

05; 06; 07

© 1990 г.

КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ДЕФЕКТАМИ И КООРЦИТИВНОСТЬ УЕДИНЕННОЙ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ В ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ ИЖГ

А. Н. Григоренко, С. А. Мишин, Е. Г. Рудашевский

Проведено экспериментальное исследование квазистатических сверхмалых перемещений уединенной доменной стенки (ДС) в неоднородном поле с градиентом β до 230 кЭ/см. Обнаружена сильная зависимость коэрцитивных параметров от величины градиента, в частности, при значениях градиента поля выше критического значения β_c происходит подавление гистерезисных потерь, а состояние ДС однозначно определяется внешним магнитным полем и не зависит от предыстории перемагничивания. Полученные результаты обсуждаются в рамках простой одномерной модели взаимодействия ДС с дефектами. Показано, что при $\beta \neq 0$ естественно возникают два поля коэрцитивности — поле отрыва H_{c2} и среднее поле отставания H_{c1} , причем при $\beta = 0$ $H_{c1} = H_{c2}$. С увеличением β поле H_{c2} растет, поле H_{c1} падает, а при $\beta > \beta_c$ $H_{c1} = 0$.

Введение

Одной из причин коэрцитивности магнитных материалов являются гистерезисные явления при смещении доменных стенок. Состояние и координата ДС при изменении внешнего поля определяются не однозначно, а зависят от предыстории перемагничивания.

Коэрцитивность ДС в большинстве случаев вызывается существованием различного типа дефектов: неоднородности кристаллической структуры, химических примесей, дислокаций, пор, границ между кристаллами в поликристаллах. Исследование взаимодействия ДС с дефектами ведется давно, многие работы стали уже классическими [1, 2]. В то же время среди этих работ лишь очень малую долю составляют работы по исследованию влияния неоднородного магнитного поля на поведение ДС в ферромагнетиках. Заметим, что в ферромагнитных материалах, как правило, существуют сильные размагничивающие поля, причем доменные стенки располагаются в тех узких областях, где поле обращается в нуль. Учитывая, что ширина доменной стенки существенно меньше характерного масштаба неоднородности магнитного поля, состояние локального участка ДС будет определяться лишь одним параметром — градиентом поля β . Зависимость конфигурационных состояний ДС от величины β рассмотрена в работе [3]. Влияние степени неоднородности магнитного поля на коэрцитивность ДС изучалось сравнительно мало [4-9], а наблюдаемая зависимость поля коэрцитивности от градиента в разных работах имеет существенно разный характер. Трактовка полученных результатов, на наш взгляд, не всегда удовлетворительна. Предлагаемая работа содержит две части. В первой части описан эксперимент по сверхмалым смещениям уединенной ДС в феррит-гранатовых пленках, стабилизированной внешним неоднородным полем, величина градиента которого изменялась в широких пределах до 230 кЭ/см, во второй части приводится простая модель взаимодействия ДС с дефектами, выводы из которой находятся в качественном согласии с полученными экспериментальными результатами.

Эксперимент

Измерения проводились на тонких магнитных феррит-гранатовых пленках, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Метод измерения смещений ДС достаточно распространенный — магнитооптический, основанный на изменении светового потока при движении ДС. С целью измерения сверхмалых смещений ДС была разработана схема стабилизации мощности излучения ге-

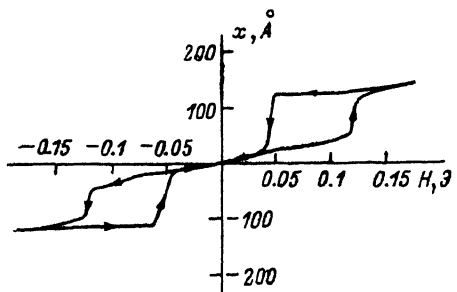


Рис. 1. Движение локального участка ДС длиной ~ 10 мкм при взаимодействии ДС с изолированным микродефектом в неоднородном магнитном поле с величиной градиента 100 кЭ/см.

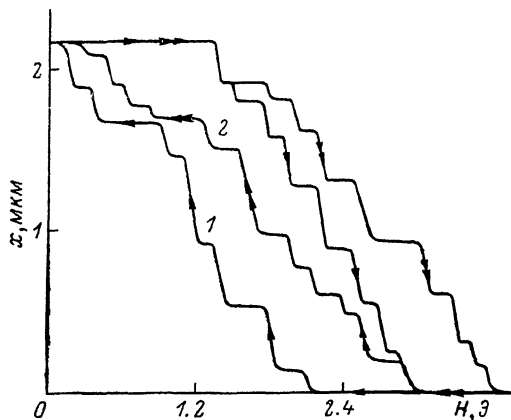


Рис. 2. Частные циклы гистерезиса локального участка ДС длиной ~ 10 мкм при различных величинах градиента внешнего неоднородного поля.

