

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.632

ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ $\text{Co}_{68}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{12}$ АМОРФНЫХ ЛЕНТ НА ИХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**Е. Е. Шалыгина, Н. М. Абросимова, М. А. Комарова, В. В. Молоканов^{*)},
Ч. О. Ким^{**)}, Ч. Ж. Ким^{**)}, Я. Ву Рим^{**)}***(кафедра магнетизма)*

E-mail: shal@magn.ru

Представлены результаты исследования влияния прекурсора на магнитоэлектрические и динамические характеристики $\text{Co}_{68}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{12}$ аморфных лент. Обнаружено, что рациональный выбор прекурсора позволяет в значительной степени улучшить магнитомягкие свойства изучаемых аморфных лент и существенно повысить значение магнитоимпеданса.

Введение

Несмотря на то что аморфные магнитные материалы были открыты более тридцати лет назад, интерес к исследованию их структурных, магнитных, кинетических и динамических свойств не ослабевает и по настоящее время. Объясняется это в первую очередь возможностью широкого использования этих материалов в современной микроэлектронике при относительно низкой цене их изготовления.

В последние годы большое внимание уделяется повышению стеклообразующей способности (СС) аморфных сплавов, что обусловлено стремлением улучшить в полной мере их магнитные, механические, коррозионные и другие свойства, предопределяемые особой структурой этих материалов.

Известно, что число возможных составов с экстремально высокой СС невелико, поскольку оно ограничено малым числом тройных эвтектик на основе соединений-стеклообразователей. В работах [1, 2] доказано, что увеличение СС может быть достигнуто выбором исходной заготовки и термической обработкой расплава. Основным требованием к структуре прекурсора является отсутствие грубых выделенных первичных фаз, приводящих к необходимости использовать высокий перегрев расплава до их полного растворения. Зародыши первичных фаз, являясь центрами кристаллизации, препятствуют его переохлаждению и стеклообразованию. В работе [3] показано, что существенное улучшение СС аморфных сплавов может быть достигнуто путем использования в качестве прекурсора порошка магнитомягких материалов с аморфной структурой. Дополнительная, специальная термическая обработка расплава также способствовала повышению СС [2].

Очевидно, что описанная выше модернизация технологии получения аморфных материалов должна влиять на их физические свойства.

Известно также, что применение аморфных сплавов в практических приложениях основано на таких их характеристиках, как магнитосопротивление и магнитоимпеданс, которые, как доказано в [4, 5], зависят от микромагнитной структуры (равновесное распределение намагниченности) этих материалов. В связи с этим микромагнитная структура аморфных сплавов, полученных в виде лент и проволок, стала предметом изучения многих исследователей.

В данной работе представлены полученные впервые результаты изучения влияния технологии изготовления $\text{Co}_{68}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{12}$ аморфных лент на их приповерхностную микромагнитную структуру и магнитные свойства, а также на их динамические характеристики.

Образцы и экспериментальные методики

Исходная $\text{Co}_{68}\text{Fe}_4\text{Cr}_4\text{Si}_{12}\text{B}_{12}$ лента (образец № 1) толщиной 20 мкм получена методом быстрой закалки расплава слитка указанного состава в воздухе. Вторая лента того же состава и такой же толщины (образец № 2) получена путем быстрой закалки в атмосфере Не расплавленного куска первой ленты, прошедшего специальную термическую обработку. Рентгеноструктурные исследования показали, что полученные ленты являются аморфными. Константа магнитострикции насыщения обеих лент $\lambda_s \sim 10^{-7}$.

Изучение приповерхностных магнитных свойств аморфных лент выполнено на магнитооптическом микромагнетометре, подробно описанном в работе [6]. Ленты были разрезаны на куски длиной 20 мм. Переменное магнитное поле с частотой

^{*)} Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН.

^{**)} Корейский национальный университет, Дейжон, 305-764, Южная Корея.

