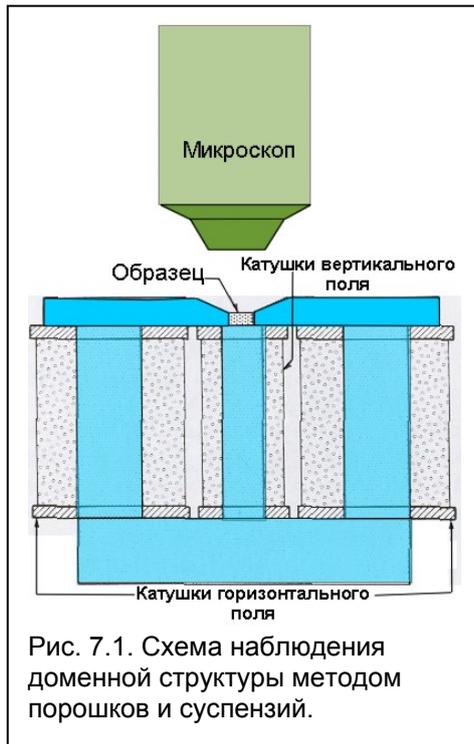


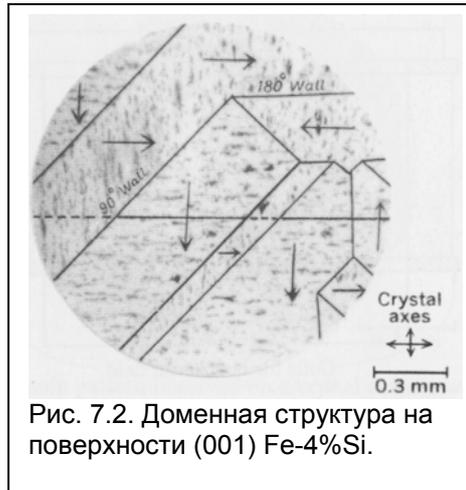
## VII. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР

На практике форма доменов может сильно отличаться от регулярной формы, отвечающей кристаллографической структуре ферромагнетика. Таким же образом, границы доменов (ДГ) могут принимать многообразные формы. Некоторые из них мы рассмотрим в этой главе. Но сначала мы рассмотрим современные методы, чаще всего используемые при исследовании микромагнитных структур (ММС).

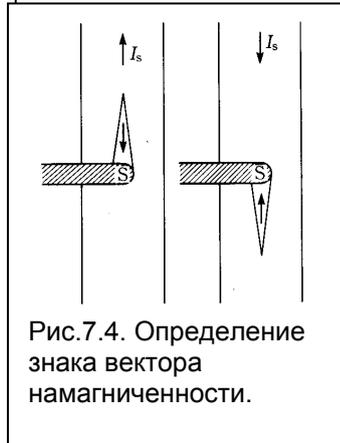
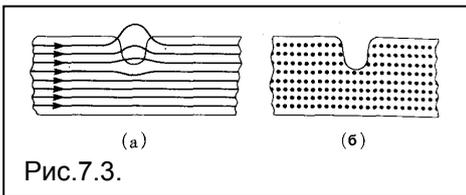
Существует довольно много способов наблюдения ММС. В предыдущей лекции мы уже упоминали некоторые из них. В данной главе мы рассмотрим эти и некоторые другие методы более подробно.



### Метод магнитной суспензии (метод порошковых фигур).



На полированную поверхность образца наносится тонкий слой магнитной суспензии. Частицы суспензии собираются в тех местах, где рассеянное поле наиболее неоднородно, а напряженность его максимальна. Обычно эти места соответствуют выходу ДГ на наблюдаемую в микроскоп поверхность образца, рис.7.1.



На рис. 7.2 приведен пример картины доменов, наблюдаемой на поверхности (001) образца состава Fe-4%Si. Линии отмечают ДГ, стрелки – направление намагниченности. Неоднородности в изображении отражают формирование магнитных полюсов на поверхности, соответствующих шероховатости поверхности и неоднородностям состава. Для определения направления намагниченности сознательно делают царапину, как изображено линией в центре рис.7.2. Если силовые линии магнитного поля пересекают царапину, как изображено на рис. 7.3а, то на поверхности царапины формируются полюса, притягивающие магнитные частицы суспензии или порошка и создающие контраст. Если же направление намагниченности параллельно царапине, то полюсов не будет, рис.7.3б, и соответственно контраст будет отсутствовать (пунктир на рис. 7.2). Для определения знака вектора намагниченности на поверхность накладывают иглообразный постоянный магнит, рис.7.4. При этом на поверхности домена создается локальный конусообразный диполь, острие которого указывает направление вектора.

Магнито-оптические методы. Магнитооптические методы, такие как эффект Фарадея и эффект Керра, часто используют для анализа ММС.