1 — $\beta_1 = 10$ кЭ/см, 2 — $\beta_2 = 12$ кЭ/см.

лий неоновом лазера ЛГН-203 [10], позволяющая поддерживать средний уровень мощности с точностью до 10^{-4} . Изменения светового потока после поляризационного анализатора регистрировались на фотоумножителе ФЭУ-79, который размещался в специальном магнитном и тепловом экране, излучение внутрь экрана подавалось с помощью световода. Напряжение питания

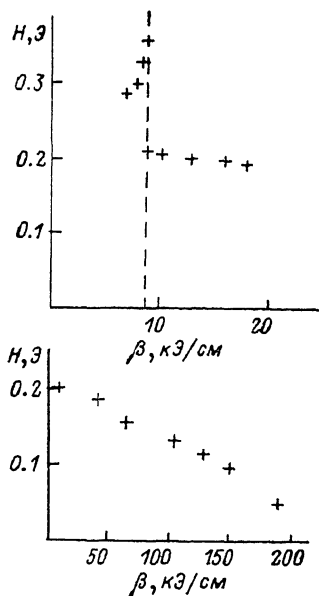


Рис. 3. Зависимость поля коэрцитивности ДС, измеряемого по аппроксимации линейного участка отклика ДС на переменное магнитное поле к нулевой амплитуде отклика, от величины градиента внешнего неоднородного поля.

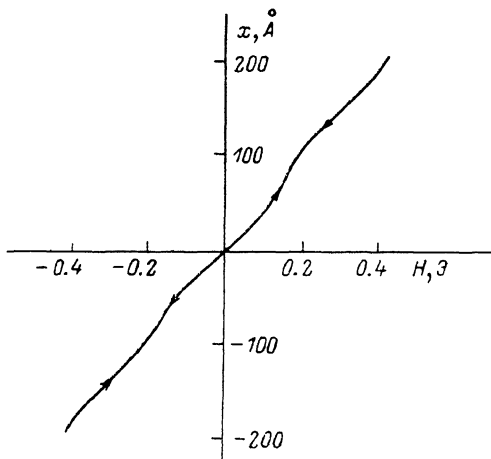


Рис. 4. Обратимое движение участка ДС длиной ≈ 100 мкм вдоль поля микродефектов при градиенте неоднородного поля, превышающем критический градиент для этих дефектов.

ФЭУ стабилизировалось добавочной батареей конденсаторов. Для получения результатов, интерпретация которых не вызывает затруднений, измерения проводи-

лись не на коллективе доменов, а на уединенной доменной границе. С этой целью магнитная пленка располагалась внутри квадрупольной магнитной системы, создающей неоднородное поле с градиентом до 230 кЭ/см [11]. Таких высоких значений удалось достигнуть благодаря использованию постоянных самарий-кобальтовых магнитов и сближению наконечников магнитопроводов до расстояния ~ 1.5 мм. Вся магнитооптическая установка была смонтирована на вибростабилизированной платформе. Измерения проводились в вечернее время. Точность измерений смещений ДС зависела от диаметра сфокусированного лазерного пятна на пленке. Так, при диаметре ~ 10 мкм точность измерений светового

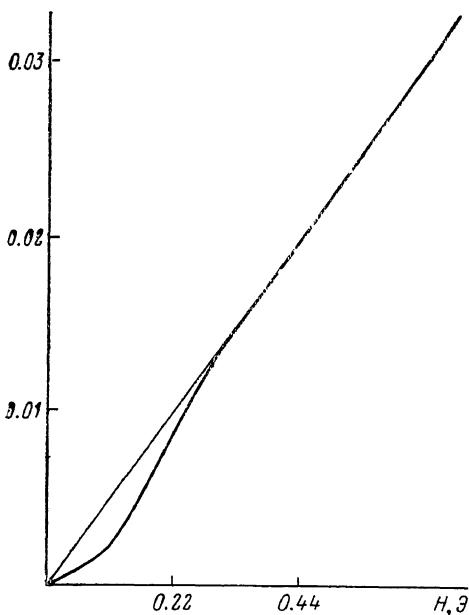


Рис. 5. Амплитудная характеристика отклика участка ДС длиной ~ 1 мм на переменное магнитное поле при $\beta = \beta_c = 220$ кЭ/см.

