

05;10;11;12

Распределение намагниченности в массивах субмикронных антиточек, приготовленных методом травления железо-никелевой пленки сфокусированным ионным пучком

© А.Ю. Топоров

Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН,
117991 Москва, Россия
e-mail: topor@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 29 января 2002 г.)

Антиточки размером $0.5 \mu\text{m}$ были приготовлены методом травления железо-никелевой пленки сфокусированным ионным пучком. Распределение намагниченности в полученных массивах антиточек исследовалось с помощью лоренцевой электронной микроскопии на просвет. Эти исследования показывают, что одна из сторон массива располагается под углом примерно 20° по отношению к направлению оси легкого намагничивания железо-никелевой пленки. Перемагничивание вдоль направления, близкого к направлению оси легкого намагничивания, начинается с процесса зарождения доменов на краях антиточек, перпендикулярных направлению приложенного поля и примыкающих к нетравленной области пленки, и продолжается движением доменной стенки. Перемагничивание вдоль направления, близкого к направлению оси тяжелого намагничивания, начинается в основном с процесса вращения намагниченности вне травленной области на краях антиточек и продолжается сложным движением доменных стенок. Показывается, что некоторые области между краями смежных антиточек могут рассматриваться как области, где возможна запись битов информации. Полученные результаты объясняются с точки зрения конкуренции энергий намагничивания, внутренней анизотропии и эффектом разориентации. Обсуждается возможность использования таких структур в качестве элементов памяти высокой плотности.

Одной из самых важных задач современных технологий, производящих магнитные диски, является увеличение плотности записи информации. Эта цель может быть достигнута путем уменьшения размера зерна магнитного материала и снижением величины обменного взаимодействия между этими зернами. Однако при выполнении этих условий тепловая нестабильность магнитного момента зерна становится серьезной проблемой. Одним из возможных решений этой проблемы является литографическое разделение магнитного материала на массивы из отдельных магнитных „островков“, изолированных друг от друга немагнитной средой, причем один „островок“ соответствует одному биту информации. Такие структуры получили в научной литературе название магнитных точек [1]. Недавно появившиеся в печати публикации описывают альтернативную магнитным точкам конфигурацию, а именно немагнитные точки, окруженные магнитным материалом. По аналогии они получили название магнитных антиточек. В работах [2–5] сообщается о микромагнитных исследованиях массивов магнитных антиточек с помощью магнитосиловой и сканирующей магнитооптической керровской микроскопии. Кроме того, моделировалось поведение и процессы магнитной записи в периодических массивах антиточек, но полученные результаты нуждаются в экспериментальном подтверждении [6]. Позднее, в работе [7] методом лоренцевой электронной микроскопии (ЭМ) на просвет были исследованы массивы магнитных антиточек, приготовленных травлением сплошной пленки сфокусированным ионным пучком (СИП). В настоящей работе распределение намагниченности

в массивах субмикронных антиточек, приготовленных травлением СИП сплошной железо-никелевой пленки состава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, исследуется методом лоренцевой ЭМ на просвет при *in situ* приложении магнитного внешнего поля.

Антиточки были вытравлены в поликристаллических $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ пленках толщиной 20 nm , осажденных на подложки из слюды с углеродным подслоем методом магнетронного распыления в аргоновой атмосфере. Скорость осаждения составляла 3.3 nm/min , давление в вакуумной камере перед напылением было 10^{-6} mbar при комнатной температуре и $6 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ в процессе напыления. Свежеосажденные пленки были отделены от подложки посредством погружения в воду, а затем подняты и осаждены на медные сетки с размером ячейки $200 \times 200 \mu\text{m}$.

Массивы антиточек, имеющих квадратную форму, вытравливались в пленках с помощью системы СИП производства компании FEI (США), модель 200TEM. Ионы Ga, ускоряемые напряжением 30 kV , были использованы в качестве травящего агента. Величина ионного тока и размер пятна составляли 0.5 nA и 10 nm соответственно. Размер антиточки и отношение размера к расстоянию между соседними антиточками было выбрано $0.5 \mu\text{m}$ и $1 : 2$ соответственно.