**Эффект Фарадея** (М. Faraday, 1845г.) заключается во *вращении плоскости поляризации* света, распространяющегося в веществе вдоль постоянного магнитного поля, в котором это

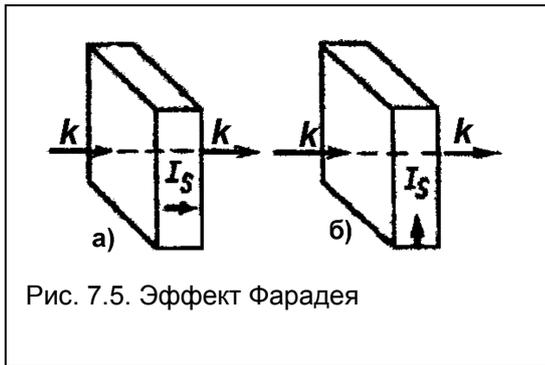


Рис. 7.5. Эффект Фарадея

вещество находится, рис.7.5а. Показатели преломления для лево- и для правополяризованного света при наличии магнитного поля будут различны, что и вызывает вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света. Этот эффект используется для анализа ММС в прозрачных средах. Угол поворота  $\theta = VNI$ , где  $V$  – так называемая постоянная Верде зависит от свойств вещества, длины волны света, и температуры, а  $l$  – длина пути света в веществе (толщина образца). Знак угла поворота плоскости поляризации не зависит от направления распространения света (по полю или против поля).

Поэтому многократное прохождение света через среду, помещенную в магнитное поле, приводит к возрастанию угла поворота в соответствующее число раз. Эта особенность нашла применение при конструировании т.н. невзаимных оптических и радиомикроволновых устройств (например, в системах управления излучением).

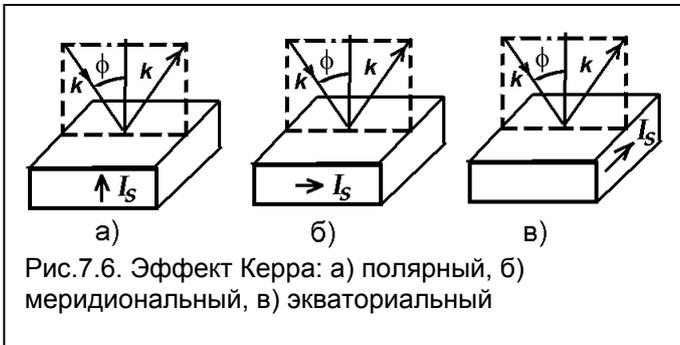


Рис.7.6. Эффект Керра: а) полярный, б) меридиональный, в) экваториальный

Эффект Фарадея относят к продольным магнитооптическим эффектам ( $k \parallel I_s$ ), рис.7.5а. К поперечным магнитооптическим эффектам относят эффект Фогта (или Фойгта, W.Voigt, 1900), еще называемого эффектом Коттона-Мутона (А. Cotton, Н. Mouton). В этом случае, направление распространения  $k \perp I_s$ , рис. 7.5б. Наблюдаемые эффекты – вращение плоскости поляризации и возникновение эллиптичности проходящего линейно

поляризованного излучения.

**Эффект Керра** родственен эффекту Фарадея, но в этом случае анализируется поляризация не проходящего, а отраженного излучения. Различают три типа эффекта Керра по взаимной ориентации плоскости рассеяния, поверхности и намагниченности: *полярный* (намагниченность перпендикулярна поверхности и лежит в плоскости рассеяния, рис.7.6а)

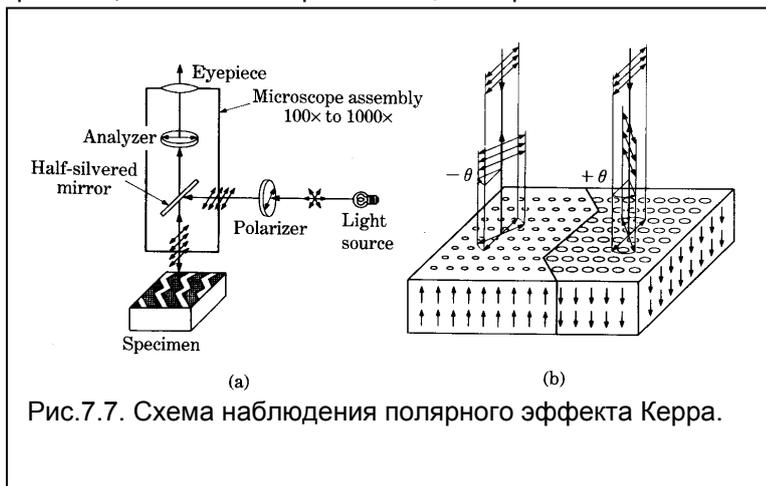


Рис.7.7. Схема наблюдения полярного эффекта Керра.

*меридиональный* (намагниченность параллельна поверхности и лежит в плоскости рассеяния, рис.7.6б) и *экваториальный* (намагниченность параллельна поверхности и перпендикулярна плоскости рассеяния, рис.7.6в). Полярный и меридиональный эффекты являются продольными, а экваториальный – поперечным эффектом. В полярном и меридиональном эффектах Керра наблюдается вращение плоскости

поляризации и возникновение эллиптичности линейно-поляризованного света отраженного от магнетика. Экваториальный эффект состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным кристаллом. При изменении ориентации вектора намагниченности от поперечной к продольной наблюдается также квадратичный по намагниченности эффект изменения интенсивности отраженного света – *ориентационный* магнитооптический эффект.

На рис.7.7а,б изображена схема наблюдения доменов с использованием полярного эффекта Керра. Свет из источника проходит через поляризатор, а отраженный проходит через анализатор поляризации. Вращение плоскости поляризации происходит в противоположных направлениях,

так что если анализатор настроен на максимум интенсивности по доменам с одной ориентацией намагниченности, то домены с другой ориентацией будут выглядеть темными. Для наблюдения меридиального эффекта, необходимо наклонить луч относительно поверхности таким образом, чтобы вектор намагниченности имел ненулевую составляющую на направление луча.