потока при однократных смещениях ДС соответствовала смещению ДС на 10 \AA , а в режиме накопления сигнала точность увеличивалась до $\sim 1 \text{ \AA}$.

На рис. 1–6 приведены результаты измерений. Рис. 1, на котором показана зависимость смещения локального участка ДС от приложенного поля, носит

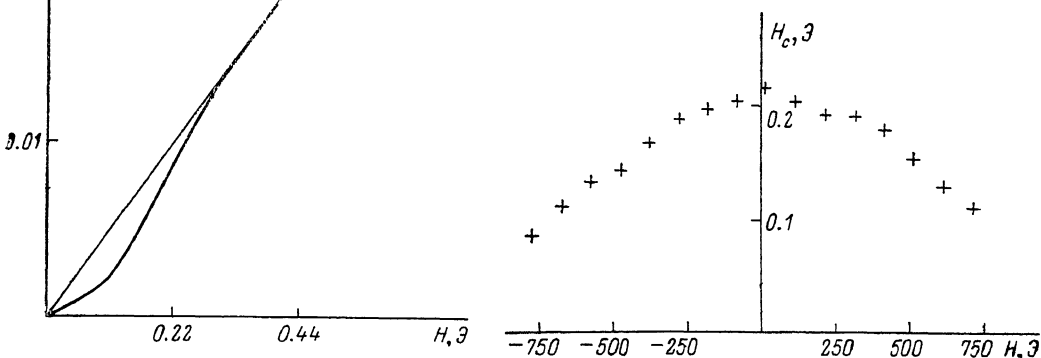


Рис. 6. Зависимость поля коэрцитивности от поля в плоскости ДС при градиенте неоднородного поля $\beta = 9$ кЭ/см.

в основном иллюстративный характер. Сразу же отметим, что эта зависимость, построенная в меньшем масштабе, т. е. для большого интервала смещающих полей, или усредненная по нескольким локальным участкам, представляет собой прямую линию, тонкая структура которой проявляется лишь при укрупнении масштаба. Как будет показано ниже, такой рисунок соответствует взаимодействию ДС с одним линейным дефектом. При движении вдоль дефекта в обе стороны ДС совершает четыре скачка на склонах дефекта, а в центре дефекта движение ДС обратимо. На рис. 2 приведена эта же зависимость для двух разных градиентов, но при смещении ДС проходит мимо многих дефектов. Хорошо видно, что с увеличением градиента гистерезисная петля сужается. Поле коэрцитивности H_c можно определить как удвоенную среднюю ширину петли гистерезиса вдоль координаты H . С целью измерения H_c исследовался фотоотклик большого участка ДС (~ 1 мм) на переменное (5 кГц) квазистатическое поле. При больших полях H зависимость линейная и имеет вид $\Phi \sim (H - H_c)/\beta$, поэтому H_c можно получить аппроксимацией линейного участка к нулевому смещению. Зависимость H_c от β приведена на рис. 3, основной результат этих измерений при больших градиентах: с увеличением градиента поле коэрцитивности H_c падает, а выше критического значения $\beta_c = 220$ кЭ/см поле H_c тождественно равно нулю. Так как поле H_c непосредственно определяется шириной петли гистерезиса, то при $\beta > \beta_c$ смещение ДС обратимо, квазистатические гистерезисные потери отсутствуют, а состояние ДС однозначно определяется текущим значением внешнего поля (рис. 4). На рис. 5 показана возникающая

в этом случае амплитуда отклика ДС на переменное магнитное поле увеличивающейся амплитуды.

Влияние градиента поля отмечено для пленок с разными параметрами. Результаты, приводимые в данной работе, получены на пленке с составом $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и параметрами $4\pi M_0 = 80$ Гс, $H_A = 1800$ Э, толщина $h = 30$ мкм, ширина доменов $d = 25$ мкм.

Обсуждение результатов

Для объяснения полученных результатов используем простую модель взаимодействия ДС с дефектом. Допустим, что дефект линейен и параллелен ДС или, что эквивалентно, ДС достаточно жесткая и не изгибается при своем движении. Допустим также, что диффузия дефектов, вызывающих закрепление локальных участков ДС, пренебрежимо мала. В этом случае взаимодействие ДС с дефектами можно описать введением потенциальной энергии на единицу поверхности стенки $U(x)$, зависящей только от координаты ДС x , а равновесные положения ДС найти из условия

$$U(x) = \min, \quad \frac{\partial U}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

В пользу такого рассмотрения говорят результаты измерений поля коэрцитивности в зависимости от поля в плоскости пленки, перпендикулярного ДС (рис. 6). Поскольку поле в плоскости изменяет поверхностную энергию ДС, то ввиду этого связь между поверхностной энергией и коэрцитивностью кажется естественной. На малую скорость перемещения дефектов в феррит-гранатовых пленках указывает воспроизводимость движения ДС вдоль одного и того же места образца через длительные промежутки времени. Так, кривые на рис. 2 повторялись при повторении эксперимента через 24 ч.