Элементный анализ вытравленных областей проводился путем исследования характеристических рентгеновских спектров излучения, полученных в результате бомбардировки образцов электронами. Данный анализ проводился на электронном микроскопе JEOL 3000 F с автоэмиссионным источником электронов.

Лоренцевы ЭМ исследования доменной структуры массивов антиточек проводились с помощью электронного микроскопа JEOL 4000EX, модифицированного для исследования магнитных пленок [8]. Магнитное поле H напряженностью до ± 400 Ое могло быть приложено в плоскости пленки *in situ* параллельно краям антиточек. Перед началом эксперимента пленка несколько раз постепенно намагничивалась до насыщения как в прямом, так и обратном направлениях. Затем изображение доменной структуры, имеющей место в массивах антиточек как в состоянии с остаточной намагниченностью, так и в смещенном состоянии, регистрировалось на фотопленку.

ЭМ исследования пленок показали, что антиточки не имели квадратной формы, что связано с неравномерным распределением энергии по сечению ионного пучка. Элементный анализ показал, что вытравленные области свободны от элементов, составляющих материал пленки, и их края являются резкими. Лоренцевы ЭМ исследования продемонстрировали, что массивы антиточек расположены под углом примерно 20° по отношению к направлению оси легкого намагничивания (ОЛН) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ пленки, определяемой как направление, перпендикулярное так называемым „волнам ряби намагниченности“. Рис. 1, *a* показывает распределение намагниченности в массиве антиточек в состоянии с остаточной намагниченностью перед намагничиванием в направлении, близком к ОЛН. Схематическое распределение намагниченности указано ниже на диаграмме стрелками. Можно выделить три типа областей с различным средним направлением намагниченности. Области *1* имеют горизонтальную ориентацию намагниченности вследствие эффекта размагничивания на краях антиточек. В областях *2* разориентация ОЛН и краев антиточек приводит к диагональному распределению направления намагниченности. В областях *3* энергия размагничивания примерно равна энергии внутренней анизотропии. Это приводит к тому, что ориентация намагниченности в этих областях зависит от локальных вариаций дисперсии анизотропии и неоднородности пленки. Перемагничивание в направлении, близком к ОЛН, начинается с зарождения доменов обратной намагниченности на краях антиточек, перпендикулярных направлению приложенного поля и примыкающих к нетравленной области пленки вне массива антиточек. В полях примерно 14 Ое эти домены начинают проникать внутрь массива вдоль рядов, параллельных направлению приложенного поля (области *1* и *2*), причем среднее направление намагниченности в этих доменах совпадает с направлением ОЛН вследствие эффекта разориентации. Доменные стенки закрепляются на краях антиточек, образуя длинные доменные стенки. Тем временем области *3* в полях около 16 Ое начинают переключаться посредством движения доменных стенок. На рис. 1, *b* представлено распределение намагниченности в массиве антиточек в поле напряженностью 19 Ое. Когда величина приложенного поля превышает 21 Ое, намагниченность в областях *1* и *2* выстраивается вдоль направления приложенного поля. Однако, как видно из

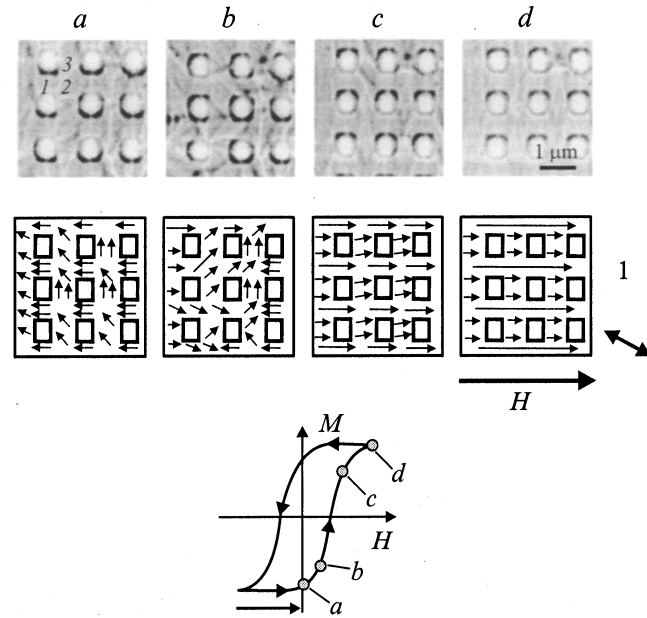


Рис. 1. Лоренцевы ЭМ изображения массива антиточек, полученные при перемагничивании вдоль направления (*1*), близкого к ОЛН. Распределение намагниченности схематически показано ниже на диаграммах. $H = 0$ (*a*), 19 (*b*), 34 (*c*), 57 Ое (*d*).

