] (располагавшейся на поверхности образца) – прозрачной легированной висмутом пленки железитриегового граната с алюминиевым зеркалом на нижней поверхности. В отсутствие внешних магнитных полей магнитные моменты в индикаторе лежали в его плоскости и отклонялись от нее перпендикулярными компонентами магнитных полей рассеяния  $H_{\perp}$ . Приведенные на магнитооптических (МО) изображениях черные и белые области соответствуют противоположным направлениям полей  $H_{\perp}$ . Образцы имели поле обменного смещения  $H_{EX} \simeq 20$  Э и коэрцитивность  $H_C \simeq 25$  Э. Направление средней намагниченности  $\mathbf{M}$  (обозначено на рисунках черными стрелками) предварительно определялось из максимальных значений величины сигналов, измеренных при фотометрировании МО-изображений вдоль нормали к двум взаимно перпендикулярным сторонам.

На рис. 1а показана типичная петля гистерезиса обменно-смещенного ФМ-слоя гетерофазной пленки NiFe/NiO ( $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>). Магнитооптические микрофотографии, полученные в процессе преобразования доменной структуры при ее перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии, представлены на рис. 1b–g. В исходном основном состоянии образец был однородно намагничен. В этом случае поля рассеяния  $H_{\perp}$  и, соответственно, МО-контраст возникали лишь на краях образца, тогда как в наблюдаемой области образца никакого контраста выявлено не было. Перемагничивание гетероструктуры из основного состояния осуществлялось во внешнем поле  $-32$  Э. На краях и во внутренних участках образца происходили зарождение и расширение доменов с противоположной намагниченностью (рис. 1b и c). Их доменные границы визуализировались в виде черных или белых линий. Характерной особенностью перемагничивания гетероструктуры из основного состояния является возникновение неоднородного черно-белого контраста вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  (слева на рис. 1c) в областях образца, заметаемых сдвигающимися доменными границами. Этот контраст сохранялся и после окончательного перемагничивания основной части образца (рис. 1d). Важно отметить, что наблюдаемый МО-контраст сохранялся даже при увеличении отрицательного поля до значений, существенно превышающих поле насыщения, регистрируемого на петле гистерезиса. При этом вдоль полос наблюдалось лишь ослабление этого контраста. Последнее свидетельствовало о неоднородном вращении магнитных моментов, локализованных вдоль наблюдаемых полос. При обратном перемагничивании гетероструктуры в основное состояние (рис. 1e–g) зарождение новых микродоменов исходной фазы происходило в других местах. Эти домены, расширяясь и сливаясь, образовывали макродомены. В макродоменах и полностью перемагниченных областях неоднородные прямолинейные области с черно-белым контрастом отсутствовали (справа на рис. 1h и g).

Для выяснения природы образования специфических полос в исследуемых тонкопленочных гетероструктурах использовался метод фотоупругости [19]. Оказалось, что ориентация и расположение обнаруженных с помощью МО-индикатора прямолинейных областей совпадают с распределением полей напряжений, выявленным в проходящем поляризованном свете с помощью эффекта двушломления (рис. 1f). Такие напряжения формируются краевыми дислокациями в MgO, сгруппированными в плоскостях скольжения  $\langle 110 \rangle$  (рис. 1j). Очевидно, что обнаруженный вдоль этих плоскостей МО-контраст обу-

