

VIII. СЛОЖНЫЕ МИКРОМАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ

Как следует из предыдущей главы, форма доменов и конфигурация доменных границ нередко бывают гораздо более сложными по сравнению с рассмотренными в главе V. В этой главе мы попытаемся систематизировать их и выяснить физическую картину, лежащую в основе наблюдений.

Страйп-структуры. Рассмотренные в главе VI доменная структура Ландау-Лифшица с замкнутым магнитным потоком, имеют сверху вид \parallel -ных полос равной толщины. Это частный случай так называемых полосовых доменных структур или *страйп-структур*, в которых отсутствует нормальная к поверхности составляющая намагниченности. В общем случае, замыкающие домены могут иметь нормальную к поверхности составляющую. Аналогичным образом, рассмотренные в главе VII доменные структуры для тонких пленок, рис. 6.7, со стенками Блоха и Нееля, имеют в доменах намагниченность, ориентированную параллельно поверхности. Однако, при увеличении толщины ферромагнитной пленки появляется перпендикулярная составляющая намагниченности осцилляторного типа, рис.8.1. Страйп-структуры наблюдаются с



Рис.8.1. Страйп-структура.

помощью порошкового (или магнитных суспензий) метода, магнитооптических методов, магнито-силовой микроскопии, рис.8.2. Причиной появления страйп-структуры является колонковая микроструктура, образующаяся при осаждении пленок, рис.8.3. Колонковая структура обуславливает поперечную к поверхности компоненту анизотропии, K_{\perp} , т.н. анизотропию формы. Соотношение между перпендикулярной

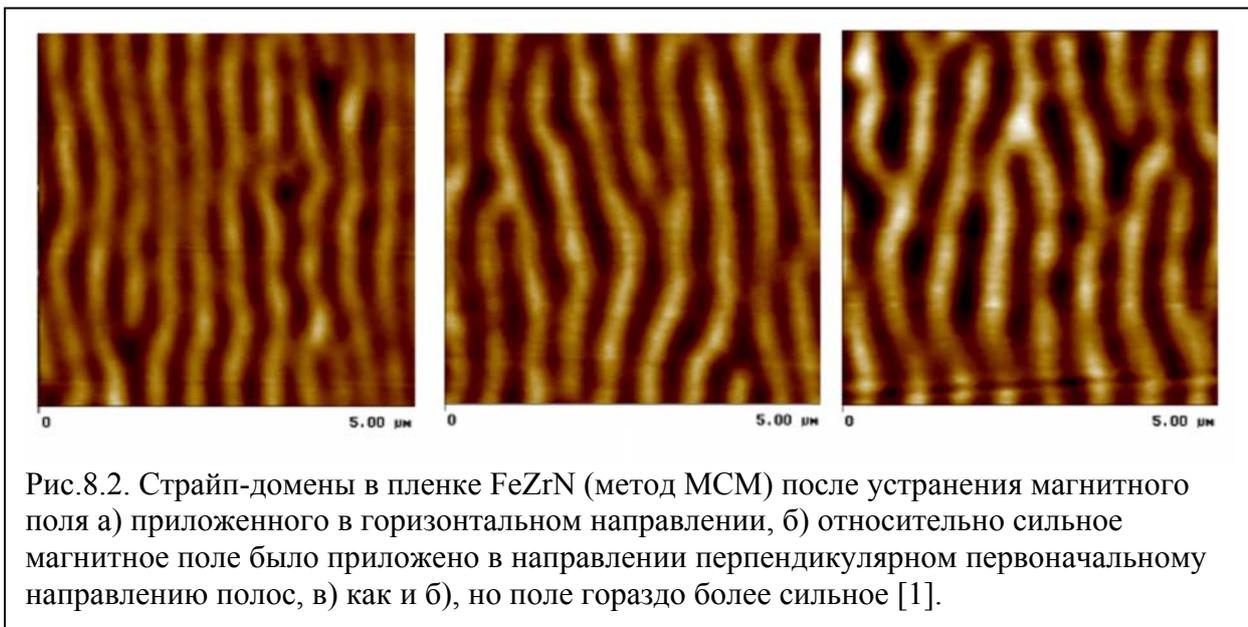


Рис.8.2. Страйп-домены в пленке FeZrN (метод МСМ) после устранения магнитного поля а) приложенного в горизонтальном направлении, б) относительно сильное магнитное поле было приложено в направлении перпендикулярном первоначальному направлению полос, в) как и б), но поле гораздо более сильное [1].

к поверхности пленки компонентой магнитной анизотропии, K_{\perp} , и намагничением насыщения определяет возможную микромагнитную структуру тонкой пленки.