На рис.7.8 показаны доменные структуры на поверхности MnBi, ориентированной параллельно базовой с-плоскости [1-Roberts54]. Этот компаунд имеет сильную одноосную анизотропию вдоль оси с, и в результате ось легкого намагничения (ОЛН) направлена перпендикулярно поверхности. Доменная структура получена методом Керра.

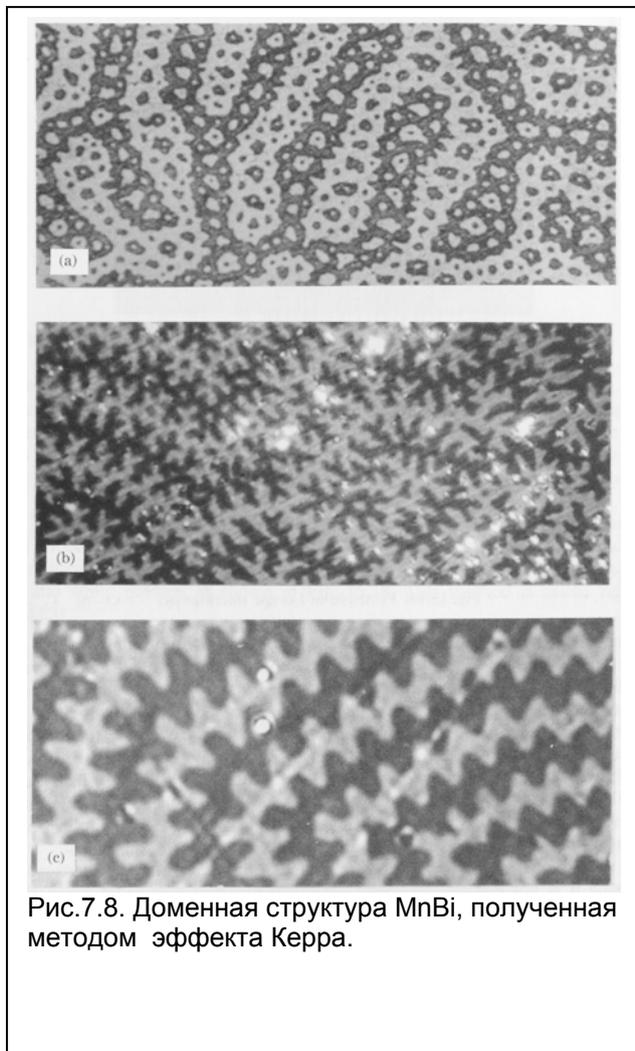


Рис.7.8. Доменная структура MnBi, полученная методом эффекта Керра.

Изображения на рис.6.8а- соответствуют наиболее толстому, а на рис.6.8с –наиболее тонкому образцам. Можно заметить, что доменная картина упрощается при уменьшении толщины образца. Это будет пояснено ниже.