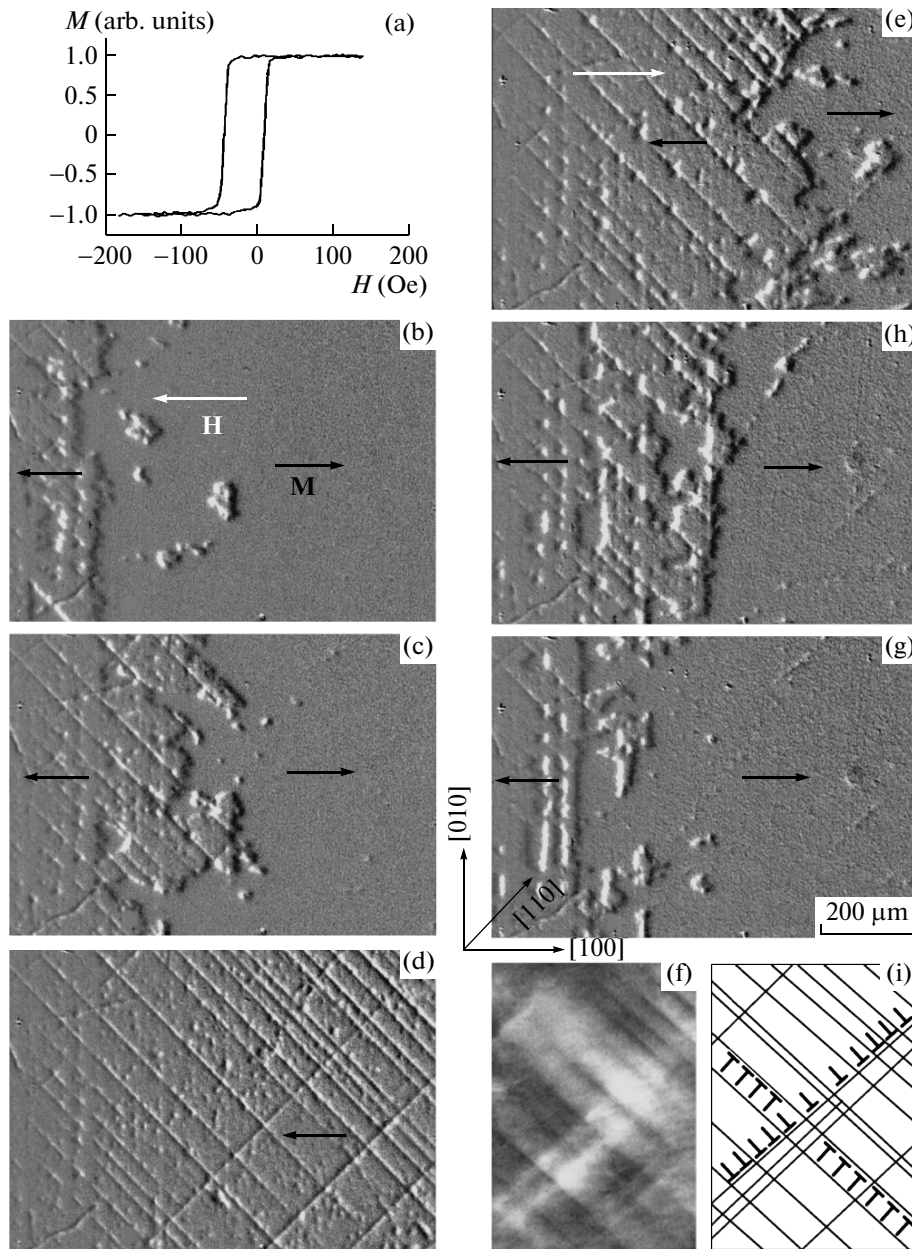


Рис. 1. Перемангничивание гетероструктуры NiFe/NiO с дислокациями. (а) – Петля гистерезиса. МО-изображения участка образца после приложения полей  $H = -58 \text{ Э}$  (b);  $-62 \text{ Э}$  (c);  $-66 \text{ Э}$  (d);  $+1.2 \text{ Э}$  (e);  $+4.8 \text{ Э}$  (h);  $+9.0 \text{ Э}$  (g);  $+50 \text{ Э}$  (h). (f) – Полученное с помощью метода фотоупругости распределение полей напряжений, наведенных краевыми дислокациями. (i) – Схема распределения краевых дислокаций

словлен полями рассеяния, формирующимися вдоль них при перемангничивании образца из основного состояния (рис. 1d). В этой фазе перемангничивания выявляются квазиодномерные домены, локализованные вблизи дислокационных плоскостей скольжения с ориентацией  $\mathbf{M}$ , отличной от ориентации в основной части ФМ-слоя с наведенной обменной анизотропией.

