

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.221

ИМПУЛЬСНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК**O. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	569
2. Экспериментальные методы исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок	570
3. Кривая перемагничивания. Понятие об основных механизмах перемагничивания	573
4. Проблема однородного вращения	574
5. Основные результаты изучения неоднородного вращения	578
а) Разностороннее вращение (579). б) Одностороннее вращение (588).	
6. Перемагничивание пленок смещением доменных стенок	590
Цитированная литература	592

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к проблеме импульсного перемагничивания обусловлен широким применением ферромагнитных материалов в устройствах автоматики и вычислительной техники, в переключателях и модуляторах СВЧ колебаний, в формирователях импульсов и т. п. Для повышения эффективности подобных устройств необходимо глубокое знание природы процессов, происходящих в ферромагнетиках при резком изменении величины и направления магнитного поля. Эта проблема представляет и самостоятельный физический интерес, ибо в процессе импульсного перемагничивания возникают интересные случаи коллективного поведения спинов, выявляются новые особенности обменного и магнитостатического взаимодействия и взаимодействия спинов с кристаллической решеткой.

Понимание природы импульсного перемагничивания требует, прежде всего, ответа на вопрос: как изменяется намагниченность ферромагнетика при перемагничивании? Прямой ответ на этот вопрос может быть получен непосредственным наблюдением динамической доменной структуры. При этом однозначные, исчерпывающие результаты могут быть получены только для тонких слоев ферромагнетика, иначе — пленок, которые при толщине $\leq 1 \text{ мкм}$ обладают сквозной доменной структурой. Кроме того, в большинстве случаев для пленок можно пренебречь влиянием вихревых токов. Следует, однако, отметить, что некоторые импульсные характеристики одинаковы как для пленок, так и для массивных ферромагнетиков ^{1,2}. Поэтому можно надеяться, что исследование импульсного перемагничивания пленок поможет понять природу подобных процессов в массивных материалах. Все это и определяет то особое место,

© «Успехи физических наук», 1974.

которое занимают тонкие магнитные пленки (ТМП) в проблеме импульсного перемагничивания.

В настоящем обзоре рассматривается современное состояние вопроса об импульсном перемагничивании одноосных поликристаллических ТМП. Что касается других пленок, например, монокристаллических, с закрытической петлей гистерезиса и т. д., то их изучению посвящены единичные работы, а полученных к настоящему времени данных явно недостаточно, чтобы делать обобщающие выводы об их импульсных свойствах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКОК

Освещение современного состояния рассматриваемой проблемы будет далеко не полным, если, хотя бы бегло, не остановиться на возможностях экспериментальных методов, используемых при изучении импульсных свойств ТМП.

Как уже отмечалось, наиболее прямой путь к пониманию природы процессов перемагничивания лежит через изучение динамических доменов.

Очевидно, что для наблюдения этих доменов необходимо, чтобы время регистрации было существенно меньше времени перемагничивания. Выполнение этого требования связано с большими техническими трудностями, обусловленными большой скоростью перемагничивания пленок. Не меньшие трудности связаны и с обеспечением качества изображения динамических доменов (контраста, пространственной разрешающей способности, яркости). Поэтому вплоть до самого последнего времени все попытки понять природу импульсного перемагничивания опирались на косвенные данные.

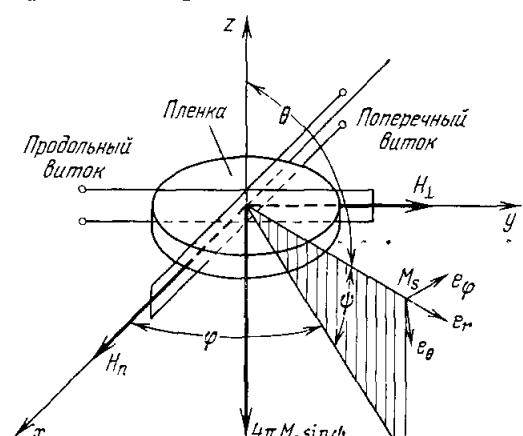


Рис. 1. Одноосная тонкая пленка и связанные с ней системы координат и съемные витки.

ные, получаемые регистрацией суммарного магнитного момента образца. Из косвенных методов наиболее широко применяется индукционный, при котором регистрируется скорость изменения суммарной намагченности ТМП с помощью съемных витков. Обычно используются два витка (рис. 1): продольный, регистрирующий скорость изменения составляющей намагченности $M_{||}$, коллинеарной перемагничивающему полю, и поперечный — регистрирующий составляющую M_{\perp} , перпендикулярную к полю. Интегрируя эти сигналы, можно не только получить данные о характере изменения этих составляющих суммарного магнитного момента ТМП во времени, но и построить годограф вектора намагченности.

Основную трудность при осуществлении индукционного метода вызывает обеспечение требуемых чувствительности и широкополосности канала регистрации. Из-за малого объема ($\sim 10^{-6} \text{ см}^3$) ферромагнитного вещества пленки величина сигнала на выходе съемного витка во многих случаях не превосходит единиц мв. Стробоскопические осциллографы ^{3, 4}, обеспечивающие требуемую полосу пропускания ($\geq 1000 \text{ Мэц}$), обладают чувствительностью $\sim 10 \text{ мв/см}$. Применение методов накопления ^{5, 6} повышает чувствительность стробоскопических осциллографов до $1-0,3 \text{ мв/см}$ ^{3, 4, 7, 8},

что позволяет наблюдать сигналы в диапазоне 1—1000 нсек. Возможность исследования более коротких процессов ограничивается в основном конечной длительностью фронта перемагничивающего импульса ($\sim 0,3$ нсек) и индуктивностью съемного витка. Что касается стробоскопических осциллографов, то известны экспериментальные образцы с временем установления $\sim 0,03$ нсек^{3,4}.

При перемагничивании пленок в полях, близких к коэрцитивной силе H_c , время перемагничивания может достигать 10^{-5} сек и более, а амплитуда сигнала снижается до 10—30 мкв. Для наблюдения таких сигналов необходимы широкополосные усилители с низким уровнем собственных шумов. Большие трудности вызывает также помеха, наводимая в съемном витке перемагничивающим импульсом, которая, даже при использовании дополнительных компенсирующих витков, сравнима с полезным сигналом. Для борьбы с этой помехой применяют автоматические вычитатели^{4, 8, 9}. Менее распространен метод, при котором изменение намагниченности регистрируется с помощью магнитооптических эффектов Керра и Фарадея. В некоторых работах делались попытки извлечь информацию о характере изменения намагниченности, измеряя электросопротивление^{10, 11} и СВЧ восприимчивость¹²⁻¹⁴ перемагничиваемого образца.

Косвенные методы позволяют получать такую важную характеристику ТМП, как время перемагничивания, изучать его зависимость от условий эксперимента и от параметров образцов. Эти данные имеют большой интерес для практического применения пленок, и без их исследования невозможно понять ряд важных причинных связей, определяющих природу перемагничивания. Однако изучение одних интегральных характеристик не привело к однозначному ответу на основные вопросы: как изменяется намагниченность при перемагничивании и чем обусловлен тот или иной характер ее изменения?

В первых установках для наблюдения динамических доменов использовался магнитооптический эффект Керра¹⁵⁻¹⁷. Эти установки были еще несовершенны, и с их помощью не удалось провести сколько-нибудь значительные исследования. Только в 1968 г. Крайдер и Хэмфри¹⁸⁻¹⁹ создали магнитооптическую установку с временным разрешением ~ 10 нсек, обеспечивающую получение ценной информации о динамических доменах. Несколько ранее Спивак, Петров и Павлюченко предложили метод стробоскопической электронной микроскопии²⁰⁻²⁶, обеспечивающий, по сравнению с магнитооптическим методом, значительно больший контраст и лучшее пространственное разрешение. Временное разрешение стробоскопических электронных микроскопов доведено до единиц наносекунд²⁷⁻³¹, что позволяет исследовать процессы длительностью $\sim 10^{-7}-10^{-8}$ сек.

В установке, разработанной на физическом факультете МГУ³², впервые были совмещены стробоскопический магнитооптический метод наблюдения динамических доменов с индукционным методом изучения интегральных импульсных характеристик, а также впервые удалось обеспечить визуальное наблюдение доменов без их предварительной регистрации на фотоматериале. Установка обладает временным разрешением ~ 15 нсек и предназначена для изучения импульсного перемагничивания в слабых полях.

Заканчивая обзор экспериментальных методов, следует отметить, что их развитие стало возможным благодаря успехам наносекундной импульсной техники. В то же время возникающие в конкретных условиях эксперимента требования к параметрам импульсных устройств, например, чувствительности осциллографов, параметрам перемагничивающих импульсов, не всегда могут быть удовлетворены тем арсеналом средств, который

в настоящее время имеется в распоряжении наносекундной техники. Перед исследователями встают иногда и довольно специфические задачи, которые еще не решались импульсной техникой. Активно преодолевая эти трудности, магнитологи в свою очередь оказывают заметное влияние на развитие наносекундной техники и на совершенствование методов исследования быстропротекающих процессов. В качестве примера можно привести упоминавшиеся выше методы борьбы с электромагнитными

Таблица I

Сравнительные данные установок для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок

Параметры установок	Авторы, организации		Хоупер (1966— 1967 гг.) ³⁵	Физический факультет МГУ (1966 г.) ⁴
	Дитрих, Пробстэр (1960 г.) ⁹	МЭИ (1966— 1967 гг.) ^{33, 34}		
Максимальная амплитуда перемагничивающего поля, э . . .	7,5	10—11	6	40
Собственное время нарастания стробоскопического осциллографа, нсек	0,35	0,7	0,6	0,1
Чувствительность канала регистрации, мв/см	30	25—40	?	0,3
Наличие интегратора	Нет	Нет	Есть	Есть
Наличие вычитателя помех и коэффициент ослабления	10	6	?	300
Возможность одновременного наблюдения продольного и попечечного сигналов	Нет	Нет	Есть	Есть
Длительность исследуемых процессов, нсек	1—500	2—20	2—500	1—1000

Таблица II

Сравнительные данные установок для наблюдения динамических доменов

Авторы разработки, организации	Принцип работы	Эффективное время экспозиции	Длительность исследуемых процессов	Возможность визуального наблюдения динамических доменов и исследования интегральных параметров
Конгер, Мур ¹⁶	Магнитооптический	~ 0,1 мксек	~ 10 ⁻⁶ сек	Нет
Киренский, Саланский, Логутко, Фиштейн, Гринин ¹⁷	То же » »	60 нсек 10 нсек	0,3—3 мксек 0,1—10 мксек	» »
Крайдер, Хэмфри ^{18—19}	» »	15 нсек	0,1—40 мксек	Есть
Физический факультет МГУ ³²	Стробоскопическое электронное микроскопирование	2 нсек	30—400 нсек	Нет

помехами и метод стробоскопической электронной микроскопии, применимые к изучению широкого круга быстропротекающих процессов.

Для иллюстрации возможностей современных методов исследования импульсного перемагничивания ТМП в табл. I и II приведены параметры некоторых из установок, описанных в литературе.

3. КРИВАЯ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ. ПОНЯТИЕ О ОСНОВНЫХ МЕХАНИЗМАХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Важной импульсной характеристикой ТМП является время перемагничивания τ . В общем случае конечное состояние равновесия достигается в пленках асимптотически, и поэтому измерение полного времени перемагничивания вызывает затруднение. В связи с этим при экспериментальном определении τ его полагают равным интервалу времени между моментами достижения сигналом определенных уровней. Чаще всего измеряется интервал τ_e между моментами времени, для которых напряжение продольного сигнала равно 0,1 его амплитуды. Иногда измеряется интервал времени τ_b , в течение которого продольная составляющая потока исследуемой пленки изменяется от 0,1 до 0,9 своего максимального значения. Согласно Хэмфри и Джорджи¹ $\tau_e \approx 1,6 \tau_b$. Штайп³⁶ полагал время перемагничивания равным времени между промежутком, за который поперечная составляющая намагниченности вновь принимает значение, совпадающее с исходным. В литературе используют и другие определения τ . Разнообразие этих определений затрудняет сопоставление результатов, полученных разными авторами.

