УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621 385 833

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК

В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко

СОДЕРЖАНИЕ

Ι.	Режим работы просвечивающего микроскопа при отображении манитной	
	структуры ТМП	229
И	Контраст изображения магнитных структур	235
III	Изучение структуры доменных границ	237
IV	Тонкая структура намагниченности внутри доменов (рябь намагничен-	
	ности)	252
v.	Статические доменные структуры	258
VI	Исследование перемагничивания пленок	264
Цит	ированная литература	271

Возможность широкого практического исследования и ряд отличий от массивных ферромагнетиков обусловливают интерес, проявленный к тонким магнитным пленкам (ТМП). Среди различных методов исследования их магнитной структуры ¹⁻⁵ просвечивающий электронный микроскоп занимает важное место ²⁻⁹. Это объясняется высоким разрешением этого прибора, хорошим контрастом и относительной легкостью расшифровки изображения В электронном микроскопе можно получать локальные количественные данные о магнитной структуре и параметрах пленки в статическом и динамическом режимах.

Использование электроннооптических методов для исследования магнитных структур на поверхности массивных объектов рассмотрено в обзоре ¹⁰.

I РЕЖИМ РАБОТЫ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕГО МИКРОСКОПА ПРИ ОТОБРАЖЕНИИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ТМП

Особенностью наблюдения магнитной структуры ТМП является то. что при фокусировке на образец и при сцентрированной апертурной диафрагме изображение магнитной структуры отсутствует (отклонение электронов за счет действия намагниченности внутри пленки $\sim 10^{-4}$ pad. и эти электроны не задерживаются апертурной диафрагмой). Как было показано 11 12, магнитная структура для электронных волн является чисто фазовым объектом Сдвиг фаз между двумя лучами, начинающимися в одной точке и сходящимися в другой, но идущими разными путями, равен $2\pi e \Delta \Phi/ch$, где e — заряд электрона, c — скорость света, h — постоянная Планка и $\Delta \Phi$ — полный магнитный поток между этими путями. То, что сдвиг фаз определяется не силой Лоренца, а потоком, было показано экспериментально ¹³⁻²⁰ при наблюдении электронных интерференционных картин В электронной микроскопии, так же как и в обычной микросконии, для наблюдения чисто фазовых объектов необходимы специальные режимы работы Этим и можно объяснить сравнительно недавнее начало использования просвечивающего микроскопа для наблюдения магнитных

структур ТМП ²¹⁻²⁴. Сейчас же практически все серийные микроскопы приспособлены для проведения таких наблюдений ^{21, 24-39}.

1. Метод дефокусировки. В этом режиме на экран отображается плоскость, расположенная на расстоянии Z выше (недофокусировка) или ниже (перефокусировка) плоскости пленки. Взаимодействие с намагниченностью в пленке M_s приводит к перераспределению электронных траекторий и появлению контраста на экране (рис. 1). Доменные границы на изображении проявляются в виде темных и светлых линий



Рис. 1. Дефокусированный режим работы просвечивающего электронного микроскопа.

а) Траектории электронов при прохождении магнитной пленки, содержащей несколько 180°-доменных границ; б) контраст в плоскости наблюдения.

(см., например, ниже, рис. 12) в зависимости от направления намагниченности по обеим сторонам границы. Границы, изображаемые темными линиями, называют «рассеивающими», а светлыми — «собирающими». Изменение направления намагниченности внутри домена (тонкая структура намагниченности в домене или рябь намагниченности) проявляется на изображении в виде тонких светлых и темных волнообразных линий, перпендикулярных M_S⁴⁰. Это используется для точного определения локального направления M_S. В работе ⁴¹ таким путем было найдено распределение M_s в пленочных пятнах Ø 1-50 мкм. В работе ³⁸⁰ было предложено использовать в качестве элемента памяти пленку, имеющую внутри каждого квадрата сетки круговую анизотропию, за счет чего эти квадраты пленки действовали как собирающая или рассеивающая линза. Направление М_S у краев пленки можно определять и по кайме, возникаюшей на изображении 42-44. При переходе от режима перефокусировки к режиму недофокусировки и наоборот, а также при переворачивании пленки контраст изображения меняется на противоположный. Последнее было использовано для разделения магнитных и структурных дифракционных эффектов 45. Величина дефокусировки выбирается в зависимости от объекта и предмета исследований и может колебаться от долей миллиметра до нескольких десятков сантиметров.

За счет дефокусировки происходит некоторое снижение разрешающей способности микроскопа, но обычно разрешение ограничивается апертурой освещающего источника. Используя конденсоры с большой оптической силой ⁴⁶ или применяя малые (до 5 мкм) конденсорные диафрагмы ²⁶⁻²⁸, достигают разрешения ~ 1000 Å и выше ^{36, 46-50}. При малых апертурах осветителя яркость изображения мала и требуются длительные экспозиции. Существенный выигрыш в яркости и качестве изображения дает острийный катод, у которого плотность эмиссии в 10³—10⁴ раз больше, чем у термокатода ^{51, 28, 46, 52}. Применение острийного катода и перефокусировка двухлинзового конденсора ⁵³ позволили получить апертуру источника в 5 · 10⁻⁷ рад.

При работе с источником с малой апертурой резко повышается требование к стабильности работы всех узлов микроскопа. В связи с этим повышают стабильность питающих устройств, работают при пониженном ускоряющем напряжении и уменьшают вибрации колонны 54.

Для устранения влияния поля рассеяния магнитных линз образец обычно поднимают на 20—30 *мм* относительно его обычного положения ^{55, 56} или используют специальный полюсный наконечник ^{47, 57}. Возможна также работа с выключенной объективной линзой, однако в этом случае разрешение невысокое и увеличение мало ^{58, 59}. При помещении же объекта над объективной линзой получается большее увеличение и лучшее разрешение, но величина дефоркусировки мала и, следовательно, мала чувствительность к слабым изменениям магнитной структуры пленки. Большую дефокусировку и хорошее разрешение можно получить при установке объекта между объективной и промежуточной линзами ⁶⁰: объектив можно использовать как дополнительную конденсорную линзу и уменьшить примерно в 20 раз апертуру освещения.

Несмотря на то, что контраст создается не за счет апертурной диафрагмы, ее наличие сильно влияет на контраст. Диафрагма срезает фон рассеянных электронов, повышая тем самым магнитный контраст. Особенно важно ее использование при исследовании толстых пленок ⁶¹. Положение диафрагмы на оси нужно подбирать, так как из-за работы при различном возбуждении объектива она может ограничивать поле зрения ^{46, 40}.

Максимальная толщина образца при ускоряющем напряжении 100 кв 1000—2000 Å ^{26, 61}. Увеличение экспозиции при фотографировании не позволяет зафиксировать структуру объекта большей толщины, так как возрастающее неупругое рассеяние электронов приводит к ухудшению

разрешения и снижению контраста. Микроскопы с более высоким ускоряющим напряжением позволяют исследовать более толстые пленки ^{38, 62}.

2. Метод среза лучей. В этом случае микроскоп работает в сфокусированном режиме и контраст доменов с различной намагниченностью создается с помощью специальной ножевой диафрагмы (или смещенной апертурной), расположенной в задней фокальной плоскости объектива ⁶³.

За счет взаимодействия электронов с намагничен-



Рис. 2. Траектории электронов в режиме среза лучей.

ностью дифракционная картина расщепляется. Диафрагма задерживает электроны, прошедшие через домены с определенным направлением намагниченности (рис. 2), и эти домены на изображении получаются темными. На изображении видны сразу как магнитная структура, так и геометрия пленки. Картины подобны изображениям, получаемым магнитно-оптическим методом, но контраст и четкость выше.

Для хорошего контраста кромка ножа должна быть параллельна векторам намагниченности в пленке, а апетурная диафрагма смещаться





Рис. 3. Электронномикроскопические фотографии фольги Fe — 4% Si.

а) Дефокусированное изображение, доменам 1, 2, 3 соответствуют пятна 1, 2, 3 на электронограмме с круговой области образца, отмеченной на фотографии; б) изображение в режиме среза лучей (положение диафрагмы показано пунктиром на электронограмме); домены, которым соответствует пятно 1, на изображении темные ⁶⁶.

подходящее положение ножевой диафрагмы. Разновидностью метода среза является метод, предложенный в работе ³⁶⁹.

3. Метод четвертьволновой пластинки и интерференционная микроскопия. На возможность применения других методов фазовой микроскопии для наблюдения магнитных структур — метода четвертьволновой пластинки и метода интерференционной микроскопии — было указано в работах ^{68, 69}. Осуществление этих методов встречает значительные трудности. Возможно, часть их

перпендикулярно 180°-границам. Смещение диафрагмы резко меняет контраст, а так как расстояние между кроссоверами очень мало (~1 мкм), положение кромки должно устанавливаться с большой точностью. Различные способы работы микроскопа в этом режиме рассмотрены в работе ⁶⁴.

Очень хорошие изображения (рис. 3) были получены, когда в качестве ножа использовалась тонкая вольфрамовая нить ($\emptyset = 7$ мкм), которая крепилась на апертурной диафрагме (сама апертурная диафрагма не участвовала в срезе лучей и устанавливалась на оптической оси). Малые размеры ножа и возможность перемещения диафрагмы вдоль оси системы обеспечивали хорошую избирательность. Задерживая нитью различные дифракционные рефлексы, можно получать светопольное и темпонольное изображение доменов 65, 66. Разработанное перемагничивающее устройство позволяло наблюдать перемагничивание при высоких увеличениях 67.

Метод среза лучей затруднительно использовать при изучении нерегулярной доменной структуры, малоугловых и извилистых границ, когда трудно подобрать удается преодолеть, если использовать технику голографии ⁷⁰ и часть операций выполнять снаружи микроскопа ⁶⁸. Теоретические расчеты по использованию голографии в лоренцевой микроскопии приведены в работе ⁷¹.

Интересный метод был предложен в работе ⁷². В фокальную плоскость объективной линзы устанавливалась фазосдвигающая угольная пленка толщиной ~100 Å. Контраст получался за счет разного рассеяния электронов в пленке.

4. Малоугловая электронная дифракция. Видоизменением метода дефокусировки является метод малоугловой дифракции электронов. В этом случае величина дефокусировки очень





большая. Ранее метод малоугловой дифракции был использован для исследования органических молекул и структуры тонких пленок ⁷³, и былопоказано, что этот режим позволяет получить дополнительные сведения к данным, полученным из обычных электронномикроскопических изображений. Область, наблюдаемая в режиме малоугловой дифракции, сосредоточена вблизи центрального пятна. В этом режиме требуется большая длина камеры и высокое угловое разрешение. Это может быть обеспечено различными способами. В обзоре ⁷⁴ приведены различные схемы работы микроскопа в этом режиме. При ускоряющем напряжении 100 кв была получена длина камеры до 150 м ⁷⁵. Разрешение в режиме малоугловой дифракции получалось равным 2·10⁻⁶ рад при использовании обычного катода ⁷⁵ и 5·10⁻⁷ рад при использовании острийного катода ⁵³. В режиме малоугловой электронной дифракции с невысоким угловым разрешением наблюдались области магнитных пленок с большой дисперсией направления намагниченности ^{76, 77}. При лучшем угловом разрешении наблюдалась дифракция на периодической магнитной структуре с периодом ~1 мкм — регулярной структуре антипараллельных доменов в фольгах Со с осью анизотропии, направленной под углом к плоскости фольги (рис. 4) и границе с поперечными связями в пермаллоевых пленках ^{75, 78, 79}.

5. Метод экстинкционных и изгибных контуров. При исследовании в просвечивающем микроскопе монокристаллических фольг на изображении всегда наблюдаются экстинкционные





Рис. 5. Искажение экстинкционных контуров на доменных структурах.

 а) Монокристалл Со-появление «ступенен» на контуре ⁸⁰, б) фольга Fe (111) с полосовыми доменами — появление «зигзагов» на контуре (A Bourret, M Kleman, неопубликованный снимок ⁸⁹)

контуры, каждый из которых связан с брэгговским отражением от определенных плоскостей. При исследовании магнитных материалов сила Лоренца, отклоняя электроны и меняя их угол падения на кристаллографические плоскости, меняет тем самым условия брэгговского отражения. Поскольку угловое отклонение за счет магнитного поля мало по сравнению с углами Брэгга (~0,01), это приводит только к искажению контура, что было обнаружено на фольгах Со и Ni ^{80, 81}. Наблюдались два типа эффектов: ступенчатое изменение положения контура от домена к домену и появление зигзагов на контуре (рис. 5). Ступеньки на контуре вызываются изменением в доменах составляющей М_S, параллельной плоскости образца. Скачки контура происходят на доменных границах. Зигзаги на контуре появляются только в том случае, когда имеется составляющая вектора намагниченности, перпендикулярная пленке. Этот эффект определяется магнитным потоком как внутри, так и вне пленки. В этом случае доменной границе соответствует максимальное смещение контура. Поскольку нормальная составляющая вектора намагниченности связана с магнитными зарядами на поверхности пленки, этот эффект позволяет визуализировать места зарядов на поверхности пленки с весьма высокой чувствительностью.

В работах ⁸¹⁻⁸³ дан расчет дифракционного контраста от ферромагнитного кристалла.

II. КОНТРАСТ ИЗОБРАЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Мы рассмотрим формирование контраста только в наиболее часто используемых режимах работы микроскопа — режиме дефокусировки и режиме малоугловой дифракции (см. также ³⁷⁰). Действие факторов, приводящих к искажению контраста и ограничивающих разрешение, рассматривается в следующей главе.

Строгое решение задачи о контрасте от магнитной структуры получается с помощью волновой оптики. Интенсивность изображения

магнитной структуры пленки, которая является фазовым объектом для электронной волны, находится обычными методами теории дифракции ^{18-20, 84}. Дальнейшее развитие теория контраста магнитной структуры пленок получила в работах ^{85-87, 68}. Был также проведен расчет контраста линий потока в сверхпроводниках второго рода 87, 88, которые экспериментально наблюдались в работе 89.

Получим выражение для контраста для пленки толщиной d с одномерным распределением намагниченности $\mathbf{M}_{s}(\xi)$, которая освещается точечным источником электронов (рис. 6). Фазосдвигающее



Рис. 6. К расчету контраста в дефокусированном режиме.

действие магнитной структуры пленки для луча, проходящего через некоторую точку ξ на оси $O\xi$, определяется магнитным потоком через сечение пленки между началом координат и точкой ξ (рис. 6, заштрихованная поверхность):

$$\Delta \varphi = -\frac{ed}{\hbar} \int_{0}^{\xi} B_{\eta}(\zeta) d\zeta.$$
 (1)

Возбуждение в точке х плоскости наблюдения записывается в виде интеграла Кирхгофа.

В аппроксимации Френеля, что соответствует режиму дефокусировки, имеем

$$u(x) = A \exp\left[ik\left(Z + S + \frac{x^2}{2Z}\right)\right] \int_{-\infty}^{+\infty} R(\xi) \exp\left[i\Omega(\xi)\right] d\xi, \qquad (2)$$

где

 $\Omega\left(\xi\right) = -\frac{kx\xi}{Z} + \frac{k\left(Z+S\right)}{2ZS}\,\xi^{2}, \quad R\left(\xi\right) = \exp\left[i\Delta\varphi\left(\xi\right)\right], \quad k = 2\pi/\lambda,$

 $\lambda = h/mv$ — длина волны электрона, v и m — скорость и масса электрона, A — постоянная. Контраст в плоскости наблюдения определяется как $K(x) = |u(x)|^2/|u_0|^2$, где $|u_0|^2$ — интенсивность в отсутствие магнитной структуры.

Из выражения (2) в качестве первого приближения следуют формулы для контраста, которые получаются при использовании геометрической оптики ^{40, 49}:

$$K(x) = \left(1 + \frac{ZS}{Z+S} \frac{d\gamma_{\xi}}{d\xi}\right)^{-1}, \qquad (3a)$$

$$x = \frac{Z+S}{S} \xi + Z\gamma_0 \frac{M_{\eta}}{M_S} = \frac{Z+S}{S} \xi + Z\gamma_{\xi}, \tag{36}$$

где $\gamma_0 = 4\pi dM_S (e/2mU)^{1/2}/c$ — полный угол отклонения электрона при взаимодействии его с M_S , а U — ускоряющее напряжение.

Выражения (3) гораздо проще и удобнее, чем (2). Однако они не всегда справедливы. Предел применимости геометрической оптики дает выражение, полученное в работе ⁹⁰ как условие справедливости применения метода стационарной фазы:

$$\frac{ed}{hc} |B''(\xi)| < \frac{3}{\sqrt{n}} \left| \frac{1}{\lambda Z} + \frac{ed}{hc} B'(\xi) \right|^{3/2}, \tag{4}$$

где n — число зон Френеля. Предел применимости геометрической оптики, найденный в работе ⁸⁵ из соотношения неопределенностей, $\Delta \Phi \gg h/2e^{-1}$ ($\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-7}$ сс см² — минимальное изменение магнитного потока, которое еще может быть определено с помощью геометрическом оптики) справедлив строго только в случае дифракции Фраунгофера.

Аппроксимация Фраунгофера интеграла Кирхгофа соответствует режиму малоугловой электронной дифракции:

$$u(x) = A \int_{-\infty}^{+\infty} R(\xi) \exp\left(-ik\frac{\xi x}{Z}\right) d\xi.$$
 (5)

Если в пленке имеется регулярная доменная структура, то ее действие на электронный поток эквивалентно действию дифракционных решеток в оптике. На рис. 7 показана пленка с антипараллельными периодическими доменами, ее фазовая характеристика и дифракционная картина. Позиция дифракционных пиков определяется периодом решетки (1/2 a). Огибающая интенсивности пиков имеет максимум при $s_1 = \pm \Delta_0/2a$, что соответствует лоренцеву отклонению ($\gamma_0 = \lambda s_1 = \lambda \ deB_{\eta}/ch$). Это находится в соответствии с экспериментальными данными. Если разрешение недостаточное, то дифракционные максимумы между максимумами, определяемыми лоренцевым отклонением, не проявляются и вместо них видна прямая полоса уменьшенной интенсивности. Было также замечено, что

при непрерывном изменении дефокусировки контраст изображения периодической доменной структуры меняется на обратный ⁷⁵.

В случае малого угла лоренцева отклонения и малой ширины доменов (например, — для $\operatorname{CrBr}_3^{\mathfrak{g1}}$, где $2a \approx 1000$ Å и $B_{\eta} = 1500$ *гс*) пики, соответствующие лоренцеву отклонению, на дифракционной картине не видны. На ней имеются только максимумы за счет решетки — большой максимум нулевого порядка и два боковых максимума; кроме того, дифракционная

картина несимметрична. Несимметрия картины может быть за счет неравной ширины доменов с противоположным направлением намагниченности, что приводит к несимметрии структурного фактора B (s) и вызывает несимметрию в распределении интенсивности ⁹². Экспериментальные интенсивности не совпадают с расчетными и гораздо больше последних. Несоответствие не устраняется при использовании различных распределений намагниченности в доменах и различных ширин доменных границ. Этот эффект может быть вызван ошибкой в определении наклона фольги из-за ее прогиба и малоугловым неупругим рассеянием электронов, которое не учитывалось ⁹¹.

Теоретические расчеты изображения во фраунгоферовой дифракции были также произведены для других объектов антиферромагнетиков и сверх-



Рис. 7. Малоугловая электронная дифракция. а) Сечение пленки с периодической структурой антипараллельных доменов; б) изменение фазы для структуры а); в) распределение интенсивности изображения фазовой решетки а) в режние малоугловой дифракции ⁷°.

проводников второго рода с регулярной структурой линий потока ⁷⁹. Работая в разных режимах, можно наблюдать и очень малые магнитные неоднородности ($\Delta \Phi \ll \Phi_0$), но, как было показано в работе ⁹³, количество электронов, необходимых для регистрации изображения, различно. Дело в том, что при $\Delta \Phi \gg \Phi_0$ почти все электроны претерпевают рассеивание на этой неоднородности, в то время как при $\Delta \Phi \ll \Phi_0$ почти все электроны не взаимодействуют с полем. А так как точность регистрации определяется количеством детектированных электронов, то при $\Delta \Phi \ll \Phi_0$ для регистрации магнитной неоднородности с высокой точностью требуется большое количество электронов, т. е. большие времена экспозиции. Рассчитанное с помощью волновой оптики время экспозиции для таких неоднородностей существенно больше получаемого из классических представлений ⁹⁴.

III. ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

1. Типы границ в ТМП. В настоящее время имеется значительное количество теоретических расчетов структуры доменных границ ⁹⁵⁻¹⁰⁷, где рассматриваются или предлагаются различные модели доменной границы. В некоторых работах используется одномерная модель и получены аналитические выражения, связывающие параметры границы и пленки, в других — рассмотрены более сложные границы и расчет произведен на ЭВМ, в частности исследованы двумерные модели с неоднородным распределением намагниченности по толщине ^{106, 107}, причем в работе ¹⁰⁷ рассматривается модель, в которой отсутствуют поля рассеяния. Имеется обзор по расчетам структуры границ ³⁷¹. Зависимости ширины доменной границы от толщины пленки для некоторых моделей приведены на рис. 8. При сравнении данных различных авторов, как теоретических, так и экспериментальных, нужно, однако, учитывать, что определение



Рис. 8. Теоретические зависимости ширины доменной границы от толщины пленки, полученные различными авторами для 80% Ni—Fe, $M_S = 800$ гс, $A = 10^{-6}$ эрг/см, $K = 10^3$ эрг/см ¹⁴⁷.

ширины границы в различных работах может быть различным.

R очень тонких пленках энергетически более выгодными являются границы Нееля, толстых пленках --границы Блоха (в первом случае M_S, поворачиваясь границе, в остается в плоскости пленки, во втором — выходит из плоскости пленки, оставаясь в плоскости границы). В пленках с промежуточными толщинами выгодным является переходной тип границ — граница с поперечными связями или типа «колючей проволоки», состоящая из отрезков границ Блоха

и Нееля. Модель ее, полученная из порошковых исследований ¹⁰⁸, была позднее подтверждена исследованиями в электронном микроскопе ³⁶. Расстояние между перетяжками 1—10 мкм, их плотность растет с ростом поля анизотропии H_k и зависит от толщины пленки (максимальна при $d \approx 600$ Å ²⁶). В более поздних исследованиях ¹⁰⁹ не было найдено никакой корреляции между плотностью перетяжек и толщиной пленки. Размагничивание переменным полем давало разброс по плотности до 6 раз. При приближении границы к дефектам плотность менялась в 3—4 раза.

Взаимные переходы однородных границ в границы с поперечными связями наблюдались при нагреве пленки ¹¹⁰, ¹¹¹ и при изменении «градусности» границ за счет растяжения ¹¹²⁻¹¹⁴ (однородные границы Нееля с $2\alpha < 180^{\circ}$ при растяжении переходили в 180° -границы с поперечными связями) и под действием поля вдоль оси трудного намагничивания (OTH) ¹¹⁵, где переход происходил за счет смещения линий Блоха и получался при различных углах α при увеличении и уменьшении поля. Под действием поля вдоль ОТН конфигурация границы с поперечными связями изменялась, и наблюдался гистерезис смещения линий Блоха ¹¹⁶. При изменении градусности границ ширина границы уменьшалась с уменьшением 2α только для тонких пленок (d < 120 Å). Для более толстых пленок ширина границ была максимальна при $2\alpha = 120 - 140^{\circ}$ (рис. 9). Наличие такой зависимости связано, по-видимому, с изменением структуры границ ¹¹⁷. На это также указывают исследования в режимемалоугловой электронной дифракции ¹¹⁸. Теоретические рассмотрения предсказывают существование границ определенного типа только в определенном диапазоне толщин пленок. Однако имеются основания, чтобы предположить, что это не так ^{119, 101, 103}. В частности, имеется критическое значение угла между намагниченностями в соседних доменах ($2\alpha_{\rm K}$), когда для толстых пленок ($d \approx 1200$ Å) границы с $\alpha > \alpha_{\rm K}$ порошком не обнаруживаются, тогда как при $\alpha < \alpha_{\rm K}$

границы ясно видны с помощью порошка. Это легко можно объяснить переходом от границ Блоха, слабо собирающих порошок, к границам Нееля, имеющим большие поля рассеяния 120. Теоретическое рассмотрение переходов между гранипами Блоха и Нееля 119, 101, 103 показало: 1) ниже определенной толщины в пленках имеют место только границы Нееля, 2) при больших толщинах границы Нееля имеют место при $\alpha < \alpha_{\kappa}$, при $\alpha_{\kappa} < \alpha <$ $< \pi/2$ имеют место промежуточные границы, и только при $\alpha = \pi/2$ существуют чисто блоховские границы. Чисто блоховские границы $(\alpha = \pi/2)$ наблюдались в толстых (1200-2000 А) однородных пленках пермаллоя с малым зерном. После отжига пленок за счет роста кристаллитов угол вращения намагниченности в границе уже не был равен 180° и менялся вдоль границы. Это вызывало появление переменной неелевской компоненты вдоль границы и образование перетяжек 61, 121. В работе 122 наблюдалось образование перетяжек на границе Нееля, проходящей внутри отдельных кристаллитов крупнозернистой пленки Ni – Fe.

Большинство экспериментов по исследованию границ не дало ограничений по толщине пленки для существования доменных границ того



Рис. 9. Зависимость угла поворота намагниченности в границе (2α) и ширины границы (δ) от величины магнитного поля вдоль ОТН (H_{1}).

a) d = 120 Å, $H_{h} = 8,3$ ə, $H_{c} = 5$ ə, 6) d = 250 Å, $H_{h} = 7,3$ ə, $H_{c} = 4,2$ ə, e) d = 530 Å, $H_{h} = 6,2$ ə, $H_{c} = 2,5$ ə¹¹⁷

или иного вида. Границы с поперечными связями наблюдались как в очень тонких пленках (d = 30 - 180 Å)¹²³, так и в толстых ^{101, 102}, хотя в некоторых случаях ^{97, 124} они наблюдались только при d < 1000 Å. Эффект полярности в поле, перпендикулярном пленке, который наблюдался для пленок толщиной 200—1600 Å, и зависимость ширины доменных границ от этого поля указывают на наличие блоховской компоненты в этих границах ¹²⁵. Для пленок Ni толщиной 200—800 Å с перпендикулярной анизотропией при $K_{\perp} > K_{\perp \, \rm Kp}$ границы были блоховскими, что совпадало с энергетическими расчетами; при $K_{\perp} < K_{\perp \,\rm Kp}$ границы становились неелевскими ^{126, 127}.

Границы с поперечными связями наблюдались и в монокристаллических пленках. Так, в пленках Fe, где имелись и 90°- и 180°-границы, перетяжки появлялись на 180°-границах при d < 1000 Å, а при d < 400 Å границы с поперечными связями доминировали. На 90°-границах перетяжки не наблюдались ^{128, 129}. В эпитаксиальных электроосажденных пленках Ni — Fe с доменной структурой типа шахматной доски также наблюдались на границах перетяжки ¹³⁰.

В монокристаллических пленках Fe, Ni, β -Co тип границы определялся с помощью нагрева ¹³¹. При этом соотношение вкладов различных энергий изменялось, и если граница была неелевской, то она не менялась, а если блоховской, то приобретала неелевские участки. Было обнаружено, что в пленках Fe и β -Co при d > 80 Å 180°-границы являются блоховскими. В пленках Ni (d = 300 - 500 Å) 180°-границы имели как блоховские, так и неелевские участки.

Интересны данные получены при исследовании толстых эпитаксиальных пленок Fe (0,1—1,0 *мкм*) в сверхвысоковольтном электронном микроскопе с ускоряющим напряжением 1000 кв ⁶². ¹³²: а) при d > 1000 Å границы Нееля переходят в блоховские; б) при d = 1000 - 3000 Å наблюдались асимметричные 180° -границы, контраст которых довольно хорошо совпадал с контрастом, рассчитанным для модели ¹⁰⁷; в) наблюдались значительные изменения ширины изображения 90° -границы, что объяснено различным наклоном разных участков границы по отношению к плоскости пленки.

Кроме границ с $2\alpha \ll 180^{\circ}$ наблюдались еще 360° -границы, которые возникают в тонких пленках d < 300 Å (энергетически 360°-границы более выгодны для тонких пленок ¹³³) и происхождение которых связано с предысторией образца. Образование таких границ в процессе перемагничивания наблюдалось ¹³⁴ в пленках 80% Ni — Fe, напыленных без поля, а также на участках пленки с радиальной анизотропией, которая возникла после отжига пленки сфокусированным на образец электронным пучком ^{48, 135}. Детальное электронномикроскопическое исследование 360°-границ было произведено в работе 136. Образование таких границ было объяснено меньшей, чем в толстых пленках, подвижностью блоховских линий. Из-за отсутствия полей рассеяния 360°-границы могут быть сильно изогнутыми, даже замкнутыми, и претерпевают изменения только под действием довольно больших полей (~100 э), когда становится возможным движение блоховских линий. Анализ границ по методике 49 показал, что истинная 360°-граница (вектор намагниченности вращается непрерывно на 360°) имеет место, когда намагниченность в соседних доменах перпендикулярна границе. Если угол отличен от прямого, то в двух местах границы вектор намагниченности перпендикулярен границе и она может рассматриваться как две сблизившиеся 180°-границы. Такие сдвоенные границы могут возникать при закручивании границы вокруг включения ¹³⁷.

Образование необычных доменных границ с намагниченностью в соседних доменах, направленной перпендикулярно границе, наблюдалось в пленках пермаллоя ¹³⁸, Fe и Co ¹³⁹ после прикладывания довольно большого магнитного поля перпендикулярно пленке. Образование такой структуры объяснено наличием у пленки геометрического рельефа. Ширина таких границ довольно большая (5—8 мкм), причем внутри границы наблюдалась тонкая магнитная структура — рябь намагниченности с длиной волны больше, чем в остальных частях пленки ¹³⁹. Расчет, произведенный для простой модели границы ¹³⁸, объяснил контраст изображения таких границ. В работе ¹⁴⁰ определена энергия такой границы в зависимости от перпендикулярного поля.

Используя электронный микроскоп, оказывается возможным измерить ширину доменных границ. Экспериментальные данные по ширине

границ (2a) дают возможность определить константу обменной энергии A, если известна константа одноосной анизотропии K_u . Если использовать закон изменения угла намагниченности в границе, полученный при учете только обменной энергии и энергии анизотропии ¹⁴¹,

$$\cos\theta = \operatorname{th} \xi/\delta,\tag{6}$$

где ξ —координата поперек границы (ξ =0 соответствует центру границы), $\theta(\xi)$ — для границ Блоха угол между намагниченностью и плоскостью пленки, для границ Нееля угол между намагниченностями в границе и соседнем домене и $\delta = \sqrt{A/K_u}$, то связь между интересующими нас величинами будет иметь вид $2a = \pi \delta = \pi \sqrt{A/K_u}$. Из этого соотношения определялось A по экспериментальным данным о ширине границы ^{98, 142}, ¹⁴³. По измерениям на пленке Ni (2a = 550 Å) было найдено значение $A \approx 0.5 \cdot 10^{-6}$ эрг/сж; также были найдены значения A для различного содержания Cu. Полученное для пермаллоя значение $A = 0.8 \cdot 10^{-6}$ эрг/см¹⁴⁴ хорошо согласовывалось с данными других методов.

2. Контраст изображения границы в дефокусированном режиме. Выражения для контраста K (x) изображения границы в дефокусированном режиме при точечном источнике электронов получаются подстановкой соответствующей функции изменения намагниченности в границе в выражения (2) и (3). Различия в подходах с позиции волновой оптики — (2) и геометрической — (3) особенно сильно выражены для собирающей границы¹⁴⁵, где при достаточно малой апертуре освещения (2β) выражения (3) дают совершенно неверный результат.

При $2\beta \ll \lambda (Z + S)/4ZS\gamma_{\xi}$ на изображении собирающей границы наблюдаются полосы интерференции, что впервые было обнаружено в работе ¹⁸. Из (2) следует, что расстояние между полосами интерференции $\Delta x_{\Pi} = \lambda (Z + S)/2S\gamma_{\xi}$, а ширина полос, отнесенная к плоскости образца, равна $\Delta \xi_{\Pi} = h/2deB_{\eta}$, причем поток через сечение пленки между ξ и $\xi + \Delta \xi_{\Pi}$ равен Φ_0 . С ростом Z на изображении собирающей границы растет число полос и их ширина, но ширина полос $\Delta \xi_{\Pi}$, отнесенная к плоскости пленки, остается одной и той же⁸⁷.

На рис. 10 приведена фотография доменной границы с поперечными связями, где собирающими участками границы являются перетяжки. Малая апертура освещения позволила получить очень четкую картину интерференционных полос.

Если для собирающей границы разница в результатах, полученных с помощью волновой оптики и геометрической оптики, велика, то для рассеивающей границы эта разница гораздо меньше. Для примера проведем сравнение для границы нулевой ширины⁶⁸: $M_{\eta} = M_S$ для $\xi > 0$ и $M_{\eta} = -M_S$ для $\xi < 0$. Из (1) $\Delta \varphi = A_0 | \xi |$, где $A_0 = 4\pi M_S ed/c\hbar$, и из (2)

$$U_{\pm}(x) = A \left[\frac{\pi Z S}{k (Z+S)} \right]^{1/2} \left\{ \exp i \left[k (Z+S) + \theta_{\pm} \right] \right\} \left\{ \left[\frac{1}{2} + C (\sigma_{\pm}) \right] + i \left[\frac{1}{2} + S (\sigma_{\pm}) \right] \right\}.$$
 (7)

где

$$\sigma_{\pm} = \left[\frac{kSZ}{\pi(Z+S)}\right]^{1/2} \left(\pm \frac{x}{Z} - \frac{A_0}{k}\right),$$

$$\theta_{\pm} = \frac{k}{2Z} \left[x^2 - \frac{Z^2S}{Z+S} \left(\frac{x}{Z} \pm \frac{A_0}{k}\right)\right]$$

4 УФН, т. 106, выд. 2

C (о) и S (о) — интегралы Френеля, знаки «+» и «--» у U_{\pm} означают интегрирование по области $0<\xi<\infty$ и $-\infty<\xi<0$ соответственно. Учитывая, что | u_0 |² = $2\pi ZSA^2/k$ (Z + S) и что при больших $\gamma_0 Z$ вклад



Рис. 10. Изображение границы с поперечными связями, полученное при малой апертуре освещения. Пленка Ni — Fe, d = 500 Å, Z = 3 см (R. H. Wade, неопубликованная фотография).



Рис. 11. Контраст изображения рассеивающей границы, рассчитанный с помощью волновой оптики (——) и геометрической (——) для $2a = 0, d = 500 \text{ Å}, M_S = 800 \text{ гс}, S = 20 \text{ см и } Z = 5 \text{ см}^{68}.$

от отрицательных ξ в область x > 0 мал, получаем для контраста (x > 0) следующее выражение:

$$K(x) \approx \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{1}{2} + C(\sigma_{+}) \right]^{2} + \left[\frac{1}{2} + S(\sigma_{+}) \right]^{2} \right\}.$$
(8)

Это представляет собой контраст при дифракции от полуплоскости -∞ < ξ < γ₀Z. На рис. 11 эта зависимость представлена сплошной линией, штриховой представлен контраст, полученный по (3). Видно, что изломы, имеющиеся в геометрическом контрасте, в дифракционном сглажены.

Для плавного изменения положения намагниченности в границе различия становятся еще меньше. Численные расчеты контраста изображения собирающей и рассеивающей границ с распределением намагниченности по (б) показали, что для рассеивающей границы геометрическая оптика остается пригодной для расчета контраста даже при больших дефокусировках ⁹⁰, а не только в случае $Z < (d\gamma/d\xi)^{-1}$ ^{146, 147}. Условие справедливости геометрической оптики (4), полученное при использовании метода стационарной фазы (оценка этого метода дана в работе ¹⁴⁸), показывает, что для собирающих границ, которым соответствует $B'(\xi) < < 0$, условие ограничения Z более жесткое, чем для рассеивающих, для которых $B'(\xi) > 0$. Поэтому полученное ограничение для собирающих стенок $Z \ll (d\gamma/d\xi)^{-1}$ ¹⁴⁹ является слишком жестким для рассеивающих, и для последних геометрическая оптика оказывается справедливой для больших значений дефокусировки Z.

а) Конечный размер источника электронов. Формулы (2) и (3) для контраста K(x) были получены при условии, что источник электронов точечный. Реально источник электронов всегда имеет конечные размеры. Это приводит к видоизменению контраста, который можно записать в виде свертки функции K(x) с функцией источника f(u):

$$K_{1}(x) = A \int_{-\infty}^{+\infty} K(u+x) f(u) \, du, \qquad (9)$$

где $u = \beta Z$. Для круглого источника с постоянной в пределах угла $\pm \beta_0$ яркостью $f(u) = \sqrt{(Z\beta_0)^2 - u^2}$ ¹⁵⁰, для источника с гауссовским распределением по углу $f(u) = \exp(-u^2/Z^2\overline{\beta}^2)$ ¹⁴⁵. В большинстве случаев, кроме случая, когда для сильного сбрезания пучка используются малые конденсорные диафрагмы, источник электронов имеет гауссовское распределение.

Кривые контраста изображения доменных границ с различным распределением намагниченности при различных апертурах освещения приведены в работах ^{145, 150–152}. Конечные размеры источника приводят к сглаживанию контраста (интенсивность собирающих границ уменьшается, а рассеивающих увеличивается), и этот эффект тем сильнее, чем больше дефокусировка и апертура освещения. Расчеты показывают, что различие между результатами, полученными с помощью геометрической и волновой оптики. с ростом апертуры освещения уменьшается. Так, при $2\beta \approx 10^{-5}$ рад для пленок с параметрами d = 500 Å, 2a = 500 Å и d = 200 Å, 2a = 800 Å исчезали осцилляции на изображении границ и с дальнейшим ростом апертуры освещения сходство дифракционного контраста с геометрическим увеличивалось ¹⁴⁵.

В работах ¹⁵⁰, ¹⁵³ приведена зависимость контраста в центре изображения границы с распределением намагниченности по (6) от величины дефокусировки для обоих видов функции источника. В качестве параметра использована величина β/γ₀.

б) Рассеяние электронов в пленке. Ранее мы рассматривали контраст только от магнитной структуры, пренебрегая рассеянием электронов в пленке. Реально в пленке имеет место упругое и неупругое рассеяние электронов, что будет изменять контраст от магнитных структур. Электроны, рассеянные на углы θ больше, чем апертура диафрагмы объективной линзы (θ_0), будут задерживаться диафрагмой. Электроны, рассеянные на углы $\theta < \theta_0$, будут попадать на изображение и создавать относительный фон $I/I_0 = \exp(-Qd)$, где Q — полное сечение рассеяния объекта. Для поликристаллических пленок Fe, Ni, Co и Ni — Fe в качестве величины Q могут быть с хорошей точностью использованы данные, полученные для аморфной пленки германия ¹⁵⁴.

При нахождении контраста необходимо учитывать угловое распределение электронов, рассеянных на углы $\theta < \theta_0$. Так как граница представляет собой одномерный объект, целесообразно пользоваться функцией $G(\theta) = (dI/d\theta)/I_0$ одномерного распределения (интенсивность рассеяния в узкую щель шириной $d\theta$). Контраст изображения границы запишется тогда в виде ¹⁵³

$$K_{2}(x) = \frac{1}{I} \int_{-\theta_{0}}^{+\theta_{0}} K(x - \theta Z) G(\theta) d\theta.$$
(10)

Теоретически рассчитать функцию $G(\theta)$ затруднительно, так как при углах $\theta < 10^{-4}$ ра ∂ основной вклад дает многократное рассенние. Экспериментально ее можно измерить по картине малоугловой электронной дифракции.

С ростом ускоряющего напряжения уменьшается как рассеяние электронов, так и отклонение в магнитном поле — γ_0 . Однако, как показано в работах ^{155–157}, уменьшение рассеяния доминирует. В обычных рабочих условиях контраст с ростом ускоряющего напряжения растет и достигает плоского максимума в интервале 400—700 кв. Исследования пленок Ni — Fe толщиной 1500—2000 Å при ускоряющих напряжениях 200—650 кв подтвердили предсказанный рост контраста. При этих измерениях производилось вычитание фона неупруго рассеянных электронов (за уровень черного, как и в работе ⁴⁴, бралась интенсивность на изображении сетки).