Таким образом, из эксперимента следует, что появление МО-контраста вдоль дислокационных плоскостей скольжения при перемангничивании образца из основного состояния (рис. 1d) означает, что магнитные моменты в этих доменах ориентированы либо вдоль оси однонаправленной анизотропии, но антипараллельно  $\mathbf{M}$  в остальных областях образца, либо под некоторым углом к этой оси. В последнем слу-

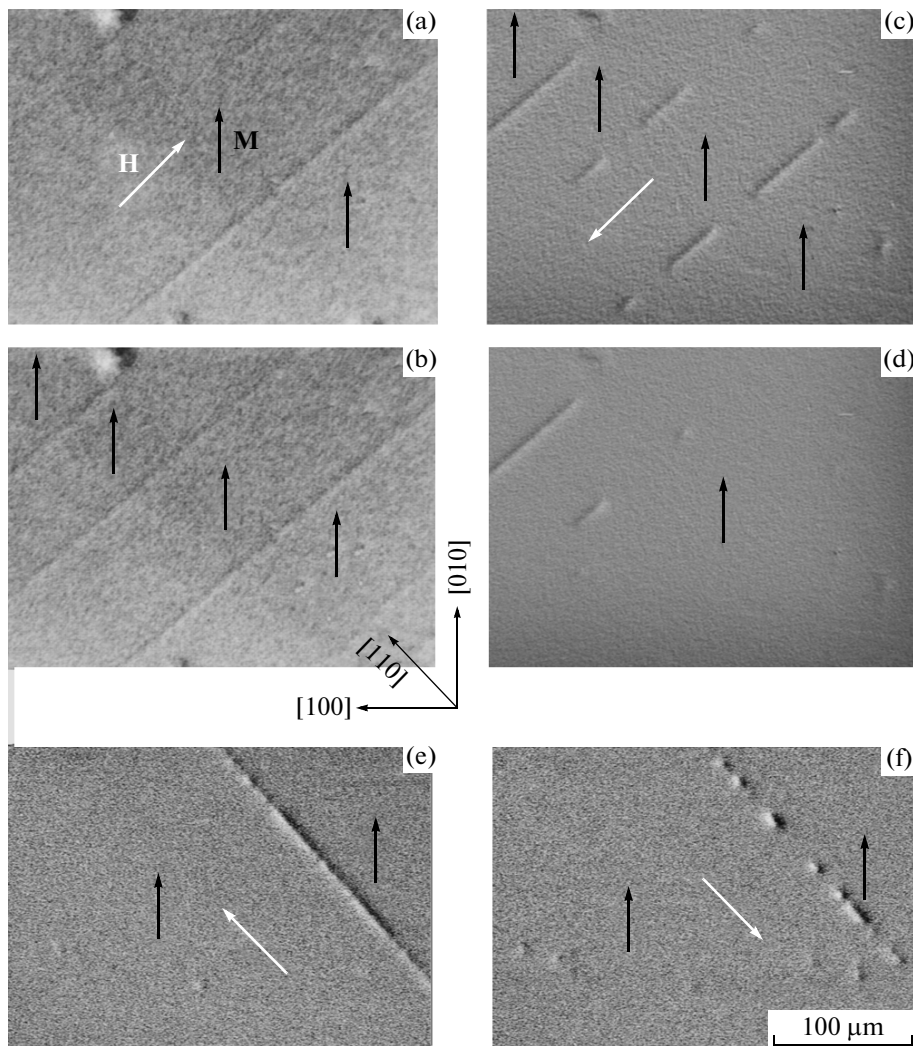


Рис. 2. МО-изображения участка образца (a–f) при его намагничивании полем, отклоненном от оси однонаправленной анизотропии на угол  $45^\circ$  по часовой стрелке (a–d) и против часовой стрелки (e, f). (a) –  $H = +88$  Э; (b) –  $+110$  Э; (c) –  $-8$  Э; (d) –  $-16$  Э; (e) –  $+110$  Э; (f) –  $-8$  Э

чае в этих прямолинейных участках наводится анизотропия, отличная от оси однонаправленной анизотропии. Для выяснения характера анизотропии, наведенной в дислокационных доменах, к образцу прикладывали поле, наклонное по отношению к оси анизотропии в остальной части образца.