1. При $K_{\perp}/2\pi M_s^2 > 1$ магнитная энергия определяется энергией анизотропии $U \approx -K_{\perp} \cos^2(\pi/2 - \theta)$, где θ – угол отсчитываемый от поверхности. В этом случае, ориентация M_s в

отдельных доменах не зависит от толщины пленки и вектор \mathbf{M}_s направлен вдоль оси легкого намагничивания, т.е. перпендикулярно поверхности пленки.

2. При $K_{\perp}/2\pi M_s^2 \leq 1$, если $h < h_{кр.}$, вектор \mathbf{M}_s лежит в плоскости и домены разделены границами Нееля или типа «колючей проволоки», рис.6.11б.

3. При $K_{\perp}/2\pi M_s^2 \leq 1$, если $h > h_{кр.}$, возникает страйп-структуры с блоховскими границами,

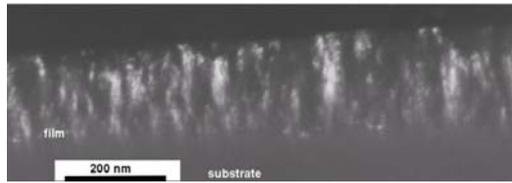


Рис. 8.3. Изображение ПЭМ в поперечном сечении пленки FeZrN [2]. Видна колонковая микроструктура пленки.

причем при $h \approx h_{кр.}$ выход \mathbf{M}_s из плоскости пленки в страйп-доменах очень мал, $\theta \ll \pi/2$. В этом случае

$$\theta = \theta_0 \sin(2\pi x/\lambda) \quad (8.1)$$

где x – координатная ось в плоскости пленки, перпендикулярная среднему направлению намагниченности и λ – период вариации намагниченности или ширины страйп-домена. Поверхностная плотность магнитных полюсов определяется намагниченностью, а именно:

$$w = M_s \sin \theta \approx M_s \theta_0 \sin(2\pi x/\lambda) \quad (8.2)$$

Магнитостатическая энергия такого распределения свободных полюсов определяется усреднением по периоду осцилляций:

$$\varepsilon_m = M_s^2 \lambda \theta_0^2 / (4\pi\mu_0) \langle \sin^2(2\pi x/\lambda) \rangle = M_s^2 \lambda \theta_0^2 / (8\pi\mu_0), \quad (8.3)$$

где этот вклад удвоен за счет учета формирования полюсов на обеих поверхностях пленки. Зависимость энергии магнитной анизотропии от угла выражается как

$$E_a = -K_{\perp} \cos^2(\pi/2 - \theta) = -K_{\perp} \sin^2 \theta \approx k_u \theta^2. \quad (8.4)$$

Усредняя по периоду осцилляций, получаем для плотности энергии анизотропии:

$$\varepsilon_a = -K_{\perp} \theta_0^2 \langle \sin^2(2\pi x/\lambda) \rangle h = -\frac{1}{2} K_{\perp} \theta_0^2 h, \quad (8.5)$$

где h – толщина пленки. Обменная энергия на единицу площади,

$$\varepsilon_{ex} = A \langle (\partial\theta/\partial x)^2 \rangle h = A (2\pi/\lambda)^2 \theta_0^2 \langle \cos^2(2\pi x/\lambda) \rangle h = 2(\pi/\lambda)^2 \theta_0^2 A h, \quad (8.6)$$

где $A = nJS^2/a$ – константа жесткости обменной энергии. Для оцк Fe, $n=2$, $J=2.16 \cdot 10^{-21}$ Дж, $S=1$, $a=2.86 \cdot 10^{-10}$ м и $A=1.48 \cdot 10^{-11}$ Дж/м. Полная энергия

$$\varepsilon = \varepsilon_m + \varepsilon_a + \varepsilon_{ex} = [M_s^2 \lambda / (8\pi\mu_0) - K_{\perp} h / 2 + 2\pi^2 A h / \lambda^2] \theta_0^2 = -u \theta_0^2, \quad (8.7)$$

где $-u$ – выражение в квадратных скобках. При $u > 0$ появляются страйп-домены. Длина волны, λ , получается минимизацией энергии по отношению к λ . Это дает

$$\partial u / \partial \lambda = 0, \rightarrow M_s^2 / (8\pi\mu_0) - 2\pi^2 A h / \lambda^3 = 0 \rightarrow \lambda = 4\pi [\mu_0 A h / (2M_s^2)]^{1/3}. \quad (8.8)$$

Используя это значение, условие устойчивости ($-u\theta_0^2 < 0$, т.е. $u > 0$) сводится к виду:

$$K_{\perp} > (3M_s/2) [AM_s/(2\mu_0^2 h^2)]^{1/3}. \quad (8.9)$$

Выражение (7.9) дает ценку снизу, в то время как $K_{\perp} \leq 2\pi M_s^2$ – оценку сверху.