рис. 1, *c*, такой напряженности поля недостаточно, чтобы преодолеть поля размагничивания, имеющие место в областях *3*. Некоторое количество магнитных доменов еще остается закрепленным между углами или краями соседних антиточек, поскольку величины приложенного магнитного поля недостаточно, чтобы преодолеть энергетический барьер на краях антиточек. При увеличении величины приложенного поля векторы намагниченности поворачиваются к направлению приложенного поля (рис. 1, *d*). По мере того как величина приложенного поля уменьшается, магнитная пленка возвращается в состояние с остаточной намагниченностью. При изменении направления магнитного поля процесс перемагничивания повторяется в другом направлении.

Перемагничивание в направлении, близком к направлению оси тяжелого намагничивания (ОТН), отличается от такового в направлении ОЛН. На рис. 2, *a* представлено распределение намагниченности в массиве антиточек в состоянии с остаточной намагниченностью перед *in situ* приложением магнитного поля. Хотелось бы отметить одну существенную деталь, заключающуюся в существовании областей, где намагниченность в отсутствие приложенного поля распределена одинаковым образом. Эти области, обозначенные здесь и далее областями типа *1*, имеют вследствие эффекта размагничивания горизонтально направленные векторы намагниченности. В областях типа *2* и *3* эффекты разориентации направления ОЛН относительно краев антиточек и размагничивания приводят к диагональному и вертикальному распределению направлений вектора на-

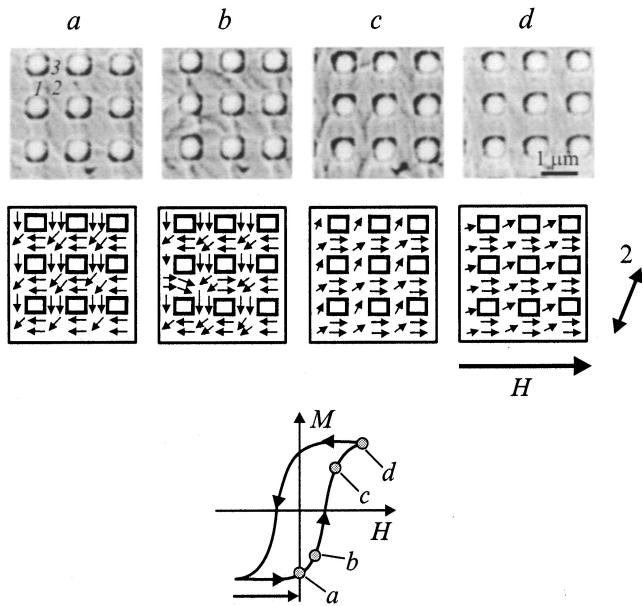


Рис. 2. Лоренцевы ЭМ изображения массива антиоточек, полученные при перемагничивании вдоль направления (2), близкого к ОЛН. Распределение намагниченности схематически показано ниже на диаграммах. *a-d* — то же, что и на рис. 1.

магниченности соответственно. Перемагничивание начинается главным образом с процессов вращения векторов намагниченности на краях антиоточек вне области, занимаемой массивом, и становится обнаруживаемым при величине приложенного поля 65 Ое. При достижении приложенным полем величины 9 Ое области 2 начинают перемагничиваться вращением векторов намагниченности, что проявляется в едва заметной переориентации „волн ряби намагниченности“ без какого-либо движения доменных стенок. По мере роста напряженности приложенного поля домены обратной намагниченности, образующиеся на краях антиоточек, перпендикулярных направлению приложенного поля, растут, сливаются друг с другом и проникают внутрь массива, частично изменяя распределение намагниченности в областях 1, как показано на рис. 2, *b* (нижний левый квадрат). Одновременно с этим в приложенных полях напряженностью около 19 Ое начинают перемагничиваться области 2. Перемагничивание областей данного типа происходит внезапным и быстрым скачком доменных стенок, причем вектор скорости движения стенки направлен под углом примерно 45° по отношению к краям антиоточек. Этот процесс заканчивается в полях около 25 Ое. Такое распределение полей переключения связано с неоднородностью магнитной пленки. На рис. 2, *c* приведен массив антиоточек, находящийся под влиянием приложенного поля напряженностью 34 Ое. В областях типа 1 размагничивающее и приложенное поле благоприятствуют ориентации вектора намагниченности вдоль направления приложенного поля. В областях типа 3