В качестве примера на рис. 2 приведены МО-портреты гетероструктуры в процессе ее перемангничивания внешним полем, ориентированным под углом  $\alpha = \pm 45^\circ$  к оси однонаправленной анизотропии. При отклонении поля по часовой стрелке (рис. 2a–d) при  $H \simeq +88$  Э в образце возникали полосовые домены вдоль системы  $(110)$  дислокационных плоскостей скольжения (рис. 2a). Дальнейшее увеличение

поля приводило к формированию новых полосовых доменов (рис. 2b). При этом они возникали вдоль тех же полос, что и в случае перемангничивания гетероструктуры из основного состояния (рис. 1d). При уменьшении поля до нуля и приложении небольшого отрицательного поля отдельные участки полосового МО-контраста начинали исчезать (рис. 2c и d). В случае отклонения приложенного поля от оси однонаправленной анизотропии на угол  $45^\circ$  против часовой стрелки (рис. 2e и f) в образце, предварительно приведенном в основное состояние, также возникали полосовые домены. Однако они уже были ориентированы вдоль системы  $(1\bar{1}0)$  дислокационных плоскостей скольжения (рис. 2e). Как и в предыдущем

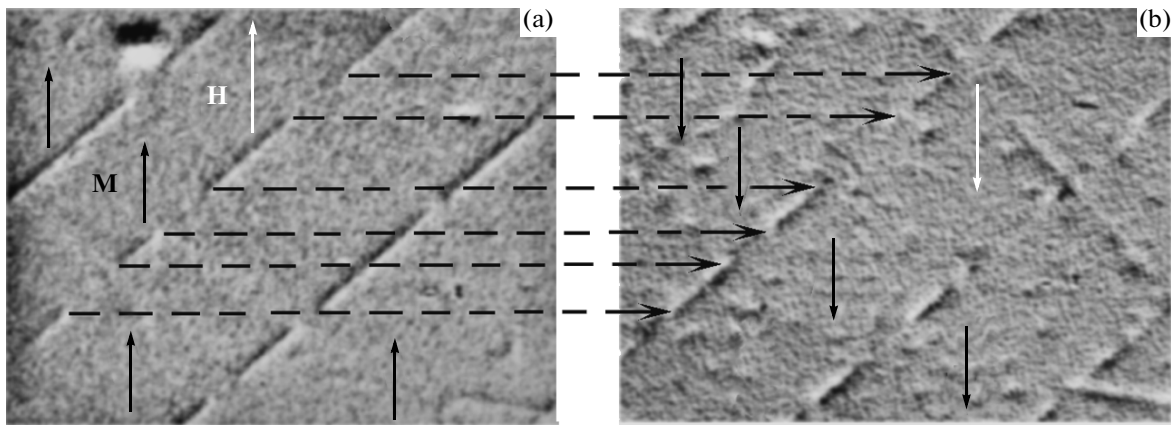


Рис. 3. Доменная структура. (а) – Сформированная вдоль дислокационных плоскостей скольжения в скошенном положе- жительном поле и затем приведенная в состояние с  $\alpha = 0^\circ$ ,  $H = -30$  Э. (б) – Оставшаяся сразу после перемагничивания бездефектной области кристалла отрицательным полем ( $\alpha = 0$ ,  $H = -70$  Э)

случае, участки МО-контраста на полосовых доменах начинали исчезать при изменении полярности  $\mathbf{H}$  (рис. 2f).

Таким образом, очевидно, что определяющую роль при переключении направления магнитных моментов в полосовых доменах играет компонента поля, совпадающая с наведенной в них анизотропией. При этом направление данной компоненты является критичным для переключения доменов в системе полосовых доменов, ориентированных вдоль  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$ . Посегментное исчезновение МО-сигнала вдоль полосовых доменов при инверсии поля  $\pm 45$ -градусной ориентации происходит при его величинах, значительно меньших тех, которые необходимы для перемагничивания бездефектной области. В случае перемагничивания бездефектной области гетерофазной структуры при сохранении в ней системы полосовых доменов происходила взаимная конверсия сегментов. На рис. 3а приведен МО-портрет образца с отдельными чередующимися участками МО-контраста вдоль полосовых доменов непосредственно перед перемагничиванием гетероструктуры из основного состояния. На рис. 3б приведен МО-контраст образца сразу же после перемагничивания бездефектной области гетероструктуры. С помощью штриховых стрелок показано, что контраст в тех участках, где он присутствовал на рис. 3а, исчез после перемагничивания бездефектной области на рис. 3б, и появился там, где его не было.

