

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОЛОК ИЗ $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$

Е. Е. Шалыгина^{a}, В. В. Молоканов^{b*}, М. А. Комарова^a*

^a *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

^b *Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова Российской академии наук
119911, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 ноября 2001 г.

Проведено магнитооптическое исследование микромагнитной структуры аморфных проволок из $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$ диаметром 10–50 мкм. Экспериментально доказано, что в приповерхностной области микропроволок существуют домены с поперечным круговым направлением намагниченности. Найдена зависимость ширины круговых доменов от длины и диаметра проволоки. Показано, что приповерхностная микромагнитная структура изучаемых аморфных проволок изменяется под действием напряжения, возникающего в результате растяжения. Доказано, что перемагничивание микропроволок в продольном магнитном поле осуществляется за счет вращения локальных векторов намагниченности в круговых доменах.

PACS: 75.50.Kj, 75.60.-d, 78.20.Ls

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то что аморфные магнитные материалы были открыты более тридцати лет назад, интерес к исследованию их структурных, магнитных и кинетических свойств сохранился по настоящее время. Это обусловлено в первую очередь тем, что относительно недавно в магнитомягких аморфных материалах, изготовленных в виде лент и проволок, было обнаружено гигантское изменение высокочастотного сопротивления под воздействием постоянного магнитного поля (магнитоимпеданс) [1–5]. На основе этого явления были разработаны высокочувствительные датчики магнитных полей и напряжений, магниторезистивные тонкопленочные головки. Известно [2, 3, 6], что магнитоимпеданс определяется наведенным полем изменением толщины скин-слоя, которая зависит от поперечной (относительно приложенного магнитного поля) магнитной проницаемости образца. В дальнейшем было пока-

зано [7], что значение магнитоимпеданса зависит от приповерхностной микромагнитной структуры (равновесного распределения намагниченности) ферромагнитного материала. В связи с этим микромагнитная структура аморфных лент и проволок стала предметом изучения для многих исследователей. Наше внимание было обращено на перспективные для практических приложений обогащенные кобальтом аморфные микропроволоки с отрицательной магнитострикцией λ_s . Согласно существующим представлениям [2], в приповерхностной области микропроволок с $\lambda_s < 0$ должны существовать домены с поперечной круговой ориентацией вектора намагниченности. Некоторые экспериментальные данные, подтверждающие это предположение, были получены в работах [8, 9]. Доменная структура в обогащенных кобальтом проволоках наблюдалась с помощью магнитооптического контраста на образцах, приведенных полировкой к полуцилиндрической форме, т. е. заведомо нарушалось исходное состояние материала. Вообще говоря, из-за малых размеров микропро-

*E-mail: shal@magn.phys.msu.su

волоку изучение их магнитных свойств и микромагнитной структуры связано с большими трудностями. Все предложенные к настоящему времени модели распределений намагниченности в объеме и приповерхностном слое проволоки, обогащенных как железом, так и кобальтом, основываются на некоторых косвенных данных. В частности, учитываются существующие при изготовлении аморфных проволок внутренние напряжения (продольные, радиальные, круговые), значение магнитоотрицательности, измеряются объемные петли гистерезиса и кривые намагничивания. Сканирующая керр-микроскопия, ставшая особенно популярной в последнее время, является прямым методом исследования приповерхностной микромагнитной структуры ферромагнитных материалов. Этот метод позволяет измерять локальные магнитные свойства и составляющие намагниченности приповерхностных участков площадью 1 мкм^2 с линейным разрешением вплоть до 0.2 мкм .

Целью нашей работы является исследование с помощью метода сканирующей керр-микроскопии приповерхностной микромагнитной структуры и процессов намагничивания аморфных микропроволок из $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$, а также изучение влияния напряжений, возникающих при растяжении, на локальные магнитные свойства микропроволок.