Потенциальная энергия $U(x)$ содержит две части: $U_0(x)$ — энергия взаимодействия с дефектами и $\beta M_0(x - \lambda)^2$ — энергия ДС во внешнем неоднородном поле. Во втором случае β — градиент поля, βx — неоднородное магнитное поле, $\beta \lambda$ — однородное магнитное поле, M_0 — намагниченность пленки.

При отсутствии дефектов ($U_0(x) = 0$) равновесное положение ДС удовлетворяет простейшему соотношению $x_p = \lambda$, т. е. смещение, а вслед за ним и намагниченность линейно и обратимо связаны с внешним полем $H = \beta \lambda$.

Рассмотрим взаимодействие ДС с изолированным дефектом (рис. 7). На рис. 7, а, г, д кривая 1 соответствует функции $U_0(x)$, а кривая 2 — функции $\beta M_0(x - \lambda)^2$. Уравнение для точек равновесия

$$-\frac{\partial U_0}{\partial x} = 2\beta M_0(x - \lambda) \quad (2)$$

удобно решать графически (рис. 7, б, в). При каждом значении λ в зависимости от вида потенциала дефекта может быть одно или несколько решений x_p . На рис. 7, в, г в переменных (x, λ) построены кривые равновесных положений ДС для гладкого дефекта, штриховой линией здесь показан случай отсутствия дефектов ($x_p = \lambda$). Для малого градиента (рис. 7, в) на кривой имеется участок с отрицательным наклоном. Ввиду того, что

$$\frac{dx_p}{d\lambda} = -\frac{\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial \lambda}}{\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}} = \frac{2\beta M_0}{\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}}$$

такие участки соответствуют случаю $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} < 0$, т. е. эти положения равновесия неустойчивы и в статике не реализуются. Поэтому при изменении λ по достижении точек А, А₁ ДС скачком (показан стрелками) срывается с дефекта, а по достижении точек В, В₁, наоборот, «прыгает на дефект». Вследствие этого реальная кривая движения ДС вдоль одного дефекта содержит две петли гистерезиса (см. для сравнения экспериментальный рис. 1). С увеличением градиента участок неустойчивости уменьшается, а при критическом значении градиента

$$\beta_c = - \frac{1}{2M_0} \left. \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} \right|_{\max} \quad (3)$$

исчезает совсем (рис. 7, е). Нетрудно показать, что вблизи точек A, B при значениях β , близких к β_c , кривая $x_p(\lambda)$ задается уравнением

$$\lambda - \lambda_0 = \left(1 - \frac{\beta_c}{\beta}\right)(x - x_0) + \frac{c}{j}(x - x_0)^3,$$

где $c = \text{const}$.

Результат (3) можно интерпретировать так: когда градиент внешнего поля больше максимальной величины градиента силы дефекта, положение ДС одно-

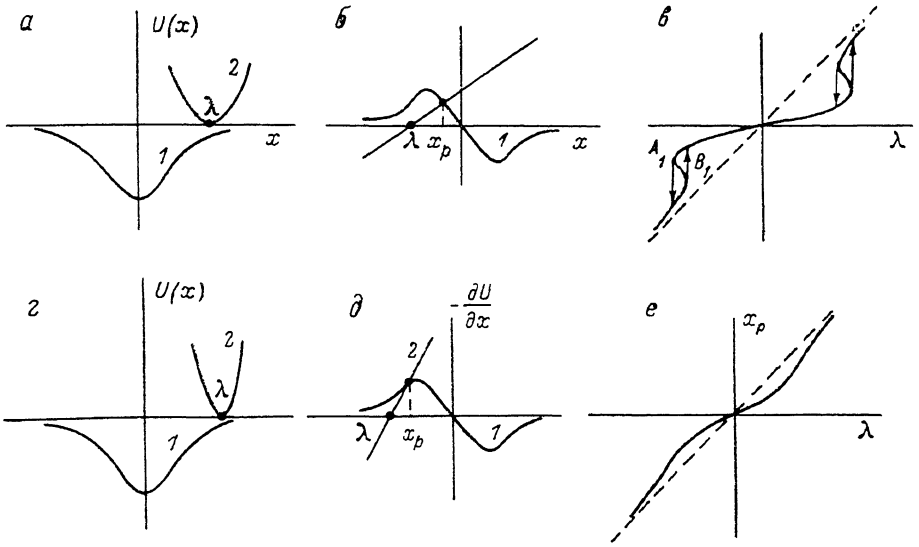


Рис. 7. Нахождение равновесных положений ДС при взаимодействии ДС с дефектом в неоднородном магнитном поле.