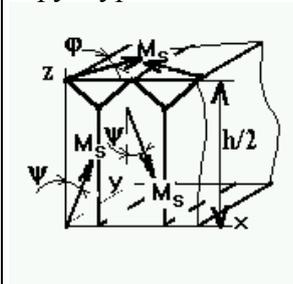
4. При $K_{\perp}/2\pi M_s^2 \ll 1$, согласно [3]:

$$h_{кр.} = 2\pi (A/K_{\perp})^{1/2}. \quad (8.10)$$

Полагая $K_{\perp} = 0.01 (2\pi I_s^2)$, имеем для Fe ($M_s = 2.15$ Тл), $h_{кр.} \approx 2\pi (1.48 \cdot 10^{-11} / (0.01 \cdot 2\pi \cdot 2.15^2))^{1/2} \approx 71$ нм.

Это выражение справедливо при отсутствии внешнего поля. Если же поле приложено, то

Рис. 8.4. Формирование страйп-структуры



влияние магнитного поля учитывается соотношением

$$h_{кр.} = 2\pi / (1-x) (A/K_{\perp})^{1/2}, \quad (8.11)$$

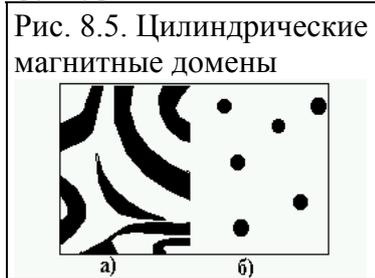
где $x = HM_s / 2K_{\perp}$. Т.о. появление страйп-структуры можно наблюдать при изменении магнитного поля, либо толщины образца.

5. Равновесная ширина домена страйп-структуры $d \approx h$. Эксперимент и теория дают зависимость типа $d \sim h^{1/2}$.

6. При увеличении толщины пленки наблюдается тенденция к переходу к доменным структурам замкнутого типа.

Промежуточным этапом при переходе к доменной структуре Ландау-Лифшица является структура, изображенная на рис. 8.4. При $\varphi \rightarrow 0$ и $\psi \rightarrow 0$ структура переходит в структуру Ландау-Лифшица. При $\varphi \rightarrow \pi/2$ и $\psi \rightarrow \pi/2$ имеется возможность перейти в страйп-структуру с незамкнутым магнитным контуром.

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД). Условие минимизации магнитостатической энергии приводит к тенденции разбиения крупных доменов на более мелкие антипараллельные домены, как это мы видели в главе VI, с образованием микромагнитных структур различной формы, например, как на рис. 6.3. При этом, структура типа шахматной доски, рис.6.3б, более выгодна, чем полосовая, или

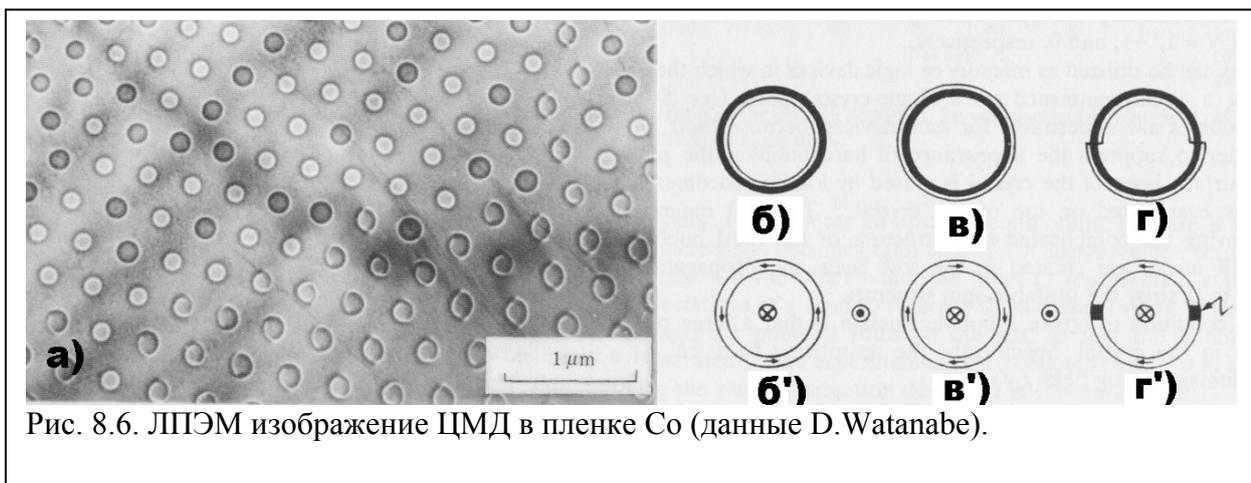


пластинчатая структура, рис. 6.3а, при том же характерном размере домена d , как это следует из соотношений (6.5), рассчитанных Киттелем [4]. Гудинафом установлено, что зигзагообразная форма доменов имеет гораздо более низкую магнитостатическую

энергию, чем пластинчатая [5].