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Аморфные микропроволоки из $\text{Co}_{69}\text{Fe}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{15}$ диаметром металлической части $10\text{--}50 \text{ мкм}$ и стеклянным покрытием толщиной $5\text{--}10 \text{ мкм}$ были получены с помощью модернизированного метода Тейлора [10]. Константа магнитоотрицательности λ_s в изучаемых образцах была порядка $-2 \cdot 10^{-7}$. Аморфное состояние образцов было подтверждено с помощью рентгеноструктурного анализа. После удаления стеклянной оболочки микропроволоки имели цилиндрическую форму. Для исследований были отобраны образцы, изменения диаметра D которых были не больше чем 5% . Микропроволоки были разрезаны на куски длиной $6, 10$ и 15 мм .

Изучение микромагнитной структуры микропроволок проводилось с помощью магнитооптического микромагнитометра, созданного на базе высококонтрастного микроскопа МИМ-8. Микроскоп позволяет получать изображение изучаемого объекта с 1200 -кратным увеличением. Световой детектор (фотоумножитель) расположен в плоскости изображения микроскопа. Размер исследуемого микроучаст-

ка определяется размером щели, установленной перед световым детектором. Измерение распределений намагниченности в образце и локальных магнитных характеристик осуществляется при сканировании щели по изображению объекта. В данном случае распределения тангенциальных компонент намагниченности (параллельной и перпендикулярной приложенному магнитному полю \mathbf{H}), а также локальные петли гистерезиса были измерены с помощью экваториального эффекта Керра (ТКЕ) при сканировании щели размером $0.5 \times 2 \text{ мкм}^2$ по изображению микропроволоки вдоль ее длины L . Поскольку для повышения чувствительности методики использовался модуляционный метод регистрации магнитооптических сигналов, образец перемагничивался переменным магнитным полем H с частотой $f = 80 \text{ Гц}$. Поле \mathbf{H} было приложено вдоль длины микропроволок. При этом регистрируются два сигнала. Первый сигнал U_- пропорционален интенсивности света, отраженного от ненамагниченного образца (I_0). Второй сигнал $U_{\sim} \propto \Delta = (I - I_0)$, где I — интенсивность света, отраженного от намагниченного образца. Появление щели Δ обусловлено магнитооптическим эффектом, возникающим при перемагничивании образца. Значения U_- и U_{\sim} измеряются соответственно микровольтметром постоянного тока и селективным усилителем. Величина магнитооптического сигнала определяется соотношением

$$\delta = U_{\sim}/U_- = (I - I_0)/I_0.$$

Ошибка регистрируемых значений δ не превышала 5% . Были измерены зависимости $\delta(H, L)/\delta_s \propto M(H, L)/M_s$ (где δ_s — величина экваториального эффекта Керра при $M = M_s$, M_s — намагниченность насыщения), что позволило получить информацию о локальных магнитных свойствах и микромагнитной структуре изучаемых образцов. Все измерения проводились в центральной части образцов, чтобы уменьшить влияние краевых эффектов, в частности, изменения локальных размагничивающих факторов. Растягивающее напряжение прикладывалось вдоль длины микропроволоки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены типичные локальные петли гистерезиса, наблюдаемые для микропроволок фиксированного диаметра, но различной длины в аксиальном магнитном поле. Параметры локальных петель гистерезиса (начальная магнитная проницаемость, поле насыщения), измеренные в центральной

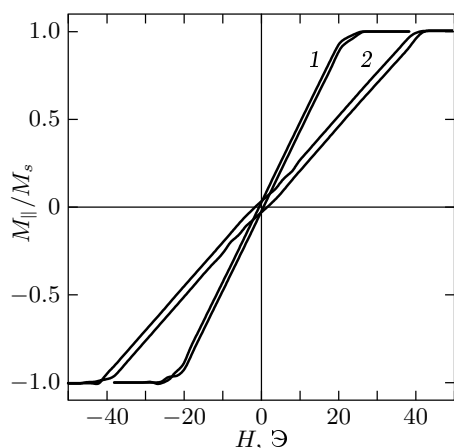


Рис. 1. Локальные петли гистерезиса, полученные в аксиальном магнитном поле для центральной части микропроволоки диаметром 10 мкм. Петли 1 и 2 были измерены для образцов длиной соответственно 15 и 10 мм. Здесь $M_{\parallel}(H)/M_s \propto \delta(H)/\delta_s$, где δ_s — величина экваториального эффекта Керра при $M = M_s$