Для характеристики временных свойств ферромагнитных материалов используют кривую перемагничивания, представляющую зависимость обратного времени перемагничивания τ от напряженности перемагничивающего поля H_n . В первых работах^{1, 2, 37-39} по изучению импульсных свойств ТМП было обнаружено, что на кривой перемагничивания, получаемой при перемагничивании пленки полем H_n , параллельным оси легкого намагничивания (ОЛН) в присутствии постоянного, так называемого поперечного поля H_{\perp} , перпендикулярного полю H_n , можно выделить три участка (рис. 2). Наличие трех участков Хэмфри и Джорджи¹ и одновременно Шевел⁴⁰ (для случая ферритов) объяснили существованием трех различных механизмов перемагничивания. Участок кривой, простирающийся от полей $H_n \approx H_c$ до полей порядка поля анизотропии H_k , характеризуется большим временем перемагничивания ($\sim 10^{-6}-10^{-4}$ сек) и линейной зависимостью τ^{-1} от напряженности поля H_n . Этому участку соответствует смещение доменных стенок.

С ростом H_n , начиная с $H_n \geq H_k$, наблюдается линейная зависимость τ^{-1} от H_n . Хэмфри и Джорджи предположили, что в этих полях перемагничивание осуществляется механизмом, который они назвали неоднородным вращением. Если $H_{\perp} \neq 0$ или же перемагничивание происходит под действием поля H_n , приложенного под углом к ОЛН, на кривой $\tau^{-1}(H_n)$ появляется третий участок, которому, как предполагается в литературе^{1, 2, 37, 41-44}, соответствует однородное вращение. Уравнение линейных участков кривой $\tau^{-1}(H_n)$ записывают в виде $\tau^{-1} = (H_n - H_0) S_w$, где величину S_w называют коэффициентом переключения, H_0 — пороговое поле.

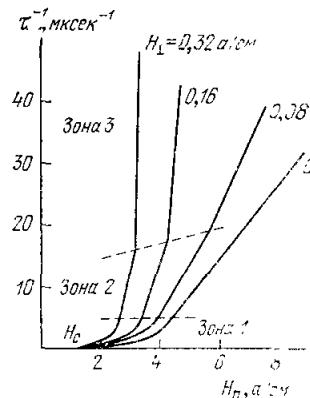


Рис. 2. Кривая перемагничивания по Хэмфри и Джорджи¹.

Предположение о существовании механизмов перемагничивания, отличных от смещения доменных стенок, сделанное вначале на основании формы кривой $\tau^{-1}(H_n)$, было подтверждено затем рядом дополнительных экспериментов. Однако выполненные за последние годы исследования показывают, что связь между кривой перемагничивания и возможными механизмами не всегда имеет такой простой вид, как это предполагали Хэмфри и Джорджи и как это принято считать в научной литературе, например⁴¹⁻⁴⁴. Как мы увидим в следующих разделах, был обнаружен ряд новых характерных участков, не известных Джорджи и Хэмфри.

Прежде чем перейти к более подробному рассмотрению свойств и признаков механизмов перемагничивания, необходимо отметить, что зависимость $\tau^{-1}(H_n)$ исследована недостаточно. Плохо изучена связь формы кривой $\tau^{-1}(H_n)$ со статическими параметрами ТМП. Конечная длительность фронта перемагничивающих импульсов, а также неравномерность их вершины затрудняют нахождение точного вида кривой при $H_{\perp} \geq (0,2-0,5) H_k$, где скорость перемагничивания резко увеличивается с ростом H_n и где должно иметь место однородное вращение.

4. ПРОБЛЕМА ОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ

Под однородным вращением понимают такой процесс, при котором образец изменяет свое магнитное состояние изменением направления суммарного вектора намагниченности, сохраняющего при этом неизменной свою величину. Это определение предполагает, что все локальные векторы намагниченности врачаются с одинаковой скоростью и в любой момент времени отклонены на один и тот же угол от своего исходного положения. Строго говоря, из-за наличия неоднородностей в пленке, и, в частности, из-за угловой и амплитудной дисперсии анизотропии^{41, 42}, однородное вращение в реальных пленках затруднено. Хотя пленка в целом может представлять один домен, внутри этого домена имеют место более или менее периодические колебания направления намагниченности^{41, 42, 45-52}. Тонкую магнитную структуру, обусловленную этими колебаниями, называют «рябью» или «струями» намагниченности. Таким образом, представление об однородном вращении следует рассматривать как некое приближение к описанию процессов вращения в реальных пленках. В некоторых случаях это приближение приводит к качественному, а иногда и количественному согласию с экспериментом. Основы теории однородного вращения заложены Кикучи и Смитом⁵³⁻⁵⁵. Дальнейшее развитие эта теория получила в работах^{48, 56-68}. Для описания динамического поведения намагниченности M предложено несколько уравнений. Правая часть этих уравнений состоит из двух членов, описывающих соответственно прецессию намагниченности вокруг действующего поля и постепенное движение намагниченности в направлении поля. Если бы отсутствовала диссиляция энергии, прецессия продолжалась бы бесконечно долго. Диссиляция энергии учитывается вторым членом уравнений. До самого последнего времени природа потерь энергии при импульсном перемагничивании остается невыясненной и поэтому нет уверенности в правильности выбора той или иной формы записи этого члена. Наиболее часто используют два уравнения: Ландау — Лифшица⁶⁹

$$\dot{M} = \gamma T - \frac{\lambda}{M^2} [M, T], \quad (1)$$

где T — вращающий момент, λ — константа затухания, γ — гиромагнитное отношение, и Гильберта⁷⁰

$$\dot{M} = \gamma T + \frac{\alpha}{M} [M, \dot{M}], \quad (2)$$

где α — коэффициент затухания. Легко показать, что при $\alpha^2 \ll 1$ и $\lambda = \gamma M$ уравнение Гильберта сводится к уравнению Ландау — Лифшица⁵³. Как мы увидим далее, для пленок $\alpha \ll 0,1$. В этих условиях оба уравнения эквивалентны друг другу.

Заменим уравнение (1) системой уравнений, описывающих движение вектора \mathbf{M} в сферической системе координат (см. рис. 1). Вращающий момент

$$\mathbf{T} = [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{eff}}] = [\mathbf{r}, \mathbf{F}], \quad (3)$$

где H_{eff} — эффективное магнитное поле, \mathbf{r} — радиус-вектор, $\mathbf{F} = -\text{grad } E$ — обобщенная сила, а E — свободная энергия.

Под действием вращающего момента вектор \mathbf{M} выходит из плоскости пленки на угол ψ , как показано на рис. 1 (учитывается, что γ — величина отрицательная). Максимальная величина этого угла может быть оценена из упрощающего предположения, что энергия поля расходуется на создание размагничивающего поля: $2MH_n = (1/2)4\pi M^2 \sin^2 \psi$ ⁷¹. Отсюда $\sin \psi = \sqrt{H_n/M}$. Для $M \approx 800$ Гс и $H_n \sim 3$ э угол ψ не превышает 2° . Размагничивающее же поле $4\pi M \sin \psi$ достигает нескольких сотен эрстед. Создаваемый этим полем вращающий момент поворачивает вектор намагниченности в направлении поля. Таким образом, геометрия плоской пленки обеспечивает большие скорости перемагничивания.

В переменных ψ и φ выражение для \mathbf{T} имеет вид

$$\mathbf{T} = \mathbf{e}_\theta \frac{1}{\cos \psi} \frac{\partial E}{\partial \varphi} + \mathbf{e}_\varphi \frac{\partial E}{\partial \psi}, \quad (4)$$

и уравнение (1) преобразуется в систему уравнений

$$\dot{\varphi} M \cos \psi = \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi} - \frac{\lambda}{M \cos \psi} \frac{\partial E}{\partial \varphi}, \quad (5)$$

$$\dot{\psi} M = -\frac{\gamma}{\cos \psi} \frac{\partial E}{\partial \varphi} - \frac{\lambda}{M} \frac{\partial E}{\partial \psi}. \quad (6)$$

Свободная энергия пленки состоит из энергии анизотропии, энергии пленки во внешнем поле и энергии размагничивающего поля:

$$E = K \sin^2 \varphi - H_n M \cos \varphi \cos \psi - H_\perp M \cos \psi \sin \varphi + \frac{1}{2} 4\pi M^2 \sin^2 \psi. \quad (7)$$

Поскольку $H_\perp M < H_n M \ll 4\pi M^2$, то $\partial E / \partial \psi \approx 4\pi M^2 \psi$. Подставляя $\partial E / \partial \psi$ в уравнения (5) и (6) и полагая $\cos \psi = 1$, получим

$$\dot{\varphi} = 4\pi \gamma M \psi - \frac{\lambda}{M^2} \frac{\partial E}{\partial \varphi}, \quad (8)$$

$$\dot{\psi} = -4\pi \lambda \psi - \frac{\gamma}{M} \frac{\partial E}{\partial \varphi}. \quad (9)$$

Дифференцируя уравнение (8) по времени и используя уравнение (9) с учетом хорошо выполняющихся приближений

$$\lambda^2 \ll \gamma^2 M^2, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \ll H_n M \ll 4\pi M^2,$$

получим уравнение, которое используется при анализе импульсного поведения пленок в области однородного вращения^{36, 42, 54, 55, 65–66, 72–74}:

$$\ddot{\varphi} + 4\pi \lambda \dot{\varphi} + 4\pi \gamma^2 \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0. \quad (10)$$

Это уравнение не имеет аналитического решения, и для его анализа используют вычислительные машины.

Однако при определенных величинах внешнего поля можно получить приближенные аналитические решения, позволяющие делать верные заключения о характере динамического поведения пленок. Один из таких случаев рассмотрен в работе Родичева⁷⁴, который обратил внимание на то, что, когда импульс магнитного поля приложен вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), для $2H_k \leq H_{\perp} \leq 4H_k$ врачающий момент $T = -\partial E/\partial\phi$ хорошо аппроксимируется линейной функцией угла ϕ . Если ввести угол $\delta = \pi - \phi$, уравнение (10) принимает вид

$$\ddot{\delta} + 4\pi\lambda\dot{\delta} + 4\pi\gamma^2M(H_{\perp} - H_k)\delta = 0, \quad (11)$$

решение которого

$$\delta = e^{-2\pi\lambda t}(C_1 \cos \omega t + C_2 \sin \omega t), \quad (12)$$

где

$$\omega = 2\sqrt{\pi\gamma^2M(H_{\perp} - H_k)} - \pi^2\lambda^2, \quad (13)$$

а значения постоянных C_1 и C_2 находятся из начальных условий: $\delta(0) = \pi/2$, $\dot{\delta}(0) = 0$. На рис. 3 приведены результаты приближенного и точного решений уравнения (11), полученные в работе⁷⁵ для $\lambda = 1,5 \cdot 10^8$ сек⁻¹

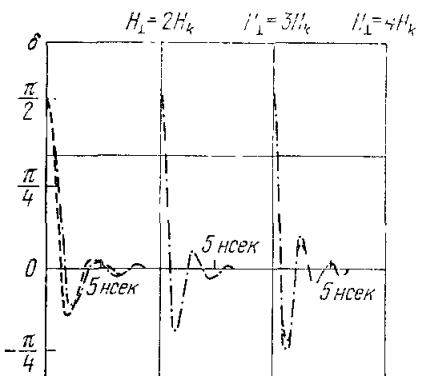


Рис. 3. Точные (штрих-пунктирные кривые) и приближенные (штриховые) решения уравнения (11).