в) Влияние характера магнитной структуры на контраст границ. Наличие регулярной доменной структуры при достаточно больших дефокусировках может искажать контраст от доменных границ 91. В этом случае доменная структура действует как дифракционная решетка. Так, для регулярной доменной структуры CrBr₃ контраст при больших дефокусировках приближался к синусоидальному. При малых дефокусировках, когда действием регулярной доменной структуры можно пренебречь, контраст хорошо описывался волновой оптикой, а геометрическая давала неверный результат, даже по величине контраста в середине доменной границы (по-видимому, не выполнялось условие (4)). Интересно, что при сравнении дифракционного контраста для 2a = 0 и 2a = 56 Å (это значение взято по данным ¹⁵⁸, где не сказано, каким образом была измерена эта величина) значение контраста в центре границы практически не менялось, и поэтому получить ответ о ширине границы по контрасту в этих режимах вряд ли представляется возможным. По-видимому, такой же случай имеет место и для цементита (Fe₃C) ¹⁵⁹, где было получено значение ширины границы 100 Å для образцов толщиной 2000 Å.

Для Со наблюдалось и теоретически рассчитано искажение контраста изображения границы за счет действия периодической магнитной структуры. Если намагниченность в соседних доменах выходит из плоскости иленки, то контраст изображения одиночной границы представляет собой асимметричную функцию. Это качественно подтверждено экспериментально для границ базисной плоскости ¹⁶⁰.

3. Контраст изображения границ в других режимах работы микроскопа. a) *Метод среза лучей*. Факторы, ограничивающие точность, таковы: 1) конечный размер источника электронов, 2) увеличение сферической аберрации за счет смещения апертурной диафрагмы, 3) астигматизм из-за загрязнения диафрагмы, 4) неупругое рассеяние электронов, 5) неточная установка диафрагмы в задней фокальной плоскости объектива. Ухудшение разрешения за счет смещения диафрагмы можно уменьшить, помещая нож в проективе²⁴.

При достаточно малой апертуре освещения на изображении получаются полосы интерференции параллельно доменной границе В работе ⁸⁷ рассмотрен контраст от границы нулевой ширины и выявлен ряд особенностей (в частности, в этом режиме одна полоса интерференции

соответствует потоку $2\Phi_0$). В случае малой величины B_{η} (CrBr₃) ⁹¹ на изображении интерференционные полосы не наблюдаются и область перехода от светлого к темному слабо зависит от ширины доменных границ.

Из-за трудности контроля местоположения диафрагмы, создающей контраст, а также из-за более сложного расчета контраста метод среза для количественных исследований применять затруднительно.

б) Memod четвертьволновой пластинки и интерференционная микроскопия Эти методы трудны в осуществлении и не имеют каких-либо преимуществ перед методом дефокусировки.

в) Метод малоугловой электронной дифракции. При исследовании этим методом периодических магнитных структур ⁷⁸, ⁶⁹ получить информацию о доменной границе затруднительно. Различие в ширине границ может привести к двойным пятнам, которые могут иметь также место при различной ширине доменов ⁶⁹. Однако для определения структуры границы может быть использована малоугловая дифракция с небольшой обла-



Рис 12 Границы с поперечными связями и дифракционные изображения с круговых областей (A, B, C) Масштаб — 2,5 10⁻⁵ рад ⁶⁹

сти пленки, которая содержит одну границу Дифракционные изобраљения некоторых участков границ приведены на рис. 12 Плавный поворот намагниченности в границе вызывает появление на изображении линий, соединяющих дифракционные пятна ^{78, 69}. Экспериментально наблюдались ¹¹⁸ картины как с прямым, так и с изогнутым тяжем, хотя теоретическое рассмотрение показывает, что изображения границ Нееля и Блоха совпадают по конфигурации, поскольку и в том. и в другом случае дифракционные пятна соединены прямой (отсутствует смещение электронов вдоль границы, приводящее к изгибу тяжа).

Изображение при малоугловой дифракции можно рассматривать как диаграмму распределения намагничепности ¹⁶¹. Это было использовано в работе ¹⁶², где была предложена новая модель доменной границы, и в работе ³⁸⁵, где определялась остаточная намагниченность пленок Со — Р

4 Методы определения ширины границы и хода намагниченности в ней. В настоящее время имеется большой экспериментальный материал по измерению ширины доменных границ (см. таблицу). Однако то, что эти данные получались

Метод измерения	Химический состав пленки	Толщина пленки, А́	Угол разворота намагниченно- сти в границе, град	Ширина границы, А	Литера- тура	Примечания
Метод подбора пара- метра распределения	50% Ni—Fe 76% Ni—Fe Ni—Fe Fe, Si—Fe (100) Fe (100) Fe—Si	200 200—1800 1500 200—1500 500—1000	100 180 180 140 70 90 180 90 и 180 180 90 180 90	1500 6000—2000—9000 1570 2820 3080 3760 4000—3000—6000 Результаты различные при использовании различных функций распределения 1720 770 2530 1140	40 146 167 147 164 165	Рис. 13 Ширина 90°- и 180°-гра- ниц в Si — Fe с толщиной растет
По контрасту в центре изображения границы	Co Ni — Fe	1500	180 180, 140, 90, 70	150—180 Согласие с методом под- бора	150 167	
Метод полуразности и экстралоляции к ну- левой дефокусировке	Fe Ni—Fe Ni Fe Эпитак. Ni эпитак. β-Со эпитак.	1500—2000 200 200 700 350 950	 90 и 180 90 и 180 90 и 180 90 и 180	1400 1800±500 550±150 1000±400 900 n 1800 350 n 750 700 n 1250	56 168 169	В работе ¹⁷⁰ измерения приведены на тех же пленках толщиной 400— 800 Å. Зависимости шири- ны границ от толщины не обнаружено

Таблица измерений ширины границ (см. также 384)

Йродолжение Литера-

Метод измерения	Химический состав пленки	Толщина пленки, Å	Угол разворота намагниченно- сти в границе, град	Ширипа границы, Å	Литера- тура	Примечания
Метод полуразности и экстраполяции к ну- левой дефокусировке	Co Ni—Fe Fe 20—86% Ni—Fe Fe 76% Ni—Fe Fe Ni Co	100-300120-530200200170-7601500100-800200-600200-800	180 30—160 180 180 180 180 180 170 140 Границы с поперечными связями	$\begin{array}{c} 800-900\\ P \text{uc. 9}\\ 500\\ 600\\ 550-1200-750\\ 700-500-650\\ 900\\ 500\\ 130\\ 400\\ \end{array}$	171 117 173 145 163 175	Приводится значение при Z = 0 Приводятся значения при Z = 0, для получения пи- рины границы нужно раз- делить на 0,56 или на 0,66 в зависимости от типа гра- пицы. Наилучшее совпа- дение с моделью Хуберта
Метод Фукса	81% Ni—Fe	100—800	180	7000—1000	26	Рис. 13
Метод инверсии	79% Ni — Fe Ni — Fe	100—430 100—500	120 180	3500	44, 178 180	Рис. 13 Большой разброс точек
Метод среза лучей	Fe Ni Ni — Co Со Магнетоплюмбит крист. Со крист.	 2000 	90 70,5 60 180 	$\begin{array}{c} 1000 \pm 300 \\ 450 \pm 150 \\ 2000 \pm 500 \\ 200 \pm 50 \\ 250 \pm 150 \\ 500 \pm 100 \end{array}$	181 182 183	Хорошее соответствие те- орией

247

различными методами, иногда затрудняет сравнение результатов разных авторов. Кроме того, при измерении ширины границы нужно всегда принимать во внимание, имеется ли магнитостатический заряд на границе, так как, если граница заряжена, поле зарядов может действовать как дополнительная линза и менять значение дефокусировки ^{38, 381}.

а) Метод подбора параметра распределения. В этом методе используют некоторое однопараметрическое распределение намагниченности в границе (чаще всего (б)) и подбирают значение параметра так, чтобы



Рис. 13. Ширина 180°-доменной границы как функция толщины пленки для 76% Ni — Fe. Сплошная линия — расчет по ⁹⁶, △ — данные из ²⁶, ○ — ¹⁴⁶, □ — ⁴⁴ (120°-граница в пленке 79% Ni — Fe).

теоретически рассчитанный контраст наилучшим образом аппроксимировал полученный экспериментально. Этот метод был предложен в работе 40 , где производился подбор двух параметров R и δ , и выражение (3) подгонялось под данные эксперимента, полученные фотометрированием негативов.

Этим методом была измерена ширина границ в пленках пермаллоя и Со в широком интервале толщин ^{146, 147}. Использовались малые дефокусировки ($Z \ll (d\gamma/d\xi)^{-1}$), и измерения проводились на рассеивающих границах. Зависимость ширины границы от толщины для пленки 76% Ni — Fe приведена на рис. 13. Из эксперимента получились не согласующиеся с расчетными очень большие значения ширины границ для толстых пленок. Основным источником ошибки, величина которой растет с ростом толщины и приводит к завышенным значениям ширины доменных границ, является снижение контраста за счет рассеяния электронов в пленке. Повторные измерения на сверхвысоковольтном микроскопе для пленки Ni — Fe толщиной 1500 Å дали втрое меньшие значения ширины границ ¹⁶³. Другими источниками ошибки являлись конечный размер источника электронов, который не принимался во внимание, и использование малых дефокусировок, при определении которых могла быть внесена дополнительная ошибка ⁹⁰.

Сам метод подбора параметра может привести к значительным погрешностям, если используемое распределение M_S отличается от реального, причем ошибка неконтролируема. Это подтверждается данными ¹⁶⁴, гдепо формулам волновой оптики был рассчитан контраст для некоторых распределений намагниченности в границе и далее производилось сравнение теоретически и экспериментально полученных контрастов для образцов толщиной до 500—1000 Å (монокристаллические образцы Fe и Si — Fe). Значения ширины границы, определенные при использовании различных распределений, отличались довольно значительно.

б) Метод определения ширины границы по контрасту в центре изображения границы. Метод был предложен ¹⁵⁰ для распределения намагниченности в границе по (6). Выражение для контраста в центре изображения рассеивающей границы равно $K(0) = [1 + RS (Z + S)^{-1}]^{-1}$. Из этого выражения, зная величину дефокусировки и угол отклонения электронов в соседних доменах (по расщеплению дифракционных пятен при дифракции электронов на границе и прилегающих областях соседних доменов ²⁵, причем, зная толщину пленки, можно определить и M_S ¹⁶⁶), можно найти параметр δ и ширину границы.

При таком определении ширины границы легче учесть конечный размер источника и определение K(0) можно производить при весьма больших дефокусировках. Сравнение геометрического контраста с волновооптическим ⁹⁰ показало, что $K(0)_{\text{геом}} = K(0)_{\text{волн}}$ даже при больших $Z(\sim 5 \ cm)$, в то время как отличия на краях функции K(x) ограничивают использование метода подбора. При определении ширины границ по этому методу наибольшую ошибку вносит рассеяние электронов в пленке и вызываемое им снижение контраста. Рассеяние электронов в пленке приводит примерно к одним и тем же ошибкам как в этом методе, так и в предыдущем. Интересно, что оба эти метода дают близкие значения ширины доменных границ ¹⁶⁷.

в) Метод полусуммы или полуразности. Этот простой метод был предложен в работе ⁵⁶ и далее развит в работах ¹⁶⁸, ¹⁴⁴. Расчет производится с помощью геометрической оптики. Ширина изображения рассеивающей границы в плоскости наблюдения $W_p = \frac{Z+S}{S} \cdot 2a + 2Z\gamma_{\xi}$ и собирающей границы — $W_c = \frac{Z+S}{S} \cdot 2a - 2Z\gamma_{\xi}$ для $\frac{Z+S}{S} a > Z\gamma_{\xi}$ и $W_c = 2Z\gamma_{\xi} - \frac{Z+S}{S} \cdot 2a$ для $\frac{Z+S}{S} a < Z\gamma_{\xi}$. Ширина границы получается как полусумма или полуразность ширин изображений рассеивающей и собирающей границ в плоскости наблюдения. Величину дефокусировки желательно выбирать большую, так как в этом случае распределение контраста близко к прямоугольному и проще определять край границы. Как видно из этих выражений, при определении ширины границы необходимо учитывать коэффициент S/(Z+S), иначе получаемые значения ширины границы будут завышенными. В работах ⁵⁶, 117, 145, 168-173, 382 этим методом были получены значения ширины границ, приведенные в таблице.

Этот метод прост, но имеет много недостатков:

1) малая величина определяется как разность двух больших, что может приводить к большой ошибке;

2) при измерении ширины изображения по какому-то определенному уровню контраста для разных моделей границ получаются разные результаты ¹⁴⁴;

3) для уменьшения ошибки необходимо вводить поправочные коэффициенты ¹⁴⁴, которые, однако, зависят не только от толщины пленки и ширины границы, но и от апертуры освещения и распределения намагниченности в границе ¹⁴⁵;

4) если геометрическая оптика пригодна для описания контраста рассеивающих границ, то в случае собирающих она вносит существенные погрешности ¹⁴⁵;

5) при измерениях нужно также учитывать, что плотность пленок может быть меньше, чем массивных материалов ^{77, 144} (по другим данным ^{174, 166} этого не наблюдалось).

Меньшие ошибки дает метод определения ширины границы только по изображению рассеивающей границы при экстраполяции полуширины ее изображения по уровню 1/2 до Z = 0 ^{145, 153, 175, 125}. Ширина измеренной таким образом границы соответствует расстоянию в границе между точками, где $|dB/d\xi| = 1/2$. Результат измерения данным способом мало зависит от конечных размеров источника освещения, использования соотношений геометрической оптики и малоуглового рассеяния электронов в пленке. Последнее даже меньше влияет, чем конечная апертура освещения ^{153, 175}. Последние измерения ³⁷² дали результаты, которые хорошо совпадали с теоретическими, рассчитанными по моде-



Рис. 14. Изменение угла поворота намагниченности в 120°-границе пленки 79% Ni — Fe толщиной 100 Å⁴⁴. ли ¹⁰⁷. Однако именно для этой модели, как было показано в ³⁷³, данный метод приводит к ошибкам в 3 раза.

г) Метод Фукса. Этим методом впервые была сделана попытка определить ход намагниченности в границе ^{49, 26}. В этом методе нужно определять расстояние между максимумами интенсивности на изображении собирающей границы. Поскольку расчет основан на геометрической оптике, а как было показано в работе ¹⁷⁶, максимумы на дифракционной картине лежат далеко от каустик, рассчитанных с помощью геометрической оптики, это приводит к существенным ошибкам (завышение ширины более чем в два раза ²⁰).

По результатам исследования ⁴⁹ было отмечено наличие двух областей в границе Нееля: 1) области сильного изменения направления намагниченности и 2) области медленного доворота намагниченности. Появление областей мед-

ленного доворота связано с полями рассеяния границы Нееля. Теоретические расчеты также показывают наличие таких областей ⁹⁹. Области медленного доворота гораздо шире области быстрого вращения: так, медленный доворот происходит в области шириной 10—15 мкм, тогда как ширина узкой области ~0,1 мкм ¹⁷⁷.

д) *Метод инверсии*. Этот метод позволяет определять ход намагниченности в границе ^{44, 178–180} и получать абсолютную величину M_s . Инверсия может быть произведена графически и аналитически. В первом случае составляющая намагниченности, параллельная границе, равна

$$M_{\eta}(\xi) = \frac{\sqrt{U_0}}{\pi \sqrt{8e/m} Zd} \Delta x(\xi), \qquad (11)$$

где Δx (ξ) — смещение электронных траекторий в плоскости наблюдения. Смещение определяется из интегральных кривых — кривых, полученных интегрированием плотности тока на изображении рассеивающей границы, а из (11) находится M_{η} . Полученная зависимость θ (ξ) близка к линейной (рис. 14). Ширина границ падает с ростом толщины пленки по абсолютной величине гораздо меньше данных ²⁶ и ¹⁴⁶ (см. рис. 13). Полученное абсолютное значение M_S было близко к значению намагниченности массивных тел (~800 гс), и уменьшения плотности пленок по сравнению с массивными телами замечено не было. Аналитическая инверсия ^{179, 180} дает для M_n следующее выражение:

$$M_{\eta}(\xi) = M_{S} \sin \theta (\xi) = \frac{M_{S}k (Z+S)}{2ZSA_{0}} \int_{-\infty}^{+\infty} [1-K(x')] \operatorname{sgn}(x-x') dx', \quad (12)$$
$$\xi = \frac{S}{Z+S} \left[x - \frac{ZA_{0}}{k} \sin \theta (\xi) \right],$$

где $A_0 = 4\pi M_s ed/c\hbar$.

Расчет функции θ (ξ) проводился на ЭВМ по кривым контраста, полученным фотометрированием на негативе изображения рассеивающей границы. Измерение ширины границ проведено на пленках пермаллоя толщиной 100—800 Å.

При использовании метода инверсии также необходимо проводить коррекцию на фон неупруго рассеянных электронов. Учесть малоугловое рассеяние электронов в общем случае затруднительно ¹⁵³. Однако для пленок толщиной <500 Å вклад его мал. Основные ошибки для пленок этих толщин получаются за счет конечных размеров источника электронов и использования в расчетах геометрической оптики. Эти ошибки растут с ростом дефокусировки Z. Однако оценка этих ошибок ^{151, 152, 180} показала, что метод имеет достаточно высокую точность в реальных рабочих режимах и при достаточно сильном контрасте (малые дефокусировки и соответственно слабый контраст практически неприменимы из-за малого отношения сигнал/шум). Так, в большинстве случаев применение средних дефокусировок ($Z \leq 5 \, \text{мM}$) дает точность определения θ (ξ) не хуже 10° ¹⁸⁰.

е) Методы с использованием волновооптических расчетов. Выражения для контраста, полученные с помощью волновой оптики, сложны и не позволяют провести определение θ (ξ). Метод подбора параметра^{20, 68, 160}, ¹⁶⁴ обладает теми же недостатками, что и при использовании его с выражениями геометрической оптики. Для Со, однако, этим методом было получено хорошее количественное совпадение для контраста изображения собирающих границ в призматической плоскости ¹⁶⁰. И хотя в этом случае может получаться большая ошибка за счет неточного знания размеров источника (это отмечалось в работе ³⁷³, где производится сравнение методов измерения ширины границы), измеренная ширина границ соответствовала данным других авторов.

ж) Memod среза лучей. В работах ^{23, 24} была предпринята попытка получить данные о границе измерением распределения интенсивности поперек изображения границы при смещении кромки диафрагмы. При этом было отмечено сильное влияние неровности краев диафрагмы. При использовании сходящегося освещения ¹⁸¹ (соединяющая дифракционные пятна линия расплывается ²⁵) интенсивность электронов, прошедших через каждый элемент границы, пропорциональна составляющей намагниченности, параллельной границе. В эксперименте сходимость освещающего электронного потока увеличивалась до получения постоянного профиля интенсивности границы, который затем сравнивался с теоретическим, соответствующим распределению намагниченности по (6). Данные по ширине границы были даны в таблице.

Метод среза был применен и для определения ширины границ в базисной плоскости тонких одноосных кристаллов с высокой анизотропией (Со, магнетоплюмбит), где намагниченность в доменах почти перпендикулярна поверхности образца, а в границах намагниченность становится параллельной поверхности ^{181, 182} (см. таблицу). В этом случае дифракционное пятно не расщепляется, а приобретает клиновидные отростки. Если апертурная диафрагма обрезает один из отростков, границы на изображении будут проявляться в виде темных и светлых линий на фоне доменов с одинаковой освещенностью, причем ширина этих линий будет



Рис. 15. Изображение доменной структуры в тонком монокристалле Со (0001) в режиме среза лучей ¹⁸³.

соответствовать ширине границы. Для Сограницы видны очень отчетливо (рис. 15).

Ошибки метода среза лучей отмечались выше при рассмотрении контраста от доменных границ.