части микроволоок на различных микроучастках, различались не более чем на 10%. На рис. 1 видно, что изучаемые образцы имеют безгистерезисные петли с характерным линейным ростом намагниченности при увеличении магнитного поля H . В поперечном относительно длины образца поле наблюдались практически прямоугольные петли гистерезиса. Следует указать, что во всех измерениях внешнее магнитное поле было приложено вдоль длины проволоки параллельно поверхности изучаемого микроучастка. В поле, перпендикулярном поверхности микроучастка, экваториальный эффект Керра при $H \leq 1$ кЭ в пределах ошибки эксперимента отсутствовал. Согласно существующим представлениям [11], линейная зависимость намагниченности от величины приложенного магнитного поля и прямоугольная петля гистерезиса свидетельствуют о перемагничивании образцов соответственно вдоль осей трудного и легкого намагничивания. В данном случае из-за аксиальной симметрии образцов ось легкого намагничивания совпадает с круговым направлением. Объяснение этого экспериментального факта состоит в следующем. Известно (см., например, [8, 9, 12]), что в аморфных сплавах магнитокристаллическая анизотропия отсутствует. Магнитная анизотропия в этих материалах имеет магнитоупругое происхождение. Энергия магнитоупругой анизотропии зависит от значения магнитострикции λ_s и внутренних остаточных напряжений в образ-

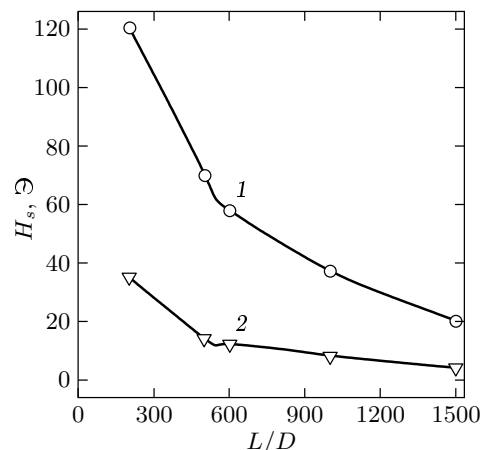


Рис. 2. Зависимость экспериментально найденных (кривая 1) и расчетных (кривая 2) значений поля насыщения H_s от отношения L/D (L — длина микропроволоки, D — диаметр)

це, наведенных в процессе его изготовления. Во время этого процесса внешняя оболочка проволоки затвердевает первой, а внутренняя ее часть затвердевает под влиянием напряжений со стороны уже сформировавшейся твердой внешней оболочки. Результирующее остаточное напряжение в обогащенных кобальтом аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией обуславливает круговую ориентацию оси легкого намагничивания в приповерхностном слое.

На рис. 1 можно видеть также, что наклон петель гистерезиса уменьшается, а значение поля насыщения H_s увеличивается с уменьшением длины микропроволоки L . Изменения магнитных свойств наблюдались и для образцов с различными диаметрами D . Для иллюстрации этого факта на рис. 2 приведена зависимость экспериментально найденных значений H_s от отношения L/D (кривая 1). Увеличение H_s при уменьшении длины микропроволоки и/или увеличении их диаметра можно объяснить усилением влияния макроскопического размагничивающего поля $H_N = -NM_s$ на магнитные свойства изучаемых образцов. Здесь N — макроскопический размагничивающий фактор, M_s — намагниченность насыщения. Расчет H_N для микроволоок различных размеров был выполнен нами с использованием выражения для макроскопического размагничивающего фактора N , приведенного в [13] (см. кривую 2 на рис. 2). На рис. 2 видно, что ход кривых $H_s(L/D)$ качественно согласуется с расчетными данными, но расчетные значения H_s в 4–5 раз меньше полученных экспериментально. Это количественное расхо-