значно определяется внешним неоднородным полем. Поскольку форма этого поля не изменяется при приложении добавочного однородного поля, то ДС смещается без скачков и обратимо. В такой формулировке результат (3) будет

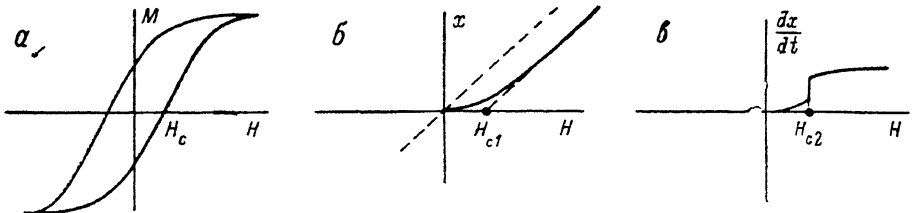


Рис. 8. Различные определения поля коэрцитивности ферромагнетиков.

a — классическое определение, b — поле отставания, $в$ — поле отрыва.

верен, по всей вероятности, не только для одномерной модели, но и в более сложном случае.

Обсудим теперь вопрос о значении поля коэрцитивности. В обширной литературе по этой теме используются различные определения этой величины, часто подразумевается их идентичность. Приведем основные из определений.

1. Классическое определение из петли гистерезиса $M(H)$ (рис. 8, a). Здесь величина H_c прямо связана с необратимой диссипацией энергии, при $H_c=0$ потеря энергии нет.

2. Поле коэрцитивности, определяемое из усредненной амплитудной характеристики $x(H)$ (рис. 8, b). Этот способ использован на экспериментальном рис. 3. Назовем это поле полем отставания от нулевой точки H_{c1} .

3. Поле отрыва от дефекта или поле старта H_{c2} , условно определяемое по началу движения (рис. 8, *е*). Обычно такое определение используют при изучении взаимодействия ДС с изолированными макродефектами.

В рамках нашей модели наиболее просто решается вопрос о поле H_{c2} . Отрыв ДС от дефекта происходит при достижении точки (рис. 7, *е*), в которой прямая $2\beta M_0(x-\lambda)$ и кривая $-(\partial U_0/\partial x)$ касаются друг друга. Поэтому координата точки отрыва определяется из двух уравнений: уравнения (1) и

$$-\frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} = 2\beta M_0 \quad (1)$$

В частности, при $\beta \rightarrow 0$ (при этом $\lambda \rightarrow \infty$) в точке отрыва

$$\frac{\partial U_0}{\partial x} = \max$$

и соответственно для поля отрыва H_{c2} из условия

$$\frac{\partial U_0}{\partial x} = 2\beta M_0 \lambda$$

получаем известное выражение [1]

$$H_{c2} = \frac{1}{2M_0} \left. \frac{\partial U_0}{\partial x} \right|_{\max}$$

В общем случае поле отрыва растет с увеличением градиента (рис. 9), соответствующего рис. 2, здесь $\beta_2 > \beta_1$. При малых β выражение для H_{c2} имеет вид

$$H_{c2} = \frac{1}{2M_0} \frac{\partial U_0}{\partial x_m} + \beta x_m - \beta^2 \frac{M_0}{\partial^3 U_0},$$

где x_m — точка, в которой $\partial U_0/\partial x = \max$ (прямая 1). Максимальное значение поля H_{c2} достигается при критическом значении градиента β_c , а точка отрыва совпадает с точкой перегиба x_n (прямая 2) силы дефекта $\partial U_0/\partial x$, поэтому

$$H_{c2} = \frac{1}{2M_0} \frac{\partial U_0}{\partial x_n} + \beta x_n$$

Поле отрыва можно определить лишь в интервале $0 < \beta < \beta_c$, при $\beta > \beta_c$ поле отрыва не имеет смысла.