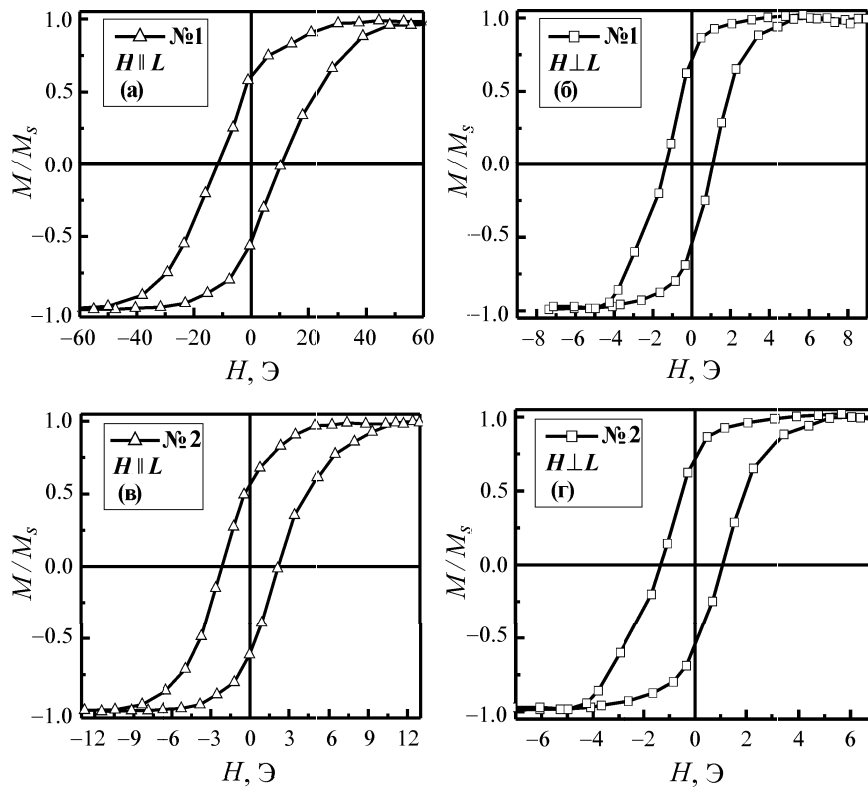


Рис. 1. Приповерхностные петли гистерезиса, полученные на контактной стороне образцов №1 и 2 в магнитном поле, приложенном параллельно и перпендикулярно длине ленты L (а, б и в, г соответственно). Диаметр светового пятна на поверхности образца равен 4 мм

$f = 80$ Гц было приложено параллельно поверхности изучаемых образцов. При смещении светового пятна диаметром 20 мкм вдоль длины лент L распределения плоскостных компонент намагниченности, локальные кривые намагничивания и петли гистерезиса измерялись с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК) δ . Фактически были найдены зависимости $\delta(L, H)/\delta_s \propto (L, H)/M_s$. Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 — интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца соответственно; δ_s — значение ЭЭК при $M = M_s$; M_s — намагниченность насыщения образца. Уместно отметить, что длиной L обозначено направление, совпадающее с полосами роста ленты.

Четырехконтактная система (НР4192А) использовалась для измерения зависимости магнитоимпеданса Z от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль длины ленты L параллельно измерительному току $i_{\sim} = 5$ мА. Катушки Гельмгольца позволяли получать циклическое магнитное поле. Магнитно-полевые зависимости магнитоимпеданса $\Delta Z/Z(\%) = \{Z(H) - Z_{\text{sat}}\}/Z_{\text{sat}} \times 100\%$ измерены при различных значениях частоты измерительного тока при циклическом изменении приложенного поля (от $+H$ до $-H$ и обратно). Здесь Z_{sat} — значение магнитоимпеданса Z при $H = 36$ Э.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Магнитооптические измерения приповерхностных магнитных характеристик показали, что изуча-

емые ленты имеют плоскостную магнитную анизотропию с осью легкого намагничивания, перпендикулярной длине ленты L , что характерно для аморфных материалов с отрицательной магнитострикцией. Для иллюстрации этого факта на рис. 1 приведены соответственно петли гистерезиса, полученные на контактных сторонах образцов №1 и 2 в магнитном поле, приложенном перпендикулярно и параллельно длине ленты L . В данном случае петли гистерезиса измерены с участков поверхности диаметром 4 мм (соответственно размер светового пятна), что, как будет показано ниже, значительно больше размеров магнитных неоднородностей, существующих на поверхности изучаемых лент. Различие петель гистерезиса при смещении светового пятна в центральной части образцов, где практически отсутствует влияние локального размагничивающего фактора, не превышало 2%. Следует также указать, что при $H > H_s$ (H_s — поле насыщения образца) значение ЭЭК по всей поверхности ленты было одинаковым.