вием каждого из последующих импульсов, прикладываемых вдоль ОТН, пленка будет переходить из одного устойчивого состояния в другое. Экспериментальное обнаружение и изучение условий возникновения триггерного эффекта проведено в работах^{74, 75, 77-79}.

Решение, аналогичное (12), получается, когда амплитуда импульса мала по сравнению с H_k ^{72, 80}. Такие условия создаются, например, в опытах по изучению свободных колебаний вектора намагниченности. В этих опытах вектор намагниченности под действием постоянного поля H_1 устанавливается вдоль ОТН или ОЛН. Затем подается небольшое ступенчатое поле H_n , перпендикулярное к H_1 . Вектор намагниченности поворачивается, совершая затухающие колебания около нового положения равновесия, составляющего угол $H_n/(H_1 \pm H_k)$ с полем H_1 . Знак плюс соответствует H_1 , параллельному ОЛН, минус — ОТН. Свободные колебания выявляются с помощью съемного витка, на выходе которого сигнал имеет вид $u = e^{-2\pi\lambda t} f(\omega t)$, где $f(\omega t)$ — периодическая функция. Из уравнения (10) для малых H_n и ϕ можно получить, что $\omega = 2\sqrt{\pi^2\lambda M(H_1 \pm H_k)} - \pi^2\lambda^2$. Свободные колебания изучались в работах^{65, 80-85}, из которых следует, что метод малоугловых затухающих

и трех значений H_{\perp} . Видно хорошее соответствие точного и приближенного решений. Из рис. 3 следует, что вектор намагниченности должен поворачиваться на 90° за время $\sim 10^{-9}$ сек и затем совершать затухающие колебания около ОТН.

Кобелев⁷⁶ обратил внимание на то, что если внешнее поле выключить до того, как затухнут колебания, то вектор намагниченности может по инерции перейти через ОТН. Затем под действием сил анизотропии вектор M может перейти в новое положение устойчивого равновесия, отличающееся от исходного противоположным направлением. Таким образом, при определенных условиях в пленке может наблюдаться триггерный эффект: под действием

колебаний дает значения λ , совпадающие в пределах ошибок эксперимента с определяемыми в опытах по ферромагнитному резонансу.

Вопрос о соответствии теории однородного вращения экспериментальным данным, полученным при перемагничивании пленок вдоль ОЛН, обсуждался в работах^{36, 37, 55, 65, 66, 73, 86, 87}. Анализ уравнения (10) показывает⁵⁵, что теоретические зависимости $\tau^{-1}(H_n)$ при достаточно больших H_n аппроксимируются прямыми линиями. Сравнивая наклон этих линий с наклоном крайнего, полученного при больших H_n линейного участка экспериментальных кривых перемагничивания, определяют эффективный коэффициент затухания. Основной итог большинства работ состоит в том, что для объяснения динамических свойств реальных пленок необходимо выбирать эффективный коэффициент затухания α_{eff} , от 2 до 5–7 раз превосходящий значение α ($0,01–0,015$ или $\lambda \approx (1–2) \cdot 10^8 \text{ Гц}$), получающиеся в опытах по ферромагнитному резонансу или свободным колебаниям. В качестве примера на рис. 4 приведены теоретические (штриховые) кривые перемагничивания, рассчитанные Штейном³⁶ для трех значений H_1 и двух значений α : 0,02 и 0,03. Здесь же приведены экспериментальные кривые перемагничивания. Эти кривые имеют необычный вид, резко отличаясь от приведенных на рис. 2: кроме участка, соответствующего движению доменных стенок, на кривых $\tau^{-1}(H_n)$ резко выделяются еще три характерных участка. По мнению автора, первому из этих участков соответствует неоднородное вращение, третьему — однородное, а промежуточному — некоторый переходной процесс. Оказалось, что третий участок для пленок толщиной $\sim 700 \text{ \AA}$ аппроксимируется теоретической кривой, рассчитанной для $\alpha \sim 0,02–0,03$. Однако для более толстых пленок (2000 \AA) приходится выбирать существенно большие α ($0,1–0,2$), причем увеличение α с толщиной ТМП не может быть, согласно автору, объяснено влиянием вихревых токов.

В подтверждение того, что третьему участку соответствует однородное вращение, Штейн приводит годограф магнитного момента пленки, имеющий вид дуги окружности^{88, 89}. Кроме Штейна никому не удалось найти участка кривой перемагничивания, которому соответствовал бы такой годограф. Отметим также, что временное разрешение установки Штейна ($\sim 1 \text{ нсек}$) сравнимо с временем ($1–2 \text{ нсек}$; см. рис. 4), при котором наблюдался переход к этому участку. В этих условиях его появление могло быть вызвано аппаратурными эффектами, как это наблюдалось, например, в работе⁹⁰. Поэтому для проведения интересующего нас сравнения необходимо существенное улучшение параметров индукционных установок.

Расхождения между теорией и экспериментом, помимо ошибок, обусловленных несовершенством аппаратуры, могут объясняться отсутствием сколько-нибудь определенных сведений о природе потерь при перемагничивании и, следовательно, о величине α_{eff} . Многие авторы считают, что α_{eff} при 180° -ном перемагничивании должно превышать α , получаемое при малоугловых колебаниях и СВЧ резонансе. При свободных колеба-

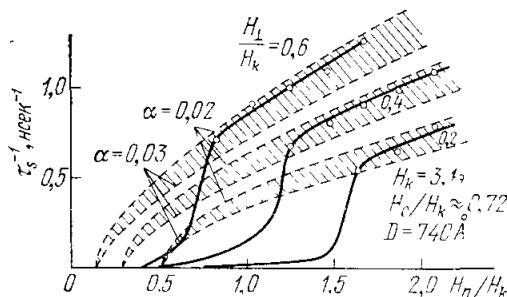


Рис. 4. Кривые перемагничивания по Штейну³⁶.

Участки, соответствующие смещению доменных стенок, на кривых перемагничивания не выявлены.

ниях на частоте $\sim 1 \text{ Гц}$ и ферромагнитном резонансе пленка находится в постоянном поле $\sim 10 \text{ э}$ и более. В этих условиях неоднородности пленки: блочная структура, рябь намагниченности и т. д. — не играют существенной роли^{91, 92}. Однако при уменьшении частоты резонанса (а следовательно, постоянного поля) α возрастает^{55, 65, 92}. Смит⁵⁵ указывает, что большие значения α_{eff} могут быть связаны с тем, что при длительности перемагничивания $\sim 2 \text{ мсек}$ мы имеем дело со спектром частот от ~ 5 до $\sim 200 \text{ МГц}$, т. е. находимся в том частотном интервале, где α превышает 0,03—0,05. Следует учитывать также, что α_{eff} может изменяться в ходе перемагничивания. Изменение α_{eff} во времени наблюдалось в работах^{93, 94}. Однако полученные там результаты основаны на применении уравнения (10) к явно неоднородному вращению.

В работах Паттона^{95, 96} показано, что коэффициент затухания при ферромагнитном резонансе зависит от направления постоянного поля: если поле перпендикулярно к плоскости образца, α получается в 15 раз большим, чем в случае, когда поле параллельно этой плоскости. Поскольку при однородном вращении имеет место прецессия вокруг эффективного поля, перпендикулярного к плоскости пленки, α_{eff} при перемагничивании должно быть больше α , получаемого из обычных опытов по ферромагнитному резонансу.

Согласно теории Стонера — Вольфарта⁹⁷, пороговые поля H_{n0} должны удовлетворять уравнению астроиды $H_{n0}^{2/3} + H_{\perp}^{2/3} = H_k^{2/3}$, получаемому из простых энергетических соображений. Необходимо подчеркнуть, что H_{n0} определяется точкой пересечения теоретической кривой перемагничивания, рассчитываемой из уравнения (10), с осью абсцисс. В работах^{37, 65, 87–89, 98–101} было показано, что пороговые поля рассматриваемого процесса лежат выше астроиды. Однако авторы этих работ определяли пороговые поля иначе, чем H_{n0} , и поэтому, строго говоря, нельзя вести речь о количественном сравнении полученных результатов с астроидой. Например, в^{37, 98} критерием однородного вращения служило появление третьего участка на кривой перемагничивания (как на рис. 2) и пороговое поле определялось либо по точке пересечения прямой, экстраполирующей этот участок, с осью абсцисс, либо непосредственно по точке излома. Однако этот критерий не может служить достаточным признаком однородного вращения. Так, в^{99, 102} было обнаружено, что на кривой перемагничивания можно выделить до трех линейных участков, причем ни одному из них не соответствовало⁴ однородное вращение.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ

Напомним, что термин «неоднородное вращение» был введен Хэмфри и Джорджи для обозначения процессов, соответствующих первому линейному участку кривой перемагничивания, непосредственно следующему за участком смещения доменных стенок. В дальнейшем были обнаружены новые линейные участки, которым также нельзя поставить в соответствие однородное вращение. Поэтому под неоднородным вращением мы будем понимать всю совокупность процессов, соответствующих участкам кривой перемагничивания, лежащим правее участка смещения доменных стенок, годографа полного магнитного момента которых отличен от дуги окружности.

Неоднородное вращение подразделяют^{35, 103, 104} на *разностороннее вращение* и *одностороннее вращение*. Первое имеет место при перемагничивании ТМП точно вдоль ОЛН, второе — при перемагничивании под углом, большим угловой дисперсии анизотропии α_{max} . Насколько сам термин

«вращение» отражает истинный характер изменения намагниченности, не было ясно. И поэтому указанное подразделение основано, скорее всего, на возможности вращения локальных векторов намагниченности лишь на начальной стадии перемагничивания. Рассмотрение результатов исследования неоднородного вращения мы начнем с более изученного случая разностороннего вращения.

а) Разностороннее вращение. Первые исследования показали, что разностороннее вращение в ТМП характеризуется такими же интегральными характеристиками, как и механизм неоднородного вращения в других магнитных материалах^{1, 2}. Ему соответствует линейный участок кривой перемагничивания с коэффициентом переключения $S_{w,e} \approx 0,3 - 0,45 \text{ э.мкsec}$ (или же при измерении длительности по потоку $S_{w,b} \approx 0,2 - 0,25 \text{ э.мкsec}$). Величина S_w слабо зависит от параметров пленок^{1, 2, 104, 105}. Продольный сигнал состоит из начального пика длительностью $\sim 10^{-9} \text{ сек}$ и следующего за ним центрального широкого максимума. Переход от смещения стенок к неоднородному вращению для разных пленок наблюдается при временах перемагничивания $\lesssim 250 - 500 \text{ нсек}$.

В первые же годы были проведены опыты, которые показали, что неоднородное вращение отличается от смещения доменных стенок. Один из таких опытов описан в работе Хагедорна³⁹. Вдоль ОЛН пленки подавались два импульса одинаковой амплитуды H_n , причем длительность первого была меньше времени перемагничивания. Оказалось, что при совмещении сигналов, соответствующих реакции пленки на импульсы, первый переходит во второй, давая в сумме сигнал полного перемагничивания, если $H_n < H_k$. Если же $H_n > H_k$, сумма первого и второго сигналов не повторяет полного сигнала перемагничивания. Резко различны по виду и доменные структуры, образующиеся после первого перемагничивающего импульса при $H_n < H_k$ и $H_n > H_k$. В первом случае число доменов мало, тогда как во втором случае пленка разбивается на большое число мелких доменов.

О том, что неоднородное вращение отличается от обычного смещения стенок, свидетельствуют и опыты по импульльному перемагничиванию ТМП из многодоменного состояния¹⁰⁶. Было показано, что форма сигнала, S_w и пороговое поле H_0 , соответствующие перемагничиванию насыщенной пленки, не отличаются от указанных характеристик размагниченной пленки. В рассматриваемых опытах средние размеры доменов были $\gtrsim 1 \text{ м.м.}$. В этих условиях силы магнитостатического взаимодействия между доменами малы и, по-видимому, не оказывают существенного влияния на процесс перемагничивания.