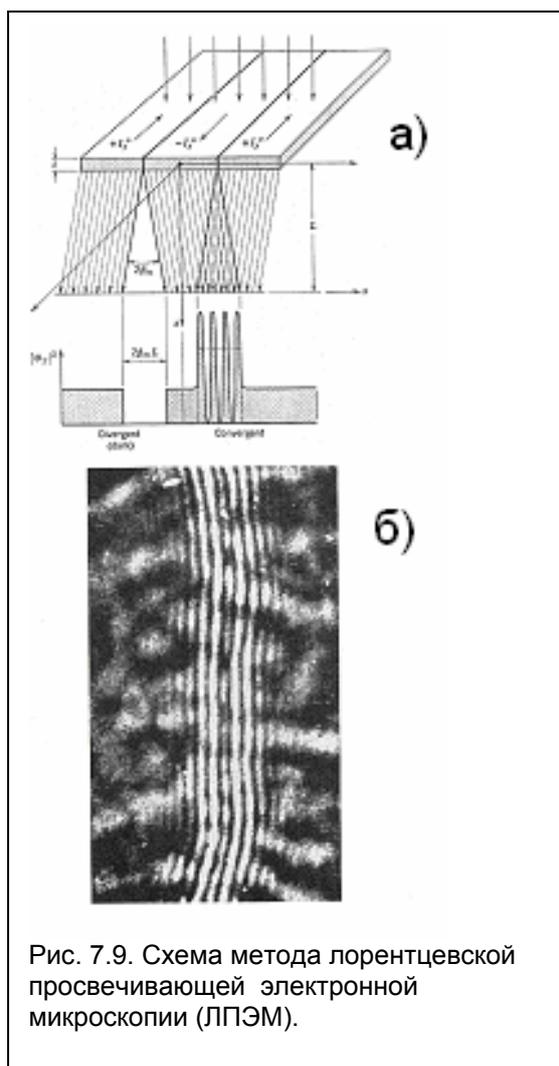


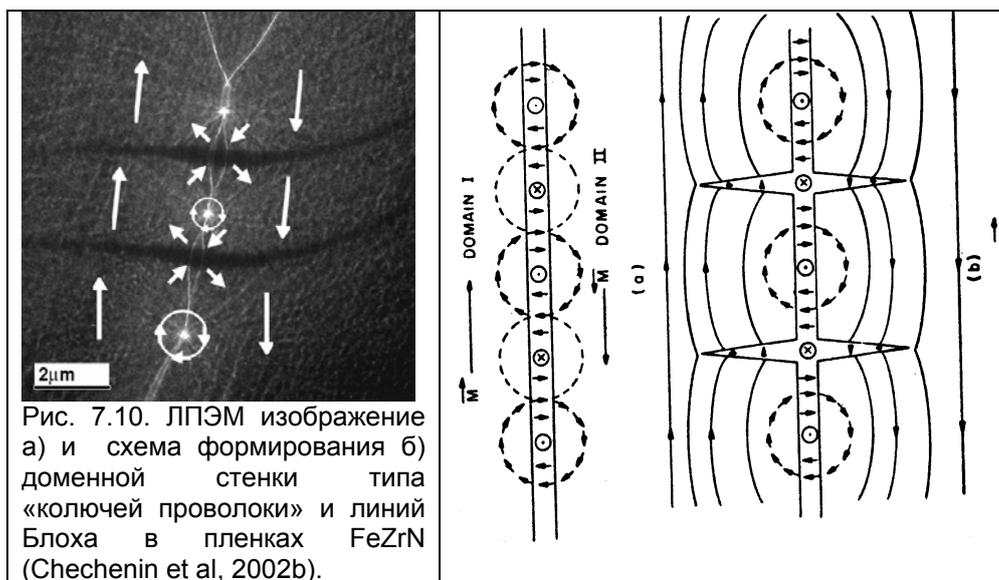
Рис. 7.9. Схема метода лорентцевской просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ).

#### Методы просвечивающей электронной микроскопии.

Одним из эффективных способов наблюдения ММС является *метод лорентцевской просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ)*. Схема наблюдения изображена на рис. 7.9. Электроны, испускаемые источником в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ), ускоряются до нужной энергии (обычно 100-300 кэВ) и проходя через магнитную тонкую пленку испытывают воздействие силы Лоренца,  $\mathbf{F} = (e/c)[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ . Изменение направления вектора намагниченности  $\mathbf{B}$  приводит к изменению направления силы Лоренца. Как иллюстрируется на рис. 7.9, электроны, проходящие через пленку в соседних магнитных доменах, отклоняются в разные стороны, что приводит либо к сжатию, либо к ослаблению интенсивности на экране.

Этот простой принцип и лежит в основе ЛПЭМ. Изображение доменной стенки имеет вид параллельных чередующихся темных и светлых интерференционных линий (рис. 7.9б). Контраст возникает в дефокусированном (френелевском, Fresnel) изображении, причем знак контраста меняется при изменении знака дефокусировки. ЛПЭМ - весьма перспективный метод исследования микромагнитной структуры, поскольку сочетается с высоким пространственным разрешением.

В качестве примера, на рис.7.10а приведено изображение MMC со сложной доменной границей типа «колючей проволоки» (cross-ties) магнитной пленки FeZrN, а на рис. 7.10б приведена поясняющая схема формирования этой структуры [2-Chechenin et al, 2002b]. Кроме этого виден контраст «ряби» (ripple). Мы вернемся к обсуждению этого типа картин в следующей лекции.



Другим методом ПЭМ исследования микромагнитной структуры является *электронная голография*, позволяющая наблюдать магнитные силовые линии не только в пленке, но также и *вне* ее! Принцип работы этого метода поясняется на рис. 7.11. Для получения голографического изображения используют пленку с четким (не изогнутым, не окисленным, не загрязненным) краем, например, краем отверстия в пленке. Образец располагают в пучке таким образом, чтобы часть пучка проходила через отверстие, не задевая пленку. Эта часть пучка («холостой пучок» на рис. 7.11) служит эталоном при сравнении с рабочей частью пучка. Далее пучок формируется объективной и промежуточной линзами, и проходит через устройство, называемое бипризмой по аналогии с оптической бипризмой. Электронная бипризма предназначена для наложения двух пучков, рабочего и эталонного. Бипризма представляет собой два заземленных электрода, с положительно заряженной тонкой золотой проволочкой между ними. Электроны пучка отклоняются в сторону проволочки и благодаря сдвигу фаз между эталонным и рабочим пучками возникает интерференция, наблюдаемая в плоскости изображения ПЭМ. Высокие требования в этой методике предъявляются к когерентности пучка, для обеспечения которой используется автоионные источники с холодным заостренным катодом. Голограмму, полученную, например, на фотопластинке, далее можно экспонировать с помощью лазерного пучка с той же длиной волны, что и электроны пучка, для получения реального изображения пленки при наложении с эталонным лазерным пучком.

На рис. 7.12а представлено ЛПЭМ-изображение MMC аморфной пленки  $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{79}\text{Si}_{10}\text{B}_{11}$ . [3-S. Takayama et al, 1982]. Можно видеть несколько границ доменов. А на рис.7.12б – интерференционное изображение этого же участка пленки. Голография содержит информацию не только о реальном изображении, но и о сдвиге фаз электронов, прошедших через различные места пленки. Поэтому, когда эталонный лазерный пучок направляется почти параллельно пучку, проходящему через голограмму, возникают интерференционные изображения, как на рис. 7.12б. Интерференционные линии располагаются параллельно направлению намагниченности в пленке. Поясним это.