IV. ТОНКАЯ СТРУКТУРА НАМАГНИЧЕННОСТИ ВНУТРИ ДОМЕНОВ (РЯБЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ)

1. Контраст ряби на магниченности. Квазипериодические колебания намагниченности внутри доменов (рябь намагниченности; см. рис. 12) наблюдались в работах^{21, 40, 36, 184, ^{63, 185}, и было показано, что из двух моделей — продоль-}

ных колебаний намагниченности (вдоль среднего направления намагниченности) и поперечных — первые более выгодны энергетически и дают больший контраст в дефокусированном режиме. Линии ряби на изображении перпендикулярны локальному направлению намагниченности, и это использовалось для исследования поведения намагниченности вблизи дефектов, включений и отверстий в пленках ^{186, 24, 182, 187}. Была также показана ¹⁸⁸ возможность определения рельефа пленок по линиям ряби.

Источниками ряби являются неоднородности в пленке, которые приводят к изменению локальной анизотропии как по величине, так и по направлению. Наличие колебаний намагниченности сказывается на макросвойствах пленки. Подробно эти вопросы рассмотрены в обзорах ¹⁸⁹, ¹⁹⁰.

Теории ряби намагниченности были разработаны для получения соотношений, связывающих магнитные свойства образца с параметрами его реальной структуры ^{191–196}. Кроме линейной теории ^{193, 194} в настоящее время разработана более общая нелинейная теория ряби ^{195, 196}.

Характеристиками ряби являются амплитуды и длины волн гармоник. Согласно линейной теории доминирующими являются колебания с длиной волны

$$\Lambda_{LR} = 2\pi \sqrt{A/K_u h(\alpha)}, \qquad (13)$$

где $h(\alpha) = h \cos (\alpha - \varphi_0) + \cos 2\varphi_0$, $h = H/H_h = HM_S/2K_u$, H — напряженность внешнего поля, приложенного под углом α к ОЛН, φ_0 угол между средним направлением намагниченности и ОЛН, Λ_{LR} основная длина волны ряби вдоль среднего направления намагниченности, K_u — константа одноосной анизотропии (зная Λ_{LR} по выражению (13), можно определить A^{197}). Другое выраженное колебание — коротковолновое с длиной волны $\Lambda_{SR} = 4D$ — определяется средним размером кристаллитов D и совпадает с результатом работы ¹⁹¹.

Экспериментальные работы по тонкой магнитной структуре были направлены или на проверку справедливости теоретических результатов,

или на установление причин случайной анизотропии. В ряде случаев линейная теория достаточно хорошо согласовывалась с экспериментом (например, зависимость Λ_{LR} от поля вдоль ОЛН и ОТН ^{194, 198–201}), в других согласие отсутствовало (зависимость угловой дисперсии от размера кристаллитов ^{202, 203}). В некоторых случаях хорошее совпадение

с экспериментом давала простая теория ¹⁹¹ (зависимость Λ от размеров кристаллитов ²⁰⁴).

В настоящее время только просвечивающая электронная микроскопия дает возможность наблюдать рябь намагниченности. При рассмотрении контраста от ряби намагниченности следует пользоваться волновой оптикой ⁸⁷. Геометрическая оптика дает прямую пропорциональность зависимости контраста от частоты гармоники ряби, тогда как волновая обратную (контраст высших гармоник сглаживается). Это сглаживание хорошо видно на рис. 16, где для сравнения представлен контраст от различных моделей ряби с одним и тем же изменением потока $\Delta \Phi_{n} = 4\pi M_{S} \theta_{0} \Lambda d$, где θ_{0} амплитуда углового отклонения, а Λ — длина волны. Геометрический контраст хорошо аппроксимирует волно-



Рис. 16. Модели ряби намагниченности и контраст дефокусированного изображения при $4\pi M_S = 10\ 000\ ec,\ d = 250\ \text{Å},\ S = Z = 15\ cm\ ^{87}.$

вооптический только в первом случае. Подавление высших гармоник качественно может быть объяснено и на основе геометрической оптики ¹⁹⁹. Действительно, если $\Lambda < 2Z\gamma_p$ (γ_p — угол отклонения за счет составляющей намагниченности, перпендикулярной среднему ее направлению), то изображения соседних периодов ряби накладываются друг на друга и контраст смазывается. Длинноволновые колебания ($\Lambda > 2Z\gamma_p$) имеют слабый контраст. Микроскоп в дефокусированном режиме, таким образом, действует как полосовой фильтр (что впервые было отмечено в работе ²⁰⁵) и дает изображение ряби только с длиной волны $\Lambda \approx 2Z\gamma_p$.

В режиме дефокусировки, когда угловое отклонение $\theta \ll 1$ и сдвиг фаз (1) за счет действия ряби мал, волновая оптика дает следующее выражение для контраста ²⁰⁶:

$$I(x) = 1 - i \frac{2edB_S}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\theta(\omega)}{\omega} \sin\left(\frac{Z\omega^2}{2k}\right) e^{-i\omega x} d\omega, \qquad (14)$$

где $\theta(\omega) - \phi$ урье-преобразование $\theta(\xi)$, а ω - пространственная частота. Из этого соотношения легко найти $\theta(\omega)$:

$$\theta(\omega) = -i \frac{\omega \hbar}{4\pi e dB_S \sin\left(\frac{Z\omega^2}{2k}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - I(x)] e^{i\omega x} dx.$$
(15)

При получении этого соотношения не принималась во внимание конечная апертура освещения и рассеяние электронов в пленке, которые будут приводить к ошибке в определении θ (ω)²⁰⁷.

При дифракции Фраунгофера интенсивность на изображении пропорциональна ($\theta(\omega)/\omega$)² для $\omega = \pm kx/Z$, т. е. пространственная частота ω дает дифракционный максимум под углом $\varkappa = \omega/k^{208}$. Эта пространственная гармоника будет отображаться с максимальным контрастом, если соответствующий ей фазовый сдвиг равен 2 (m - 1) $\pi/2$, т. е. $Z\omega_{\max}^2/2k = (2m - 1) \pi/2$. Эти пространственные частоты дают в режимедифракции Фраунгофера при освещении лазером с длиной волны Λ_{π} дифракционные максимумы под углами

$$\varkappa_{\max} = \frac{\Lambda_{\pi}}{M} \sqrt{\frac{(2m-1)k}{4\pi Z}},$$

где M — увеличение фотопластинки. Дифракционные максимумы от спектра ряби намагниченности наблюдались в работе ²⁰⁹. Соотношение для $\varkappa_{\rm max}$ может быть использовано для нахождения величины дефокусировки ^{153, 209}. Другие методы нахождения рабочих параметров микроскопа предложены в работе ²¹⁰. В работе ²¹¹ для синусоидальной ряби получены выражения для контраста в режиме дифракции Фраунгофера и произведены оценки влияния конечной апертуры освещения и малоуглового рассеяния.

2. Влияние параметров пленки на рябь намагниченности. а) Зависимость от внешнего магнитного поля. В работах ^{194, 201} для проверки формулы (13) было произведено исследование зависимости Λ_{LR} от внешнего поля. Волновая и геометрическая оптика дают одно и то же значение длины волны на изображении, их различие сказывается лишь в относительном контрасте соответствующих колебаний. Результаты микрофотометрирования без дополнительного сложного анализа нельзя использовать для определения Λ_{LR} , так как за счет подчеркивания высокочастотных компонент на изображении могут выделиться коротковолновые колебания, которые в пленке подавляются за счет обменных сил. Однако Λ_{LR} можно определить, наблюдая с некоторого расстояния увеличенные фотографии или подавляя высшие колебания на изображении при помощи дополнительного переменного магнитного поля, прикладываемого в том же направлении, что и постоянное ²⁰¹. Л_{I.В.} почти не зависела от дефокусировки Z при изменении ее в довольно широких пределах. Дефокусировки, однако, не должны быть слишком маленькими, поскольку при малых Z контраст длинноволновых колебаний невелик и на изображении присутствует большое количество высших гармоник. Результаты эксперимента хорошо согласовывались с линейной теорией. Однако по ним нельзя было отдать предпочтение какой-либо одной теории — ¹⁹¹ или ¹⁹⁴. На рис. 17 приведены данные о зависимости Λ_{LR} от поля в легком и трудном направлениях.

В изотропных пленках 81,5% Ni — 18,5% Fe наблюдалась рябь. с двумя длинами волн, и длина волны длинноволновых колебаний зависела от поля, как (13), хотя для этих пленок $K_u \approx 0$ и теория ¹⁹⁴ для них непригодна. Для пленок Fe не было получено ¹⁹⁹ даже согласия в поведении Λ (H). В поздних исследованиях ^{212, 213} зависимость Λ от поля вдоль ОЛН совпадала с (13). Однако обработка производилась не кривых M (ξ), а кривых контраста K(x), причем без учета преобразования координат, поэтому эти данные могут и не соответствовать истинному распределению намагниченности в пленке.

б) Зависимость от макроскопической анизотропии. Какая бы ни была причина локальных колебаний анизотропии, наличие макроскопической

анизотропии приводит к уменьшению амплитуды ряби. Экспериментально это было проверено на пленках Ni, которые имеют большую магнитострикцию, где большая одноосная анизотропия создавалась растяжением. После небольшого отжига, который снимал напряжения, рябь появлялась вновь. Изменение ряби на пленках Ni, осажденных при комнатной температуре, которое имело место при последующих отжигах с повышением температуры, было объяснено взаимодействием внешних и внутренних напряжений ¹⁹⁹. При растяжении пленок Ni — Fe с размером кристаллитов D = 80-100 Å, в отличие от пленок с D = 250-300 Å, перед исчезновением ряби наблюдалось появление новой анизотропии ²¹⁴.

Для электролитически осажденных пленок 81% Ni — Fe (d = 500 Å) была получена зависимость Λ_{LR} от $H_k^{215} \Lambda_{LR} = 0.33 \sqrt{p} + 0.2$ мкм для $p \leq 3.6$ мкм, где p — расстояние между перетяжками на границе

с поперечными связями, и $p = 82/H_{h}$ мкм. Это соответствовало 96 и (13), но график не проходил через начало координат. В пленках, подвергнутых низкотемпературному отжигу $(t < 250^{\circ}\,{
m C},$ т. е. когда размер кристаллитов не менялся) и высокотемпературному отжигу (t=300--500° С, размер кристаллитов существенно возрастал), Λ_{LR} увеличивалась только после первых нескольких циклов. В дальнесмотря на нейшем. уменьшение H_k, Λ_{LR} оставалась постоянной. Это можно объяснить тем, что не всё H_h определяется макроскопическими причинами (например, внешними



Рис. 17. Зависимость основной длины волны⊽ряби намагниченности от магнитного поля вдоль ОЛН (1) и ОТН (2).

Пленка 81% Ni — Fe толщиной 420 Å²⁰¹. Теоретические кривые: — по ¹⁹⁴, — — по ¹⁹¹.

напряжениями, которые снимаются при слабом отжиге). Та часть H_k , которая определяется микроскопическими факторами, хотя и уменьшается при последующих отжигах, не меняет величину Λ_{LR} (например, разупорядочивание дефектов, атомных пар).

в) Зависимость от состава пленок. Зависимость ряби от состава пленок исследовалась в основном для пленок пермаллоя ^{184, 200, 216–218}. Малая рябь наблюдалась в пленках состава 70—80% Ni — Fe. Рябь исчезала при 74% Ni ^{184, 216}, где магнитокристаллическая анизотропия равна нулю для массивного тела (в работе ²¹⁶ исследовались свободные отожженные пленки со снятыми внутренними напряжениями). В других случаях ²¹⁷ $\alpha_{90^{\circ}}$ была минимальна вблизи состава с нулевой магнитострикцией (исследовались пленки на стекле, полученные при комнатной температуре). Зависимости Λ_{LR} от состава (50—90% Ni) найдено не было ²⁰¹. В пленках Ni — Со выраженной зависимости ряби от состава не наблюдалось.

г) Зависимость от размера зерен и их ориентации. Для пленок пермаллоя, полученных осаждением на стеклянные подложки ^{202, 203}, зависимости α_{90° от размеров зерен не совпадали с данными ¹⁹⁴, а величина $K_0\alpha_{90^\circ}$ от размеров зерна почти не менялась. Измерение Λ в работе ²⁰⁴ для полностью поликристаллических пленок с размером зерна $D \leqslant$ $\ll 2000$ Å дало хорошее совпадение с данными работы ¹⁹¹: $\Lambda = 4D$, при D>2000 Å Λ оставалась постоянной. Для ориентированных пленок Λ не зависела от размера кристаллитов при $D \geqslant 1200$ Å. Однако данные ¹⁹¹ не согласуются с данными по совершенным монокристаллическим пленкам (рябь отсутствовала) и по ориентированным пленкам ($\Lambda = 10D$). Общая тенденция увеличения Λ с ростом D наблюдалась также в работах ^{38, 219} на пленках 81% Ni — Fe. Для поликристаллических пленок Ni, Fe, Co также наблюдалась ²²⁰ почти прямая пропорциональность зависимости Λ от D: рост кристаллитов от 300 до 700 Å приводил к изменению Λ от 0,5 до 2 мкм. Здесь нужно отметить следующее: одни авторы измеряли длину волны коротковолнового колебания — Λ_{sr} , а другие — длину волны длинноволнового колебания — Λ_{LR} , определить которую по фотографиям более сложно. Вообще Λ_{SR} пропорциональна величине кристаллитов D внутри определенного диапазона $D_0 \leqslant D \leqslant D_1$. Для $D > D_1$ $\Lambda_{SR} = \Lambda_{LA}$, и для $D_1 \leqslant D \leqslant D_2$ Λ_{LR} не зависит от размеров кристаллитов. Отсутствие зависимости Λ_{LR} от размера кристаллитов наблюдалось в работе 215.

В работе ²²¹ сопоставлены значения коэрцитивной силы H_c и Λ_{cp} . Для пленок 50—90% Ni — Fe наблюдалась линейная связь Λ_{cp} и H_c . Эту зависимость, однако, трудно истолковать как однозначную, поскольку не учитывалось влияние изменения магнитострикции и константы анизотропии. Для пленок чистых металлов Fe, Ni, Co наблюдалась наиболее строгая линейная связь H_c и Λ_{cp} .

Ориентация зерен ведет к уменьшению ряби за счет уменьшения флуктуации локальной анизотропии. В пленках Fe с высокой ориентацией зерен рябь меньше, чем в пленках без текстуры 222. В монокристаллических и эпитаксиальных с высокой ориентацией пленках чистых металлов Fe, Ni магнитная рябь отсутствовала 169, 223, но в пленках Ni она появлялась при приложении внешнего магнитного поля. Наличие в пленке кристаллитов с двойной ориентацией может быть причиной появления ряби и в эпитаксиальных пленках ¹⁶⁹, ²²⁴. Неоднородность состава и разупорядочение сплава были причинами ряби в монокристаллических пленках Ni — Fe, которые после изготовления имели крапчатую доменную структуру ²²⁵. В общем же дисперсия намагниченности эпитаксиальных пленок Ni — Fe меньше, чем поликристаллических ²²⁶, хотя в работах 227, 228 рябь наблюдалась и в хорошо ориентированных эпитаксиальных пленках. Крапчатая доменная структура наблюдалась и в монокристаллических пленках Со^{229, 169} (после отжига при $t \approx 600^{\circ}$ С она исчезала). Рябь наблюдалась также в утоньшенных монокристаллах стехиометрического сплава Ni₃Mn ²³⁰. При исследовании монокристаллических фольг 50-85% Ni - Fe рябь наблюдалась в фольгах, полученных химической полировкой, а в фольгах, полученных электрополировкой, рябь отсутствовала 199. Причиной этого, по-видимому, было то, что фольги, полученные химической полировкой, имели очень неровную поверхность.

д) Зависимость от толщины пленки. Длина волны колебаний остается постоянной при изменении толщины пленки, но локальное отклонение вектора намагниченности от среднего направления с уменьшением толщины возрастает ^{38, 231}. Поперечная длина волны пропорциональна \sqrt{d} , что совпадает с теоретическими расчетами линейной теории.

е) Температурная зависимость ряби. Как показали исследования ^{199, 200}, длина волны ряби почти не зависит от температуры пленки. Амплитуда же ряби сильно зависит от температуры. Так, в эпитаксиальных пленках Fe, Ni, Co, в которых при малых толщинах (<300 Å) рябь

отсутствовала при низких температурах, при нагреве до высоких тем-ператур наблюдалось появление ряби¹¹¹. Температурные исследования пленок Fe, Co и Ni — Fe²³²⁻²³⁴ показали, что рябь минимальна при температурах 300-320° С. Такое поведение можно объяснить температурными зависимостями константы магнитокристаллической анизотропии K_h и размеров кристаллитов D²³⁵: вначале с ростом T D почти не меняется, но K_h падает, что приводит к уменьшению контраста ряби, поскольку контраст определяется произведением DK_k . Далее с ростом T рост D начинает доминировать над снижением K_h , и рябь усиливается. Такое объяснение подтверждается тем, что при охлаждении минимум ряби не наблюдается. Естественно, что в снижение ряби дает вклад в уменьшение локальной анизотропии за счет уменьшения напряжений при повышении температуры. В других наблюдениях, правда, было обнаружено обратимое уменьшение ряби при охлаждении от 550° С ²³⁶. В поликристаллических пленках Со были обнаружены два температурных максимума ряби: от 300 до 400° С рябь усиливается за счет роста кристаллитов, при 500° С рябь слабо выражена, и к 700° С рябь вновь усиливается (при этом наблюдался переход Со в кубическую фазу) 237. Температурная зависимость спектра ряби намагниченности в пленках исследовалась в работе ³⁸³.

Во всех пленках, включая и монокристаллические, рябь становится интенсивной около температуры исчезновения доменной структуры (T_{dc}) ; например, ориентированные пленки Fe, при комнатной температуре не имевшие ряби, при 620° С имели сильную рябь. После нескольких циклов изменения температуры от комнатной до критической температурная зависимость ряби становится менее выраженной, за исключением области температур вблизи T_{dc} ¹⁹⁹. Обычно температурная зависимость ряби более отчетлива для пермаллоевых пленок, чем для Fe. Для Ni получить такую зависимость трудно из-за малой температуры T_{dc} . Окончательное исчезновение ряби в пленках толщиной 500—3000 Å с нагревом наблюдалось при температуре меньше точки Кюри данного материала ²³⁸.

В работах ^{239, 240} рябь наблюдалась в поликристаллических пленках сплава EuS при $T < 15^{\circ}$ K.

ж) Зависимость ряби от технологии получения пленок. Рябь намагниченности сильно зависит от температуры подложки во время напыления пленок. Рябь велика как в пленках, полученных при низких температурах подложки (сильные анизотропные напряжения), так и в пленках, осажденных на очень горячие подложки (крупнозернистая структура). Минимальная рябь получается при температурах подложки ~200° С ²⁴¹. Однако зависимости Λ_{LR} от температуры подложки (—150 \div 350° С) получено не было ²⁰¹, хотя она предсказывается линейной теорией.

Сравнение пленок Ni, полученных при различном вакууме, показало, что пленки, напыленные при низком вакууме, 10^{-4} mop (в отличие от пленок, полученных при 10^{-6} mop), обладали рябью, что было объяснено появлением между кристаллитами окисных промежутков и ослаблением обменной связи²⁶. Рябь появляется и в случае зернистости прилегающего немагнитного слоя меди, разделяющего магнитные слои²⁴².

При косом напылении пленок угол напыления влияет на рябь за счет изменения одноосной анизотропии. Исследовались пленки Ni — Fe²³³ и Ni, Fe, Co^{243, 244}, напыленные под углом 0—70°. При малых углах структура доменов нерегулярна и имеет рябь внутри доменов. При больших углах с ростом одноосной анизотропии домены выравниваются и рябь исчезает.

Пленки Ni — Fe, полученные во вращающемся магнитном поле, имели сильную рябь ²⁴⁵.

5 УФН, т. 106, вып. 2

V. СТАТИЧЕСКИЕ ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ

Вид доменной структуры сильно зависит от кристаллической структуры образца, состава образца и условий его приготовления.