Хэмфри и Джорджи^{1, 2} была сделана попытка объяснить свойства разностороннего вращения в рамках модели неоднородного вращения, предложенной ранее Джорджи для ферритовых тороидов¹⁰⁷. Однако оказалось, что для объяснения экспериментальных результатов необходимо выбирать коэффициент затухания $\alpha_{\text{eff}} \approx 1$, что на два порядка превышает значения α , получаемые из опытов по ферромагнитному резонансу. Поэтому от модели Джорджи вскоре отказались. В дальнейшем, в опытах по квазистатическому перемагничиванию ТМП был обнаружен ряд неизвестных ранее доменных конфигураций, которые были впоследствии использованы при построении моделей неоднородного вращения. В частности, было обнаружено, что при снятии поля, насыщающего пленку вдоль ОЛН, из ряби намагниченности образуется сеть полосовых доменов, перпендикулярных к полю^{26, 37, 41, 42, 50-52, 108}. Образование полосовых доменов наблюдалось также при квазистатическом перемагничивании

инверсных пленок^{26, 41, 42, 109–110} и обычных пленок под углом к ОЛН в так называемом инверсном секторе^{41, 111}.

Рядом авторов было высказано предположение, что полосовые домены образуются и при импульсном перемагничивании пленок вдоль ОЛН^{11, 13, 14, 103, 109, 112, 113} и под углом к ней^{88, 89, 114}. Один из опытов, подтверждающих возможность образования полосовых доменов, рассмотрен в^{106, 112}, где исследовалось перемагничивание пленок вдоль ОЛН. Было найдено, что основные импульсные свойства: коэффициент переключения, форма сигналов, характер влияния H_{\perp} — те же, что и при перемагничивании пленок вдоль ОЛН, а также при быстром снятии поля, насыщающего пленку вдоль ОЛН^{102, 115, 116}. Образование же полосовых доменов в последнем случае не вызывает сомнения.

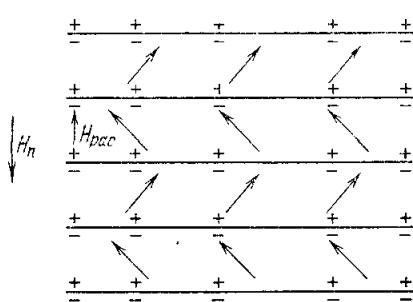


Рис. 5. К модели полосовых доменов.

Подытоживая мысли, высказанные разными авторами, начальную стадию разностороннего вращения можно представить в следующем виде. После приложения импульса магнитного поля начинается разностороннее вращение локальных векторов намагниченности сопровождаемое увеличением амплитуды и длины волны ряби намагниченности. Возникают доменные стенки, разделяющие полосы с противоположным направлением вращения.

В дальнейшем положение степок фиксируется. Этую фиксацию называют блокированием (blocking). Образующиеся доменные стенки, из-за малости угла поворота ф векторов намагниченности в доменах, представляют собой стенки Нееля. Они несут дипольный заряд, в силу чего внутри полос возникают поля рассеяния, которые, как видно из рис. 5, направлены против внешнего поля. Согласно Виноградову¹⁰³, напряженность поля рассеяния внутри полосы

$$H_{\text{рас}} = \frac{b}{l_{||}} (1 - \cos \varphi), \quad (14)$$

где $l_{||}$ — период полосовых доменов, а b — постоянная, значение которой для типичной пермаллоевой пленки толщиной 1000—2000 Å близко к 300 э.мкм. Для малых углов $H_{\text{рас}} \approx (b/2l_{||}) \varphi^2$, т. е. поля рассеяния быстро возрастают с ростом φ . В итоге суммарный вращающий момент, действующий на намагниченность внутри полос и вызванный внешним полем, полями рассеяния и эффективным полем анизотропии, которое также тормозит вращение, вскоре обращается в нуль. Произойдет полное торможение или, как иногда говорят, запирание (locking) вращения. Считается, что начальному вращению соответствует короткий пик на продольном сигнале перемагничивания.

Характер изменения намагниченности пленки после образования полосовых доменов вызвал наибольшую дискуссию. Согласно авторам работ^{10, 11, 13, 14}, дальнейшее перемагничивание осуществляется путем возникновения и роста зародышей обратной намагниченности. По Виноградову¹¹³, в стенках, разделяющих полосовые домены, возникает блоховский переход. Такая структура степок обусловливает их движение в направлении поля, причем после прохождения данного локального участка пленки увеличивается абсолютная величина угла отклонения намагниченности от исходного направления с изменением его знака. Таким образом, для перемагничивания данного участка требуется многократное

прохождение стенок. Виноградов указывает, что такой характер движения стенок позволяет объяснить рассеяние магнитостатической энергии, не прибегая к большим значениям α_{eff} .

В работах [117, 118] для выяснения природы неоднородного вращения исследовались внутренние силы, тормозящие (или на некоторой стадии ускоряющие) перемагничивание пленки. Действие этих сил учитывалось введением внутреннего эффективного поля, коллинеарного перемагничивающему полю. Таким образом, результирующее поле, определяющее изменение суммарного магнитного момента пленки, $H_{\text{действ}} = H_n - H_e$. При такой форме записи H_e считается положительным, если оно направлено противоположно H_n . Следует иметь в виду, что характер изменения намагниченности при неоднородном вращении существенно сложнее, чем простая прецессия вокруг однородного поля H_{eff} , фигурирующего в уравнении (3). Таким образом, обсуждаемое здесь действующее поле $H_n - H_e$ в общем случае отличается от эффективного поля, часто используемого в литературе (например, в теории ферромагнитного резонанса). Метод оценки H_e , использованный в цитируемых работах, опирается на возможность описания неоднородного вращения^{1, 2, 119, 120} в приближении вязкого трения^{54, 55}. Согласно этому приближению, скорость изменения продольной составляющей намагниченности

$$\dot{M}_{||} = k(t) (H_n - H_e(t)), \quad (15)$$

где $k(t)$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от характера изменения намагниченности. Величину $\dot{M}_{||}(t)$ можно получить из продольного сигнала $e_{||}(t)$. Однако для нахождения $H_e(t)$ необходимо знать $k(t)$, т. е. знать характер изменения намагниченности. Этой трудности удалось избежать, применяя метод двухступенчатых импульсов^{119, 120}. Согласно этому методу, напряженность перемагничивающего поля к интегрирующему нас моменту времени t_2 резко изменяется до нового значения H_{n2} (рис. 6). Между напряжением продольного сигнала $e_{||}(t_2)$, H_e и H_{n2} существует простая связь

$$e_{||}(t_2) = k_1 \dot{M}_{||} = k_2 (t_2) (H_{n2} - H_e(t_2)), \quad (16)$$

где k_1 и k_2 — коэффициенты пропорциональности. Подобно коэффициенту k в уравнении (15), k_2 зависит от характера изменения намагниченности. Однако на этот раз нет необходимости прибегать к каким-либо модельным представлениям, поскольку k_2 и H_e легко находятся из экспериментальных прямых $e_{||}(H_{n2})$.

Опыт показывает, что после приложения внешнего поля внутреннее эффективное поле, в соответствии с моделью полосовых доменов, быстро растет со временем. За время, равное длительности начального пика продольного сигнала, H_e изменяется от величины, близкой к эффективному полю анизотропии H_k , до величины, близкой к $0,9H_n$. За время $t_{\text{max}} \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ сек (умеющаяся с ростом H_n) H_e достигает максимальной величины $H_e^{\text{max}} \approx 0,95H_n$. Сказанное иллюстрируется рис. 7. Здесь же приведены продольный сигнал перемагничивания и зависимость $k_2(t)$. Из рис. 7, в видно, что росту H_e соответствует рост k_2 . Для $t >$

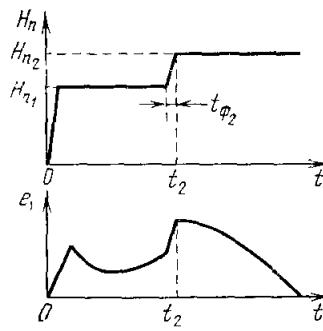


Рис. 6. К методике исследования внутреннего эффективного поля.

$> t_{\max}$ внутреннее эффективное поле постепенно уменьшается, изменения в некоторый момент времени знак, т. е. из тормозящего становится

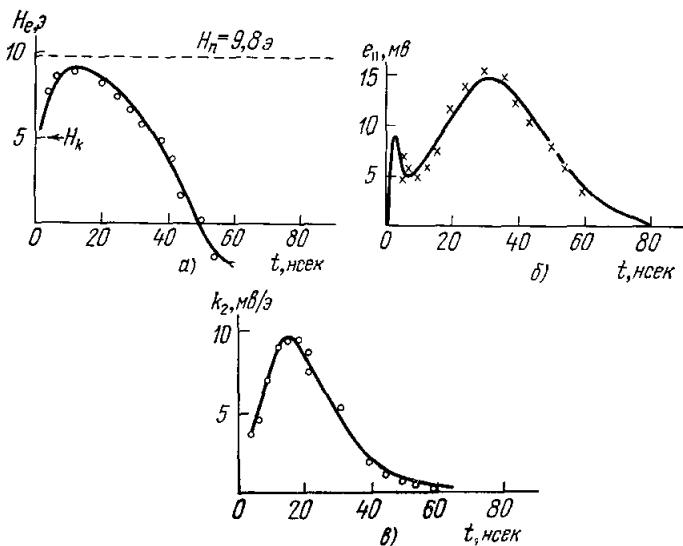


Рис. 7. Зависимости от времени внутреннего эффективного поля (а), напряжения продольного сигнала (б) и коэффициента пропорциональности k_2 (в).
× — результат перемножения действующего поля H_n на H_e на k_2 .

ускоряющим. Интересно отметить, что рассмотренные здесь основные особенности временной зависимости внутреннего эффективного поля характерны и для толстых пленок ($\geq 1 \text{ мкм}$)¹²¹, и для ферритовых тороидов¹²².

При $t \geq t_{\max}$ темп роста k_2 сначала замедляется, а затем k_2 начинает убывать, монотонно стремясь к нулю. Однако напряжение сигнала, пройдя через минимум, начинает возрастать, поскольку действующее поле растет со временем. Центральному максимуму продольного сигнала соответствует максимум величины $k_2(t) H_{\text{действ.}}$ На рис. 7, б показаны значения напряжения сигнала, полученные из равенства $e_{||} = k_2(t) (H_n - H_e)$, где k_2 и H_e взяты из рис. 7, а и в. Видно, что найденные таким образом значения $e_{||}$ практически совпадают с напряжением реального сигнала, т. е. используемый метод обеспечивает довольно точную оценку H_e .

Рис. 8. Зависимости k_2 от $m_{||}$ для трех значений H_n (сплошные линии).

Штриховые линии — парабола, соответствующая уравнению (17).

доменов, возникающих в процессе неоднородного вращения^{106, 117, 118, 120, 123}. Некоторые из этих предположений были вскоре подтверждены с помощью стробоскоопического электронного микроскопа для пленок толщиной не более 400 Å.