Предварительные исследования показали, что оптимальный диаметр светового пятна на образце при изучении магнитных неоднородностей должен быть равен 20 мкм. Измерение локальных кривых намагничивания и распределения намагниченности выполнено в центральной части образцов, чтобы исключить влияние краевых эффектов (изменения значений локального размагничивающего фактора). На рис. 2 приведены типичные локальные кривые

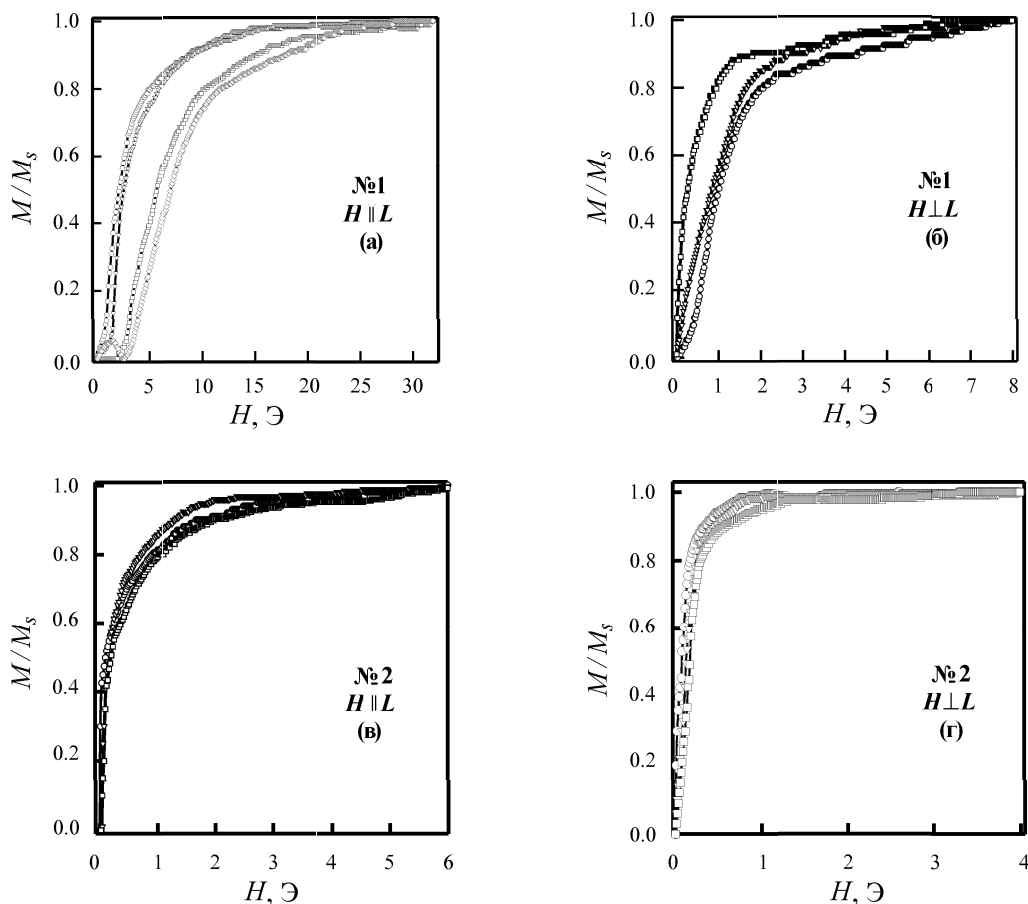


Рис. 2. Типичные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые на контактной стороне образцов №1 и 2 в плоскостном магнитном поле, приложенном параллельно и перпендикулярно длине ленты L (а, б и в, г соответственно). Диаметр светового пятна на поверхности образца равен 20 мкм