В соответствии с квантовой механикой, когда электрон проходит через электромагнитное поле с вектор-потенциалом  $\mathbf{A}$ , фаза электронной волны получает смещение согласно выражению [4-A. Aharonov and D. Bohm]:

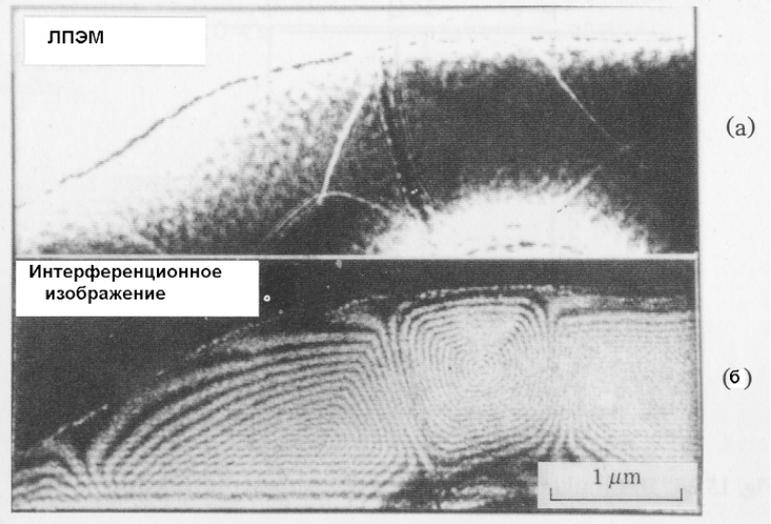
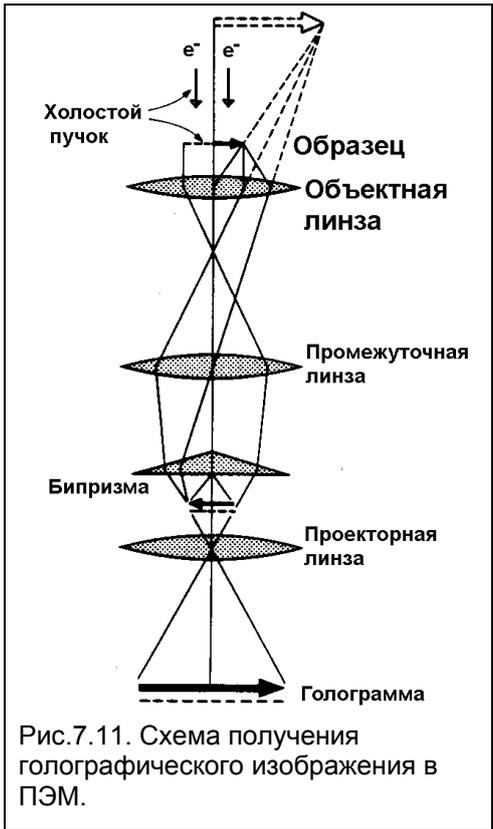


Рис. 7.12. Лорентцевское изображение (а) и интерференционная картина (б) ММС аморфной пленки  $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{79}\text{Si}_{10}\text{B}_{11}$ .

$$\varphi/\hbar = -(e/\hbar) \int \mathbf{A} ds, \quad (7.1)$$

где  $\hbar$  – константа Планка, и интегрирование проводится вдоль траектории электрона.

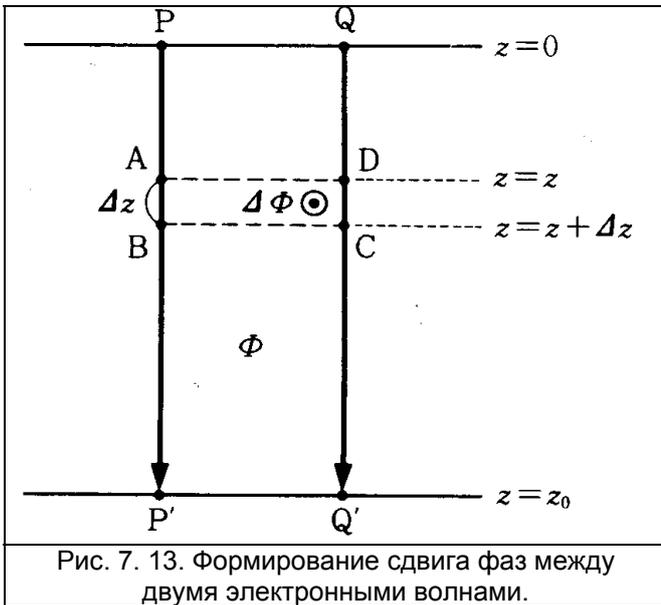


Рис. 7.13. Формирование сдвига фаз между двумя электронными волнами.

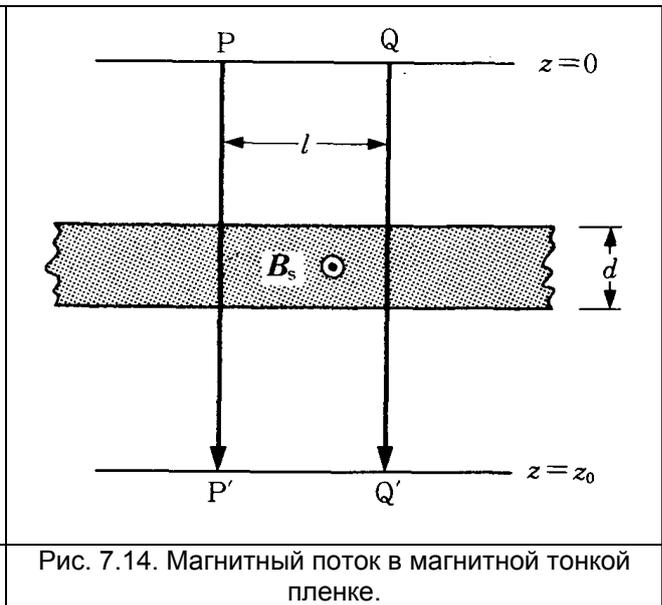


Рис. 7.14. Магнитный поток в магнитной тонкой пленке.