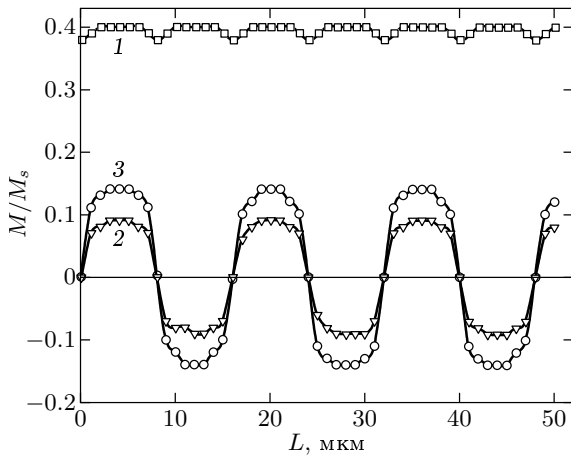


Рис. 3. Типичные распределения тангенциальных компонент намагниченности, параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривые 2 и 3) внешнему магнитному полю, вдоль длины микропровода L . Кривые 1, 2 и 3 были измерены в центральной части микропровода диаметром 10 мкм и длиной 15 мм при однополярном синусоидальном магнитном поле $H = 8 \text{ Э}$ (1 и 2) и 10 Э (3)

ждение, по-видимому, обусловлено тем, что для образцов с отрицательной магнитострикцией, характеризующихся безгистерезисными петлями в аксиальном магнитном поле, расчет H_N должен быть выполнен с учетом наличия приповерхностной области с круговыми доменами. Решение этой микромагнитной задачи достаточно сложное и в литературе нами не найдено.

На рис. 3 приведены типичные распределения тангенциальных компонент намагниченности, параллельной (M_{\parallel}) и перпендикулярной (M_{\perp}) аксиально приложенному внешнему магнитному полю, наблюдаемые в центральной части микропроводов вдоль длины L . Зависимости $M_{\parallel}(L)$ были измерены в поперечной конфигурации (поле H параллельно L и перпендикулярно плоскости падения света). Известно, что экваториальный эффект Керра пропорционален изменению под действием внешнего магнитного поля тангенциальной компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости падения света. Чтобы получить информацию о распределении M_{\perp} вдоль L , была использована продольная конфигурация (H параллельно L и плоскости падения света). В этом случае экваториальный эффект Керра пропорционален изменению тангенциальной компоненты намагниченности, перпендикулярной полю H и, соответственно, длине микропровода. Предварительные измерения показали, что в случае синусоидального магнитного поля первая гармоника магнитооптического сигнала, пропорционального M_{\perp} , равна нулю. Зависимости $M_{\perp}(L)$ (и для единообразия распределения компоненты M_{\parallel} вдоль L) были измерены при перемагничивании образцов с помощью однополярного синусоидального магнитного поля. На рис. 3 видно, что компонента M_{\parallel} имеет один и тот же знак вдоль L , а M_{\perp} имеет осциллирующий знакопеременный характер.