намагничивания, наблюдаемые на изучаемых лентах. Из рис. 2 можно видеть, что локальные кривые намагничивания первого образца различаются очень сильно, в то время как во втором образце они практически одинаковые. Эти данные свидетельствуют о различной степени однородности локальных магнитных свойств аморфных лент №1 и 2. Ярко выраженную неоднородность локальных магнитных свойств в образце №1 можно объяснить сильной дисперсией магнитной анизотропии, которая является характерным явлением для аморфных материалов, полученных по традиционной технологии [7–10]. Высокая однородность локальных магнитных свойств, обнаруженная во втором образце, может быть объяснена улучшением СС расплава благодаря рациональному выбору прекурсора и его специальной термической обработке. Следует отметить, что, несмотря на существенное различие локальных кривых намагничивания в первой ленте, достаточно четко проявляется поперечная относительно длины ленты ориентация оси легкого намагничивания. Анализ полученных экспериментальных данных также показал, что коэрцитивная сила H_c и поле насыщения H_s образца №2 примерно в 10 раз меньше значений H_c и H_s образца №1. В обеих лентах значения H_c и H_s на свободной стороне в 1.5–2

раза меньше, чем на контактной, и примерно в 10 раз больше, чем измеренные с помощью вибрационного магнетометра объемные значения H_c и H_s . Первый факт можно объяснить различными остаточными напряжениями, наведенными на свободной и контактной сторонах в процессе изготовления лент, и различающейся морфологией этих поверхностей. Сильное же различие приповерхностных и объемных магнитных характеристик принято считать следствием стохастической структуры приповерхностных слоев аморфных материалов [11].

На рис. 3 приведены типичные распределения плоскостной компоненты намагниченности, параллельной приложенному вдоль длины ленты L магнитному полю ($M_{||}$), наблюдаемые для образцов №1 и 2. Из рисунка можно видеть, что сильная дисперсия магнитной анизотропии и высокая однородность магнитных характеристик в первой и второй лентах обуславливают соответственно нерегулярное и периодическое распределение намагниченности в этих образцах. Используя данные рис. 3, можно определить размер магнитных неоднородностей W в изучаемых образцах. Обычно W оценивается по расстоянию между максимумами (или минимумами) на кривых распределения намагниченности. Можно видеть, что для первой ленты $W \approx 150\text{--}200$ мкм,

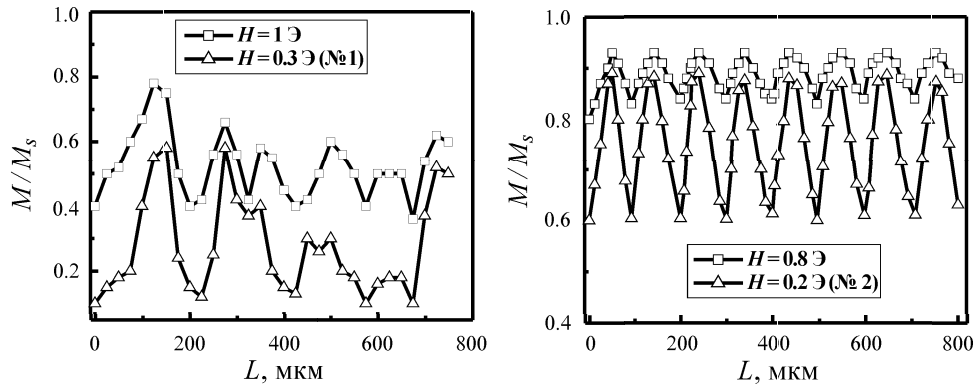


Рис. 3. Типичные распределения плоскостных компонент намагниченности, параллельных магнитному полю, приложенному вдоль длины ленты L , наблюдаемые при смещении светового пятна диаметром 20 мкм вдоль длины ленты L по центральной линии контактных сторон образцов №1 (левая панель) и 2 (правая панель)