Предположим, что электронные волны P и Q на рис. 7.13, имеющие одинаковую фазу при  $z = 0$ , движутся через магнитное поле и попадают в точки P' и Q' при  $z = z_0$ . Поскольку  $PQ \sim P'Q' \ll PP' \sim QQ'$ , то из (7.1) сдвиг фаз будет равен:

$$\varphi/\hbar = -(e/\hbar) \int_{P'}^Q \mathbf{A} ds + (e/\hbar) \int_{Q'}^{P'} \mathbf{A} ds = (e/\hbar) \int_{QQ'PP'} \mathbf{A} ds = (e/\hbar) \Phi, \quad (7.2)$$

где  $\Phi$  – магнитный поток через контур PP'Q'Q. Сдвиг фазы проходит полный цикл, когда  $\varphi/\hbar = 2\pi$ . Отсюда,

$$\Phi = h/e = 4.1357 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}, \quad (7.3)$$

что в два раза больше кванта магнитного потока  $h/2e$ . Иными словами, если соседние интерференционные линии на рис. 7.12б соответствуют P' и Q' на рис. 7.13, то  $\Phi$  в (7.2) должен быть удвоенным квантом потока.

Предположим, что на рис. 7.14 две электронные волны PP' и QQ', проходящие через магнитную пленку толщиной  $d$ , образуют две соседние интерференционные линии. Если магнитное поле сконцентрировано только в пленке и магнитная индукция пленки, равна  $B_s$ , то

$$\Phi = h/e = IdB_s, \quad (7.4)$$

где  $l$  – расстояние между двумя линиями интерференции. Это расстояние равно

$$l = h/(edB_s). \quad (7.5)$$

Или наоборот, измеряя расстояние между интерференционными линиями  $l$ , можем из (7.5) определить локальное значение магнитной индукции.

### Магнитосиловая микроскопия.

В последнее десятилетие интенсивно развивалась сканирующая туннельная микроскопия

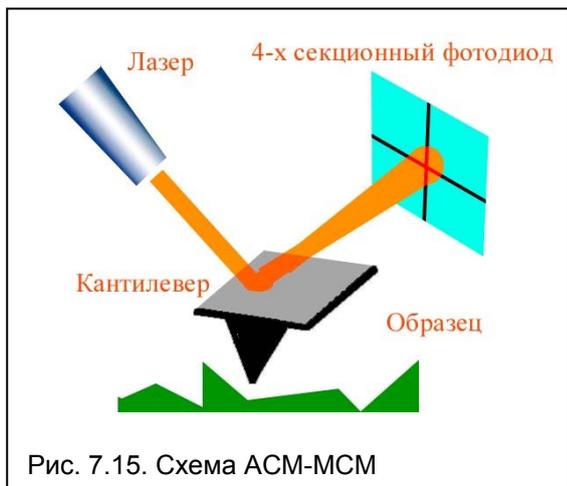


Рис. 7.15. Схема АСМ-МСМ

(СТМ) и атомно-силовая микроскопия (АСМ) как методы исследования поверхности. Вариацией АСМ, приспособленной для исследования микромагнитной структуры, является метод магнитосиловой микроскопии (МСМ). Магнитосиловая микроскопия (МСМ) является эффективным средством магнитных исследований на субмикронном уровне. Изображения, получаемые с помощью МСМ отображают пространственное распределение некоторых параметров, характеризующих магнитное взаимодействие зонд-образец, т.е. силу взаимодействия, амплитуду колебаний магнитного зонда и пр. Датчик МСМ является обычным кремниевым (или нитрид-кремниевым) датчиком АСМ, покрытым тонкой магнитной пленкой. МСМ измерения позволяют с высоким разрешением

исследовать магнитную доменную структуру, проводить запись и считывание информации в магнитной среде, исследовать процессы намагничивания и т.д.

Наиболее важной проблемой МСМ является разделение магнитного изображения от изображения рельефа. В одном из вариантов решения этой проблемы магнитные измерения проводятся с использованием двухпроходной методики [5Martin87,6Martin88]. На первом проходе определяется рельеф с использованием контактного или прерывисто-контактного методов. На втором проходе каждой линии сканирования зонд поднимается на заданную высоту и сканирование осуществляется в соответствии с запомненным на первом проходе рельефом (без обратной связи). В результате на втором проходе расстояние зонд-поверхность поддерживается постоянным (рис. 7.16). Расстояние зонд-поверхность должно быть достаточно большим, чтобы устранить влияние сил Ван-дер-Ваальса, и на зонд действовали только дальнедействующие магнитные силы. С использованием этой методики магнитное изображение и изображение рельефа получаются одновременно.