1. Монокристаллические фольги и эпитаксиальные пленки. В монокристаллических пленках Fe ⁵⁶ наблюдаются исключительно прямые доменные границы. 180°-границы с поперечными связями появлялись при толщине пленок 500 Å, что находится в согласии с теоретическими расчетами ²²⁴. Эпитаксиальные пленки Fe, полученные на NaCl при 450° C (размер зерна ~ 500 Å), имели значительную дисперсию 180°- и 90°-границ. После отжига при 850° С пленки становились монокристаллическими и имели в основном 90°-границы ²⁴⁶. В эпитаксиальных пленках также получалась доменная структура с прямыми границами 247. Доменная структура монокристаллических пленок не сильно зависит от толщины ²⁴⁸: при d = 80-200 Å домены неправильной формы с 90°-границами, с ростом толщины до 2 мкм доля 180°-границ растет, и при d = 2 - 3 *мкм* пленка имеет структуру массивного металла. При растяжении фольги Fe ²⁴⁹, в отличие от ожидаемого теоретически движения 90°-границ, наблюдалось движение 180°-границ и рост доменов с M_S, направленным ближе к оси растяжения.

Для монокристаллических фольг Ni ²⁵⁰ не было найдено зависимости доменной структуры от ориентации и толщины фольги, как это и ожидалось из-за малой кристаллографической анизотропии. При исследовании доменной структуры в зависимости от температуры ²⁵¹ ОЛН при 100— 150° С меняла свое направление с [111] на [100]. Доменная структура монокристаллических пленок Ni, осажденных при низкой температуре, сильно зависела от толщины пленки ^{252, 248}. В электроосажденных на Си пленках Ni доменная структура не разрешалась из-за сильной неоднородности намагниченности ¹⁸⁴.

В монокристаллах магнетоплюмбита с d = 1000-2000 Å наблюдалась извилистая доменная структура (рис. 15), характерная для базисной плоскости ¹⁸³. В монокристаллах Со направление границ совпадало с [0001] и наблюдалось изменение структуры у границ зерен ²⁵⁰. Если наряду с гексагональной фазой содержалась и кубическая, то доменная конфигурация в первой фазе соответствовала модели Киттеля, а во второй наблюдались 90°-домены ^{253, 159}. На границе фаз направление доменных границ менялось и появлялись клиновидные домены, снижающие магнитостатическую энергию. При уменьшении толщины монокристалла Со (0001) в области толщин 280 ± 50 Å наблюдалось появление границ с поперечными связями ²⁵⁴, что указывало на то, что намагниченность находится в плоскости образца. При толщине ~1000 Å в базисной плоскости наблюдались цилиндрические домены $\emptyset 0,1-0,5$ мкм. Внутри этих доменов имелась или одна 180°-граница, или круговое распределение замагниченности ²⁵⁵.

Ширина 180°-доменов в Со зависит от ориентации плоскости фольги относительно кристаллографических осей ^{255, 159} и толщины образца ^{257, 250}. Влияние ориентации кристалла на доменную структуру исследовалось в работах ^{258 260, 81, 83}. Рассчитанные значения равновесной ширины доменов и направления намагниченности в них удовлетворительно совпали с данными эксперимента ²⁶⁰. При учете полей рассеяния доменов совпадение теоретических и экспериментальных данных улучшалось ²⁶¹.

В эпитаксиальных пленках β-Со, осажденных на NaCl при температуре 200° С, в неразмагниченном состоянии наблюдалась крапчатая доменная структура²²⁹. После размагничивания возникали крупные домены. Характер изменения доменной структуры с толщиной был такой же, как у Fe²⁴⁸. Температурная зависимость доменной структуры в фольгах Со толщиной до 4000 Å и с различной ориентацией исследовалась в работах ¹⁸³, ²⁶², ²⁶³, ²⁵¹. Экспериментальные и расчетные (по ²⁶⁰) значения ширины доменов и направления намагниченности в них удовлетворительно совпадали для области температур 20—250° С, где Со одноосный ($K_1 \ge 0$). Уменьшение энергии анизотропии при более высоких температурах и наличие более чем одной легкой оси, когда $K_1 < 0$, объясняют

образование замыкающей доменной структуры на немагнитных включениях 262. В фольге гексагонального Со (1010) направление намагниченности менялось на перпендикулярное при ~300° С, для фольги из кубического Со никаких изменений направления намагниченности не наблюдалось вплоть до 500° С 263. Для фольг Со (0110) 251 изменение направления легкой оси с температурой хорошо согласовывалось с данными по изменению зависимости констант анизотропии от t. Направление намагниченности: изменялось на перпендикулярное при 535° С, причем ширина доменов не менялась. В фольге Со с призматической ориентацией перестройка доменной структуры происходила при 330° С (рис. 18). На рис. 18 ясно видна замыкающая доменная струк-Typa (A).

В очень тонких эпитаксиальных пленках Fe, Ni, Co характерно преобладание 90°-доменов¹¹¹.

В многоосных монокристаллических фольгах под действием перпендикулярной анизотропии намагниченность в доменах может выходить из плоскости фольги. Приэтом возникает очень регулярная структура так называемых полосовых доменов, в которых намагниченность испытывает волнообразные отклонения от плоскости фольги. Такая полосовая



Рис. 18. Доменная структура фольги Со (призматическая плоскость) в зависимости от температуры: а) комнатная; б) 270° С; в) 305° С; г) 330° С ²⁵¹.

структура наблюдалась в фольгах Fe (111) толщиной более критической (1300—4000 Å) (рис. 19), где внутри обычных 90°-доменов имелась структура полос с периодом ~1000 Å, параллельных среднему направлению намагниченности в доменах ²⁶⁴, и в фольгах Ni ²⁶⁵. По-видимому, тонкая полосовая структура внутри крупных доменов в Fe ²⁶⁶ тоже является структурой полосовых доменов.

Типичная замыкающая доменная структура на краях образца, клиновидные и трубчатые домены у отверстий и искривление доменных границ у отверстий наблюдались на фольгах Fe^{258, 267, 268}, Ni²⁵⁸, Co — Fe¹⁸⁷, Ni₃ — Mn²⁶⁹ и Co^{262, 251}. В работе²⁷⁰ произведен расчет равновесной длины клиньев, возникающих у отверстия, и получено достаточно хорошее совпадение с экспериментом. В работах ²⁷¹, ²⁷² для изучения распределения магнитных зарядов на краю фольги Со была использована электронная дифракция. Влияние включений на структуру доменов продемонстрировано на пленках сплава FeCr ²⁷³. Сильное влияние антифазной границы на доменную границу отмечалось в работе ²⁷⁴. В монокристаллических пленках Fe включения микронного размера приводят к нарушению однородности намагниченности в доменах и возникновению субструктуры ¹⁸². Нерегулярная доменная структура и искривленные границы



Рис. 19. Изображение полосовых доменов в зерне Fe(111) с текстурой. Полосы параллельны среднему направлению намагниченности в крупных доменах ²⁶⁴.

могут быть вызваны и упругими напряжениями, как это имеет место в полностью упорядоченном сплаве 50,7% Со — Fe с большой константой магнитострикции. В неупорядоченных сплавах 27,1% и 71,4% Со — Fe, где магнитострикция не играет такой роли, границы доменов ровные и легкая ось в плоскости пленки определяется кристаллографической анизотропией ¹⁸⁷.

Были попытки обнаружить взаимодействие доменных границ с дислокациями ^{250, 258}. Было отмечено, что в том случае, когда граница параллельна линии дислокаций, имеется некоторая задержка движения границы.

В работе ²²⁵ исследована доменная структура монокристаллических пленок Ni — Fe. Пленки либо получались однодоменные, либо имели крапчатую структуру, появление которой объясняется несовершенством пленки и неупорядоченностью сплава. После размагничивания первые пленки имели крупные домены с 90°-границами вдоль ОТН и 180°-границами вдоль ОЛН. Во вторых пленках при размагничивании вдоль ОЛН крапинки выстраивались в линии ряби, а при размагничивании вдоль ОТН наблюдались границы из отдельных точек.

В работах ^{275, 276, 384} наблюдалась доменная структура двухслойных монокристаллических пленок с прослойкой LiF. Взаимодействие границ, находящихся в разных слоях, приводило к образованию сложных, необыч-

ных доменных границ. Доменная структура CrBr_3 и CrJ_3 исследовалась при гелиевых температурах ^{91, 277}. При $A = M_S^2$ теоретическая зависимость ширины доменов от температуры хорошо совпадала с экспериментальной. При действии перпендикулярного поля (2 кэ) наблюдалась сотовая доменная структура.

В работах ¹⁵⁸, ²³⁰, ²⁶⁹, ²⁷⁸, ²⁷⁹ исследована доменная структура различных сплавов, в работах ^{280–282} исследовались антиферромагнетики.

2. Поликристаллические пленки. При исследованиях одноосных осажденных поликристаллических пленок в первую

очередь необходимо знать направление ОЛН и ОТН. Проще находить направление ОТН по развалу структуры после приложения и снятия постоянного магнитного поля 283. В электронном микроскопе можно найти $\alpha_{90^{\circ}}$, H_k и $H_c^{283, 284}$. Однако необходимо принимать во внимание, что в снятых с подложек пленках возникает вращающаяся анизотропия, которая может привести к неправильным значениям H_k и α_{90} °²⁸⁵. При этом, естественно, данные, полученные в электронном микроскопе, могут различаться для пленки на подложке и для пленки без подложки. Эксперименты 285 показали. что только при достаточно толстом подслое (SiO, d > 1100 Å) вращающаяся анизотропия отсутствует.

В работе¹²² одновременно наблюдалось изображение доменов и кристаллитов в крупнокристаллической пленке Ni — Fe, в которой подбором условий были получены зерна размером до 10 мкм. В различно ориентированных кристаллах до-



Рис. 20. Изображение доменной структуры пленки, демонстрирующее появление блоховских линий на неоднородностях пленки ¹⁰⁹.

менные границы имели разное направление; кроме того, также отличалась плотность перетяжек на границах с поперечными связями. Аналогичные исследования ⁴⁶ выполнены на пленках Fe. Внутри границ Блоха содержалось по 1,5 кристаллита (размер 200—300 Å) в случае 90°-границ и по 3 — для 180°-границ. При этом M_s поворачивается по ширине границы скачкообразно от кристаллита к кристаллиту. Отверстия и дефекты пленки также являются неоднородностями, которые могут искривлять и задерживать границы. На рис. 20 показано совпадение ряда блоховских линий с отверстиями в пленке.

Исследование доменной структуры в пленках Fe с мелким зерном (50 Å) при нагреве ²⁸⁶ показало их сверхпарамагнитное поведение. При нагреве до 300° С магнитный контраст исчезал, что было объяснено разрушением обменного взаимодействия между зернами за счет тепловых колебаний (рис. 21). Аналогичный переход наблюдался в пленках Ga — Au ³⁸⁷.

При нагреве пленок Fe — Ga при 400° C было обнаружено исчезновение обычной доменной структуры и появление крапчатой структуры ^{287, 288}. Исчезновение доменной структуры в определенном интервале температур объяснено наличием магнитной компенсации антиферромагнитного взаимодействия между атомами Fe и Ga²⁸⁹.

Исследования ^{290, 129} на пленках Ni показали очень сильную зависимость доменной структуры от размеров кристаллитов.

Доменная структура пленок Со^{229, 171} сильно зависела от температуры подложки во время напыления. При температуре подложки до 100° С пленки имели крапчатую структуру, крупные домены появлялись после



Рис. 21. Доменная структура пленки Fe с мелким зерном в зависимости от температуры $(a - \partial)$ и электронограмма, полученная при комнатной температуре (e)²⁸⁶.

размагничивания. Пленки, напыленные при 250 °С, имели сразу крупные домены.

В интервале температур -110°÷ 540° С исследовалась доменная структура пленок Ni-Fe¹¹⁰. При охлаждении вплоть до —110° С структура не менялась. Во время нагрева было замечено движение границ (без внешнего поля), вероятно, вследствие снятия механических напряжений в пленке. После предварительного отжига при 400° С доменная структура оставалась неизменной до 540° С. При напроисходило уменьшение греве ширины изображения границ, что определяется в основном уменьшением $M_{\rm S}$ с температурой. Таким образом была получена 47 температурная зависимость M_S. Размер доменной структуры пленок Ni — Fe также сильно зависит от размеров кристаллитов. Если размер кристаллитов сравним с шириной доменных границ, имеет место очень мелкая, нерегулярная доменная структура. \hat{H}_c этих пленок велико 58, 189, 375.

В тонких (< 100 Å) пленках Ni — Fe доменная структура нере-

гулярна, границы сильно искривлены, наблюдаются зигзагообразные, спиральные и круговые домены ^{136, 137}. В толстых пленках Ni — Fe наблюдалась несквозная доменная структура ²⁹¹. В пленках 20% Ni — Fe, полученных электроосаждением на Cu, доменная структура сильно отличалась в зависимости от структуры решетки ¹³⁰. В пленках с г. ц. р. ОЛН отсутствует и границы нерегулярные, в пленках с о. ц. р. доменная структура состоит из 90°- и 180°-границ. Электроосажденные пленки пермаллоя других составов исследовались в работе ¹²². В работах ^{171, 292} исследована доменная структура пленок сложных

В работах ^{171, 292} исследована доменная структура пленок сложных сплавов 45% Со — 10% Мп — 45% Fe и 45% Со — 10% Сг — 45% Fe. В работах ^{293, 294} наблюдалась перестройка доменной структуры пленок Fe — Ga и Со при растяжении и разрушение доменных границ. Эволюция доменной структуры в процессе напыления пленок наблюдалась в работе ³⁸⁶.

В напыленных пленках также наблюдалась регулярная структура полосовых доменов ^{61, 265, 295-310}. В пленке 95% Ni — Fe толщиной 1200 Å наблюдались полосовые домены шириной 1350 Å ²⁹⁵. Для сплава 81% Ni — Fe критической толщиной появления полосовых доменов является 1700 Å ⁶¹. Исследование возникновения полосовых доменов в пленках 83% Ni — Fe толщиной 1500—3000 Å, полученных при различных углах падения на подложку, было проведено в работах ^{297–299}. При углах падения 0—40° полосовые домены лежали перпендикулярно линии падения вещества и параллельно доменным границам. Контраст изображения этих



Рис. 22. *a*) Полосовая доменная структура пленки пермаллоя толщиной 2100 Å, напыленной при угле падения атомов на подложку 20°; *б*) полосовая доменная структура пленки пермаллоя толщиной 3100 Å, напыленной при угле падения 60° ²⁹⁸.

доменов мал (рис. 22, *a*). При углах падения $50-60^{\circ}$ во всей пленке имелись очень регулярные полосовые домены, параллельные линии падения вещества и пересекающие доменные границы. Контраст их изображения очень сильный (рис. 22, б). Эти полосовые домены возникают: 1) за счет появления 360° -границ и их перестройки и 2) за счет роста полосовой структуры прямо с границ Блоха. Перестройка полосовой доменной структуры наблюдалась в работе ³⁰⁰.

В пленках 40—100% Ni — Fe (d = 450 - 1800 Å), полученных косым напылением (угол падения 57—75°), наблюдались полосовые домены шириной 1000—3500 Å, в которых составляющая M_s в плоскости пленки как параллельна, так и перпендикулярна направлению падения вещества ³⁰¹. В тонких пленках полосовых доменов не было, но при наложении двух тонких пленок так, чтобы их ОЛН совпадали, в них возникали полосовые домены. В пленках Со — Al полосовые домены наблюдались при толщинах 350—700 Å. Пленки с полосовыми доменами имели характерную петлю гистерезиса, и для их насыщения было нужно поле в 500 э. Эти пленки имели только о. ц. к. структуру ³⁷⁶.

В многослойных пленках за счет взаимодействия магнитных слоев возникает специфическая доменная структура ³⁰². Исследование многослойных пленок с промежуточным слоем, имеющим низкую точку Кюри (FeNi — PdCo — Co), показало влияние изменения намагниченности в PdCo с температурой (20—200° С) на обменное взаимодействие слоев ³⁰³. По доменным структурам пленок и фольг имеется небольшой обзор ³⁷⁷.

VI. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК

1. Перемагничивающее устройство. При исследовании процессов квазистатического перемагничивания поле должно быть однородно и необходимо иметь возможность прикладывать его под любым углом к ОЛН. При наблюдении перемагничивания в электронном микроскопе следует, кроме того, исключить влияние самого перемагничивающего поля на электронный пучок.

В работе 56 для частичного перемагничивания пленки использовалось поле объектива. В работах 304, 305 поле создавалось катушкой, ось которой параллельна оптической оси, а образец наклонялся относительно оси, за счет чего в плоскости пленки появлялась компонента поля, которая и вызывала смещение границ. Наклон пленки на $1-2^\circ$ в поле объектива также вызывал появление достаточного магнитного поля в плоскости пленки ²⁵⁸. Неоднородное поле до 5 э, было получено ^{257, 250} от проволоки Ø0,02 мм, проходящей вблизи пленки поперек объект-патрона. Было предложено также использовать набор проволок на 1-2 мм ниже образца, что давало возможность получать довольно однородное поле до 10 э³⁰⁶. Эта система впоследствии ³⁰⁷ была использована для подачи импульсных полей. Однородное магнитное поле, параллельное плоскости пленки, дает пара катушек Гельмгольца^{25, 26, 34, 35, 134, 306, 378}, однако вследствие того, что электронный пучок отклонялся полем, наблюдение во время регулировки поля было затруднительно. Для компенсации смещения изображения от действия поля на пучок применялось устройство из двух пар катушек, направления полей которых противоположны 184, 185. Подбором соотношения токов в каждой паре достигается достаточная компенсация смещения изображения, однако искажения изображения остаются. Созданные в работах 308, 309 перемагничивающие устройства имели еще две дополнительные пары катушек, перпендикулярно первым, и вся система катушек могла вращаться вокруг пленки на 360°.

Полное устранение искажения и смещения изображения было достигнуто ^{57, 310} в намагничивающем устройстве с тремя парами катушек, соединенных Е-образными железными сердечниками. Объект находился в нижней паре катушек. Для каждого значения дефокусировки можно было подобрать соотношение токов в катушках и получить полную компенсацию. Это устройство широко используется ^{33, 34, 37, 239-241, 311, 312} в сочетании с приспособлениями для нагрева, охлаждения и растяжения образца. Кинофильмирование перемагничивания пленок проведено в работах ^{23, 46, 31, 41, 313-315}.

2. К в азистатическое перемагничивание. Для выяснения влияния различных факторов на движение доменных границ проводились исследования пленок и фольг, приготовленных в различных условиях. Рост доменов за счет смещения границ начинается с некоторого определенного значения перемагничивающего поля H_0 — критического поля смещения, величина которого обратно пропорционально зависит от толщины пленки ¹⁷⁷. Величина H_0 зависит от внутренних напряжений в пленке и от нарушений строения пленки ³¹⁶. В деформированных пленках и в фольгах, подвергнутых холодной прокатке, при нарастании внешнего поля границы движутся скачками, в отожженных же пленках движение границ происходит более плавно и в меньших полях. Предполагается, что дислокации также задерживают движение границ. Сильное взаимодействие доменных границ с дислокациями наблюдалось в антиферромагнетиках ^{317, 318}, где привязка границ столь прочная, что доменная структура почти не реагирует на поля до 9000 э. Аналогичная «жесткая» доменная структура наблюдалась в электролитически осажденных пленках СоР с коэрцитивной силой ~1300 э³¹⁹. В пленках Со и Ni влияние дислокаций было незначительно ²⁵⁰.

Большое влияние границ зерен на доменную структуру в фольгах Fe было показано в работах 267, 268. Еще сильнее сказывается влияние включений и дефектов (дырок) ³¹³. Влиянием неоднородностей на движение доменных границ можно объяснить получающуюся повторяемость положения границ в пленке при частичном перемагничивании ³²⁰. Обратимое движение границ наблюдалось, однако, и в монокристаллической пленке Fe высокой чистоты ⁵⁶, где однородность строения была, по-видимому, гораздо выше. Ролью неоднородностей сбъясняется также и то, что место образования границы, появляющейся при разностороннем вращении намагниченности, вполне определено и заметно по развороту ряби еще задолго до ее образования ³²¹. Кристаллическая структура пленки оказывает сильное влияние на образование и прорастание зародышей: в пленке Ni при размере зерен < 500 Å перемагничивание происходило ростом небольшого числа зародышей и движением границ на большие расстояния, в то время как при крупном зерне (~ 3000 Å) образовывалось много зародышей размером в несколько микрон ¹⁸⁴. В работе ³²² исследовано влияние подслоя Сг в пленках Со — Сг на коэрцитивную силу. С ростом толщины Сг растут размер зерна Со и H_c. Магнитная структура после размагничивания становится все более сложной. При больших Н_с перемагничивание пленок происходило больше за счет образования новых зародышей, чем прорастания уже образовавшихся.