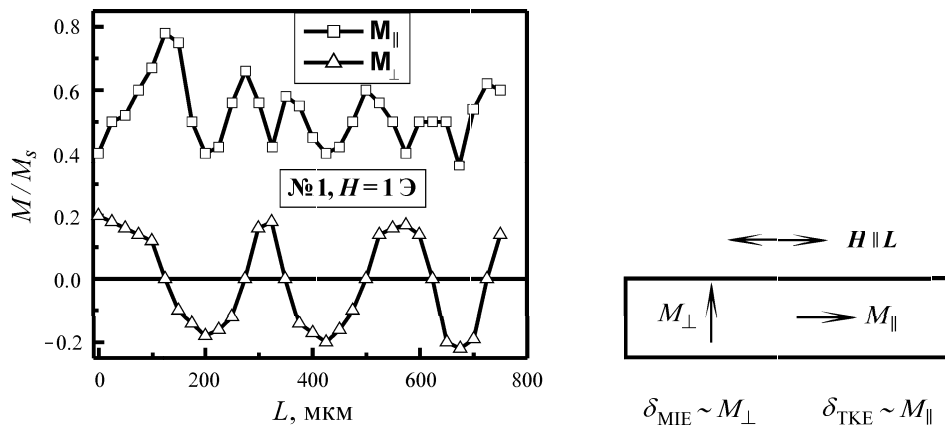


Рис. 4. Типичные распределения плоскостных компонент намагниченности M_{\parallel} и M_{\perp} , наблюдаемые при смещении светового пятна диаметром 20 мкм вдоль ленты L по центральной линии контактной стороны образца №1

в то время как для второй ленты значение W не превышает 100 мкм.

Особого внимания заслуживает следующий экспериментальный факт. Измерение при $H < H_S$ поляризационной зависимости ЭК ($\delta_{\text{ТКЕ}}$) показало, что при угле поляризации света θ , отличном от p - и s -компонент (вектор \mathbf{E} соответственно параллелен и перпендикулярен плоскости падения света), существует вклад меридионального интенсивностного эффекта (МИЭ) [10]. МИЭ ($\delta_{\text{МИЭ}}$) является нечетным относительно угла поляризации света θ и пропорционален компоненте намагниченности, параллельной поверхности образца и плоскости падения света (в данном случае перпендикулярной приложенному магнитному полю M_{\perp}). Для ферромагнитных металлов максимальное значение МИЭ наблюдается при $\theta \approx 40^\circ$. Чтобы найти распределение компоненты M_{\perp} , необходимо для каждого микроучастка измерить магнитооптический сигнал δ при $\theta = \pm 40^\circ$, который определяется соотношением

$$\delta^{\pm 40^\circ} = \delta_{\text{ТКЕ}}(M_{\parallel}) \pm \delta_{\text{МИЭ}}(M_{\perp}). \quad (1)$$

Используя измеренные значения δ^{+40° и δ^{-40° , можно найти

$$\delta_{\text{МИЭ}}(M_{\perp}) = (\delta^{+40^\circ} - \delta^{-40^\circ})/2. \quad (2)$$

Максимальное значение $\delta_{\text{МИЭ}}^S$ определяется в продольной конфигурации (внешнее магнитное поле параллельно плоскости образца и плоскости падения света) при $H > H_S$. В результате может быть найдена зависимость $\delta_{\text{МИЭ}}(L)/\delta_{\text{МИЭ}}^S \propto M_{\perp}(L)/M_S$. Для иллюстрации на рис. 4 приведены типичные распределения M_{\parallel} и M_{\perp} компонент намагниченности, наблюдаемые на контактной стороне ленты №1, полученные при смещении светового пятна диаметром 20 мкм по центральной линии ленты вдоль ее длины L . Из рисунка можно видеть, что компонента M_{\perp} является знакопеременной, причем положение нулевых значений M_{\perp} соответствует максимальным значениям M_{\parallel} . Аналогичные результаты были получены и для образца №2. Согласно анализу магнитооптических сигналов [10], МИЭ отличен от нуля, если перемагничивание микроучастков ленты осуществляется за счет вращения векторов намагниченности. Наличие в малых полях не равных нулю МИЭ и ЭК и обнаруженные зависимости $M_{\parallel}(L)/M_S$ и $M_{\perp}(L)/M_S$ свидетельствуют о том, что при относительно низких частотах внешнего магнитного поля перемагничивание аморфных лент осуществляется как за счет вращения локальных