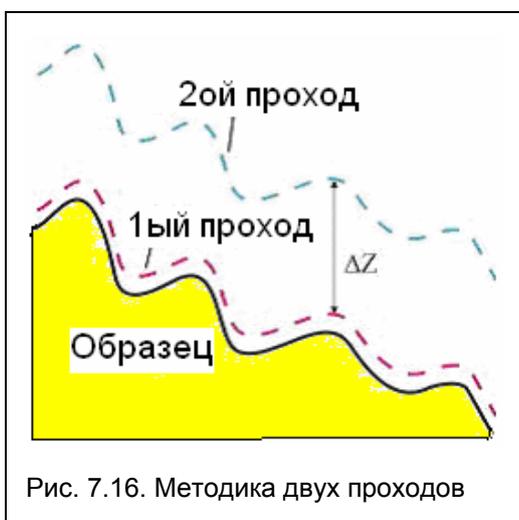


Рис. 7.16. Методика двух проходов

На втором проходе возможно использование двух методов:

1. Статическая МСМ (СМСМ). При использовании этого метода МСМ (подобно тому, как это делается при использовании контактного метода) регистрируется обусловленное магнитным взаимодействием между зондом и образцом отклонение (DFL) неколеблющегося кантилевера [7Rice94]. Величина магнитной силы, действующей на зонд, может быть получена путем умножения величины отклонения кантилевера на его коэффициент жесткости. Вследствие малого размера магнитного зонда его можно рассматривать как точечный магнитный диполь. В этом приближении сила, действующая на кантилевер на втором проходе может

быть представлена в виде [8Rug,9Gue]:

$$\vec{F} = (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) \vec{H} \quad (7.6)$$

где  $\vec{m}$  эффективный магнитный момент зонда,  $\vec{H}$  поле рассеяния образца. Выражение (7.6) является производной энергии магнитного взаимодействия (Зеемана), взятой с обратным знаком.

2. Динамическая МСМ (Д МСМ). На втором проходе для определения параметров магнитной силы используются резонансные колебания кантилевера (как в прерывисто-контактном методе). В этом методе МСМ регистрируется производная магнитной силы [8Rug,9Gue].

В процессе проведения динамической МСМ возможна запись двух сигналов:

- а) Амплитуды колебаний кантилевера [8Rug,9Gue,10Martin].
- б) Фазового сдвига между колебаниями кантилевера и пьезопривода.

Первый метод (С МСМ) обычно используется для регистрации достаточно сильных магнитных полей, например, полей рассеяния магнитных записывающих головок [7Rice] или полей рассеяния постоянных магнитов.

Метод Д МСМ является более чувствительным.

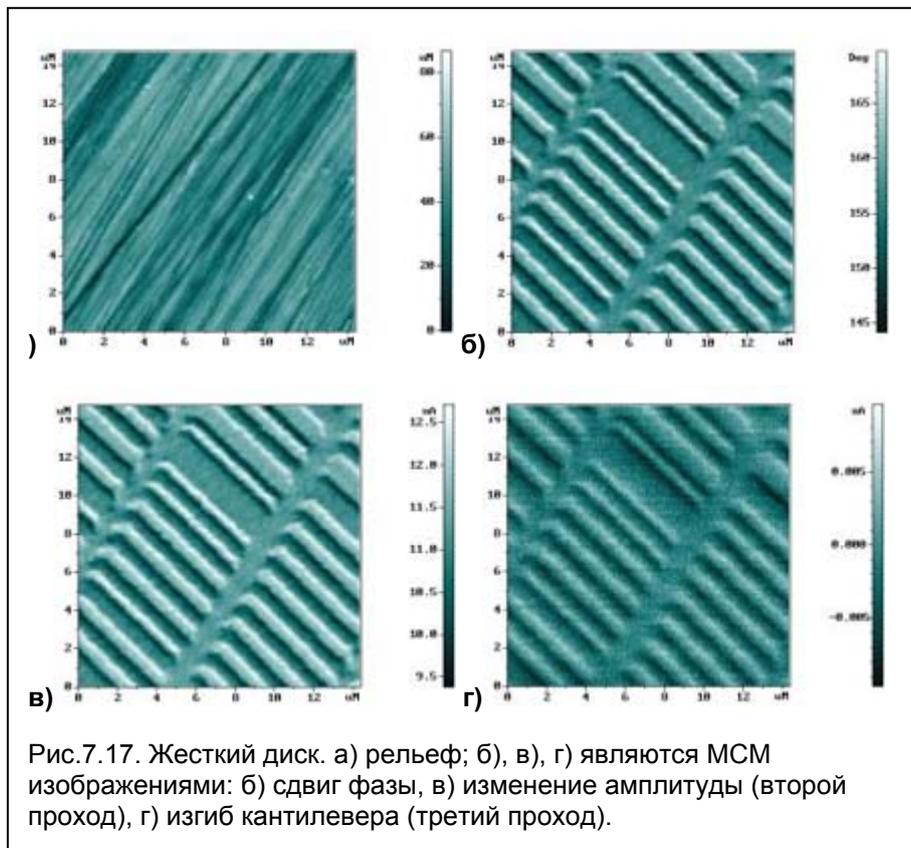


Рис.7.17. Жесткий диск. а) рельеф; б), в), г) являются МСМ изображениями: б) сдвиг фазы, в) изменение амплитуды (второй проход), г) изгиб кантилевера (третий проход).