На рис. 8 приведены зависимости коэффициента k_2 от нормированной продольной составляющей полного магнитного момента пленки $m_{||} =$

Анализ внутреннего эффективного поля и коэффициента k_2 позволил сделать ряд предположений о характере динамических

$= M_{||}/M_s$. На этом же рисунке штриховой линией показана зависимость, полученная в предположении, что интересующий нас процесс обусловлен лишь разносторонним вращением локальных векторов намагниченности, причем разброс направлений локальных векторов, вращающихся в одну сторону от ОЛН, для любого момента времени мал. В этом случае изменение k_2 обусловлено изменением вращающегося момента, действующего на локальные векторы намагниченности, и изменением суммарной проекции этих векторов на направление, перпендикулярное к плоскости съемного витка. Используя приближение вязкого трения, легко получить, что

$$k_2 = \frac{4\pi M_s p D d \gamma}{\alpha_{\text{eff}}} (1 - m_{||}^2), \quad (17)$$

где p — коэффициент потокосцепления, D — толщина, а d — диаметр пленки.

Из рис. 8 видно, что совпадение экспериментальных кривых с параболой (17) имеет место только для начальной стадии процесса. Видно, что максимум экспериментальной кривой много меньше и достигается значительно раньше, чем это следует из уравнения (17). С увеличением H_n отступление экспериментальных кривых от теоретической наблюдается при меньшем значении $m_{||}$. Существенно отметить, что величина $m_{||}^*$, для которой это отступление становится заметным, близка к значению $m_{||}^{\max}$, при котором внутреннее эффективное поле принимает свое максимальное значение:

$H_n, \text{ э}$	8,1	10,3	15
$H_e^{\max}, \text{ э}$	7,8	9,8	14,3
$m_{ }^*$	0,87	0,83	0,70
$m_{ }^{\max}$	0,91	0,85	0,74

На основании рассмотренных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Изменение намагниченности на начальной стадии действительно обусловлено разносторонним вращением локальных векторов, характеризуемым малым разбросом их мгновенных направлений.

2) Полное торможение вращения и окончательное формирование блокированных доменов происходят за время, близкое к $t_{\max} \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ сек. К этому моменту действующее поле становится близким к нулю (4—5% H_n). Внутреннее эффективное поле обусловлено эффективным полем анизотропии и полями рассеяния. С учетом формулы (14)

$$H_e = H_n m_{||} + \frac{b}{l_{||}} (1 - m_{||}). \quad (18)$$

Из этого уравнения следует, что запирание вращения достигается при тем меньшем $m_{||}$, чем больше H_n , т. е. с ростом H_n увеличивается средний угол поворота ф локальных векторов намагниченности внутри полосовых доменов. Этим объясняется увеличение протяженности участков экспериментальных кривых $k_2 (m_{||})$, совпадающих с параболой, наблюдаемое мри увеличении H_n .

3) После момента t_{\max} процесс перемагничивания переходит на основную по длительности стадию, которая уже не описывается рассмотренной моделью вращения. Из-за неоднородности пленки переход процесса на основную стадию на разных участках пленки осуществляется неодновременно. Этим, по-видимому, объясняется тот факт, что H_e^{\max} не достигает величины, точно равной H_n . Эксперимент показывает, что с ростом неоднородности пленки минимальное значение действующего поля увеличивается.

4) Из того факта, что H_e^{\max} растет линейно с ростом H_n , следует, что период блокированных полосовых доменов l_{\parallel} не должен зависеть от H_n . Далее, анализируя импульсное и квазистатическое перемагничивание пленок вдоль ОЛН и ОТН, авторы цитируемых работ пришли к выводу, что $l_{\parallel} \approx l_{\perp}$ — периоду полосовых доменов, образуемых при снятии поля, насыщающего пленку вдоль ОТН. Эксперимент¹¹⁸ показывает, что

$$H_e^{\max} = H_k m_{\parallel}^{\max} + \frac{a}{l_{\perp}} (1 - m_{\parallel}^{\max}), \quad (19)$$

где a примерно вдвое превышает b в формуле (14). Анализ внутреннего эффективного поля не позволил столь детально разобраться в поведении намагниченности на основной стадии, как это было сделано для начальной стадии обсуждаемого процесса. Тем не менее на основании обнаруженной в работах^{118, 120} особенности поведения H_e и k_2 , заключающейся в том, что при $m_{\parallel} = 0$ указанные величины не зависят от H_n , авторами был сделан вывод, что структура динамических доменов, образующихся к соответствующим моментам времени, также не зависит от H_n . Таким образом, к неоднородному вращению не применимы модели лавинообразного зарождения доменов^{10, 11, 124}, согласно которым число зародышей обратной намагниченности увеличивается с ростом перемагничивающего поля.

Мы вернемся к обсуждению характера изменения H_e на основной стадии после рассмотрения результатов непосредственного наблюдения динамических доменов. Сейчас же рассмотрим одну из основных характеристик разностороннего вращения — пороговое поле H_0 . Родичевым было высказано предположение, что из-за магнитостатического взаимодействия H_0 должно превышать H_k ¹²⁵. Это предположение было экспериментально подтверждено в^{102, 105, 116}. Далее, Виноградов¹¹³ на основании общих энергетических соображений получил, что зависимость порогового поля от периода полосовых доменов и поля анизотропии H_k должна иметь вид

$$\frac{H_0 - H_k}{H_k} = \frac{a_1}{l_{\parallel} H_k} + a_2, \quad (20)$$

где a_1 и a_2 — постоянные, зависящие от толщины пленок. Поскольку непосредственное измерение l_{\parallel} затруднено, в^{105, 126} изучалась зависимость H_0 от периода статических доменов l_{\perp} , образующихся при снятии поля, насыщающего пленку вдоль ОТН. Выше указывалось, что l_{\parallel} должно быть близко к l_{\perp} . Было найдено, что для пленок толщиной $\sim 0,1 \text{ мкм}$

$$\frac{H_0 - H_k}{H_k} = \frac{b_1}{l_{\perp} H_k} + b_2, \quad (21)$$

причем $b_1 = 65 \text{ э.мкм}$, а $b_2 = -0,35$, что качественно соответствует теории Виноградова. Для характеристики современного состояния проблемы импульсного перемагничивания ТМП необходимо отметить, что соотношение (21) является одним из немногих известных к настоящему времени соотношений, связывающих динамические характеристики пленок с их статическими параметрами.

Действительный характер изменения динамических доменов в процессе разностороннего вращения впервые изучался Крайдером и Хэмфри^{18, 127} с помощью упомянутой ранее магнитооптической установки (см. табл. II). В их экспериментах плоскость падения света была параллельна ОЛН, в силу чего они не смогли обнаружить полосовых доменов, продольная составляющая намагниченности в которых одинакова. Согласно Крайдеру и Хэмфри, перемагничивание при разностороннем вращении осуществляется образованием и ростом зародышей обратной намагничен-

ности. Эти зародыши становятся заметными через 100—150 $\mu\text{сек}$ после начала перемагничивания. Пример фотографии динамических доменов, соответствующих разностороннему вращению, показан на рис. 9.

В работах^{129, 130} для наблюдения динамических доменов был применен стробоскопический электронный микроскоп, что позволило получить более детальное представление о характере изменения динамических доменов. Было показано, что в соответствии с ранее рассмотренной моделью и результатами анализа внутреннего эффективного поля, после первоначального вращения из струй намагниченности образуются полосовые

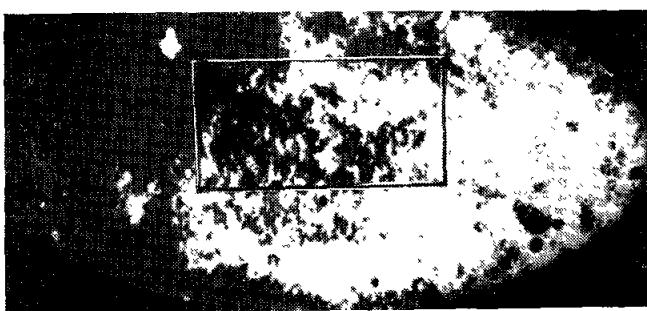


Рис. 9. Фотография динамических доменов, образующихся при неоднородном вращении, полученная Крайдером и Хэмфри^{128, 1}

Параметры пленки: толщина 500 Å, $H_k = 2,9 \text{ э}$, $H_c = 2,4 \text{ э}$, угол дисперсии анизотропии $\alpha_{\text{ко}} = -2,0^\circ$. Легкая ось вертикальна. $H_n = 5,2 \text{ э}$. Структура получена спустя 250 $\mu\text{сек}$ после начала перемагничивания.

домены. Для иллюстрации на рис. 10 приведены микрофотографии динамических доменов, полученные для пленки толщиной 290 Å, перемагничиваемой точно вдоль ОЛН. Из рисунка видно, что полосовые домены образуются за время $\sim 10^{-8} \text{ сек}$. На основной стадии происходит разрушение полосовых доменов. Этот процесс начинается с перемагничивания отдельных участков стенок Нееля, что приводит к образованию разрывов. На рис. 10 первый из разрывов становится заметным для моментов стробирования $10-15 \mu\text{сек}$ (место разрыва показано стрелкой). Видно, что со временем разрывы растут вдоль стенок. Исчезновение стенок Нееля, несущих на себе дипольный магнитный заряд, снимает запирание вращения в близлежащих участках полосовых доменов. Вокруг разрыва образуется область, намагниченность в центре которой совпадает с перемагничивающим полем. Края этой области приближаются к соседним стенкам, что вызывает их перемагничивание. В результате разрывы распространяются от стенки к стенке вдоль ОЛН, и образуются перемагниченные участки, растущие как вдоль поля, так и перпендикулярно к нему. В отличие от зародышей обратной намагниченности образующиеся перемагниченные участки не отделены от еще неперемагниченных полосовых доменов сколько-нибудь четко выраженной стенкой. Через определенное время размер перемагниченных областей достигает 50—100 мкм, и эти области легко могут быть обнаружены с помощью магнитооптической установки, как это и наблюдалось Крайдером и Хэмфри.

Появление разрывов отражается на характере изменения внутреннего эффективного поля и коэффициента k_2 , поскольку реакция пленки на резкое изменение внешнего поля в этих условиях будет обусловлена не только поворотом векторов намагниченности (как и прежде), но и изменением скорости роста перемагниченных участков. Полагая, что скорость роста перемагниченных участков пропорциональна действующему полю,

т. е. $v = q(H_n - H_{ct})$, (где, по аналогии с движением стенок, коэффициент q имеет смысл подвижности, а H_{ct} — поле старта), можно получить

$$k_2 = C [1(1 - \cos \varphi_s) (1 + m_{||}) + r (1 + \cos \varphi_s) qn], \quad (22)$$

где C — постоянная, зависящая от коэффициентов затухания и потокосцепления, $r = \alpha_{eff}/M |\gamma|$, n — плотность перемагниченных участков,

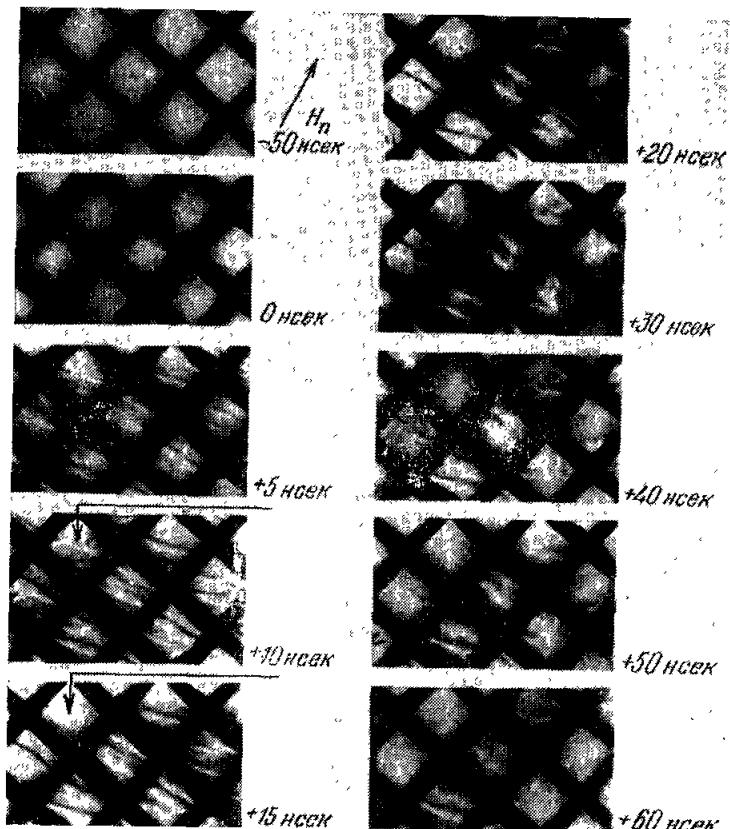


Рис. 10. Микрофотографии динамических доменов.
Параметры пленки: толщина 290 Å, $H_k = 3,5$ э, $H_c = 1,8$ э, $H_0 = 5,2$ э, $\alpha_{90^\circ} \approx 2^\circ$, $H_n = 10,5$ э.
Разрывы стенок указаны стрелками.