Аналогичным образом, в ферромагнитных пластинах с осью легкого намагничивания (ОЛН), перпендикулярной к поверхности, а именно, когда $K_{\perp}/2\pi M_s^2 > 1$, возникает структура с незамкнутым потоком, относящаяся к разряду полосовых, рис. 8.5. При малом внешнем магнитном поле полосовые домены сильно изгибаются и образуют структуру *серпантинного* типа (рис.8.5а). При возрастании поля длина доменов уменьшается и при $H > H_{\min}$ домены преобразуются в *цилиндрические* (bubble) (рис.8.5б,в). Бобек, впервые обратил внимание на то, что структура ЦМД может использоваться в качестве среды магнитной памяти [6]. Рис. 8.5в схематично поясняет микромагнитную структуру ЦМД.

Массив ЦМД существенно уменьшает магнитостатическую энергию. На рис. 8.6 приведено ЛПЭМ изображение ЦМД в пленке Co с с-осью, перпендикулярной поверхности в присутствии поля 0.74МА/м (9.2 кЭ). Присутствуют 3 типа ЦМД (рис.8в,г), отличающиеся конфигурацией магнитных моментов, как интерпретировано на рис.8.6б', в', г'). ЦМД используются в устройствах магнитной памяти. Достоинство такой



памяти – полное отсутствие механических устройств (движений). Более подробно о

достоинствах и недостатках поговорим в главе, посвященной устройствам хранения информации.

Микромагнетизм одноосных кристаллов.

В магнитоодноосных кристаллах (с одной ОЛН) на плоскости, параллельной ОЛН, наблюдается простая картина доменных фигур (рис. 8.7а). Здесь доменные стенки

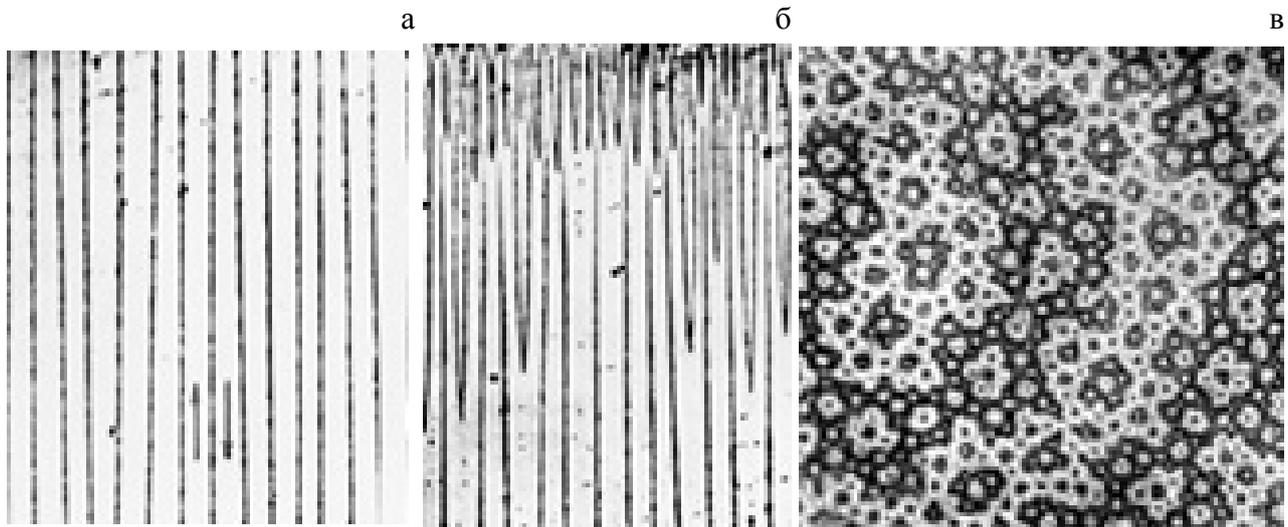


Рис.8.7. Доменная структура массивных магнитоодноосных кристаллов на плоскости, параллельной ОЛН (а, б) и перпендикулярной ОЛН (в). Структура выявлена с помощью магнитной суспензии (а, б) и эффекта Керра (в). Стрелками на рис. 8.7а обозначены векторы M_s [7].