Рис. 7.17 демонстрирует различные методики получения МСМ изображений применительно к жесткому диску. Эти изображения были получены одновременно с использованием трех проходов. На втором проходе измерялись сдвиг фазы и изменения амплитуды колебаний магнитного кантилевера (рис. 7.17б and рис. 7.17в). Эти изображения были получены при  $\Delta z = 50$  нм. На рис. 7.17г представлено распределение нормального изгиба неколеблущегося кантилевера, которое было получено на

третьем проходе при  $\Delta z = -5$  нм. Знак минус означает, что третий проход осуществлялся ближе к образцу, чем первый проход. Это возможно вследствие того, что для измерения рельефа использовался прерывисто-контактный метод. Амплитуда колебаний кантилевера на первом проходе составляла 40 нм.

Магнитное изображение обладает сильной зависимостью от свойств зонда [16A]. Зонды, покрытые магнитно-твердыми материалами, могут влиять на магнитную структуру образца, и наоборот, магнитное поле образца может произвести перемагничивание зонда. Чтобы избежать (или минимизировать) процессы перемагничивания, полезно исключить первый проход. Это может быть осуществлено проведением измерений без обратной связи. В этом случае измерения проводятся при постоянной Z-координате сканера. Этот метод не принимает во внимание наклон и рельеф образца. Несмотря на этот недостаток такой метод позволяет измерять мягкие магнитные материалы более качественно.

Одной из важных проблем является интерпретация магнитного изображения. Определение истинного распределения намагничивания в образце из МСМ-изображения в общем случае невозможно [12Khi]. Намагничивание образца не может быть однозначно определено из данной

картины поля. Попытки такой реконструкции были проведены в [14Kon], [17Mad]. Зонды с относительно жесткими магнитными покрытиями пригодны для большинства образцов. Изображения, получаемые с такими зонда более пригодны для интерпретации. NT-MDT предлагает использовать два типа зондов с жесткими кобальтовыми магнитными покрытиями:

1. Кремниевые зонды с кобальтовым покрытием.
2. Кремниевые зонды висцерного типа с кобальтовым покрытием.

Магнитные зондовые датчики с зондами висцерного типа лучше соответствуют приближению модели точечного диполя и обеспечивают лучшее разрешение и интерпретируемость. Этот тип магнитных зондовых датчиков благодаря использованию электронно-лучевой литографии имеет магнитное покрытие только на острие.

## Литература

1. B.W.Roberts, and C.P. Bean, Phys. Rev. V.96 (1954) 1494.
2. N. G. Chechenin, et al -"Microstructure of Nanocrystalline FeZr(N)-films and their Soft Magnetic Properties", - *J. of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242-245, (2002), Part I, p. 180-182
3. S. Takayama et al, 1982 TMS-AIME Fall Meeting Abs. (St. Louis) (1982), 66
4. A. Aharonov and D. Bohm, *Phys.Rev.*, **115** (1959) 485
5. Y. Martin and H.K. Wickramasinghe, Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000-Å resolution, *Appl.Phys.Lett.*, 1987, 50(20), 1455-1457.
6. Y. Martin, D. Rugar, and H.K. Wickramasinghe, High-resolution magnetic imaging of domains in Tb-Fe by force microscopy, *Appl.Phys.Lett.*, 1988, 52(3), 244-246.
7. P. Rice, J. Moreland, A. Wadas, dc magnetic force microscopy imaging of thin-film recording head, *J. Appl. Phys.*, 1994, 75 (10), 6878-6880.
8. D. Rugar, H. Mamin, P. Guethner, S. Lambert, J. Stern, I. McFadyen, and T. Yogi, Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media, *J. Appl. Phys.*, 1990, 68 (3), 1169-1183.
9. P. Guethner, H. Mamin, D. Rugar, Magnetic force microscopy. In book: *Scanning Tunneling Microscopy II*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992. Eds: R. Wiesendanger, H.-J. Gunherodt, 151-207.
10. Y. Martin, C.C. Williams, and H.K. Wickramasinghe, Atomic force microscope - force mapping and profiling on a sub 100-Å scale, *J. Appl. Phys.*, 1987, 61(10), 4723-4729.
11. P. Rice, S. Russek, J. Hoinville, M. Kelley, Optimizing the NIST magnetic imaging reference sample, *IEEE Trans. Magn.*, 1997, 33 (5), 4065-4067.
12. E. Dan Dahlberg, J.-G. Zhu, Micromagnetic microscopy and modeling, *Physics Today*, april 1995, 34-40.
13. S. Khizroev, W. Jayasekara, J. Bain, R. Jones, Jr. & M. Kryder, MFM quantification of magnetic fields generated by ultra-small single pole perpendicular heads, *IEEE Trans. Magn.*, 1998, 34 (4), 2030-2032.
14. I. Ishii, K. Mukasa, Y. Kanai, A novel numerical approach to interpret images obtained by magnetic force microscope, *IEEE Trans. Magn.*, 1998, 34 (5), 3455-3458.
15. L. Kong, S. Chou, Quantification of magnetic force microscopy using a micronscale current ring, *Appl. Phys. Lett.*, 1997, 70 (15), 2043-2045.
16. M. Al-Khafaji, W. Rainforth, M. Gibbs, J. Bishop, H. Davies, The effect of tip type and scan height on magnetic domain images obtained by MFM, *IEEE Trans. Magn.*, 1996, 32 (5), 4138-4140.
17. R. Madabhushi, R Gomez, E. Burke, I. Mayergoyz, Magnetic biasing and MFM image reconstruction, *IEEE Trans. Magn.*, 1996, 32 (5), 4147-4149.