φ_s — угол между ОЛН и направлением намагниченности внутри полосового домена, достигаемый к моменту запирания вращения. Первый член в правой части этого уравнения учитывает уменьшение объема неперемагниченных полосовых доменов, второй — изменение плотности и подвижности разрывов. Из уравнения (22) следует, что k_2 непосредственно после появления разрывов может несколько возрасти из-за роста qn , а затем должно спадать. Сказанное находится в качественном соответствии с опытом (см. рис. 7, 8).

Легко показать также, что внутреннее эффективное поле на основной стадии может быть представлено в виде линейной комбинации поля, численно равного перемагничивающему полю, и поля старта:

$$H_e = C_1 H_n + C_2 H_{ct}, \quad (23)$$

где

$$C_1 = \frac{|\gamma|}{h\alpha_{\text{eff}}} \sin^2 \varphi_3 \cdot (d - n\bar{x}), \quad C_2 = \frac{(1 + \cos \varphi_3) nq}{h},$$

$$h = \frac{|\gamma|}{\alpha_{\text{eff}}} \sin^2 \varphi_3 \cdot (d - n\bar{x}) + (1 + \cos \varphi_3) nq,$$

\bar{x} — средний поперечный размер перемагниченного участка. При полном торможении вращения и отсутствии разрывов ($n = 0$) внутреннее эффективное поле должно достигать напряженности перемагничающего поля. При $n \neq 0$ $H_e < H_n$, поскольку $H_{\text{ст}} < H_n$.

В общем случае следует ожидать, что $H_{\text{ст}}$ изменяется со временем. Так, к концу процесса перемагничивания неперемагниченные участки принимают вид небольших островков, сокращение размеров которых возможно под действием собственных размагничающих полей в отсутствие внешнего поля. Внешне это должно проявляться в изменении знака H_e (см. рис. 7, а).

Таким образом, в процессе разностороннего вращения образуются полосовые динамические домены, происходит торможение вращения намагниченности внутри этих доменов, а затем полосовые домены разрушаются путем образования и роста разрывов в доменных стенах.

Как уже отмечалось, с увеличением напряженности перемагничающего поля увеличивается максимальный угол поворота локальных векторов φ . Однако при достаточно больших углах поворота следует ожидать, что образование стенок Нееля будет энергетически невыгодно *). В этом случае должны образоваться стеки, характеризующиеся значительно меньшей энергией полей рассеяния. Поэтому можно предположить, что с ростом перемагничающего поля должно наблюдаться насыщение внутреннего эффективного поля. В свою очередь это должно привести к увеличению скорости перемагничивания, причем следует ожидать, что эти изменения будут наиболее существенными в конце начальной стадии, где действующее поле достигает минимума.

Из формулы (19) следует, что предполагаемые изменения механизма перемагничивания должны иметь место при H_{nk} , удовлетворяющем условию

$$\frac{H_{nk}}{H_k} = \frac{a}{l_{\perp} H_k} (1 - \cos \varphi_k) + \cos \varphi_k, \quad (24)$$

где φ_k — критический угол, при котором имеет место изменение типа стенок. Ожидаемое изменение механизма должно произойти при $H_n \sim 20-30$ э. Опыт показывает ¹³²⁻¹³⁴, что, действительно, в полях $H_n \sim 10-30$ э имеет место излом кривой $\tau^{-1}(H_n)$, причем этому излому соответствует насыщение максимальной величины внутреннего эффективного поля (рис. 11). Изменяется и форма продольного сигнала перемагничивания: в полях, превышающих поле излома, сильно ускоряется начальная

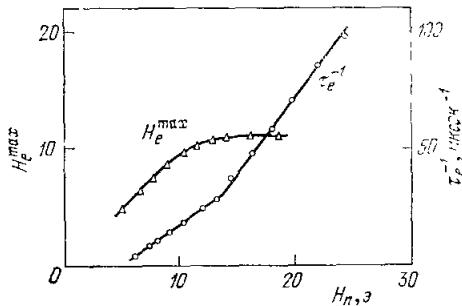


Рис. 11. Зависимость максимального значения внутреннего эффективного поля H_e^{\max} (в э) от H_n и кривая перемагничивания.

Параметры пленки: толщина 1400 Å, $H_k = 3,8$ э, $H_c = 2,3$ э.

*) Изменение типа стенок при изменении угла φ наблюдалось в опытах по квазистатическому перемагничиванию пленок вдоль ОТН ^{42, 26, 131}.

стадия процесса, и сигнал приобретает треугольную форму (рис. 12). Опыт показывает, что в соответствии с формулой (24) относительная величина поля излома H_{nk}/H_k расчет примерно по гиперболическому закону с уменьшением произведения $l_\perp H_k$.

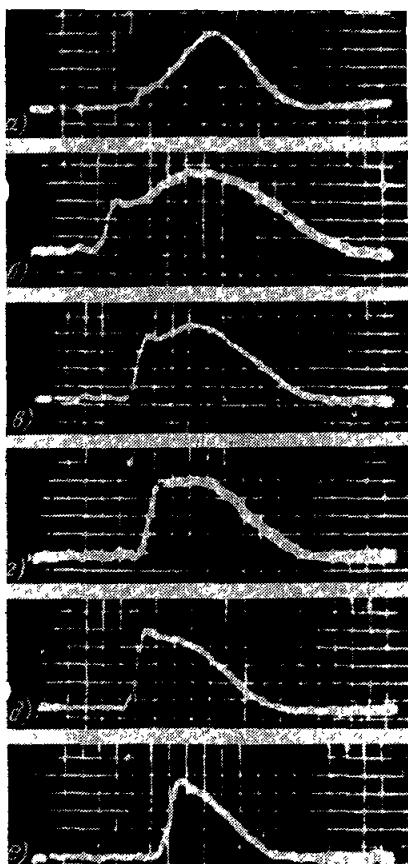


Рис. 12. Осциллограммы сигналов перемагничивания, полученные при разных H_n .

H_n (э): 6,6 (а), 11,2 (б), 13,3 (в), 14,3 (г) — поле, при котором наблюдается излом кривой $\tau^{-1}(H_n)$, 15 (д) и 17,5 (е). Масштаб по горизонтали для осциллограмм а) — 14 мсек/деление, б — е) — 3,3 мсек/деление. Осциллограммы получены при разной чувствительности канала регистрации.

скорее всего, относится к проблеме однородного вращения. Остальные данные носят чисто качественный характер. Известно, чтооперечный] сигнал имеет bipolarную форму 1, 37, 38, 65, 115, 139, годограф суммарного вектора намагниченности отличен от дуги окружности 35, 38, 89, 140–142. В литературе принято считать, что пороговое поле одностороннего вращения, согласно Олсону и Пому 37, определяется астроидой. Однако в последнее время более точные измерения 105 показали, что в общем случае пороговые поля лежат выше астроиды, причем тем выше, чем большее отношение H_c/H_k (рис. 13) или чем меньше период статических доменов l_\perp .

Исследование динамической доменной структуры при одностороннем вращении проводилось в 143, 144. Согласно Крайдеру и Хэмфри 143, на

б) Одностороннее вращение. Хотя одностороннему вращению посвящено значительно больше работ, чем разностороннему, в настоящее время отсутствуют какие-либо сведения о количественных характеристиках этого процесса. Известны лишь данные, относящиеся к условиям перехода к более быстрым процессам 90, 98–102, 114, 135–138, но этот вопрос,

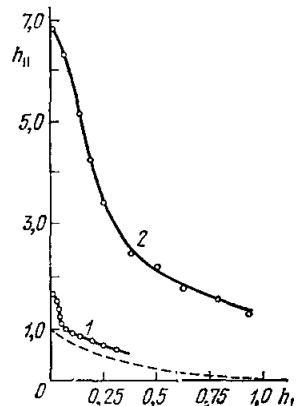


Рис. 13. Зависимость порогового поля неоднородного вращения $h_{||} = H_0/H_k$ от $h_\perp = l_\perp/H_k$.

Штриховая кривая — астроида. Кривая 1 получена для цепочки с $H_c/H_k = 0,64$ ($l_\perp = 13,5 \text{ мкм}$), 2 — для пленки с $H_c/H_k = 2,6$ ($l_\perp = 6 \text{ мкм}$).

начальной стадии образуются полосовые домены, расположенные под углом к ОЛН. Далее, в зависимости от амплитуды поля, процесс может развиваться двумя способами: 1) вращение на некоторой стадии тормозится и происходит образование зародышей обратной намагниченности, 2) сильно замедленное вращение продолжается до полного исчезновения полосовых доменов.

На рис. 14 приведены микрофотографии динамических доменов, наблюдавшихся в работе¹⁴⁴. Видно, что в отличие от случая разностороннего

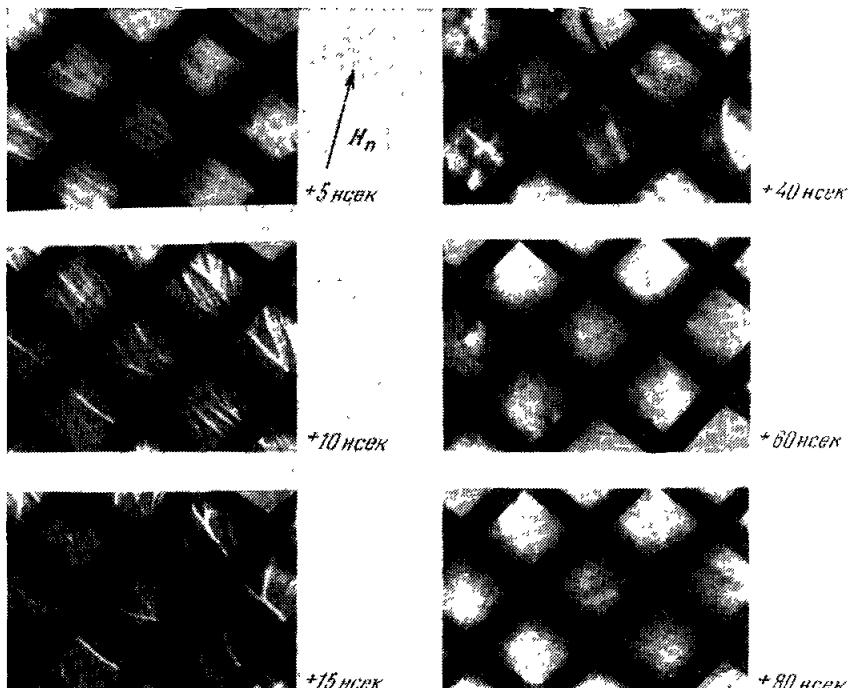


Рис. 14. Микрофотографии динамических доменов, полученные при перемагничивании пленки под углом 7° к ОЛН.

Параметры пленки указаны в подписи к рис. 10, $H_n = 7$ э.