направление векторов намагниченности определяется суперпозицией приложенного поля, эффективного поля внутренней анизотропии и поля размагничивания, в то время как в областях типа 2, где влияние полей размагничивания на краях антиоточек не столь эффективно, векторы намагниченности распределены в направлениях, более близких к направлению приложенного поля. Как и в случае перемагничивания, в направлении, близком к ОЛН, в массиве остаются домены, закрепленные между краями и углами антиоточек. Причина существования таких доменов обсуждалась выше. При более высоких приложенных полях векторы намагниченности постепенно поворачиваются к направлению приложенного поля (рис. 2, *d*). Далее направление приложенного поля меняется, и процесс повторяется в обратном направлении. Следует отметить, что при перемагничивании массивов антиоточек в направлении, близком к ОЛН, распределение намагниченности во всех областях типа 1 в состоянии с остаточной намагниченностью имело одну и ту же конфигурацию, воспроизводимую от одного цикла гистерезиса к другому.

Таким образом, с помощью лоренцевой ЭМ на просвет было исследовано распределение намагниченности в массивах субмикронных антиоточек, изготовленных при помощи травления сплошной $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ пленки сфокусированным ионным пучком. Было показано, что перемагничивание вдоль направления, близкого к направлению ОЛН, начинается с процесса зарождения доменов обратной намагниченности вне массива на краях антиоточек, перпендикулярных направлению приложенного поля, и продолжается простым движением доменных стенок. В отличие от предыдущего случая, перемагничивание в направлении, близком к направлению ОЛН, инициируется главным образом процессами вращения векторов намагниченности и продолжается сложным движением доменных стенок. В массивах антиоточек поддерживается существование областей, расположенных между краями примыкающих антиоточек, в которых распределение намагниченности воспроизводится от одного цикла гистерезиса к другому. Хотя эти области не являлись, строго говоря, доменами, их можно ассоциировать с элементами магнитной памяти. Кроме того, обсуждаемые структуры имели достаточно большие размеры, что не позволяет рассматривать их в качестве элементов для сверхплотной магнитной записи. Однако использование антиоточек меньшего размера, оптимального отношения размеров антиоточек и расстояния между ними, а также соответствующий выбор магнитного материала сделают массивы антиоточек привлекательными структурами для сверхплотной магнитной записи.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 01-02-17753) и NATO/Royal Society Fellowship.

Автор также благодарен Р.М. Лэнгфорду за помощь в СИП травлении, а также Р.С. Дулу за любезную помощь в проведении лоренцевых ЭМ измерений.

Список литературы

- [1] *White R.L., New R.M.H., Pease R.F.W.* // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33. N 1. P. 990–995.
- [2] *Cowborn R.P., Adeyeye A.O., Bland J.A.C.* // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. N 17. P. 2309–2311.
- [3] *Cowborn R.P., Adeyeye A.O., Bland J.A.C.* // J. Magn. Magn. Mater. 1997. Vol. 173. P. 193–201.
- [4] *Otani Y., Kim S.G., Kohda T. et al.* // IEEE Trans. Magn. 1998. Vol. 34. N 4. P. 1090–1092.
- [5] *Yu. C., Jiang H., Shen L. et al.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 9. P. 6322–6324.
- [6] *Torres L., Lopez-Diaz L., Alejos O. et al.* // Physica B. 2000. Vol. 275. P. 59–64.
- [7] *Toporov A.Yu., Langford R.M., Petford-Long A.K.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. N 19. P. 3063–3065.
- [8] *Portier X., Petford-Long A.K.* // J. Phys. D. 1999. Vol. 32. P. R89–R108.