При нагреве образца 47, 110, иногда даже и от электронного луча 315, движение границ более плавное и происходит в меньших полях. Интересное изменение процесса перемагничивания поликристаллических пленок Ni — Fe и поли- и монокристаллических пленок Fe и Co было обнаружено при охлаждении образца жидким гелием до 4° К ³²³⁻³²⁷. При 300° К перемагничивание происходило при образовании зародышей и их росте за счет смещения границ баркгаузеновскими скачками на $\gg 10$ мкм, и в постоянном магнитном поле никаких изменений доменной структуры не происходило. В диапазоне температур 30-4° К перемагничивание происходит совсем по-другому — величина скачков уменьшается до $\ll 0.1$ *мкм* и появляется последействие — движение продолжается в постоянном поле. Детали движения границ зависят от их типа. С уменьшением температуры от 300 до 4° К растут поле старта границ, коэрцитивная сила (в 3-4 раза) и поле зародышеобразования (в 1,5-3 раза). Скорость смещения в постоянном поле экспоненциально растет с ростом поля, а показатель экспоненты уменьшается при уменьшении температуры ³²⁸.

На движение доменной границы оказывают влияние и поля рассеяния соседних границ, если они находятся достаточно близко. Это особенно сильно проявляется в двухслойных магнитных пленках ^{305, 329-330}. Пока границы в обоих слоях далеки друг от друга, смещение их независимо, однако, как только происходит их совмещение, далее эти две взаимодействующие границы двигаются вместе. Если коэрцитивные силы обоих слоев различны, движение таких взаимодействующих границ происходит в поле, достаточном для смещения границ в низкокоэрцитивном слое, так что коэрцитивная сила двухслойной пленки равна наименьшей коэрцитивной силе слоев ³³¹. Более подробное исследование ^{332, 333} показало, что между слоями имеется магнитостатическое взаимодействие, так что совместно происходит и локальное вращение намагниченности в слоях. В доменах, лежащих в разных слоях, намагниченность устанавливается в одном направлении, при этом происходит замыкание полей рассеяния, появляющихся за счет образования разноименных магнитных зарядов на неровностях слоев. Если векторы намагниченности в середине обеих границ антипараллельны, границы слоев совпадают точно; если ориентация векторов совпадает, то границы смещены на 0,5—1,5 мкм. Различные взаимные положения границ приводятся в работе ³³⁴.

Смещение границы в некоторых случаях сопровождается изменением ее строения. Было замечено²³ появление поперечных связей на простой границе, как полагают, из-за ее движения по участку пленки с сильными



Рис. 23. Перемагничивание пленки Ni толщиной 350 Å вдоль ОЛН. Перемагничивающее поле возрастает слева направо ¹³⁵.

механическими напряжениями. Под действием возрастающего поля, направленного перпендикулярно границе с поперечными связями, поперечные блоховские линии движутся вдоль границы, так что растут неелевские участки границы с намагниченностью, направленной по полю ³¹⁴. В поперечном переменном поле блоховские линии «дрожат» ³⁰⁹, что сопровождается явлением «ползания» границы. Различие движения границ под действием поля вдоль ОЛН и вдоль ОТН в том, что в первом случае оно не сопровождается изменением структуры границ, а во втором происходит перестройка ³³⁵. При перемагничивании пленки вдоль ОЛН после перехода границ Нееля в границы с поперечными связями число поперечных линий возрастало и становилось максимальным, когда граница становилась 180°-ной ³³⁶.

В отличие от процессов перемагничивания обычных пленок ($H_c < H_h$) вдоль ОЛН, которое происходит прорастанием зародышей и смещением границ (рис. 23), при перемагничивании вдоль направлений, близких к ОТН, преобладают процессы вращения ^{184, 329, 337–339}. В этом случае при уменьшении насыщающего поля происходит разностороннее вращение и образование доменных границ, перпендикулярных полю и ОТН. Причиной разностороннего вращения является дисперсия осей анизотропии и флуктуация вектора намагниченности. Поля рассеяния образовавшихся доменных границ блокируют процесс вращения (рис. 24). Аналогично происходит и перемагничивание инверсных ($H_c > H_h$) пленок вдоль ОЛН ^{321, 340}; только в этом случае «развал» намагниченности и образование перпендикулярных полю доменных границ происходят при наложении обратного поля $\sim H_h$. Получающаяся при этом блокировка снимается за счет смещения доменных границ и движения блоховских линий. Перемагничивание инверсных пленок вдоль ОТН сходно с перемагничиванием их вдоль ОЛН ¹⁷⁷, ³⁴¹⁻³⁴³.

Частичное вращение и блокировка вызывают также образование так называемых лабиринтных доменов при перемагничивании под большим углом к ОЛН пленок, предварительно насыщенных вдоль ОЛН ³⁴⁰. При перемагничивании магнигоизотропных пленок Ni — Fe, напыленных

во вращающемся поле, лабиринтная структура типична и поведение их подобно инверсным ²⁴⁵. Многообразные доменные конфигурации при квазистатическом перемагничивании под различными углами к легкой оси показаны в работе 135. Так, на рис. 25 представлено перемагничивание участка пленки с радиальной анизотропией, которая была получена за счет отжига электронным пучком. Различные участки пленки перемагничиваются по-разному в зависимости от взаимного направления оси анизотропии и перемагничивающего поля.

В работе ³⁴⁴ наблюдались детали механизма вращения тонкой структуры. С привлечением модели малоугловых границ результаты можно представить как необратимое смещение и гистерезис волн тонкой структуры намагниченности.

В работах ^{110, 219, 216} исследовано влияние дисперсии намагниченности на процессы перемагничивания. Найдено, что минимум коэрцитивной силы



Рис.³ 24. Возникновение блокированной структуры при перемагничивании пленки пермаллоя, предварительно насыщенной вдоль ОТН. Поле *H* уменьшается вдоль ОТН (направление поля \uparrow): a) H = 7 s; 6) H = 6 s; c) H = 5 s, d) H = 4 s¹⁸⁴.

пленок соответствует минимуму длины волны тонкой структуры намагниченности. При угловой амплитуде дисперсии менее 13° перемагничивание по легкой оси происходит смещением 180°-границ, а по трудной оси вращением, которое в малых полях почти обратимо. При слабо выраженной анизотропии и большей дисперсии 180°-границы отсутствовали, структура имела вид пересекающихся светлых и темных линий. В пленке, размагниченной по трудной оси, с ростом дисперсии ширина доменов уменьшалась, а остаточная намагниченность росла ³⁴⁵.

Несколько более сложны процессы перемагничивания пленок, имеющих две равноценные оси легкого намагничивания. К ним относятся монокристаллические пленки Fe, Ni, Co и Ni — Fe, полученные методом эпитаксиального выращивания. Детали процессов перемагничивания в зависимости от ориентации приложенного поля относительно кристаллографических осей и толщины пленки довольно подробно обсуждались в работах ^{169, 224, 311, 346, 252, 347, 248}. Биаксиальная анизотропия была получена ³⁴⁸ и в поликристаллических пленках Ni — Fe. Необходимо отметить электронномикроскопические наблюдения интересного эффекта движения доменных границ — «сползания границ» движения границ в полях меньше критических под действием двух полей: 1) постоянного поля вдоль ОЛН, меньшего H_c , и 2) переменного поля вдоль ОТН. Впервые в электронном микроскопе это наблюдалось в работе ³⁰⁸. Дальнейшие исследования ³⁴⁹ продемонстрировали механизм сползания границ с поперечными связями в пленках пермаллоя. Детали



Рис. 25. Участок пленки с радиальной анизотропией до (a), во время (б) и после (s) перемагничивания ¹³⁵.

поведения границы с поперечными связями под действием поля вдоль ОЛН и ОТН наблюдались в работе ³⁷⁹. Наблюдалось также сползание и границ Нееля ³⁵⁰. Причем если при действии биполярных импульсов на границах образовывались поперечные связи и линии Блоха, то при действии однополярных импульсов структура границ не менялась, хотя сползание имело место. Механизм этого процесса неясен. В отожженных электронным лучом пленках процесс сползания границ менялся ¹²¹. Исследования пленок с большой дисперсией анизотропии ³⁵¹ показали, что механизм процесса отличается от наблюдавшегося ранее.

3. И с с л е д о в а н и е п р о ц е с с о в бы с т р о г о п е р ем а г н и ч и в а н и я. Легкость управления электронным пучком и принципиально возможное очень высокое временное разрешение просвечивающего электронного микроскопа (время взаимодействия электрона с пленкой толщиной 10³ Å ~ 10⁻¹⁵ сек) открывают большие возможности для исследования динамических процессов, в частности для изучения быстрых процессов перемагничивания ТМП.

Такие исследования могут быть проведены с помощью стробоскопического электронного микроскопа ³²⁰, ³⁵², ³⁵³, принцип работы которого состоит в следующем. Электрический пучок освещает образец периодически короткими импульсами (строб-импульсами), синхронно с периодическим перемагничивающим полем, подаваемым на образец. Изображение на экране создается только во время действия строб-импульса. На экране микроскопа при фиксированном сдвиге фазы строб-импульса относительно перемагничивающего поля получается неподвижное, усредненное за время строб-импульса изображение, соответствующее моменту наблюдения (естественно, при наличии достаточно строгой повторяемости процесса, иначе картина будет смазана). При условии строгой повторяемости процесса четкость изображения будет определяться тем, насколько меняется состояние объекта за время строб-импульса. Изменяя сдвиг между стробимпульсом и перемагничивающим полем, можно наблюдать различные моменты развития динамического процесса.

Стробоскопический режим работы микроскопа можно осуществить управлением пучком либо в электронной пушке, в пространстве между катодом и модулятором, либо по выходе из пушки, используя отклоняющие поля. В первом случае электронная пушка заперта отрицательным напряжением между катодом и модулятором и отпирается импульсами, подаваемыми через импульсный трансформатор ³²⁰, ^{352–360} или через разделительный конденсатор ^{361, 307, 362, 363}. Достигнутое пока временное разрешение (минимальная длительность строб-импульса) 10 нсек при использовании трансформатора и ~ 2 нсек при использовании конденсатора.

Во втором случае электронная пушка все время открыта и электронный пучок управляется электронным затвором ³⁶⁴. Достигнутое в этом случае временное разрешение ~ 10 *нсек* ^{356, 358, 365, 366}. Достоинствами управления пучком в пушке являются независимость качества изображения от формы строб-импульса и увеличение тока пучка за счет импульсной работы пушки. При применении же электронных затворов существенны простота установки и большой рабочий диапазон длительностей стробимпульсов.

При исследовании перемагничивания в стробоскопическом режиме оказалось, что имеет место очень интересный факт: от периода к периоду перемагничивающего сигнала динамические доменные картины и локальное направление вектора намагниченности повторяются с высокой стеценью точности. Повторяемость имеет место не только при перемагничивании в малых полях, но и при перемагничивании из состояния насыщения полями (2—3) H_k ^{307, 362, 363}, когда каждый раз образование доменной структуры происходит заново. Этот факт, по-видимому, можно объяснить тем, что за счет различных неоднородностей пленки протекание процесса перемагничивания идет некоторым вполне определенным путем. Этот путь является энергетически более выгодным, и при сохранении начальных условий и перемагничивающего поля процесс перемагничивания развивается по этому предпочтительному пути.

За последнее время появился ряд работ, посвященных исследованию динамики перемагничивания ТМП в стробоскопическом просвечивающем электронном микроскопе. Большая чувствительность к магнитным неоднородностям ТМП, более высокие разрешение и контраст делают стробоскопический электронный микроскоп весьма перспективным по сравнению со стробоскопическими магнитно-оптическими установками.

Было изучено ³⁵⁴ влияние амплитуды синусоидального перемагничивающего поля, действующего под малым углом к ОЛН, на доменную структуру пленки. С увеличением амплитуды поля ширина доменов уменьшалась, при еще бо́льших амплитудах поля они превращались в узкие островковые домены, конфигурация которых почти не менялась при изменении момента наблюдения. Такая стабилизация доменной структуры может быть объяснена блокировкой доменных границ за счет появления на них магнитных зарядов. При дальнейшем увеличении амплитуды поля происходило разрушение доменной структуры.

Большую роль магнитных зарядов, возникающих на доменных границах при перемагничивании, иллюстрирует рис. 26. Здесь на пленку накладывались два поля — постоянное восстанавливающее поле, которое в статическом режиме вызывает полное исчезновение доменной структуры, и импульсное — перемагничивающее. При действии обоих полей оказывается, что до действия импульсного поля (рис. 26, *a*) пленка уже имеет доменную структуру. Процесс перемагничивания под действием импульсного поля начинается смещением границ (границы M и N на рис. 26, a, b), и вклад за счет вращения мал. Далее (рис. 26, s, c) процесс развивается за счет вращения намагниченности, и к концу действия импульса много











Рис. 26. *а — г*) Стробоскопические микрофотографии динамической доменной струк-Фуры пленки пермаллоя толщиной 300 Å при действии постоянного и импульсного полей под углом к ОЛН; *д*) временная диаграмма магнитных полей.

Частота повторения 4,1 кгч, длительность стробимпульса 0,5 мксек, $t_{68} = 20$ мксек, $t_{68} = 10$ мксек, период сетки 50 мкм ³⁶⁶.

доменных границ исчезает, и намагниченность стремится повернуться в направлении действия импульсного поля. Под действием импульсного поля происходит образование островковых доменов обратной намагниченности (A, B, C, D на рис. 26, e, c). Они очень стабильны и, по-видимому, закреплены на неоднородностях. Их поля рассеяния влияют на вращение намагниченности в соседних участках и препятствуют установлению намагниченности в доль поля. При квазистатическом перемагничивании островковые домены обычно не возникают в этих местах пленки, поэтому их образование определяется не только присутствием неоднородностей, но также и самим развитием динамического процесса. Восстановление структуры протекает довольно медленно и в основном за счет вращения намагниченности, которое вызывает появление доменных границ, затем практически сохраняющих свое положение. Медленное развитие процесса



Рис. 27. Стробоскопические фотографии магнитной структуры пленки пермаллоя толщиной 250 Å, демонстрирующие развитие импульсного перемагничивания пленки из насыщенного состояния.

Частота повторения 50 кгц, длительность строб-импульса 2 нсек, период сетки 33 мкм Поле H_S действует под небольшим углом к ОЛН Цифры соответствуют моменту наблюдения в наносекундах относительно начала перемагничивающего импульса ³⁶²

.

объясняется прежде всего тем, что из-за различного поворота намагниченности в соседних доменах на границе появляются магнитные заряды, которые увеличивают «жесткость» границы и блокируют вращение намагниченности в соседних доменах. Границы начинают двигаться только после снятия зарядов.

Уменьшение длительности строб-импульсов до 2 нсек позволило наблюдать процессы переключения пленок из насыщенного состояния в антинасыщенное при действии больших импульсных полей 307, 362. На рис. 27 показаны стадии процесса переключения пленки под небольшим углом к ОЛН. Процесс развивается за счет некогерентного вращения, приводящего к образованию доменов, перпендикулярных полю. Далее число границ сокращается, и дальнейший доворот намагниченности происходит совместно с продольным сокращением доменов. Это интересное явление продольного сокращения доменов наблюдалось впервые.

Естественно, что такую информацию нельзя получать ни при кинофильмировании в обычном режиме, ни с помощью стробоскопических магнитно-оптических установок, хотя последние дают возможность видеть протекание процесса во всей пленке ³⁶⁷. В этом смысле стробоскопический микроскоп, дающий четкую локальную картину, и стробоскопическая магнитно-оптическая установка дополняют друг друга.

Нужно отметить, что процесс перемагничивания под действием серии одиночных импульсов меньшей амплитуды резко отличается от процесса на рис. 27. В этом случае возникают границы вдоль ОЛН и каждый импульс вызывает прорастание зародышей и боковое смещение границ, что эквивалентно квазистатике. Поэтому результаты по прерванному перемагничиванию 368, по-видимому, нужно трактовать осторожно и не обобщать на область больших полей.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

> Институт физики СО АН СССР, Красноярск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, Ферромагнетизм, М. Л., Гостехиздат, 1948; сборник «Магнитная структура ферромагнетиков», под ред. С. В. Вонсов-ского, М., ИЛ, 1959; сборник «Магнитная структура ферромагнетиков», под ред. Л. В. Киренского, Новосибирск, СО АН СССР, 1960; С. В. Вонсов-ский, УФН 90, 431 (1966); Магнетизм, М., «Наука», 1971.
 W. Andrä, Z. Frait, V. Kamberský, Z. Málek, V. Rösler, W. Schüppel, P. Süda, L. Valenta, G. Vogler, Phys. stat. sol. 2, 345 (1962); сборник «Тонкие магнитные пленки», под ред. Р. В. Телеснина, М., «Мит», 4964
- «Мир», 1964.

- «Мир», 1304.
 3. М. Праттон, Тонкие ферромагнитные пленки, Л., «Судостроение», 1967.
 4. Р. Суху, Тонкие магнитные пленки, М., «Мир», 1967.
 5. R. Сагеу, Е. D. Isaac, Magnetic Domains and Techniques for their Observa-
- R. Сагеу, Е. D. Isaac, Magnetic Domains and Techniques for their Observation, Academic Press, New York London, 1966.
 P. Хейденрайх, Осповы просвечивающей электронной микроскопии, М., «Мир», 1966; П. Хир ш. А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан, Электронная микроскопия тонких кристаллов, М., «Мир», 1968.
 H. Pfisterer, E. Fuchs, Siemens-Zs. 41, 572 (1967).
 B. А. Буравихин, В. И. Попов, сборник «Физика магнитных пленок», вып. 1, под ред. Л. В. Киренского, Иркутск, ИПИ, 1967, стр. 91.
 P. J. Grundy, R. S. Теbble, Adv. Phys. 17, 153 (1968).
 В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, УФН 102, 529 (1970).
- (1970).
- Y. A. haronov, D. Bohm, Phys. Rev. 115, 485 (1959).
 W. Ehrenberg, R. E. Siday, Proc. Phys. Soc. B62, 8 (1949).
 R. G. Chambers, Phys. Rev. Lett. 5, 3 (1960).
 H. A. Fowler, L. Marton et al., J. Appl. Phys. 32, 1153 (1961).

- 15. H. Boersch, H. Hamisch, D. Wohlleben, K. Grohmann, Phys. Verh. 11, 179 (1960).
- 16. H. Boersch, H. Hamisch, K. Grohmann, D. Wohlleben, Zs. Phys. 165, 79 (1961).
- H.y. 160, 10 (1901).
 W. Bayh, Zs. Phys. 169, 492 (1962).
 H. Boersch, H. Hamisch, D. Wohlleben, K. Grohmann, Zs. Phys. 159, 397 (1960).
 W. Bartisch, D. Wahlleben, K. Grohmann, Zs. Phys. 159, 397 (1960). 19. H. Boersch, H. Hamisch, D. Wohlleben, K. Grohmann, Zs.
- Phys. 164, 55 (1961).
- H. Boersch, H. Hamisch, K. Grohmann, D. Wohlleben, Zs. Phys. 167, 72 (1962).
 M. E. Hale, H. W. Fuller, H. Rubinstein, J. Appl. Phys. 0, 789
- (1959).

- 22. H. Boersch, H. Raith, Naturwiss. 46, 574 (1959).
 23. H. W. Fuller, M. E. Hale, J. Appl. Phys. 31, 308S (1960).
 24. H. W. Fuller, M. E. Hale, J. Appl. Phys. 31, 1699 (1960).
 25. D. H. Warrington, J. M. Rodgers, R. S. Tebble, Phil. Mag. 7, 1783 (1962).