Наличие полей рассеяния  $H_\perp$  на границе раздела двух фаз говорит о том, что нормальные к этой границе компоненты  $\mathbf{M}$  не непрерывны. В результате на ней формируются эффективные источ-

ники этих полей. В случае же равенства нормальных к границе раздела двух фаз компонент намагниченности никаких полей рассеяния на этой границе возникать не будет. В условиях нашего эксперимента, когда намагниченность в бездефектной области ориентирована под углом  $+45^\circ$  к плоскостям скольжения краевых дислокаций, возможны лишь два варианта ориентации намагниченности в дислокационных областях, где не наблюдается МО-контраста. Намагниченность должна лежать либо также вдоль оси однонаправленной анизотропии, либо под углом  $45^\circ$  к ней. Однако первый вариант маловероятен, поскольку, как следует из эксперимента (рис. 1), в полосовых доменах существует своя ось наведенной анизотропии, отличная от оси анизотропии в остальной части гетероструктуры. Следовательно, реализуется второй вариант. На рис. 4 приведены соответствующие МО-портретам (рис. 2а–f) гетероструктуры схемы распределения намагниченности в процессе перемагничивания в условиях действия внешнего поля, отклоненного от оси однонаправленной анизотропии на угол  $\alpha = 45^\circ$  по часовой стрелке (рис. 4а–d) и против часовой стрелки (рис. 4е и d). Магнитные моменты смежных областей образуют 90-градусное соседство с углами по  $45^\circ$  относительно доменных границ полосовых доменов. Компонента намагниченности в направлении, нормальном к границе, либо не претерпевает разрыва на границе, и тогда никаких источников магнитных полей рассеяния не возникает (серые границы на рис. 4), либо претерпевает, и тогда такие источники  $H_\perp$  возникают (белые границы на рис. 4). Таким образом, как схематично проиллюстрировано на рис. 4, на-

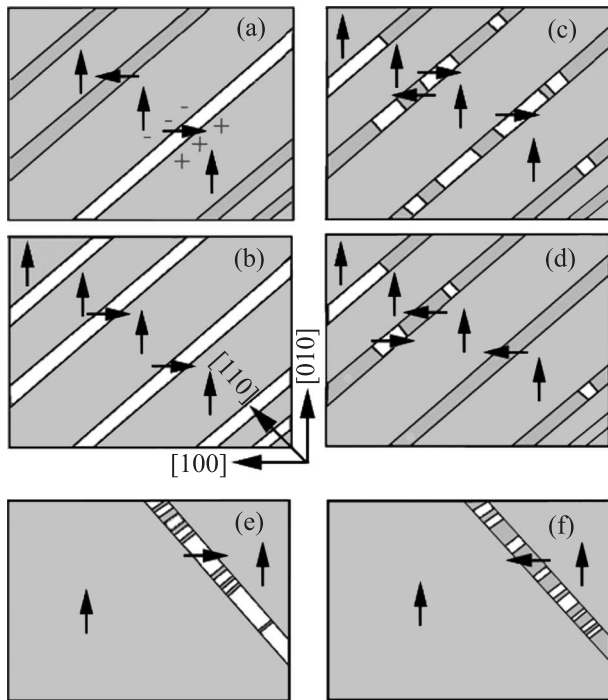


Рис. 4. Схемы распределения магнитных моментов в образце, соответствующие его МО-изображениям на рис. 2

магнитность в полосовых доменах всегда лежит вдоль оси наведенной анизотропии, ориентированной под углом  $90^\circ$  к оси однонаправленной анизотропии.