разделяют домены с противоположным направлением M_s . Ориентированы они строго вдоль ОЛН. Но при приближении к

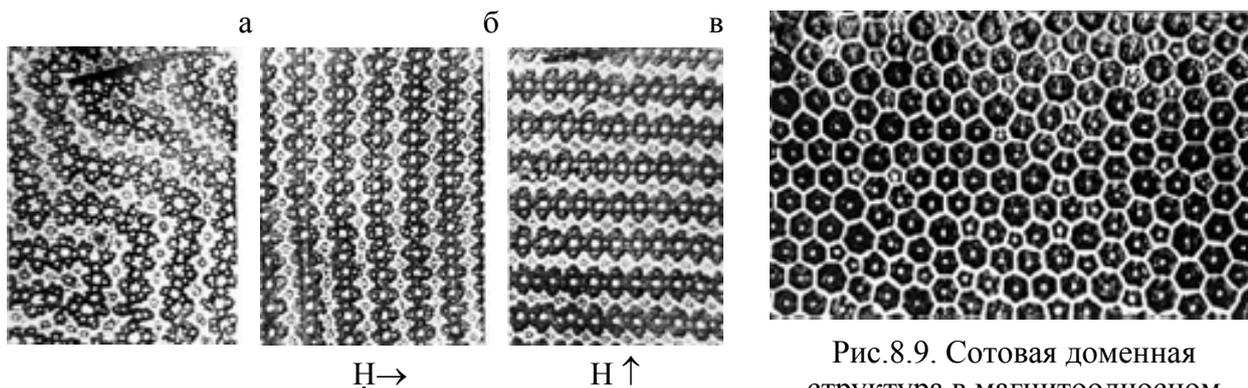


Рис.8.8. Доменная структура на одном и том же участке магнитоодноосного массивного кристалла в исходном состоянии (а) и после намагничивания до насыщения в направлениях, указанных стрелками (б, в). Домены выявлены с помощью магнитной суспензии [7].

Рис.8.9. Сотовая доменная структура в магнитоодноосном кристалле с ОЛН, перпендикулярной плоскости рисунка [7]

краю (торцу) кристалла, перпендикулярному ОЛН, картина сильно усложняется. Это видно из рис. 8.7б. У края образуется целая система доменов из крупных и

мелких клиньев; в большом клине виден клин меньшего размера, а в нем еще более мелкий клин. В соответствии со сказанным ранее, такая структура обладает меньшей магнитостатической энергией. Из-за этой дополнительной поверхностной ММС возникает сложная картина ММС на торце кристалла, т.е. на плоскости, перпендикулярной ОЛН, рис. 8.7в. При намагничении в поле перпендикулярном ОЛН (параллельном плоскости наблюдения) картина ММС, рис.8.8а, становится упорядоченной полосовой структурой, рис 8.8б, хотя и все равно сложной. Вся картина ДС похожа на ажурное кружево. Если изменить направление поля на 90^0 , то и ориентация полос изменится тоже на 90^0 (рис. 8.8в). При определенных условиях картина доменов самоорганизуется в сотовую картину, рис. 8.9. с маленьким поверхностным доменом в центре ячейки. При толщинах пластин меньше некоторой критической ($h < h_k$) вся поверхностная дополнительная ДС исчезает, остаются лишь основные сквозные домены.

Доменные структуры в пленках с перпендикулярной анизотропией.

Многочисленные эксперименты показывают, что с уменьшением толщины кристалла-пластинки с ОЛН, перпендикулярной плоскости, и с исходной ДС, как на рис.8.8в, его ДС постепенно упрощается. Наряду с уменьшением ширины основных доменов постепенно, исчезают дополнительные поверхностные домены.

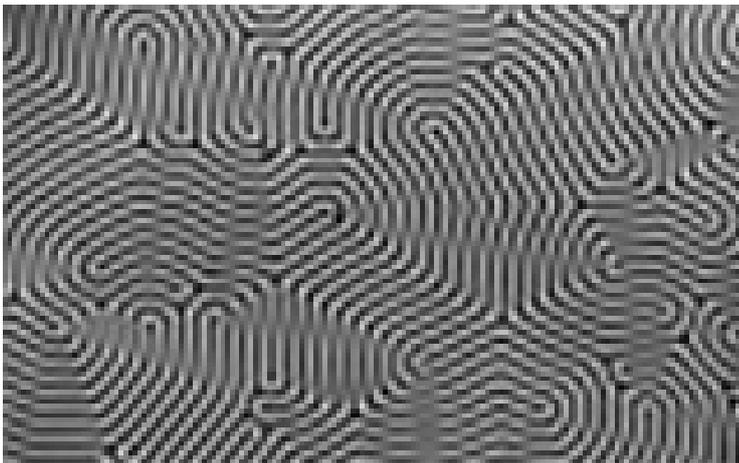
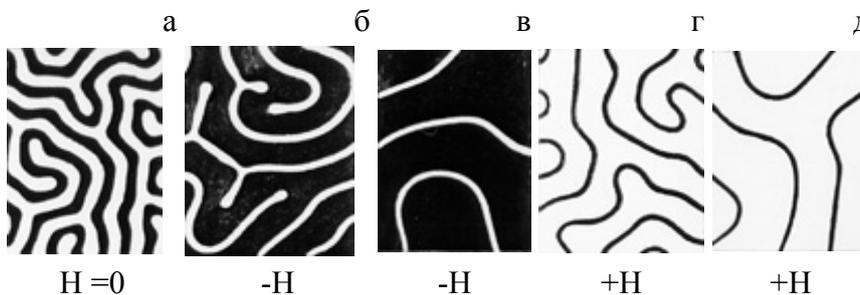