вращения и выводов Крайдера и Хэмфри, домены имеют более сложный вид и, по-видимому, являются результатом суперпозиции поперечных и продольных струй намагниченности. После образования блокированных доменов, подобно рассмотренному случаю разностороннего вращения, появляются разрывы в доменных стенках. Дальнейшее перемагничивание осуществляется вращением намагниченности и постепенным сокращением доменов с отстающей намагниченностью.

В рассмотренных случаях неоднородность вращения на начальной стадии перемагничивания приводила к образованию блокированных доменов. В принципе можно представить себе случай идеального одностороннего вращения, который характеризуется определенным разбросом фаз и скорости вращения локальных векторов намагниченности, но который не сопровождается образованием блокированных доменов. Теоретическое рассмотрение этого случая дано в работах Фрумкина и Руденко^{145, 146}. Этот случай, с одной стороны, наиболее близок к одностороннему вращению, а с другой — должен больше соответствовать перемагничиванию реаль-

ных пленок, чем модель однородного вращения, не учитывающая дисперсию анизотропии, ряби намагниченности и т. д. В работах ^{145, 146} учет ряби намагниченности производился с помощью трех уравнений. Два из них отличаются от уравнения (10) наличием членов, учитывающих поля рассеяния и взаимодействие намагниченности с полосковым перемагничивающим устройством, и описывают соответственно поведение намагниченности в отстающих и опережающих субдоменах. Третье уравнение описывает поворот ряби намагниченности. Проведенный с помощью вычислительной машины анализ решения этих уравнений показал, что случай идеального одностороннего вращения, обсуждаемый нами, действительно возможен. Представляет большой физический интерес обнаружить его с помощью эксперимента.

6. ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПЛЕНОК СМЕЩЕНИЕМ ДОМЕННЫХ СТЕНОК

Остановимся теперь кратко на основных результатах исследования начального участка кривой перемагничивания. Напомним, что этот участок начинается с полей, превышающих квэрцитивную силу H_c ТМП, и простирается до порогового поля неоднородного вращения. В самом начале графика перемагничивания представляет собой прямую ^{83, 147}. Предполагалось ^{1, 2, 39, 83}, что перемагничивание здесь осуществляется



Рис. 15. Фотография динамических доменов, полученная при перемагничивании пленки в поле 2,5 э (по ²⁸).

Параметры пленки: толщина 960 Å, $H_k = 3,6$ э, $H_c = 1,7$ э, $\alpha_{90^\circ} = 1,7^\circ$; $H_n = 2,5$ э. Структура получена спустя 8 мсек после начала перемагничивания. ОЛН вертикальна.

движением небольшого числа стенок, количество которых не зависит от H_n . Начиная же с некоторого H_n , скорость перемагничивания возрастает более быстро. Это объясняли увеличением числа стенок ^{1, 2, 148-149}, принимающих участие в процессе перемагничивания. Точная форма нелинейного участка кривой перемагничивания, его протяженность, связь с параметрами ТМП практически не исследовались. При изучении процессов импульсного перемагничивания исследователи в основном ограничивались измерением подвижности доменных стенок (см. обзоры ^{150, 151}).

Однако Крайдер и Хэмфри ^{18, 127, 128, 152} показали, что наши сведения о типах стенок и характере их движения при импульсном перемагничивании также недостаточно полны, а сам процесс перемагничивания далеко не сводится к движению 180°-ных стенок, известных из опытов по квазистатическому перемагничиванию. Крайдер и Хэмфри обнаружили, что при временах перемагничивания более 500 нсек перемагничивание пленок вдоль ОЛН осуществляется образованием и ростом краевых доменов.

Отличие этого процесса от квазистатического перемагничивания^{41, 42} заключается в том, что образующиеся стенки — диффузные границы — состоят как бы из очень мелких зубцов (рис. 15). Толщина границ

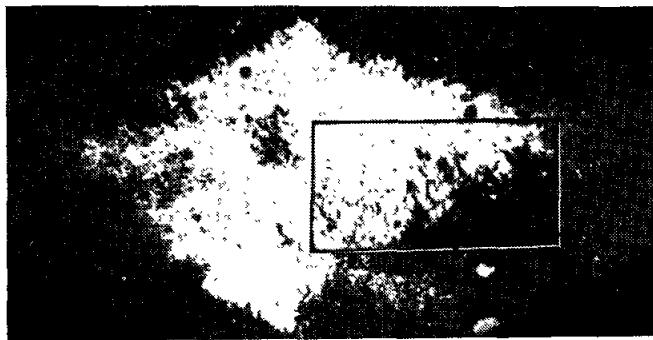


Рис. 16. Фотография динамических доменов, полученная при перемагничивании плёнки в поле 4,7 э спустя 250 мксек после начала процесса.
Параметры плёнки указаны в подписи к рис. 15.

$\sim 0,5$ мкм, а направление их движения совпадает с ОЛН. В слабых полях ростом краевых доменов перемагничивается центральная полоса плёнки, а ее края перемагничиваются значительно более медленным движением 180° -ных стенок. В несколько больших полях краевые домены, сливаясь, образуют сплошной фронт, движущийся к центру плёнки (рис. 16).

В работе¹⁵³ было обнаружено, что в слабых полях на кривой перемагничивания для плёнок с $H_c < H_k$ выделяются два линейных участка (рис. 17). Излом наблюдается при временах перемагничивания $\sim 8—10$ мксек. Исследования динамических доменов, выполненные с помощью стrobоскопической магнитооптической установки, позволили установить, что излом обусловлен резким изменением подвижности стенок краевых доменов: за изломом подвижность возрастает от 3 до 5 раз. Растет подвижность и 180° -ных стенок. Предварительные результаты выявляют многообразие видов доменных конфигураций. У одних плёнок краевые домены образуют сплошной фронт в полях как до, так и после излома, у других наблюдается образование сплошного фронта только за изломом. У некоторых же плёнок краевые домены вообще не образуют фронта и их число практически не изменяется.

В ближайшее время следует ожидать выявления новых, ранее неизвестных особенностей импульсного перемагничивания плёнок. Изучение этих особенностей будет иметь большое значение для развития наших знаний о природе перемагничивания ферромагнетиков.

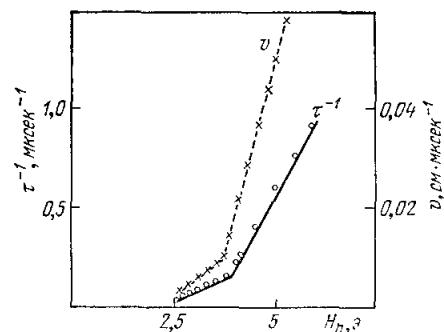


Рис. 17. Зависимости скорости движения v доменных стенок и обратного времени перемагничивания τ^{-1} от H_n . Параметры плёнки: толщина 1100 Å, $H_k = 5,6$ э, $H_c = 2,4$ э.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. B. Humprecht, E. M. Guggenheim, J. Appl. Phys. **30**, 935 (1959).
2. E. M. Guggenheim, ibid. **31**, 110S (1960).
3. Ю. А. Рябинин, Стробоскопическое осциллографирование, М., «Сов. радио», 1972.
4. О. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин, Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок, М., Изд-во Моск. ун-та, 1970.
5. В. И. Тихонов, Статистическая радиотехника, М., «Сов. радио», 1966.
6. А. М. Бонч-Бруевич, Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., «Наука», 1966.
7. D. A. Thompson, H. Chang, Phys. Stat. Sol. **17**, 83 (1966).
8. В. А. Погожев, И. И. Юдин, Изв. АН СССР, сер. физ. **31**, 473 (1967).
9. W. Dietrich, W. E. Proebster, Electronics **33**(23), 79 (1960).
10. E. Tsumoto, M. Nomura, M. Goto, J. Phys. Soc. Japan **19**, 761 (1964).
11. T. Fuchikami, J. Sci. Hiroshima Univ., ser AII, **30**, 29 (1966).
12. Н. М. Саланский, Г. И. Фролов, Э. В. Лещев, сборник «Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок», Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1968, стр. 358.
13. Н. М. Саланский, Г. И. Фролов, сборник «Физика магнитных пленок», Иркутск, ИПИ, 1968, стр. 323.
14. Н. М. Саланский, Г. И. Фролов, сборник «Физика магнитных пленок», Иркутск, ИПИ, 1970, стр. 82.
15. R. C. Archibald, R. L. Conger, R. W. Sharp, J. L. Tomlinson, Rev. Sci. Instr. **31**, 653 (1960).
16. R. L. Conger, G. H. Moore, J. Appl. Phys. **34**, 1213 (1963).
17. Л. В. Киренский, Н. М. Саланский, А. Л. Логутко, Р. М. Фиштейн, Э. Ф. Гринин, цит. в ¹² сборник, стр. 353.
18. М. Х. Крайдер, Ф. Б. Хэмфри, цит. в ¹³ сборник, стр. 316.
19. М. Н. Крудер, F. B. Humprecht, Rev. Sci. Instr. **40**, 829 (1969).
20. Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, В. И. Петров, Авторское свидетельство № 201541 (2.XI 1965), Открытия, изобретения, промышленные образцы и товарные знаки, № 18 (1967).
21. V. I. Petrov, G. V. Spivak, O. P. Pavluchenko, Proc. of the 6th Intern. Congress on Electron Microscopy, v. 1, Kyoto, 1966, p. 615.
22. В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, Изв. АН СССР, сер. физ. **31**, 362 (1967).
23. Г. В. Спивак, Е. М. Дубинина, В. Г. Дюков, А. Е. Лукьянов, И. Н. Седов, В. И. Петров, О. П. Павлюченко, Г. В. Сапарин, А. Н. Невзоров, ibid. **32**, 1098 (1968).
24. V. I. Petrov, G. V. Spivak, O. P. Pavluchenko, V. V. Shakmanov, Proc. of the 4th European Conference on Electron Microscopy, v. 1, Rome, 1968, p. 357.
25. V. I. Petrov, G. V. Spivak, Zs. angew. Phys. **27**, 188 (1969).
26. В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, УФН **106**, 229 (1972).
27. Ю. А. Дураева, О. С. Колотов, Е. Н. Рыбак, Р. В. Телеснин, цит. в ¹² сборник, стр. 399.
28. Ju. A. Durgasova, O. S. Kolotov, I. S. Kolotov, V. I. Petrov, G. V. Spivak, R. V. Telesnin, IEEE Trans. Magnet. Mag-5, **179** (1969).
29. Ю. А. Дураева, И. С. Колотов, О. С. Колотов, ПТЭ, № 3, 233 (1970).
30. Ю. А. Дураева, И. С. Колотов, О. С. Колотов, В. И. Петров Г. В. Спивак, Р. В. Телеснин, Изв. АН СССР, сер. физ. **34**, 1579 (1970).
31. И. С. Колотов, О. С. Колотов, ПТЭ, № 1, 230 (1971).
32. О. С. Колотов, М. И. Лобачев, В. А. Погожев, ПТЭ, № 1, 218 (1973).
33. И. А. Мирошник, Канд. диссертация (МЭИ, 1966).
34. И. А. Мирошник, Г. И. Руденко, А. Л. Фрумкин, В. В. Кобелев, С. Н. Андреев, Наносекундное перемагничивание тонких магнитных пленок, М., Изд. ИТМ и ВТ АН СССР, 1967.
35. J. H. Horner, IEEE Trans. Magnet. Mag-3, 166 (1967).
36. K. U. Stein, Zs. angew. Phys. **18**, 528 (1965).
37. C. D. Olson, A. V. Rohm, J. Appl. Phys. **29**, 274 (1958).