- 26. Е. Fuchs, Zs. angew. Phys. 14, 203 (1962). 27. В. Г. Пынько, ПТЭ, № 1, 178 (1964). 28. О. П. Павлюченко, В. И. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 817 (1966)
- 29. С. Н. Каверина, Г. И. Левин, Сб. науч. тр. Ин-та металлофиз. АН УССР, № 19, 132 (1964).
- 30. В. Н. Пушкарь, О. А. Зайчук, А. Г. Лесник, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 615 (1965).
- 31. В. И. Попов, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 673 (1965). 32. Л. И. Чернышова, Г. И. Белик, ПТЭ, № 5, 170 (1969).
- 33. JEOL News 2, 1 (1964).
- 34. В. Г. Пынько, ПТЭ, № 6, 212 (1965). 35. М. D. Coutts, H. Weinstein, J. Appl. Phys. 37, 5014 (1966).

- 36. Е. Fuchs, Naturwiss. 47, 392 (1960). 37. В. А. Буравихин, Д. И. Воскобойник, см. ⁸, стр. 114. 38. М. Ніbino, S. Maruse, Proc. 6th Intern. Congr. Electron Microscopy, Kyoto, vol. 1, 1966, р. 621. 39. Г. И. Белик, Л. И. Чернышова, сборник «Тонкие магнитные пленки
- в вычислительной технике и радиотехнике», т. 2, Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1970, crp. 159. 40. H. W. Fuller, M. E. Hale, J. Appl. Phys. 31, 238 (1960).

- 41. М. S. Соћеп, J. Appl. Phys. 36, 1060, 1602 (1965). 42. G. W. Wilson, Brit. J. Appl. Phys. 14, 160 (1963). 43. R. H. Wade, Brit. J. Appl. Phys. 14, 398 (1963). 44. В. И. Петров, Н. Н. Седов, Г. В. Спивак, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 1185 (1968).
- 45. M. J. Bowman, V. H. Meyer, J. Phys. E3, 329 (1970).
- 46. L. Reimer, Zs. angew. Phys. 18, 373 (1965). 47. T. Ichinokawa, Proc. 5th Intern. Congr. Electron Microscopy, Philadelphia,
- vol. 1, 1962, 11-8. 48. W. Liesk, Zs. angew. Phys. 14, 200 (1962). 49. E. Fuchs, Naturwiss. 48, 450 (1961).

- 50. V. Drahos, A. Delong, 3rd Czechosl. Conf. Electron. and Vacuum Phys. Trans., Prague, 1967, p. 655.
 51. Y. Sakaki, S. Maruse, Proc. 4th Intern. Congr. Electron Microscopy, London,
- vol. 1, 1958, p. 9. 52. P. Pilod, F. Sonier, J. microscopie 7, 313 (1968).
- 53. R. H. W a d e, J. P. G u i g a y, Proc. 4th Europ. Conf. Electron Microscopy, Rome, vol. 1, 1968, p. 159. 54. M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 39, 1149 (1968). 55. W. Pitsch, Proc. 3rd Europ. Conf. Electron Microscopy, Prague, pt. A, 1964,
- 291.

- 56. J. T. Michalak, R. C. Glenn, J. Appl. Phys. 32, 1261 (1961). 57. E. Fuchs, W. Liesk, Optik 19, 307 (1962). 58. M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 34, 1841 (1963). 59. P. И. Тагиров, А. А. Глазер, Тр. Всесоюзного симпозиума по аппаратуре и методам исследования тонких магнитных пленок, Красноярск, ИФ СО АН
- CCCP, 1968, crp. 188. 60. P. Vigier, YP. C. Haymann, Compt. rend. **B264**, 1565 (1967). 61. D. S. Lo, A. L. Olson, C. D. Olson, H. N. Oredson, W. J. Simon, E. J. Torok, J. Appl. Phys. **38**, 1344 (1967).

- 62. S. Tsukahara, JEOL News 9e(2), 8 (1970). 63. H. Boersch, H. Raith, D. Wohlleben, Zs. Phys. 159, 388 (1960). 64. W. J. S. Blackburn, G. H. Curtis, R. P. Ferrier, J. Phys. E2, 570 (1960).
- 65. G. Dupouy, F. Perrier et al., Compt. rend. B266, 1064 (1968).
- 66. G. Dupouy, см. ⁵³, р. 3.
- 67. A. Seguela, Proc. 7th Intern. Congr. Electron Microscopy, Grenoble, vol. 2, 1970, p. 609. 68. M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 38, 4966 (1967). 69. R. H. Wade, J. de phys. 29, Suppl. 2-3, C2-95 (1968). 70. D. Gabor, Proc. Phys. Soc. 64, 449 (1951).

- D. Gabor, Proc. Phys. Soc. 64, 449 (1951).
 A. Olivei, Optik 30, 27 (1969).
 A. Bowman, V. H. Meyer, J. Phys. E3, 927 (1970).
 H. Mahl, W. Weitsch, Zs. Naturforsch. 15a, 1051 (1961); G. A. Bassett, A. Keller, Phil. Mag. 9, 817 (1964); R. H. Wade, J. Silcox, Appl. Phys. Lett. 8, 7 (1966); Phys. stat. sol. 19, 57 (1967).
- 74. R. P. Ferrier, Adv. Optical and Electron Microscopy 3, 155 (1969).

- 75. R. H. Wade, Phys. stat. sol. 19, 847 (1967). 76. R. P. Ferrier, cm. ⁵⁵, p. 115. 77. R. P. Ferrier, R. H. Wade, Proc. Intern. Conf. Magnetism, Nottingham, 1964, p. 873. 78. R. H. W a d e, Bull. Soc. fr. minéral. cristallogr. 90, 479 (1967).

- 79. M. J. Goringe, J. P. Jakubovics, Phill. Mag. 10, 475 (1967).
 79. M. J. Goringe, J. P. Jakubovics, Phill. Mag. 10, 277 (1964).
 80. J. P. Jakubovics, Phil. Mag. 10, 277 (1964).
 81. J. P. Jakubovics, Ph. D. Thesis (University of Cambridge, 1965).
 82. M. Wilkens, Phys. stat. sol. 9, 255 (1965).
 83. J. P. Jakubovics, Phil. Mag. 13, 85 (1966).
 84. H. Boersch, cm. ⁴⁷, 11-4.
 85. D. Weblebor, Phys. Lett. 22, 564 (1966).

- 85. D. Wohlleben, Phys. Lett. 22, 564 (1966).
- 86. D. Wohlleben, J. Appl. Phys. 38, 1292 (1967). 87. D. Wohlleben, J. Appl. Phys. 38, 3341 (1967).
- 88. J. P. Guigay, A. Bourret, Compt. rend. B264, 1389 (1967).

- 89. H. Wahl, Optik 28, 417 (1969).
 90. J. P. Guigay, R. H. Wade, Phys. stat. sol. 29, 799 (1968).
 91. O. Bostanjoglo, W. Vieweger, Phys. stat. sol. 32, 311 (1969).
 92. H. Boersch, J. Geiger, H. Raith, Zs. Phys. 160, 66 (1960).
- Wohlleben, J. Appl. Phys. 39, 1197 (1968). 93. D.

- 94. D. Wohlleben, J. Appl. Phys. 39, 1137 (1906).
 94. D. Wohlleben, J. Appl. Phys. 41, 1344 (1970).
 95. H. Dietze, H. Thomas, Zs. Phys. 163, 523 (1961).
 96. S. Middelhoek, J. Appl. Phys. 34, 1054 (1963).
 97. E. Feldtkeller, E. Fuchs, Zs. angew. Phys. 18, 1 (1964).
 98. H. Weik, P. Hemenger, Zs. angew. Phys. 19, 314 (1965).
 99. Collete J. Appl. Phys. 25, 2904 (1967).
- 99. R. Collete, J. Appl. Phys. 35, 3294 (1964).

- 99. R. Collete, J. Appl. Phys. 35, 3294 (1964).
 100. W. F. Brown, Jr., A. E. La Bonte, J. Appl. Phys. 36, 1380 (1965).
 101. C. D. Olson, H. N. Oredson, E. J. Torok, J. Appl. Phys. 38, 1349 (1967).
 102. A. Aharoni, J. Appl. Phys. 38, 3196 (1967).
 103. H. N. Oredson, E. J. Torok, IEEE Trans. Magnet. MAG-4 (1), 32 (1968).
 104. R. Kirchner, W. Döring, J. Appl. Phys. 39, 855 (1968).
 105. Th. Ricker, K. H. Locherer, Zs. angew. Phys. 26, 223 (1969).
 106. A. E. La Bonte, J. Appl. Phys. 40, 2450 (1969).
 107. A. Hubert, Phys. stat. sol. 32, 519 (1969); 38, 699 (1970).
 108. E. E. Huber, D. O. Smith, J. B. Goodenough, J. Appl. Phys. 29, 294 (1958). 294 (1958).

- 294 (1958).
 109. W. Bürger, Phys. stat. sol. a4, 723 (1971).
 110. В. А. Буравихин, В. И. Попов, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 682 (1965).
 111. Н. Sato, S. Shinozaki, R. S. Toth, см. ⁷⁷, р. 798.
 112. V. А. Вигаvikhin, V. I. Ророv, Phys. stat. sol. 16, 657 (1966).
 113. В. А. Буравихин, П. И. Круковер, см. ⁸, стр. 145.
 114. Я. М. Погосян и др., Изв. АН Арм.ССР (Физика) 5, 103 (1970).
 115. В. И. Попов, В. А. Буравихин и др., ФММ 29, 548 (1970).
 116. Я. М. Погосян, А. Г. Шишков, Р. В. Телеснин, ФММ 30, 880 (1970).
 117. В. И. Попов, В. А. Буравихин, В. П. Карабанова, В. И. Шве-иов. Материалы Межичнар. симпозичма по физике тонких магнитных пленок, 11. По во д. Б. П. Бурабанан, Б. П. Парабанова, Б. П. Швет цов. Материалы Междунар. симпозиума по физике тонких магнитных пленок, Иркутск, ИПИ, 1968, стр. 396.
 118. В. А. Буравихин, В. П. Карабанова и др., сборник «Физика магнит-ных пленок», вып. 4, Иркутск, ИПИ, 1971, стр. 110.
 119. Е. J. Тогок, А. L. Olson, H. N. Oredson, J. Appl. Phys. 36, 1394 (1965).
 120. S. Middelbock J. Appl. Phys. 22, 4444 (4965).
- 120. S. Middelhoek, J. Appl. Phys. 33, 1111 (1962).
- 121. E. J. Torok, H. N. Oredson, W. J. Simon, J. Appl. Phys. 41, 1338 (1970).
- 6 УФН, т. 106, вып. 2

- 122.5 E. Fuchs, A. Politycki, Zs. angew. Phys. 13, 544 (1961). 123. M. D. Coutts, H. L. Pinch, J. Appl. Phys. 34, 2113 (1963). 124. M. Mohiuddin, Brit. J. Appl. Phys. 17, 789 (1966).

- 125. В. П. Карабанова, сборник «Физика магнитных пленок», вып. 3, Иркутск, ИПИ, 1970, стр. 8.
- 126. Е. А. Горохов, В. П. Карабанова, В. И. Попов, ФММ 30, 1288 (1970). 127. V. A. Bouravikhin, E. A. Gorokhov, V. P. Karabanova,
- V. I. Popov, a) Thesis Intern. Conf. Magnetism, Grenoble, 1970, MaF11; 6) см. ¹²⁵, стр. 3.

- 128. Н. Sato, R. W. Astrue, S. S. Shinozaki, J. Appl. Phys. **35**, 822 (1964). 129. W. J. S. Blackburn, R. P. Ferrier, J. Appl. Phys. **37**, 1163 (1966). 130. G. A. Jones, D. P. Oxley, R. S. Tebble, Phil. Mag. **11**, 993 (1965). 131. Н. И. Сивков, В. Г. Пынько, Изв. АН СССР, сер. физ. **34**, 1586 (1970). 132. S. Tsukahara, H. Kawakatsu, T. Taoka, Jernkontor. Ann. **155** (8) 468 (1971).

- 133. G. A. Jones, B. K. Middleton, J. Phys. D2, 685 (1969).
 134. R. H. Wade, Phil. Mag. 10, 49 (1964).
 135. H. Pfisterer, Phys. Blätter 20, 312 (1964).
 136. E. Feldtkeller, W. Liesk, Zs. angew. Phys. 14, 195 (1966).
 137. M. S. Cakar, L. Appl. Phys. 24 (2062).
- 130. E. Feldtkerler, W. Dresk, Zs. angew. Fuys. 14, 133
 137. M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 34, 1221 (1963).
 138. P. Vigier, P. Haymann, Phys. stat. sol. 34, 649 (1969).
 139. D. C. Hothersall, Phys. stat. sol. 34, 677 (1969).

- 139. D. C. Hothersall, Phys. stat. sol. 34, 677 (1969).
 140. P. Vigier, P. Haymann, см. ⁶⁷, p. 645.
 141. Л. Д. Ландау, Е. М. Лиф шиц, Phys. Zs. Sowjetunion 8, 153 (1935).
 142. H. Weik, P. M. Hemenger, Phys. Lett. 13, 210 (1964).
 143. P. M. Hemenger, H. Weik, J. Appl. Phys. 36, 1052 (1965).
 144. R. H. Wade, J. Appl. Phys. 37, 366 (1966).
 145. L. Reimer, H. Kappert, Zs. angew. Phys. 26, 58 (1969).
 146. T. Suzuki, C. H. Wilts, C. E. Patton, J. Appl. Phys. 39, 1983 (1968).
 147. T. Suzuki, C. H. Wilts, J. Appl. Phys. 40, 1216 (1969).
 148. J. P. Guigay, см. ⁶⁷, p. 605.

- 149. D. Wohlleben, Report at the 3rd Intern. Coll. Magnetic Films, Boston, 1967 (частное сообщение).
- 150. D. H. Warrington, Phil. Mag. 9, 261 (1964).
 151. Г. В. Спивак, Л. А. Богданова, В. И. Петров, Тезисы 7-й Всесоюзной конференции по электронной микроскопии, Секция II. Твердое тело, Научный совет по электронной микроскопии при СФТН АН СССР, М., 1969, стр. 86.
- совет по электронной микроскопии при СФТН АН СССР, М., 1969, стр. 86.
 152. В. И. Петров, Г. В. Спивак, А. Ш. Айрапетов, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1582 (1970).
 153. L. Reimer, H. Kappert, Zs. angew. Phys. 27, 165 (1969).
 154. L. Reimer, K. H. Sommer, Zs. Naturforsch. 23a, 1569 (1969).
 155. T. Suzuki, M. Wilkens, см. ⁶⁷, р. 611.
 156. T. Suzuki, M. Wilkens, Phys. stat. sol. a3, 43 (1970).
 157. T. Suzuki, Abstracts 4th Intern. Coll. Thin Magnetic Films, Prague, 1970, 9.2.
 158. V. R. Matricardi, W. G. Lehmann, N. Kitamura, J. Silcox, J. Appl. Phys. 38, 1297 (1967).
 159. A. S. Keh, Ch. A. Johnson, J. Appl. Phys. 34, 2670 (1963).

- 160. D. C. Hothersall, cm. 67 , p. 617. 161. K. Schaffernicht, Zs. angew. Phys. 15, 275 (1963). 162. Th. Ricker, a) Phys. stat. sol. 30, K93 (1968); 6) Thesis Intermag-69, Amsterdam, 1969, 1.1.

- 1909, 1.1. 163. Т. Suzuki, A. Hubert, Phys. stat. sol. 38, K5 (1970). 164. D. C. Hothersall, Phil. Mag. 20, 89 (1969). 165. S. P. Ray, D. I. Paul, J. Appl. Phys. 41, 5238 (1970). 166. S. Mader, A. S. Nowick, Thin Solid Films 1, 45 (1968). 167. T. Suzuku, cm. ^{127a}, LuF2; J. de phys. 32, Suppl. 2—3, C1-134 (1971). 168. R. H. Wade, Proc. Phys. Soc. 79, 1237 (1962). 169. L. V. Kirenski, V. G. Pynko, et. al., Phys. stat. sol. 17, 249 (1966). 170. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько идр., Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 716 (1967).
- 716 (1967). 171. Г. И. Белик, Л. И. Чернышова, Изв. вузов (Физика), № 9, 62 (1968).
- 172. Г. И. Белик и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1592 (1970). 173. М. К. Савченко, Д. А. Лаптей и др., Изв. вузов (Физика), № 7, 70 (1969).
- 174. H. Boersch, H. Raith, H. Weber, Zs. Phys. 161, 1 (1961).
- 175. H. Kappert, Zs. angew. Phys. 29, 139 (1970). 176. F. Lenz, E. Krimmel, Zs. Phys. 163, 356 (1961). 177. E. Feldtkeller, Zs. angew. Phys. 15, 206 (1963).

- 178. В. И. Петров, Н. Н. Седов, Г. В. Спивак, см. ¹¹⁷, стр. 160.
- 179. K. J. Harte, M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 40, 1218 (1969). 180. M. S. Cohen, K. J. Harte, J. Appl. Phys. 40, 3597 (1969). 181. J. M. Rodgers, cm. ⁷⁷, p. 866.

- 180. II. C. CORCH, R. J. Harte, J. Appl. 1195. 40, 555
 181. J. M. Rodgers, cm. ⁷⁷, p. 866.
 182. R. S. Tebble, cm. ⁷⁷, p. 859.
 183. P. J. Grundy, Brit. J. Appl. Phys. 16, 409 (1965).
- 184. E. Fuchs, Zs. angew. Phys. 13, 157 (1961).

- 184. E. Fuchs, Zs. angew. Phys. 13, 157 (1961).
 185. L. Reimer, Zs. angew. Phys. 13, 143 (1961).
 186. G. A. Jones, Brit. J. Appl. Phys. 15, 875 (1964).
 187. M. J. Marcinkowski, R. M. Poliak, Acta Metallurg. 12, 179 (1964).
 188. P. V. Vigier, P. Haymann, Compt. rend. B267, 22 (1968); B273, 745 (1971).
 189. E. Feldtkeller, Zs. angew. Phys. 17, 121 (1964).
 190. K. D. Leaver, Thin Solid Films 2, 149 (1968).
 191. H. Rother, Zs. Phys. 168, 148 (1962).

- 192. P. Shnupp, Ann. Phys. 14, 1 (1964). 193. K. J. Harte, Thesis (Harvard University, Cambridge, Mass., 1964).
- 194. H. Hoffmann, J. Appl. Phys. 35, 1790 (1964).

- 194. H. Hoffmann, J. Appl. Phys. 35, 1790 (1964).
 195. K. J. Harte, J. Appl. Phys. 37, 1295 (1966).
 196. K. J. Harte, J. Appl. Phys. 39, 1503 (1968).
 197. H. Hoffmann, Phys. stat. sol. 4, K93 (1964).
 198. E. Feldtkeller, cm. ⁷⁷, p. 837.
 199. S. Tsukahara, J. Phys. Soc. Japan 23, 189 (1967).
 200. T. Suzuki, C. H. Wils, J. Appl. Phys. 39, 1151 (1968).
 201. T. Suzuki, Phys. stat. sol. 37, 101 (1970).
 202. F. G. West, C. L. Simmons, J. Appl. Phys. 37, 1283 (1966).
 203. J. J. Chang, A. R. von Neida, C. J. Calbick, J. Appl. Phys. 37, 1472 (1966). (1966).

- 204. A. Baltz, W. D. Doyle, J. Appl. Phys. 35, 1814 (1964).
 205. E. Feldtkeller, cm. ⁷⁷, p. 846.
 206. T. Suzuki, J. Phys. Soc. Japan 28, 920 (1970).
 207. S. Maruse, M. Hibino, Zs. angew. Phys. 27, 183 (1969).
 208. T. Suzuki, Report at the Meeting on Lorentz Microscopy, Grenoble, 1970 (частное сообщение).
- 209. R. Ajelan, H. Kappert, L. Reimer, Zs. angew. Phys. 30, 80 (1970). 210. L. Reimer, H. Kappert, Report at the Meeting on Lorentz Microscopy, Grenoble, 1970 (частное сообщение).