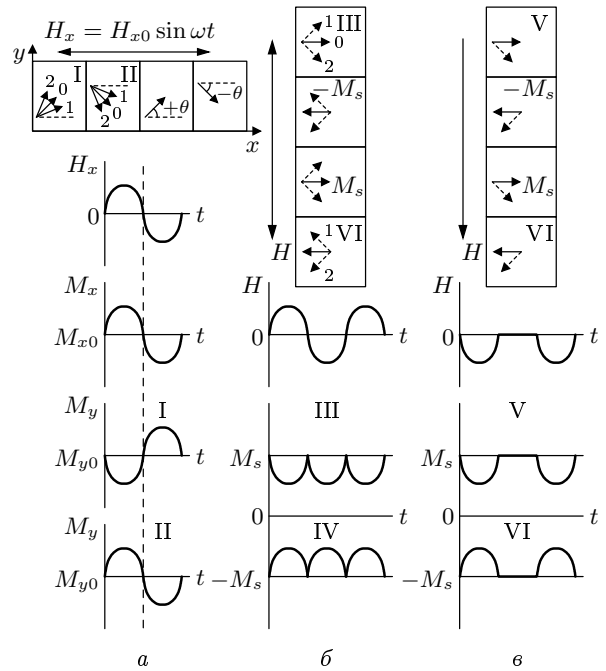


Рис. 4. Форма магнитооптических сигналов, возникающих при перемагничивании микроучастков образца за счет вращения локальных векторов намагниченности. *а)* Внешнее синусоидальное магнитное поле параллельно длине образца и перпендикулярно плоскости падения света; углы $\pm\theta \neq \pm 90^\circ$, отсчитываемые от осевой линии образца, определяют ориентацию намагниченности в соседних доменах. *б)* Внешнее синусоидальное магнитное поле и длина образца параллельны плоскости падения света; $\pm\theta = \pm 90^\circ$. *в)* Однополярное магнитное поле параллельно длине образца и плоскости падения света; $\pm\theta = \pm 90^\circ$. Ориентация векторов намагниченности M_s в доменах типа I, II, III и IV при $\mathbf{H} = 0, +\mathbf{H}, -\mathbf{H}$ обозначена соответственно как 0, 1 и 2. В доменах V и VI ориентация векторов M_s при $\mathbf{H} \neq 0$ обозначена штриховыми линиями

соидального магнитного поля первая гармоника магнитооптического сигнала, пропорционального M_{\perp} , равна нулю. Зависимости $M_{\perp}(L)$ (и для единообразия распределения компоненты M_{\parallel} вдоль L) были измерены при перемагничивании образцов с помощью однополярного синусоидального магнитного поля. На рис. 3 видно, что компонента M_{\parallel} имеет один и тот же знак вдоль L , а M_{\perp} имеет осциллирующий знакопеременный характер.

Чтобы объяснить эти экспериментальные факты, была проанализирована форма магнитооптических сигналов с учетом различных механизмов перемагничивания образца. Результаты этого анали-

за приведены на рис. 4. Были рассмотрены продольная и поперечная ориентации образцов относительно плоскости падения света, а также поведение намагниченности под действием синусоидального и однополярного магнитного поля в различных доменах, обозначенных на рис. 4 римскими цифрами I, II, III, IV, V, VI. Было найдено, что в поперечной конфигурации знакопеременное распределение компоненты M_{\perp} вдоль L возможно в том случае, когда в исходном состоянии локальный вектор намагниченности \mathbf{M}_s на различных микроучастках (доменах) направлен под углами $\pm\theta$ относительно длины образца (положение 0), и перемагничивание этих микроучастков осуществляется за счет вращения вектора \mathbf{M}_s от положения 1 к положению 2 (см. рис. 4а). Детектирование M_{\perp} в этом случае возможно путем измерения экваториального эффекта Керра при $\pm 45^\circ$ -градусной поляризации света ($\delta^{\pm 45^\circ}$). При этом в соответствии с выполненными нами ранее расчетами и экспериментальными исследованиями [14, 15] должен существовать вклад нечетного по углу поляризации света меридионального интенсивностного эффекта δ_{MIE} , пропорционального компоненте намагниченности, параллельной плоскости падения света (соответственно перпендикулярно длине образца). Таким образом, путем измерения $\delta^{\pm 45^\circ} = \delta_{TKE}(M_{\parallel}) \pm \delta_{MIE}(M_{\perp})$ можно найти значения $\delta_{MIE}(M_{\perp}) = (\delta^{+45^\circ} - \delta^{-45^\circ})/2$ для различных микроучастков изучаемой проволоки.