Рис.8.10. Лабиринтарная доменная структура в тонкой пленке с ОЛН, перпендикулярной ее плоскости. Векторы M_s в белых и черных доменах направлены "к нам" и "от нас". Домены выявлены с помощью эффекта Фарадея [7].

В итоге вместо ММС, как на рис.8.8в, формируется ММС, показанная на рис.8.10. Ее называют *лабиринтарной* доменной структурой. Здесь все домены сквозные, стенки их ориентируются как угодно, оставаясь при этом везде параллельными ОЛН. В плоскости пленки



-это неупорядоченная, хаотическая ДС, такой она остается и при намагничении образца в поле H , направленном вдоль ОЛН (рис.8.11). Вследствие изотропности магнитных свойств в плоскости пленки повторяемость картин практически отсутствует.

Рис.8.11. Лабиринтарная доменная структура в размагниченном состоянии пленки (а) и в магнитном поле H , направленном "от нас" (б, в) и "к нам" (г, д). Поле H увеличивается от (б, г) к (в, д)

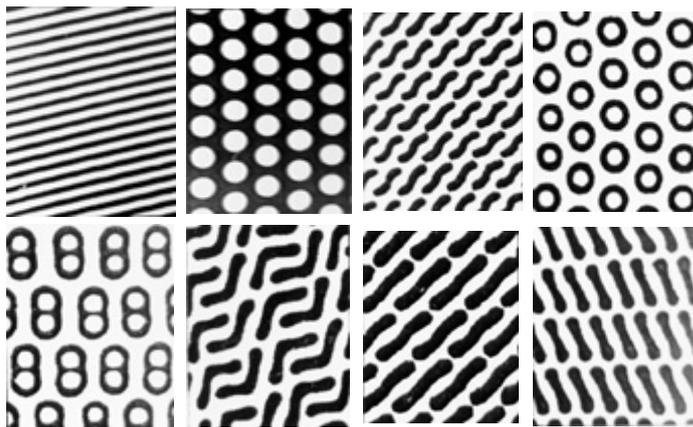


Рис.8.12. Примеры строго упорядоченных доменных структур в пленках ферритов-гранатов

ДС каких-либо других объектов.

Также, как и в случае с массивными кристаллами-пластинами (см. выше), варьируя магнитную предысторию, включив в качестве действующего фактора не только постоянное, но и переменное магнитное поле, можно вместо хаотической ДС (рис.8.10,8.11) получить строго упорядоченные структуры различной геометрии. Целый ряд таких структур (см. [9]) показан на рис.8.12. С практической стороны, эти картины можно рассматривать как дифракционные решетки, управляемые магнитным полем. На основе полосовой ДС (рис.8.12) разработаны устройства (дефлекторы) для отклонения световых лучей [8].

"Замороженные" и "нарисованные" магнитные домены.

В некоторых сплавах для постоянных магнитов (магнитотвердые материалы с высокой коэрцитивной силой H_c [10]) в результате подходящей термической обработки и структурных фазовых превращений возникает неоднородная (гетерогенная) микроструктура такого типа: в основной магнитной матрице одной кристаллической фазы выделяются мельчайшие частицы другой фазы. Эти частицы создают большие препятствия для смещения доменных стенок, так что стенки оказываются закрепленными в своих положениях. В итоге можно наблюдать совершенно необычные эффекты. Например [10, с.264], после определенной магнитной предыстории гетерогенного магнитоодноосного кристалла $SmCo_{2,5}Ni_{2,5}$ в нем создана ДС, которая на базисной поверхности имеет вид папоротника (рис. 8.13а). Сошлифовывая последовательно слой за слоем наблюдались картины ДС,