- 211. Н. G. Badde, Н. Каррегt, L. Reimer, Zs. angew. Phys. 30, 83 (1970). 212. Л. И. Черны шова, И. С. Эдельман, Н. И. Сивков, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1589 (1970).

- сер. физ. 34, 1589 (1970).
 213. И. С. Эдельман, Л. И. Чернышова, ФММ 28, 440 (1969); см. ¹⁵⁷, 6.6.
 214. Я. М. Погосян, Л. А. Безирганян и др., ФММ 30, 733 (1970).
 215. Н. L. Gaigher, Zs. Phys. 223, 257 (1969).
 216. А. Baltz, см. ⁷⁷, р. 845.
 217. Т. Fujii, S. Uchiyama, E. Yamada, Y. Sakaki, Japan. J. Appl. Phys. 6, 1 (1967).
 218. Л. И. Чернышова, Г. И. Белик, А. Г. Баранов, см. ³⁹, стр. 163.
 219. Л. В. Киренский, Р. В. Суханова пдр., Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 4035 (4036)
- 1035 (1966).
- 1055 (1900). 220. Л. В. Киренский и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 1038 (1966). 221. Р. В. Суханова, С. В. Кан, А. С. Комалов, ФММ 27, 558 (1969), 222. R. J. Spain, I. B. Puchalska, J. Appl. Phys. 35, 824 (1964). 223. S. Tsukahara, H. Kawakatsu, J. Phys. Soc. Japan 21, 313 (1966), 224. G. A. Jones, Phys. stat. sol. 19, 811 (1967).

- 225. Л. В. Киренский, Р. В. Сухановаи др., Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 50 (1966).
- 226. P. Escudier, F. Biragnet et al., Phys. stat. sol. 16, 295 (1966). 227. D. S. Lo, J. Appl. Phys. 37, 1289 (1966). 228. D. S. Lo, J. Appl. Phys. 37, 3246 (1966).

- 229. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 30. 34 (1966). 230. Y. Yokoyama, T. Sato, T. Magashima, J. Phys. Soc. Japan 21, 1839
- (1966)
- 231. İ. B. Puchalska, A. Sukiennicki, K. Branska, Phys. stat. sol. 14, K119 (1966).
- 232. I. B. Puchalska, cm. ⁷⁷, p. 870. 233. I. B. Puchalska, A. Sukiennicki, T. Tymosz, Phys. stat. sol. 9, 575 (1965).
- 234. В. А. Буравихин, В. И. Попов, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 677 (1965).
- 235. I. B. Puchalska, A. Sukiennicki, Phys. stat. sol, 21, K57 (1967).

- 236. Р. В. Суханова, В. Г. Пынько, Н. И. Сивков, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 435 (1967).
- 237. В. А. Буравихин, Д. И. Воскобойник идр., см. ¹¹⁷, стр. 344. 238. S. Tsukahara, Н. Каwakatsu, J. Phys. Soc. Japan 21, 2551 (1966). 239. P. Tischer, см. ⁵³, р. 353. 240. H. Pfisterer, E. Fuchs, P. Tischer, Zs. angew. Phys. 27, 179 (1969).
- 241. В. А. Буравихин, В. И. Попов, ФММ 20, 146 (1965).

- 241. Б. А. Буравихин, Б. И. Попов, ФММ 20, 140 (1905). 242. Т. Iwata, R. J. Prosen, B. E. Gran, J. Appl. Phys. 38, 1364 (1967). 243. G. Bate, D. E. Speliotis et al., см. ⁷⁷, р. 816. 244. D. E. Speliotis, G. Bate et al., J. Appl. Phys. 36, 972 (1965). 245. E. Fuchs, W. Zinn, J. Appl. Phys. 34, 2557 (1963). 246. D. C. Hothersall, Phil. Mag. 20, 433 (1969). 247. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, И. П. Антипин, Изв. АН СССР, от Али. 20, 46 (1966). сер. физ. 30, 46 (1966). 248. Н. И. Сивков, В. Г. Пынько, см. ³⁹, стр. 146. 249. D. C. Finbow, D. A. Havard, Phys. stat. sol. 38, 541 (1970).

- 250. J. Silcox, Phil. Mag. 8, 7 (1963). 251. P. J. Grundy, Phil. Mag. 12, 335 (1965).
- 252. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, Н. И. Сивков, Изв. АН СССР, сер.

 φ us. 30, 91 (1966).

 253. P. J. Grundy, R. S. Tebble, Proc. Phys. Soc. 81, 971 (1963).

 254. P. J. Grundy, B. Johnson, J. Phys. D2, 1279 (1969).

 255. P. J. Grundy, R. S. Tebble, D. C. Hothersall, a) J. Phys. D4, 174 (1971);

 255. P. J. Grundy, R. S. Tebble, D. C. Hothersall, a) J. Phys. D4, 174 (1971);

- 6) Digests Intermag Conf. Denver, U.S.A., 1971, 10.12.
 6) Digests Intermag Conf. Denver, U.S.A., 1971, 10.12.
 256. J. Silcox, Phil. Mag. 8, 1395 (1963).
 257. J. Silcox, см. ⁴⁷, II-5.
 258. J. M. Rodgers, Thesis (University of Sheffild, 1964).
 259. P. J. Grundy, Thesis (University of Sheffild, 1964).
 260. J. P. Jakubovics, Phil. Mag. 14, 881 (1966).
 261. B. Gemperle A. Gemperle Physistat sol 26

- 260. J. P. Jakubovics, Phil. Mag. 14, 8361 (1966).
 261. R. Gemperle, A. Gemperle, Phys. stat. sol. 26, 207 (1968).
 262. P. J. Grundy, Phil. Mag. 14, 901 (1966).
 263. P. J. Grundy, R. S. Tebble, J. Appl. Phys. 35, 923 (1964).
 264. A. Bourret, D. Dautreppe, Phys. stat. sol. 13, 559 (1966).
 265. R. W. De Blois, J. Appl. Phys. 36, 1647 (1965).
 266. A. Bourret, M. Kleman, Colloq. internat. Centre nat. rech. scient., Nr.167, 4672 1968, p. 167. 267. J. Kallor, D. I. Paul, A. Tobin, J. Appl. Phys. 37, 4979 (1966). 268. A. G. Tobin, D. I. Paul, J. Appl. Phys. 40, 3611 (1969). 269. M. J. Marcinkowski, R. M. Poliak, Phil. Mag. 8, 1023 (1963).

- 270. A. F. Smith, J. Phys. D7, 1044 (1970). 271. J. P. Jakubovics, cm. ⁷⁷, p. 875.

- 272. J. P. Jakubovics, Phil. Mag. 10, 675 (1964). 273. M. J. Marcinkowski, R. C. Glenn, Brit. J. Appl. Phys. 15, 523 (1964). 274. A. J. Lapworth, J. P. Jakubovics, G. S. Baker, см. ^{127a}, MaE5; J. de phys. 32, Suppl. 2—3, C1-259 (1971).
- 275. Л. В. Киренский, Л. М. Образцова и др., см. ¹⁵¹, стр. 90. 276. L. Kirensky, L. Obrastsov, a, V. Рупко, см. ¹⁵⁷, 5.3; Czechosl. J. Phys. **B21**, 513 (1971).

- В21, 515 (1971).
 277. О. Bostanjoglo, W. Vieweger, Phys. stat. sol. 39, 471 (1970).
 278. J. Dash, W. R. Bitler, J. Appl. Phys. 37, 1095 (1966).
 279. В. И. Изотов, Л. М. Утевский, ФММ 25, 751 (1968).
 280. G. Remaut, P. Delavignette et al., J. Appl. Phys. 35, 1351 (1964).
 281. G. Remaut, A. Lagasse, S. Amelinck x, Phys. stat. sol. 7, 497 (1964).
 282. Van Landuyt, S. Amelinck x, Appl. Phys. Lett. 4, 15 (1964).
 283. M. S. Cohen, IEEE Trans. Magnet. MAG-1, 156 (1965).
 284. L. P. Auradon, L. microscopie 5, 1 (1966).

- 284. J. P. Auradon, J. microscopie 5, 1 (1966)

- 204. J. F. Aurauon, J. microscopie J. 1 (1900).
 285. М. Ніbino, S. Maruse, Japan J. Appl. Phys. 8, 366 (1969).
 286. G. A. Jones, Brit. J. Appl. Phys. 17, 383 (1966).
 287. В. А. Буравихин, Д. И. Воскобойник и др., см. ⁸, стр. 142.
 288. В. А. Буравихин, Д. И. Воскобойник, и др., в сборнике «Физика магнитных пленок», вып. 2, Иркутск, ИПИ, 1970, стр. 13.
 289. Д. И. Воскобойник, А. А. Неделько, В. Н. Шелковников, см. ⁸
- см. ⁸, стр. 137. 290. L. Reimer, J. Ficker, T. Pieper, E. Wossner, Zs. angew. Phys. 15,
- 204 (1963).
- 291. Л. В. Киренский, Р. В. Суханова, В. Г. Пынько, ФММ 21, 308 (1966).
- 292. Л. И. Чернышова, Г. И. Белик идр., Изв. вузов (Физика), № 8, 145 (1969).

- 293. В. А. Буравихин, Д. И. Воскобойник идр., см¹¹⁷, стр. 335. 294. В. Г. Казаков, П. И. Круковер идр., см.¹¹⁷, стр. 418. 295. Т. Koikeda, K. Suzuki, S. Chikazumi, Appl. Phys. Lett. 4, 160 (1964).
- 296. R. J. Spain, Appl. Phys. Lett. 3, 208 (1963).
- 297. I. B. Puchalska, R. P. Ferrier, Thin Solid Films 1, 437 (1968).
- 298. R. P. Ferrier, I. B. Puchalska, Phys. stat. sol. 28, 335 (1968).
 299. I. B. Puchalska, Acta Phys. Polon. 36, 589 (1969).
 300. J. H. Bennett, R. P. Ferrier, cm. ⁶⁷, p. 607.
 301. S. Tsukahara, J. Phys. Soc. Japan 28, 62 (1970).

- 302. E. Feldtkeller, J. Appl. Phys. 39, 1181 (1968).
- 303. L. Piche, J. Devenyi, O. Massenet, cm. ¹⁵⁷, 5.2; Czechosl. J. Phys. B21, 510 (1971).

- 304. I. B. Puchalska, R. J. Spain, см. ⁴⁷, II-6.
 305. I. B. Puchalska, R. J. Spain, Compt. rend. 254, 2937 (1962).
 306. R. H. Wade, Thesis (University of Cambridge, 1963).
 307. U. A. Durasova, O. S. Kolotov, I. S. Kolotov, V. I. Petrov, G. V. Spivak, R. V. Telesnin, см. ¹⁶²⁶, 1.2; Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1580 (1970). 308. M. S. Cohen, cm. ⁴⁷, E-9. 309. A. Green, R. M. Livesay, J. Sci. Instr. 42, 31 (1965). 310. E. Fuchs, W. Liesk, Πатент ΦΡΓ, кл. 21q, 37/10, № 1144856.

- 310. Е. Fuchs, W. Liesk, патен ФГ, Кл. 214, 57/16, 50 114050. 311. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько и др., ФММ 22, 380 (1966). 312. Я. М. Погосян и др., Завод. лаб. 36, 362 (1970). 313. Ch. A. Johnson, R. C. Glenn, J. Appl. Phys. 37, 946 (1966). 314. Е. Fuchs, H. Pfisterer, см. 47 , II-4. 315. L. Reimer, Zs. angew. Phys. 14, 193 (1962). 316. T. S. Lin, IEEE Trans. Magnet. MAG-2, 438 (1966). 317. P. Delayignetto R. Covers, S. Amolinecky, см. 55, p. 25

- 317. P. Delavignette, R. Gevers, S. Amelinck x, см. ⁵⁵, p. 259. 318. H. Zijlstra, H. B. Haanstra, J. Appl. Phys. **37**, 1105, 2853 (1966). 319. J. S. Salo, J. M. Carr, J. Electrochem. Soc. **109**, 1040 (1962). 320. Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, В. И. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 793 (1966).
- 321. E. Feldtkeller, Naturwiss. 48, 474 (1961).
- 322. J. D a v a l, D. R a n d e t, Digests Intermag Conf. Washington, 1970, 5/4; IEEE Trans. Magnet MAG-6, 768 (1970). 323. O. Bostanjoglo, H. Fichtner, Phys. stat. sol. 34, 511 (1969). 324. O. Bostanjoglo, Phys. stat. sol. 37, 247 (1970). 325. O. Bostanjoglo, P. Kreisel, A. Oelmann, Phys. stat. sol. 38, 607

- (1970).

- (1970). 326. O. Bostanjoglo, Phys. stat. sol. 38, 617 (1970). 327. O. Bostanjoglo, P. Kreisel, A. Oelmann, cm. ⁶⁷, p. 613. 328. O. Bostanjoglo, P. Kreisel, Phys. stat. sol. a3, 393 (1970). 329. I. B. Puchalska, R. J. Spain, Compt. rend. 254, 72 (1962). 330. R. J. Spain, I. B. Puchalska, cm. ⁴⁷, II-3. 331. H. W. Fuller, L. R. Lakin, J. Appl. Phys. 34, 1069 (1963). 332. E. Feldtkeller, E. Fuchs, W. Liesk, cm. ⁵⁵, p. 295. 333. E. Feldtkeller, E. Fuchs, W. Liesk, Zs. angew. Phys. 18, 370 (1965). 334. F. Biragnet, J. Devenye et al., Phys. stat. sol. 16, 569 (1966). 335. B. A. EypaBHXHH, B. И. ПОПОВ, ИЗВ. ВУЗОВ (ФИЗИКА), № 4, 116 (1965). 336. J. A. Jones. Brit. J. Appl. Phys. 16, 969 (1965).

- 336. J. A. Jones, Brit. J. Appl. Phys. 16, 969 (1965). 337. R. H. Wade, см. ⁴⁷, II-7. 338. Е. Feldtkeller, Zs. angew. Phys. 13, 161 (1961). 339. Т. А. Погосян, Я. М. Погосян, П. А. Безирганян, Изв.
- Арм.ССР (Физика) 5, 169 (1970).
- 340. E. Feldtkeller, Elektron. Rechenanl. 3, 167 (1961).
- 341. Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, В. А. Мамян, Изв. Арм.ССР (Физика) 3, 378 (1968). 342. Т. А. Погосян, Я. М. Погосян, Изв. АН Арм. ССР (Физика) 4, 8 (1969). 343. Т. А. Погосян, Я. М. Погосян, В. А. Мамян, Изв. АН Арм.ССР
- (Физика) 4, 19 (1969).

- 344. Е. Feldtkeller, J. Appl. Phys. 34, 2646 (1963).
 345. В. М. Пушкар, Укр. физ. ж. 11, 806 (1966).
 346. Н. И. Сивков, В. С. Прокопенко, В. Г. Пынько, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 832 (1966).

- 347. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 93 (1966). 348. Ү. Gondo, B. E. Gran, R. J. Prosen, J. Appl. Phys. 36, 1062 (1965). 349. Е. J. Torok, D. S. Lo, H. N. Oredson, W. J. Simon, J. Appl. Phys. 40, 1222 (1969).

AH

- 350. D. S. Lo, M. M. Hanson, IEEE Trans. Magnet. MAG-5, 115 (1969). 351. Я. М. Погосян, З. М. Гзрян, С. А. Арутюнян, ФММ 31, 417 (1971); сборник «Тонкие магнитные пленки в вычислительной технике и радиотехнике»,
- соорник «гонкие манитные пленки в вычислительной технике и радиотехнике», т. 2, Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1971, стр. 37.
 352. G. V. S pivac, O. P. Pavljutschenko, V. I. Petrov, Intern. Coll. Grundprobleme Physik dünner Schichten, Clausthal Göttingen, 1965, S. 38.
 353. V. I. Petrov, G. V. S pivak, O. P. Pavluchenko, см. ³⁸, p. 615.
 354. В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 362 (1967).

- 355. Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, В. И. Петров, Авторское свидетельство № 201541 (2.XI 1965 г.). 356. V. I. Petrov, G. V. Spivak, O. P. Pavluchenko, V. V. Shakma-
- по v, см. ⁵³, р. 357. 357. Г. В. Спивак, Е. М. Дубинина идр., Изв. АН СССР, сер. физ. **32**, 1098
- (1968).
- 358. Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, В. И. Петров и др., Тезисы Всесоюзного симпозиума по электронномикроскопическому приборостроению, Научный совет по электронной микроскопии при СФТН АН СССР, Сумы, 1968,
- стр. 26. 359. О. П. Павлюченко, Н. М. Саланский, см. ¹⁵¹, стр. 93. 360. О. П. Павлюченко, Н. М. Саланский, Тезисы 7-й Всесоюзной конференции по электронной микроскопии, Секция I. Электронная оптика и приборостроение, Научный совет по электронной микроскопии при СФТН АН СССР,
- M., 1969, стр. 3.
 361. Ю. А. Дурасова, О. С. Колотов и др. см. ⁵⁹, стр. 399.
 362. U. A. Durasova, I. S. Kolotov, O. S. Kolotov, V. I. Petrov, G. V. Spivak, R. V. Telesnin, см. ⁶⁷, р. 619, и ¹⁵⁷, 2.1; Czechosl. J. Phys.
- B21, 451 (1971).
 363. I. S. Kolotov, O. S. Kolotov, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, CM. ^{127a}; LuF5.
- 364. Г. В. Спивак, В. В. Шакманов, В. И. Петров, А. Е. Лукьянов, С. И. Якунин, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 1111 (1968).
 365. V. I. Petrov, G. V. Spivak, Zs. angew. Phys. 27, 188 (1969).
- 366. В. И. Петров, Г. В. Спивак, В. Ш. Меламед, см. 151, стр. 92.

- 366. В. И. Петров, Г. В. Спивак, В. Ш. Меламед, см.¹⁵¹, стр. 92.
 367. М. Х. Крайдер, Ф. Б. Хамфрей, см.¹¹⁷, стр. 316.
 368. П. Д. Ким, Л. А. Сафонов йдр., см.¹⁵¹, стр. 91.
 369. N. Міппаја, М. Nobile, F. Pedrielli, см.²⁵⁵⁶, 8.8.
 370. Т. Suzuki, A. Seeger, Comm. Solid State Phys. 3, 128 (1970/1971).
 371. A. Aharoni, J. de phys. 32, Suppl. 2--3, C1-966 (1971).
 372. H. Kappert, P. Schmiesing, Phys. stat. sol. a4, 737 (1971).
 373. T. Suzuki, A. Seeger, Comm. Solid State Phys. 3, 173 (1971).
 374. T. Suzuki, Z. angew. Phys. 32, 75 (1971).
 375. M. S. Cohen, J. Appl. Phys. 33, 2968 (1962).
 376. D. I. Norman, D. S. Lo, T. R. Johansen, J. Appl. Phys. 42, 1810 (1971).
 377. E. Feldtkeller, J. de phys. 18, 217 (1970).
 378. W. Bürger, Exper. Tech. Phys. 18, 217 (1970).
 379. W. Bürger, Phys. stat. sol. a4, 713 (1971).
 380. B. С. Прокопенко, Г. Г. Васильев, Тезисы 8-й Всесоюзной конференции по электронной микроскопии, т. 1, М., «Знание», 1971, стр. 61. в. с. прокопенко, т. т. васильев, тезисы 8-и всесоюзной конфренции по электронной микроскопии, т. 1, М., «Знание», 1971, стр. 61.
 381. Б. В. Васильев, Н. И. Сивков, см. ³⁸⁰, стр. 61.
 382. Д. И. Белик, Д. А. Лаптей, М. К. Савченко, см. ³⁸⁰, стр. 63.
 383. Л. И. Чернышова, М. С. Эдельман, Н. И. Сивков, см. ³⁸⁰, стр. 63.
 384. Л. М. Образцова, В. Г. Пынько, см. ³⁸⁰, стр. 70.
 385. С. А. Горса, Ц. Выс. Б. (40.2) (4074).

- 385. G. A. Jones, J. Phys. E4, 833 (1971).
- 386. O. Bostanjoglo, A. Oelmann, Zs. angew. Phys. 32, 118 (1971). 387. O. Bostanjoglo, K. Röhkel, Phys. stat. sol. a7, 387 (1971).