Анализ магнитооптических сигналов также показал, что если предположить, что перемагничивание микроучастков осуществляется за счет движения доменной стенки или когда θ не меняет знака, кривая распределения намагниченности имеет один знак или равна нулю. Более того, было найдено, что в поперечной и продольной конфигурациях при $\pm 90^\circ$ -градусной ориентации намагниченности в соседних доменах относительно длины образца первая гармоника магнитооптического сигнала, пропорционального компоненте намагниченности, перпендикулярной \mathbf{H} , равна нулю. Измерение M_{\perp} возможно с помощью экваториального эффекта Керра в продольной конфигурации при использовании однополярного магнитного поля (см. рис. 4б, в).

Таким образом, полученные экспериментальные данные и результаты анализа магнитооптических сигналов позволяют утверждать, что в изучаемых микропроводах существуют приповерхностные круговые домены с $\pm 90^\circ$ -градусной ориентацией относительно длины образца круговой ориентацией намагниченности в соседних доменах. Здесь следует также указать, что измерения полярного эффекта Керра

Рис. 5. Доменная картина, наблюдаемая за счет магнитооптического контраста для микропроводов диаметрами 50 мкм (а) и 20 мкм (б) при $H = 0$. Длина образцов равна 15 мм

показали, что нормальная к поверхности образца компонента намагниченности отсутствует. Обнаруженные особенности распределения компонент намагниченности вдоль длины микропроводов и безгистерезисные петли свидетельствуют о том, что перемагничивание микропроводов в аксиальном магнитном поле осуществляется в основном за счет вращения векторов спонтанной намагниченности.

Следующий этап наших исследований состоял в наблюдении приповерхностной доменной структуры микропроводов по магнитооптическому контрасту, осуществленном с помощью меридионального эффекта Керра. В этом случае длина L микропровода была перпендикулярна плоскости падения света. На рис. 5 приведены типичные картины доменных структур, наблюдаемые для изучаемых образцов в поле $\mathbf{H} = 0$. Фактически для всех микропроводов наблюдались четко выраженные светлые и темные полосы, перпендикулярные L . Размер полос (соответственно круговых доменов) зависел от длины и диаметра микропроводов. Заслуживающим особым вниманием является тот факт, что магнитооптический контраст становился слабее, а затем полностью исчезал при повороте микропровода от поперечной ориентации к продольной относительно плоскости падения света. Этот результат был дополнительным подтверждением наличия приповерхностных круговых доменов с $\pm 90^\circ$ -градусной ориентацией вектора намагниченности в соседних доменах.

Очевидно, что ширина W круговых доменов может быть определена по расстоянию между нулевыми значениями на знакопеременных кривых $M_{\perp}(L)$ (рис. 3) или из доменных картин, наблюдаемых для микропроводов (рис. 5). На рис. 6 приведены зависимости W от диаметра микропроводов при фикси-

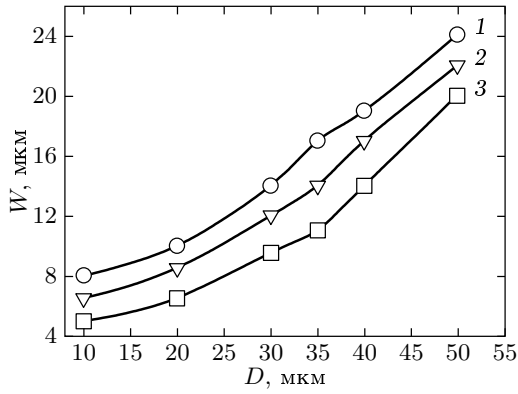


Рис. 6. Зависимости ширины кругового домена от диаметра микропроводок, имеющих длину 15 мм (кривая 1), 10 мм (кривая 2) и 6 мм (кривая 3), полученные из распределений компоненты намагниченности, перпендикулярной аксиальному магнитному полю