Найдем выражение для поля отставания H_{c1} . Пусть при изменении H от $-\beta L$ до βL и соответственно λ от $-L$ до L ДС проходит большое количество дефектов (см. рис. 10, где приведены кривые равновесных положений ДС). Нетрудно видеть, что при большом градиенте или слабых дефектах (рис. 10, *а*) среднее отставание ДС от нулевой точки $\langle x(\lambda) - \lambda \rangle$ равно нулю. Это связано с тем, что дефекты не только задерживают движение, но и ускоряют его. При малом градиенте (рис. 10, *б*) зависимость $x(\lambda)$ многозначная, а среднее отставание Δx определяется формулой

$$\Delta x = \frac{1}{4L} \oint x(\lambda) d\lambda,$$

т. е. среднее отставание пропорционально площади петли гистерезиса. Поле H_{c1} есть $\beta \Delta x$ или

$$H_{c1} = \frac{\beta}{4L} \oint x(\lambda) d\lambda.$$

Учитывая, что координата ДС пропорциональна намагниченности пленки, а $\beta \lambda$ — внешнее поле,

$$H_{c1} = \frac{1}{2M_0} \oint M dH.$$

Таким образом, поле отставания очень близко к классическому определению (равно ему, если петля гистерезиса — параллелограмм) и непосредственно связано с гистерезисными потерями.

Пусть s — средняя площадь петли, обусловленная одним дефектом (при больших β такая петля состоит из двух петель (рис. 7, в)), а $n=1/l$ плотность дефектов, тогда

$$H_{c1} = \frac{1}{2} \beta s n.$$

При $\beta > \beta_c$ $H_{c1} \equiv 0$, так как на кривой равновесных положений ДС нет неустойчивых участков. В данном случае β_c — это значение критического гра-

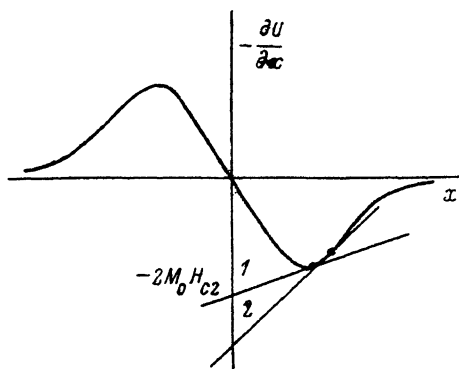


Рис. 9. Изменение поля отрыва H_{c2} при изменении градиента неоднородного поля: $\beta_1 < \beta_2$.

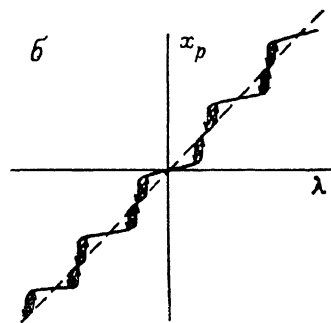
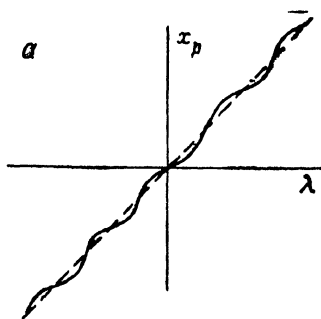


Рис. 10. Кривые равновесных положений ДС в материале с дефектами. а — величина градиента неоднородного поля $\beta > \beta_c$, б — $\beta < \beta_c$.

диента для наиболее сильного дефекта, если такой существует. При $\beta \rightarrow 0$ в отличие от случая изолированного дефекта на кривой устойчивых равновесных положений ДС исчезают участки обратимого движения.

На рис. 11 условно нанесены такие кривые при двух значениях градиента. В случае $\beta \rightarrow 0$ (кривая 2) движение ДС осуществляется скачками от дефекта к дефекту на расстояние l . Изменение координаты нулевой точки при движении по одному дефекту

$$\Delta \lambda = \frac{2H_{c2}}{\beta} \approx 2 \left. \frac{\partial U_0}{\partial x} \right|_{\max} \cdot \frac{1}{2\beta M_0}.$$

Наклон участков «стояния» ДС определяется приближенной формулой

$$x \approx \frac{H}{\beta_g} = \frac{\beta \lambda}{\beta_g}, \quad \frac{dx}{d\lambda} \approx \frac{\beta}{\beta_g},$$