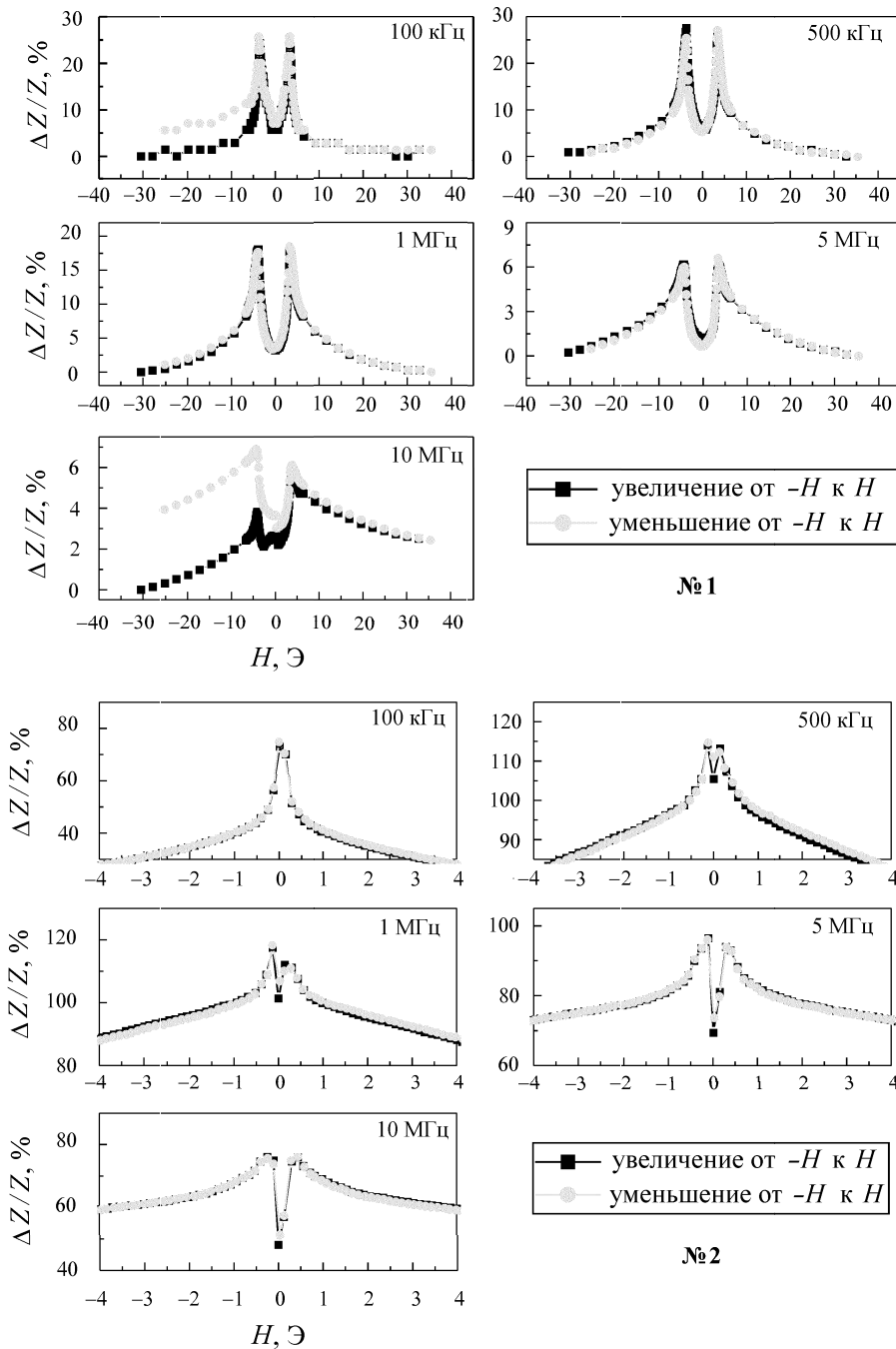


Рис. 5. Магнитно-полевая зависимость магнитоимпедансного отношения, наблюдаемая на образцах №1 и 2 при различных частотах измерительного тока

векторов намагниченности, так и за счет движения доменных границ.

Отличие приповерхностной микромагнитной структуры в изучаемых лентах сопровождается различным полевым и частотным поведением магнитоимпеданса $\Delta Z/Z(\%)$ (рис. 5). Из рис. 5 можно видеть, что магнитно-полевые зависимости магнитоимпеданса (МИ) имеют два пика. Вид этих кривых почти не зависит от частоты, но максимальное значение пиков наблюдается при различных частотах (рис. 6). Сравнение рис. 2 и 5 показывает, пики МИ наблюдаются практически в тех же полях, при