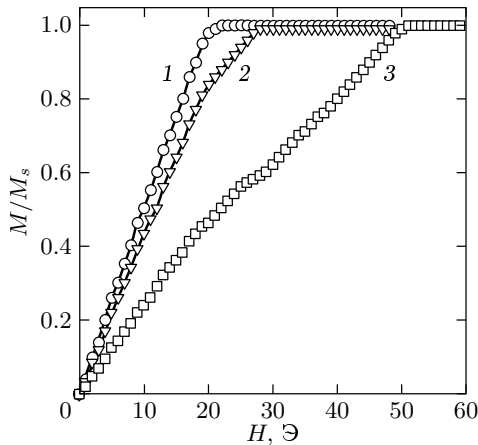


Рис. 7. Локальные кривые намагничивания $M_{||}(H)/M_s$, наблюдаемые для микропроводки диаметром 10 мкм и длиной 15 мм. Кривые 1, 2 и 3 были измерены при наличии растягивающих напряжений соответственно $\sigma = 0, 15$ и 30 МПа

рованной длине образца. Сравнение величин W , полученных по распределению намагниченности и из доменных картин микропроводок, показало, что различие значений W не превышает 10%.

Известно, что микромагнитная структура аморфных материалов может существенно изменяться под влиянием внешних воздействий. В данной работе было изучено влияние напряжений растяжения на локальные магнитные свойства и микромагнитную структуру исследуемых аморфных микропроводок. Было обнаружено, что ло-

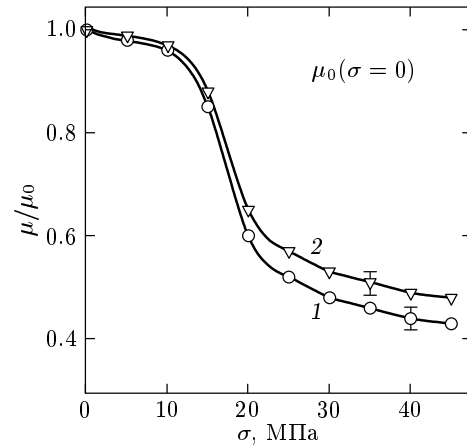


Рис. 8. Зависимости приведенной начальной магнитной проницаемости μ/μ_0 от величины растягивающих напряжений σ , полученные для микропроводок длиной 15 мм и диаметром 10 и 30 мкм (соответственно кривые 1 и 2). Здесь μ_0 — значение μ при $\sigma = 0$

кальные кривые намагничивания и соответственно параметры локальных петель гистерезиса микропроводок изменяются под влиянием напряжений, обусловленных растяжением (см. рис. 7). Было установлено, что начальная магнитная проницаемость μ уменьшается, а поле насыщения увеличивается с повышением величины напряжения растяжения σ . На рис. 8 приведены зависимости приведенной начальной магнитной проницаемости μ/μ_0 от величины напряжений σ для микропроводок длиной 15 мм диаметром 10 и 30 мкм. Здесь μ_0 — значение μ при $\sigma = 0$. Наблюдаемое уменьшение значений μ/μ_0 с ростом σ можно объяснить усилением круговой магнитной анизотропии, что характерно для образцов с отрицательной величиной магнитострикции. Различие кривых $\mu/\mu_0(\sigma)$ для микропроводок разного диаметра обусловлено влиянием макроскопического размагничивающего поля H_N на локальные магнитные свойства. Как уже отмечалось выше, при фиксированной длине образца H_N увеличивается с увеличением диаметра микропроводки [12, 13]. В результате влияние напряжений растяжения на локальные магнитные свойства микропроводок большего диаметра при прочих равных условиях уменьшается.