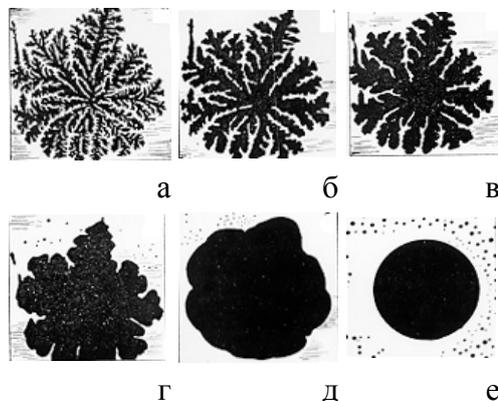


Рис.8.13. Вид "замороженной" доменной структуры кристалла $SmCo_{2,5}Ni_{2,5}$ при последовательном уменьшении его толщины от 3 мм (а) до 2,2 мм (е)

¹ Кристаллы ферритов-гранатов с общей формулой $R_3Fe_5O_{12}$, где R - редкоземельный элемент, имеют кубическую решетку. Естественная магнитная анизотропия их подобна Ni, т.е. они имеют четыре ОЛН. ДС таких кристаллов очень сложная. При изготовлении пленок ферритов-гранатов в них наводится одноосная анизотропия с ОЛН, перпендикулярной плоскости пленок. Эта анизотропия намного больше естественной. Поэтому монокристаллические пленки ферритов-гранатов имеют лишь одну ОЛН.

показанные на рис. 8.13 б-е. По ним можно восстановить всю объемную конфигурацию исходного домена. Благодаря большой коэрцитивной силе во время операции срезания и уменьшения толщины кристалла домен не перемещался, т.е. он был полностью "заморожен".

В магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией также можно создать такую дефектную микроструктуру, при которой смещение стенок будет сильно затруднено. В этом случае после намагничивания до насыщения в поле $+H$, направленном по нормали, пленка остается однодоменной (с $M_s \parallel H$) и в отсутствие поля. Если теперь приложить локальное поле $-H_c$, достаточное для того, чтобы перемагнитить данный участок, т.е. создать домен с обратным направлением намагниченности M_s , то этот домен сохранится и после выключения поля $-H_c$. Понятно, что обратный домен (или домены) можно сделать по форме любым. Например, как показано в [8], на пленке феррита-граната с перпендикулярной анизотропией и высокой коэрцитивной силой H_c магнитным карандашом можно рисовать любые картины.

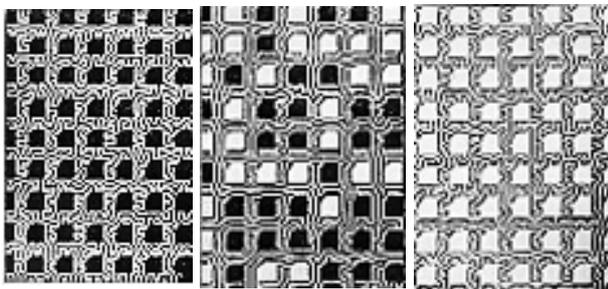


Рис.8.14. Фрагменты структуры с различным порядком переключения доменных ячеек. Окружает ячейки хаотическая, лабиринтная ДС. Намагниченность в белых и черных доменах направлена "к нам" и "от нас".
Размер ячейки 50 мкм.

На рис. 8.14 приведены фотографии, характеризующие другие возможности управления ДС. С помощью специальных обработок на пленке феррита-граната создают периодическое распределение островков-ячеек с повышенной коэрцитивной силой. После соответствующего намагничивания ячейки сохраняют однодоменные состояния с вектором M_s , направленным "к нам" или "от нас". При визуализации они будут либо черными, либо белыми (рис.8.14). Ячейки окружены естественной лабиринтарной (хаотической) доменной структурой, которая создает в среднем серый фон. Понятно, что,

управляя состоянием ячеек, можно записать из этих черных и белых точек любое изображение, любую знаковую информацию. Эта возможность реализована в так называемых магнитооптических управляемых транспарантах [8].

Микромагнитная структура мелких частиц.

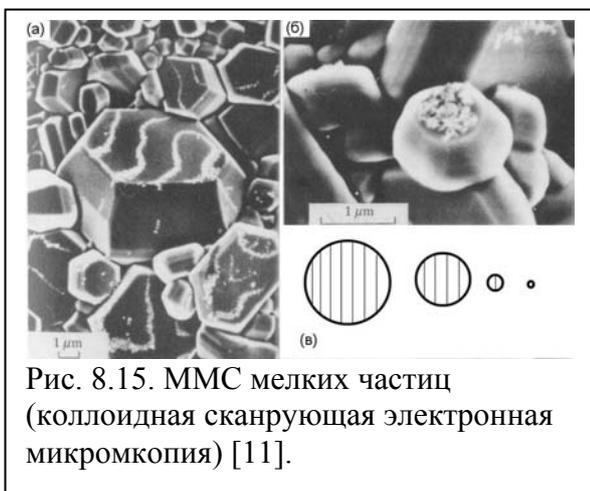


Рис. 8.15. ММС мелких частиц (коллоидная сканрующая электронная микромкопия) [11].