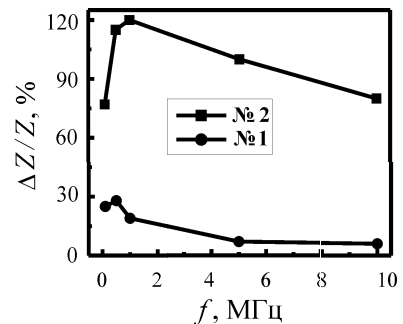


Рис. 6. Частотные зависимости максимальных значений магнитоимпедансного отношения, полученных для образцов №1 и 2

которых происходит перемагничивание образцов вдоль оси легкого намагничивания, т.е. положение пиков МИ отражает магнитомягкость изучаемых образцов. Эти результаты свидетельствуют о том, что в данном случае основной физической причиной появления МИ являются процессы вращения намагниченности. Максимальное значение МИ для образцов № 1 и 2 равно 25 и 120% соответственно. Увеличение МИ во второй ленте можно объяснить значительным улучшением однородности ее локальных магнитных свойств. Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с данными работы [12], где показано, что с усилением дисперсии магнитной анизотропии в аморфных материалах значение магнитоимпеданса должно уменьшаться.

Заключение

В работе получен экспериментальный материал, подтверждающий тот факт, что сканирующая Керр микроскопия позволяет получать детальную информацию о микромагнитной структуре и процессах перемагничивания аморфных материалов. Выполненные исследования показали, что существенное улучшение магнитомягких характеристик и значительное повышение магнитоимпеданса в аморфных лентах может быть достигнуто рациональным выбором прекурсора расплава, прошедшего в свою очередь специальную термическую обработку.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 01-03-32986 и 02-02-16627), Исследовательского центра прикладных магнитных мате-

риалов (ReSAMM, Дейжон, Южная Корея), а также Институтом политики, развития и планирования науки и технологии в Корею.

Литература

1. Manov V., Brook-Levinson E., Molokanov V.V. et al. // Proc. Symp. Mater. Res. Soc. 1999. **554**. P. 81.
2. Молоканов В.В., Петржик М.И., Михайлова Т.Н. и др. // Металлы. 1999. № 6. С. 100.
3. Калита В.И., Комлев Д.И., Молоканов В.В. // Физика и химия обраб. матер. 1997. № 1. С. 118.
4. Panina L.V., Mohri K. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. **157–158**. P. 137.
5. Machado F.L.A., Martins C.S., Rezende S.M. // Phys. Rev. 1995. **B51**. P. 3926.
6. Shalyguina E.E., Shin K.H., Abrosimova N.M. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. **239**. P. 252.
7. Vavassori P., Callegaro L., Puppini E. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. **157–158**. P. 171.
8. Shalyguina E.E., Tsidaeva N.I., Bekoeva L.M. // J. Phys. IV France. 1998. **8**. Pr2–155.
9. Shalyguina E.E., Tsidaeva N.I., Bekoeva L.M. // Sens. Actuat. 2000. **216–218**. P. 216.
10. Shalyguina E.E., Bekoeva L.M., Shin K.H. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. **215–216**. P. 472.
11. Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. // Аморфные металлы. М., 1987.
12. Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M. // IEEE Trans. Magn. 1995. **31**. P. 1249.

Поступила в редакцию
16.01.03

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРЫЖКОВОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ С УЧАСТИЕМ ФОНОНОВ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С КОНТРОЛИРУЕМЫМ БЕСПОРЯДКОМ

К. Е. Борисов, И. П. Звягин, А. Г. Миронов

(кафедра физики полупроводников)

E-mail: scon281@phys.msu.su

Вычислен темп прыжковых переходов, определяющий проводимость с участием фононов для сверхрешеток с вертикальным беспорядком, и получена температурная зависимость важного параметра теории прыжкового переноса — предэкспоненциального множителя (т.е. частоты попыток перескока) в выражении для темпов переходов. Показано, что частота попыток перескока может существенно зависеть от температуры, причем эта зависимость меняется от квадратичной (при высоких температурах в области классической статистики фононов) до линейной при низких температурах.

Введение

Сверхрешетки с контролируемым беспорядком (СРКБ) представляют собой структуры с множественными квантовыми ямами, в которых беспорядок искусственно создается в процессе роста путем

контролируемого изменения ширины ям в соответствии с некоторой заданной функцией распределения уровней размерного квантования [1]. Подобные квазиодномерные структуры могут служить удобным объектом для экспериментального исследования ло-