где $\beta_g = (1/2M_0) (\partial^2 U_0 / \partial x^2)$ — эффективный градиент дефекта, т. е. наклон стремится к нулю при $\beta \rightarrow 0$. Поэтому площадь, соответствующая одному дефекту,

$$s = l \cdot \Delta \lambda = \frac{l \cdot 2H_{c2}}{\beta},$$

а поле отставания

$$H_{c1} = \frac{1}{2} \beta n \cdot \frac{l \cdot 2H_{c2}}{\beta} = H_{c2}.$$

При малых градиентах легко получить соотношение, связывающее поле отрыва и поле отставания,

$$H_{c1} = H_{c2} - \frac{\beta l}{2}.$$

Таким образом, при малых градиентах оба коэрцитивных поля H_{c1} и H_{c2} совпадают и лишь с увеличением β различие растет. Простые вычисления показывают,

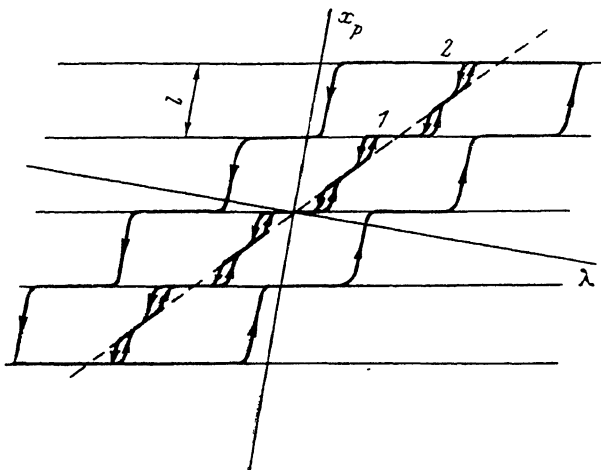


Рис. 11. Движение ДС вдоль поля дефектов в неоднородном поле.

1 — $H_{c2}/l < \beta < \beta_c$, 2 — $\beta \ll H_{c2}/l$, где H_{c2} — поле отрыва, l — среднее расстояние между дефектами.

вают, что при $\beta \rightarrow \beta_c$ снизу кривая равновесных положений в области неустойчивого участка является кубической параболой, а площадь петли пропорциональна

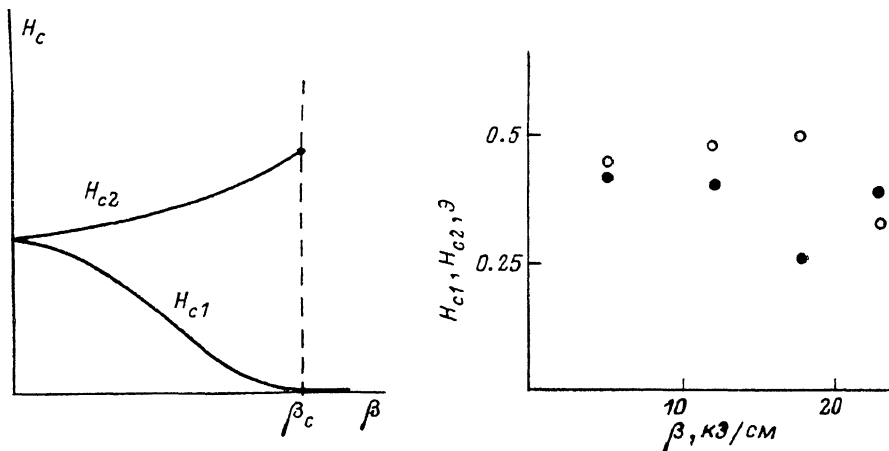


Рис. 12. Качественная зависимость поля отставания H_{c1} и поля отрыва H_{c2} от градиента внешнего неоднородного поля.

Рис. 13. Экспериментальная зависимость поля отставания H_{c1} (1) и поля отрыва H_{c2} (2) от градиента внешнего неоднородного поля, полученная для пленки с характеристиками $4\pi M_0 = 80$ Гс, $h = 5$ мкм, ширина доменов $d = 20$ мкм.

$(\beta_c - \beta)^2$. Качественно зависимость H_{c1} и H_{c2} от градиента показана на рис. 12. Экспериментальная зависимость от градиента приведена на рис. 13. На кривой имеются два участка, соединенные точкой разрыва при $\beta = 0.9$ Э/мкм. Наличие разрыва связано с существованием фазового перехода [3]: ниже значения $\beta = 0.9$ Э/мкм ДС имеет пилообразную конфигурацию, выше — ДС прямая, поэтому теоретические результаты следует сравнивать именно со вторым участ-

ком, где видно хорошее качественное согласие. Обратная зависимость от β на первом участке объясняется тем, что при пилообразной конфигурации на ДС действует не только внешнее поле, но и собственное размагничивающее поле, а суммарный градиент с увеличением градиента внешнего поля падает. В целях дальнейшего сравнения с теорией был проведен специальный эксперимент. Получить поле отрыва из усредненных измерений, так же как поле отставания H_{c1} , невозможно ввиду их принципиальной разницы, так как поле отрыва в отличие от поля отставания по своему определению есть локальная характеристика взаимодействия ДС с дефектами. Ввиду этого поле отрыва измерялось на локальном участке ДС длиной ~ 10 мкм при приложении импульсной ступеньки поля с фронтом 10 нс, одновременно измерялось поле отставания H_{c1} , результаты представлены на рис. 13.