Важно отметить, что эта анизотропия в областях с неоднородным распределением намагниченности в локальных  $\langle 110 \rangle$  полосовых доменах также является однонаправленной. Она характеризуется полем  $H_{EXD} = (H_1 + H_2)/2 \approx 32 \text{ Э}$ , при котором перемагничивание полосовых доменов полем, направленным вдоль ее оси и перпендикулярным к оси однонаправленной анизотропии, происходит из основного состояния при  $H_1 \approx +75 \text{ Э}$  и обратно в основное при  $H_2 \approx -1 \text{ Э}$ . Приведенные значения являются среднестатистическими, поскольку разные сегменты полосовых доменов переключаются в некотором диапазоне полей, что, по-видимому, связано с разной плотностью дислокаций вдоль плоскостей скольжения. При этом напряжения краевых дислокаций практически не влияют на характер перемагничивания ФМ-слоя пермаллоя, поскольку  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  обладает практически нулевой магнитострикцией. С другой стороны, необходимо отметить, что в таких же ферромагнитных пленках пермаллоя, выращенных на тех же  $\text{MgO}\{001\}$  подложках, но без АФМ-слоя, образования полосовых доменов вдоль полос сколь-

жения краевых дислокаций не наблюдается. Очевидно, что определяющую роль при перемагничивании эпитаксиального ФМ-слоя в обменно-связанной гетероструктуре  $\text{NiFe}/\text{NiO}$ , содержащей дислокации, играет формирование специфического распределения спинов в антиферромагнитном слое. Как было показано в [18, 21–23], в антиферромагнетике вблизи краевой дислокации может формироваться локальная разупорядоченная система спинов, нарушающая их антиферромагнитное упорядочение. Изменения конфигурации распределения спинов вблизи краевых дислокаций в АФМ-слое оказывают решающее влияние на формирование доменной структуры и движение доменных границ в ФМ-слое благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе. Эта система спинов индуцирует вблизи выхода плоскостей скольжения краевых дислокаций на межфазную поверхность анизотропию, отличную от однонаправленной анизотропии в бездислокационной области гетероструктуры.

1. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, *Ферромагнетизм*, М.-Л.: ОГИЗ, 1948.
2. W. F. Brown, *Phys. Rev.* **60**, 139 (1941).
3. F. Vicena, *Czech. J. Phys.* **5**, 480 (1955).
4. H. Trauble and A. Seeger, *Z. Angew. Phys.* **21**, 299 (1966).
5. А. М. Косевич, Э. П. Фельдман, *ФТТ* **9**, 3415 (1967).
6. В. И. Никитенко, Л. М. Дедух, С. Ш. Генделев и др., *Письма в ЖЭТФ* **8**, 470 (1968).
7. В. К. Власко-Власов, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ* **65**, 377 (1973).
8. V. K. Vlasko-Vlasov, L. M. Dedukh, and V. I. Nikitenko, *Phys. Stat. Sol. (a)* **29**, 367 (1975).
9. А. Б. Диченко, В. В. Николаев, *ФММ* **45**, 958 (1978); **48**, 1173 (1979).
10. Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ* **76**, 1369 (1979).
11. Л. М. Дедух, М. В. Инденбом, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ* **80**, 380 (1981).
12. А. Б. Диченко, В. В. Николаев, *ЖЭТФ* **82**, 1213 (1982).
13. F. Radu and H. Zabel, in *Magnetic Heterostructures: Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport* (ed. by H. Zabel and S. D. Bader), Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, STMP, 2007, V. 227, p. 97.
14. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, A. J. Shapiro et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 765 (2000).
15. K. Takano, R. H. Kodama, and A. E. Berkowitz, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1130 (1997).

16. U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller et al., Phys. Rev. B **66**, 014430 (2002).
17. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, L. M. Dedukh et al., Phys. Rev. B **57**, R8111 (1998).
18. И. Е. Дзялошинский, Письма в ЖЭТФ **25**, 110 (1977).
19. V. I. Nikitenko and L. M. Dedukh, Phys. Stat. Sol. A **3**, 383 (1970).
20. В. С. Горнаков, Ю. П. Кабанов, В. И. Никитенко и др., ЖЭТФ **126**, 691 (2004).
21. О. К. Дудко, А. С. Ковалев, ФНТ **26**, 821 (2000).
22. Б. А. Иванов, В. Е. Киреев, Письма в ЖЭТФ **73**, 210 (2001).
23. M. Finazzi, P. Biagioni, A. Brambilla et al., Phys. Rev. B **72**, 024410 (2005).