Как уже неоднократно отмечалось, ММС зависит от толщины образца. Размер домена коррелирует с толщиной образца. В частности, для доменов, изображенных на рис. 6.3а,б,в, ширина доменов пропорциональна корню квадратному из толщины образца $d \sim \sqrt{h}$. Поэтому, естественно ожидать, что по мере уменьшения размеров кристалла без изменения его формы размер домена уменьшается более медленно, чем размер частицы. В конечном счете, образуется *однодоменная структура*.

Этот процесс проиллюстрирован на рис. 8.15а,б, где показана микромагнитная

структура микрочастиц Ва-феррита [11]. На рисунке видно, что большие кристаллы на рис. 8.15а являются многодоменными, а малые кристаллы рис. 8.16б имеют однодоменную магнитную структуру.

Рассмотрим сферическую ферромагнитную частицу радиуса r . Если эта частица разделена на домены шириной d , рис. 8.15в, то полная энергия доменных стенок грубо можно оценить как

$$U_w = \gamma (\pi r^2) 4r/3d. \quad (8.12)$$

С другой стороны, магнитоэстатическая энергия по грубым оценкам должна быть равной

$$U_m = (M_s^2/6\mu_0) (4/3)\pi r^3 (d/2r) = (\pi M_s^2 r^3 /9\mu_0) d. \quad (8.13)$$

Полная сумма будет $U = U_w + U_m$ (8.14)

минимизируется условием $\partial U/\partial d$, что приводит к

$$d = (12\gamma\mu_0 r/M_s^2)^{1/2}. \quad (8.15)$$

Т.е., аналогично обсуждавшейся зависимости от толщины, размер доменов уменьшается пропорционально корню квадратному из радиуса r частицы. Так что число доменов $2r/d$ будет уменьшаться как \sqrt{r} с уменьшением размера частицы с образованием однодоменной частицы при радиусе r_c , таком, что $d = 2r_c$, т.е.,

$$2r_c = (12\gamma\mu_0 r_c/M_s^2)^{1/2}, \quad (8.16)$$

что дает $r_c = 3\gamma\mu_0/M_s^2$. (8.17)

Для железа $M_s = 2.15 \text{ Т}$, $\gamma = 1.6 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, что дает $r_c = 1.3 \text{ нм}$.

Возможность однодоменной магнитной структуры была предсказана в 1930 г. Френкелем и Дорфманом [12]. Однодоменными могут быть не только ферромагнитные частицы, но и тонкие проволоки и тонкие пленки.

Цитированная литература

1. С.В. Craus et al “Stripe domains in Fe-Zr-N nanocrystalline films” *J. Magn. Magn. Mat.* **240** (2002) 423-426
2. N. G. Chechenin, et al “Microstructure of nanocrystalline FeZr(N)-films and their soft magnetic properties”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **242-245**, (2002), p. 180, .
3. A. Holz, H. Kronmuller, - *Phys. Stat. Sol.*, v.32, (1969), p.2797
4. C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* v.**21** (1949)541
5. J.B. Goodenough, *Phys. Rev.*, v.**102** (1956) 356
6. A.N. Vobeck, IEEE Trans. Mag., **MAG-5**, (1969) 554
7. Г.С.Кандаурова, Изв. УрГУ, №5 (1997)
[http://proceedings.usu.ru/proceedings/N5_97/win/]
8. В.В.Рандошкин, А.Я. Червоненкис. *Прикладная магнитооптика*. М., 1990.
9. Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Ч.М. Пак «Сценарии упорядочения и структура самоорганизующихся двумерных массивов доменов в тонких магнитных пленках» *Журн. эксперимент. и теор. физики*. 1995. Т.8, вып. 5(9). С.1031.
10. Д.Д. Мишин. *Магнитные материалы*. М., 1991
11. K. Goto, M.Ito, T. Sakurai, *Japan J. Appl. Phys.*, v.**19** (1980), 1339
12. J. Frenkel and J. Dorfman, *Nature*, **126** (1930) 274

Дополнительная литература:

1. Чеченин Н.Г. Основы квантовой физики металлов. Москва, Гл.14. 2004
2. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 1, 2. -М.: Мир, 1979. Гл. 33.
3. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела, -М: Высшая школа, 1985. Гл. 10.
4. Анималу А.. Квантовая теория кристаллических твердых тел. -М., “Мир”, 1981, гл. 10