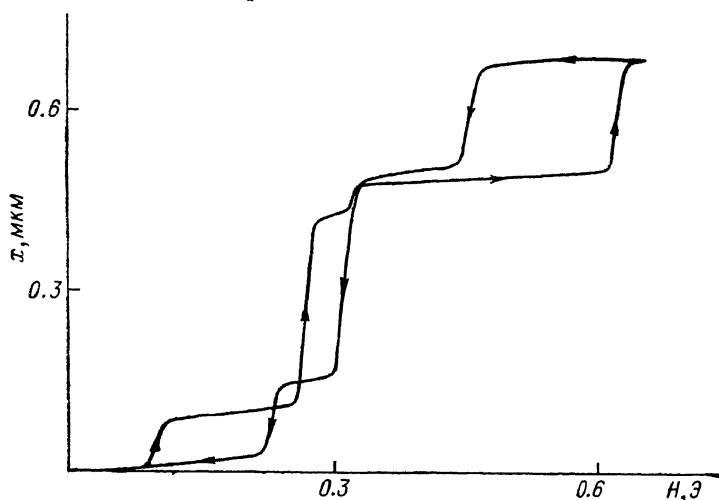


Рис. 14. Движение локального участка ДС длиной ~ 10 мкм с «перехлестом» (областью гистерезисной кривой, формально соответствующей отрицательной диссипации).

Следует заметить, что, несмотря на квазистатический характер движения ДС, гистерезисные потери энергии велики, так как в момент скачка условие равновесия (1) нарушается и на ДС действует сила вязкого трения, равная по величине $-(\partial U/\partial x)$, работа этой силы и переходит в тепло.

Обсудим вопрос о применимости рассмотренной одномерной модели. В наших измерениях на пленке существовали изолированные участки, где при небольших градиентах наблюдались отклонения от одномерной теории: на рис. 14 виден «перехлест» при движении ДС, никак не объяснимый в рамках модели. Отклонение связано с изгибом ДС. Ясно, что условие применимости одномерной модели дается выражением $dx/dy \ll 1$ (где $x(y)$ локальная координата ДС, y — ось, параллельная ДС), которое заведомо будет выполняться при больших градиентах [3]. Во всяком случае вывод о существовании критического градиента, выше которого движение ДС линейно, должен остаться в силе при любом обобщении модели.

В заключение еще раз приведем два основных результата работы.

1. Существует критический градиент β_c , выше которого движение ДС обратимо, а гистерезисная диссипация энергии отсутствует.

2. При $\beta < \beta_c$ взаимодействие ДС с ансамблем дефектов необходимо характеризовать по крайней мере двумя полями коэрцитивности — полем отрыва и полем отставания, которые совпадают лишь при $\beta = 0$.

Авторы глубоко признательны академику А. М. Прохорову за постоянное внимание к работе.

Список литературы

- [1] Кондорский Е. И. // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. Вып. 9. С. 1117—1131.
- [2] Neel L. // Ann. Univ. Grenoble. 1946. Vol. 22. P. 299—341.
- [3] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 4. С. 244—249.

- [4] Kurtzig A. J. // IEEE Trans. Magn. 1970. Vol. MAG-6. N 3. P. 497—500.
- [5] Nakagawa T., Namikata T. // IEEE Trans. Magn. 1977. Vol. MAG-10. N 3. P. 488—491.
- [6] Кандаурова Г. С., Васьковский В. О., Журавлев Н. А. // Микроэлектроника. 1976. № 1. С. 72—74.
- [7] Wailing J. C. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 50. N 3. P. 2. P. 2179—2185.
- [8] Vella-Coleiro G. P., Venard W. B., Wolf R. // IEEE Trans. Magn. 1980. Vol. MAG-16. P. 625—628.
- [9] Бажанин Г. А., Ильичева Е. Н., Котов В. А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 257—260.
- [10] Григоренко А. Н., Домнин П. В., Мишин С. А. и др. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 175—176.
- [11] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 163—168.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
14 декабря 1988 г.