38. F. B. H umphrey, *ibid.*, p. 284.
 39. F. B. H agedorn, *ibid.* 30, 254S.
 40. W. L. Shevel, *ibid.*, p. 47S.
 41. M. P r a t t o n, Тонкие ферромагнитные пленки, Л., «Судостроение», 1967.
 42. P. C u x y, Тонкие магнитные пленки, М., «Мир», 1967.
 43. R. J. S p a i n, *J. Appl. Phys.* 37, 2572 (1966).
 44. M. H. K r y d e r, F. B. H umphrey, *ibid.* 41, 1130 (1970).
 45. M. E. H ale, H. W. F uller, H. R ubin s t e i n, *ibid.* 30, 789 (1959).
 46. H. W. F uller, M. E. H ale, *ibid.* 31, 238 (1960).
 47. H. R other, *Zs. Phys.* 168, 148 (1962).
 48. K. J. H arte, Ph. D. Thesis (Harvard University, Cambridge, Mass., 1964).
 49. K. J. H arte, *J. Appl. Phys.* 39, 1503 (1968).
 50. H. H offmann, *ibid.* 35, 1790 (1964).
 51. H. H offmann, *IEEE Trans. Magnet. Mag-2*, 566 (1966).
 52. H. H offmann, *ibid. Mag-4*, 32 (1968).
 53. R. K. K iku c h i, *J. Appl. Phys.* 27, 1352 (1956).
 54. D. O. S m i t h, Conference on Magnetism and Magnetic Materials, October 1956, Boston, AIEE, 1957, p. 625.
 55. D. O. S m i t h, *J. Appl. Phys.* 29, 264 (1958).
 56. R. L. C onger, F. C. E ssig, *Phys. Rev.* 104, 915 (1956).
 57. P. R. G illette, K. O shima, *J. Appl. Phys.* 29, 529 (1958).
 58. P. R. G illette, K. O shima, *ibid.*, p. 1465.
 59. E. F eldt keller, *Zs. angew. Phys.* 12, 257 (1960).
 60. A. M. Р оди чев, Изв. АН СССР, сер. физ. 25, 614 (1961).
 61. A. M. Р оди чев, ФММ 19, 652 (1965).
 62. A. M. Р оди чев, ЖЭТФ 48, 860 (1965).
 63. A. M. Р оди чев, ФТТ 7, 1 (1965).
 64. A. M. Р оди чев, Р. Г. Х лебоп рос, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 54 (1966).
 65. B. R. H earn, *J. Electron. Contr.* 16, 33 (1964).
 66. J. D. G assaway, H. G. S m i t h, *IEEE Trans. Magnet. Mag-3*, 298 (1967).
 67. A. M. Р оди чев, ФММ 21, 318 (1966).
 68. A. M. Р оди чев, Р. Г. Х лебоп рос, ФТТ 8, 342 (1966).
 69. L. D. L andau, E. M. L ifschitz, *Phys. Zs. Sowjetunion* 8, 153 (1935).
 70. T. L. G ilbert, *Phys. Rev.* 100, 1243A (1955).
 71. Г. Ф оглер, сборник «Тонкие магнитные пленки» М., «Мир», 1964, стр. 235.
 72. P. W olf, *Zs. Phys.* 160, 310 (1960).
 73. H. C. B oug n e, T. T. K usuda, W ei-H au Wu, *IEEE Trans. Magnet. Mag-6*, 391 (1970).
 74. Г. М. Р оди чев, Изв. вузов (Физика), № 7, 152 (1972).
 75. О. П. А ри ольд, Канд. диссертация (Красноярский политехн. ин-т, 1974).
 76. В. В. К обелев, доклад на Всесоюзном симпозиуме по магнитным пленкам, Киев, сентябрь 1966 г.
 77. Г. М. Р оди чев, Н. П. Л яхов ский, П. Д. К им, В. Н. П ресне ц о в, Изв. вузов (Физика), № 7, 140 (1969).
 78. Г. М. Р оди чев, О. П. А ри ольд, *ibid.*, № 2, 136 (1972).
 79. Г. М. Р оди чев, О. П. А ри ольд, *ibid.*, № 3, 105.
 80. P. W olf, *J. Appl. Phys.* 32, 95S (1961).
 81. G. M atsumato, T. S ato, S. J ida, *J. Phys. Soc. Japan* 21, 231 (1966).
 82. Y. S uezava, F. B. H umphrey, *IEEE Trans. Magnet. Mag-8*, 319 (1972).
 83. J. A. C opeland, F. B. H umphrey, *J. Appl. Phys.* 34, 1211 (1963).
 84. J. H. H oper g, *ibid.* 39, 1159 (1968).
 85. J. H. H oper g, *ibid.* 41, 871 (1970).
 86. K. J. H arte, *ibid.* 31, 283S (1960).
 87. D. O. S m i t h, K. J. H arte, *ibid.* 33, 1399 (1962).
 88. K. U. S tein, Dr. Ing. Thesis (Stuttgart, 1965).
 89. K. U. S tein, *Zs. angew. Phys.* 20, 36 (1965).
 90. M. N omura, *J. Sci. Hiroshima Univ., ser. AII*, 31, 145 (1967).
 91. A. Л. Ф румкин, Теоретические основы электротехники — Тр. МЭИ, 102, 91 (1972).
 92. Н. М. С аланский, В. А. И гнатченко, Б. П. Х рустал ёв, пит. в ¹³ сборник, стр. 242.
 93. А. Л. Ф румкин, *ibid.*, стр. 351.
 94. А. Л. Ф румкин, В. И. И вашкин, ФММ 29, 371 (1968).
 95. C. E. P atton, *J. Appl. Phys.* 39, 3060 (1968).
 96. C. E. P atton, *Czechosl. J. Phys.* B21, 490 (1971).

97. E. Stoner, E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc. (Lnd.) A240, 599 (1948).
98. Р. В. Телеснин, О. С. Колотов, ФММ 17, 834 (1964).
99. Р. В. Телеснин, О. С. Колотов, В. А. Погожев, ФММ 19, 52 (1965).
100. J. K. Watson, H. C. Bourgne, IEEE Trans. Magnet. Mag-3, 301 (1967).
101. J. K. Watson, ibid. Mag-4, 722 (1968).
102. R. V. Telesnin, E. N. Ilicheva, O. S. Kolotoev, T. N. Nikitina, V. A. Pogozhev, Phys. Stat. Sol. 14, 371 (1966).
103. О. А. Виноградов, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 120 (1966).
104. F. B. Hagedorn, IEEE Trans. Magnet. Mag-4, 41 (1968).
105. O. S. Kolotoev, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, Phys. Stat. Sol. a4, 57 (1971).
106. О. С. Колотов, Р. В. Телеснин, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 543 (1965).
107. E. M. Gyorgy, J. Appl. Phys. 28, 1011 (1957).
108. E. Fuchs, Zs. angev. Phys. 13, 157 (1961).
109. E. Feldtkeller, Elektron. Rechenanl. 3, 167 (1961).
110. E. Feldtkeller, Naturwiss. 48, 474 (1961).
111. S. Methfessel, S. Middelhoeck, H. Thomas, J. Appl. Phys. 32, 1959 (1961).
112. Р. В. Телеснин, О. С. Колотов, ФТТ 5, 2653 (1963).
113. О. А. Виноградов, Phys. Stat. Sol. 15, 377 (1966).
114. K. U. Stein, Zs. angew. Phys. 20, 323 (1966).
115. W. Dietrich, W. E. Proebster, P. Wolf, IBM J. Res. and Develop. 4, 189 (1960).
116. Р. В. Телеснин, О. С. Колотов, Т. Н. Никитина, В. А. Погожев, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 108 (1966).
117. O. S. Kolotoev, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, Phys. Stat. Sol. 36, 459 (1969).
118. O. S. Kolotoev, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, Czechosl. J. Phys. B21, 454 (1971).
119. О. С. Колотов, ФММ 21, 314 (1966).
120. О. С. Колотов, В. А. Погожев, цит. в ¹³ сборник, стр. 255.
121. Jan Veme, O. S. Kolotoev, Acta Phys. Slov. 23, 29 (1973).
122. О. С. Колотов, А. А. Лаптев, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин, ФТТ 14, 277 (1972).
123. О. С. Колотов, В. А. Погожев, ФММ 33, 284 (1972).
124. E. Tatsumoto, M. Nomura, M. Goto, J. Sci. Hiroshima Univ., ser. AII, 27, 79 (1964).
125. A. M. Родичев, ФММ 17, 146 (1964).
126. О. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин, ФММ 29, 217 (1970).
127. M. N. Kryder, F. B. Humphrey, J. Appl. Phys. 40, 2469 (1969).
128. M. H. Kryder, F. B. Humphrey, IEEE Trans. Magnet. Mag-7, 725 (1971).
129. U. A. Durasova, I. S. Kolotoev, O. S. Kolotoev, V. I. Petrov, G. V. Spivak, R. V. Telesnin, Proc. of the 7th Intern. Congress on Electron Microscopy, v. 2, Grenoble, 1970, p. 619.
130. U. A. Durasova, I. S. Kolotoev, O. S. Kolotoev, V. I. Petrov, G. V. Spivak, R. V. Telesnin, Czechosl. J. Phys. B21, 451 (1971).
131. E. J. Tork, A. L. Olson, H. N. Oredson, J. Appl. Phys. 36, 1394 (1965).
132. O. S. Kolotoev, T. N. Letova, V. A. Pogozhev, R. V. Telesnin, Phys. Stat. Sol. 16, K121 (1966).
133. Р. В. Телеснин, О. С. Колотов, Т. Н. Летова, В. А. Погожев, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 404 (1967).
134. О. С. Колотов, В. А. Погожев, ФММ 29, 216 (1970).
135. Р. В. Телеснин, Е. Н. Ильинцева, Н. Г. Канавина, О. С. Колотов, Т. Н. Никитина, А. Г. Шишков, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 572 (1964).
136. K. J. Harte, Proc. of the Intern. Conference on Magnetism (Nottingham, 1964), L., 1965, p. 843.
137. K. J. Harte, J. Appl. Phys. 36, 960 (1965).
138. K. J. Harte, ibid. 38, 1341 (1967).
139. W. Dietrich, W. E. Proebster, ibid. 31, 281S (1960).
140. Y. Sacurai, T. Kusuda, S. Konishi, S. Sugatani, IEEE Trans. Magnet. Mag-2, 570 (1966).

141. J. H. Norreg, *ibid.*, p. 580.
 142. Г. И. Руденко, В. И. Ивашкин, А. Л. Фрумкин, Доклады научно-технической конференции по итогам научно-исследовательских работ за 1968—1969 гг. (апрель 1970 г.). Секция электроэнергетическая. Подсекция «Теоретические основы электротехники», М., МЭИ, 1969, стр. 127.
 143. M. H. Kryder, F. B. Humprey, *J. Appl. Phys.* **41**, 1130 (1970).
 144. U. A. Durasova, I. S. Kolotov, O. S. Kolotov, R. V. Tелесин. *Phys. Stat. Sol. a10*, K101 (1972).
 145. А. Л. Фрумкин, Г. И. Руденко, Изв. вузов (Физика), № 9, 134 (1970).
 146. Г. И. Руденко, А. Л. Фрумкин, *ibid.*, № 10, 67.
 147. Р. В. Телесин, Т. Н. Летова, Б. Ф. Мочалов, Изв. АН СССР, сер. физ. **31**, 358 (1967).
 148. R. L. Conger, F. C. Essig, *J. Appl. Phys.* **28**, 855 (1957).
 149. A. L. Hanzel, R. L. Conger, *ibid.* **30**, 1932 (1959).
 150. E. Feldkeller, *Phys. Stat. Sol.* **27**, 161 (1968).
 151. A. G. Shishkov, *Czechosl. J. Phys.* **B21**, 368 (1971).
 152. M. H. Kryder, F. B. Humprey, *ibid.*, p. 457.
 153. О. С. Колотов, М. И. Лобачев, В. А. Погожев, Р. В. Телесин, *ФММ* **37**, 184 (1974).
-