Очевидно, что влияние растягивающих напряжений должно сказываться и на микромагнитной структуре микропроводок. На рис. 9 приведены распределения $M_{\perp}(L)$, полученные для микропроводки длиной 15 мм и диаметром 10 мкм при

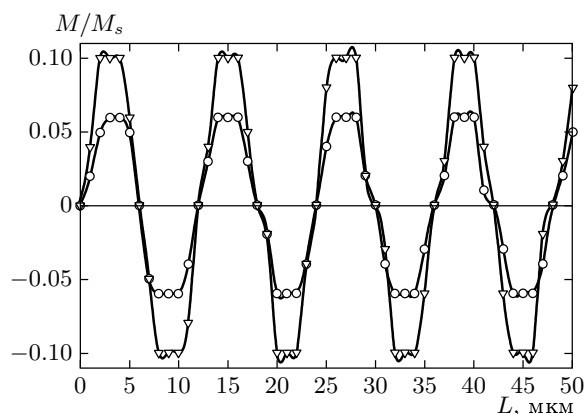


Рис. 9. Распределения тангенциальных компонент намагниченности, перпендикулярных полю, полученные для центральной части микропроволоки диаметром 10 мкм и длиной 15 мм в однополярном аксиальном поле $H = 8$ и 10 Э (соответственно кривые 1 и 2) при наличии растягивающего напряжения $\sigma = 15$ МПа

$\sigma = 15$ МПа. Сравнение кривых на рис. 3 и 9 показывает, что ширина круговых доменов уменьшается под влиянием растягивающих напряжений ($W = 8$ и 6 мкм соответственно при $\sigma = 0$ и 15 МПа). Обнаруженное изменение W под влиянием напряжения σ обусловлено также усилением магнитной круговой анизотропии. Этот результат хорошо согласуется с расчетами, выполненными в теоретической работе [16].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получен экспериментальный материал, подтверждающий тот факт, что сканирующая керр-микроскопия позволяет получать детальную информацию о равновесном распределении намагниченности и процессах перемагничивания материалов с размерами, один или два из которых лежат в микрометрическом диапазоне. Корректный выбор способов перемагничивания изучаемых микропроволок и используемых магнитооптических эффектов позволяет сравнить микромагнитную структуру, реализующуюся в образцах в исходном состоянии и при наличии растягивающих напряжений в нулевом и малом ($H < H_s$) квазистатическом магнитном поле, проанализировать влияние размеров образца на его магнитные свойства, установить

особенности процессов перемагничивания изучаемых образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 01-03-32986 и 02-02-16627).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3652 (1994).
2. L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, and M. Noda, *J. Appl. Phys.* **76**, 6198 (1994).
3. L. V. Panina and K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1189 (1994).
4. F. L. A. Machado, C. S. Martins, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **51**, 3926 (1995).
5. M. Knobel, M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, P. Marín, M. Vázquez, and S. Hernando, *J. Appl. Phys.* **79**, 1646 (1996).
6. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, Oxford (1975), p. 195.
7. L. V. Panina and K. Mohri, *J. Magn. Magn. Mat.* **157/158**, 137 (1996).
8. M. Takajo, J. Yamasaki, and F. B. Humphrey, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 3484 (1993).
9. J. N. Nderu, J. Yamasaki, and F. B. Humphrey, *J. Appl. Phys.* **81**, 4036 (1997).
10. G. F. Taylor, *Phys. Rev.* **24**, 655 (1924).
11. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **A-240**, 599 (1948).
12. J. Vázquez and A. P. Zhukov, *J. Magn. Magn. Mat.* **160**, 223 (1996).
13. A. P. Zhukov, M. Vázquez, J. Velázquez, H. Chiriac, and V. Larin, *J. Magn. Magn. Mat.* **151**, 132 (1996).
14. Г. С. Кринчик, Е. Е. Чепурова, Ш. В. Эгамов, *ЖЭТФ* **74**, 714 (1978).
15. E. E. Shalyguina, L. M. Bekoeva, and N. I. Tsidaeva, *Sensors & Actuators* **81**, 216 (2000).
16. N. Usov, A. Antonov, A. Dykhne, and A. Lagar'kov, *J. Magn. Magn. Mat.* **174**, 127 (1997).