

05;07;11;12

Формирование магнитных наноразмерных решеток при облучении тонкопленочных смесей Fe–Cr интерферирующими лазерными пучками

© Ю.К. Веревкин, В.Н. Петряков, Н.И. Полушкин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 4 декабря 1997 г.

Исследуются условия формирования решеток наноразмерных (~ 100 nm) ферромагнитных полос при облучении тонкопленочных (10–15 nm) парамагнитных смесей Fe–Cr интерферирующими пучками эксимерного лазера. Ферромагнитная упорядоченность появляется в результате термостимулированного кластерования атомов Fe. Решетки образуются в определенном диапазоне энергий лазерного излучения. Ширина этого диапазона существенно зависит как от интерференционного периода, так и от длительности облучения τ_i . При $\tau_i = 10$ ns существует диапазон энергий, в котором имеет место формирование решеток с периодом вплоть до 300 nm.

Планарные системы магнитных элементов размерами ~ 100 nm и меньше представляют как фундаментальный [1,2], так и практический интерес для магнитного хранения и записи информации с высокой плотностью [3,4]. В настоящее время наиболее используемой технологией для создания массивов магнитных элементов является электронно-лучевая литография, которая позволяет последовательно формировать элементы размерами до 20 nm [4] сканированием электронного луча по поверхности резиста. Однако формирование больших массивов элементов этим методом занимает соответственно большие временные интервалы, что ограничивает применение электронно-лучевой литографии для организации систем магнитного хранения данных. Можно ожидать, что более перспективными здесь окажутся методы, позволяющие одновременно сформировать большое число элементов, например при селективном росте магнитной пленки [5,6].

В нашей работе исследуется еще один подход к формированию таких систем, который заключается в облучении тонкопленочных образцов парамагнитных смесей на основе Fe и Co [7–9] интерферирующими лазерными пучками. В интерференционном максимуме, где температура достаточно высока, имеет место термостимулированная агломерация атомов Fe(Co) и развивается кластеризованная структура с характерными пространственными размерами в десятки ангстрем [7,8]. Агломерация магнитных атомов сопровождается почти пороговым по энергии лазера (5–10%) превращением из пара- в ферромагнитное состояние с температурой Кюри, зависящей от средней концентрации магнитного материала и толщины образца [7]. В результате при интерференции на поверхности образца, к примеру, двух лазерных пучков, в интерференционных максимумах формируются ферромагнитные полосы. Однако если амплитуда модуляции температуры в среде окажется меньше, чем размытие порога магнитного превращения, то ферромагнитная упорядоченность появится и в интерференционных минимумах. Как показывают расчеты поля температуры, созданного источниками тепла, периодически распределенными на поверхности полубесконечной среды [10], модуляция температуры при периоде ~ 100 nm не превышает несколько процентов от средней температуры уже при длительности нагрева ~ 10 ns. Таким образом, возможность сформировать наноразмерные структуры при локальных тепловых воздействиях достаточно проблематична. Изучение такой возможности и является целью этой работы.

Тонкопленочные образцы смесей Fe–Cr изготавливались методом импульсного лазерного напыления — поочередным нанесением малых порций Fe и Cr на подложку из Si. Общая толщина слоев составляла не более 10–15 nm, а концентрация Fe подбиралась так, чтобы в исходном состоянии образец не давал магнитного отклика при комнатной температуре, а после облучения появлялся отчетливый магнитный сигнал. Для интерференционной засветки образца использовалось излучение трехкаскадного эксимерного лазера XeCl с шириной спектральной линии 0.1 cm^{-1} . Лазерный луч делился сначала на два пучка примерно одинаковой интенсивности, а затем они сводились в плоскости образца, создавая интерференционную картину с периодом $\Lambda = \lambda/2 \sin \theta$, где λ и θ — соответственно длина волны и угол падения излучения на образец. Длительность импульса лазерного излучения варьировалась от 10 до 50 ns. Образование магнитных полос наблюдалось по ферромагнитному

резонансу (ФМР) от образца на ЭПР-спектрометре PS110.X с частотой микроволнового поля $\omega = 9.5 \text{ GHz}$ при комнатной температуре и в условиях, когда статическое магнитное поле приложено в плоскости образца — в одном случае параллельно (H_{\parallel}), а в другом — перпендикулярно (H_{\perp}) интерференционным полосам. В такой геометрии формулы Киттеля для резонансных полей можно записать как

$$H_{\parallel}^{res} = \frac{K}{2} \left(\sqrt{(2f_z - 1)^2 + \frac{4\alpha^2}{K^2}} - 1 \right), \quad (1)$$

$$H_{\perp}^{res} = \frac{K}{2} \left(\sqrt{f_z^2 + \frac{4\alpha^2}{K^2}} + 2 - 3f_z \right), \quad (2)$$

где f_z — размагничивающий фактор, по оси z , нормальной к плоскости образца, $K = 4\pi M$, а M — намагниченность полос и $\alpha = \frac{\omega}{\gamma}$, γ — гиромагнитное отношение. Для системы чередующихся магнитных и немагнитных полос размагничивающий фактор по оси z выражается как [11]

$$f_z = \beta \left(1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2 m\pi\beta}{m^2\pi^2\beta^2} \frac{1 - e^{-2m\pi\xi}}{m\pi\xi} \right), \quad (3)$$

где $\frac{\omega}{\Lambda} = \beta$ и $\frac{h}{\Lambda} = \xi$, а ω и h — соответственно ширина и толщина магнитных полос. Для бесконечно длинных полос $f_y = 0$ и $f_x + f_z = 1$.

Если среда магнитно-однородна, т.е. $\omega/\Lambda = 1$, то $f_z = 1$ и $H_{\perp}^{res} = H_{\parallel}^{res}$. При образовании магнитной решетки ($\omega/\Lambda < 1$) произойдет смещение резонансных полей так, что H_{\perp}^{res} окажется всегда больше, чем H_{\parallel}^{res} .

В наших экспериментах исследовалась величина магнитной анизотропии в плоскости образца $\Delta H_a = H_{\perp}^{res} - H_{\parallel}^{res}$ при различных значениях энергии лазерного излучения E , интерференционного периода Λ и длительности лазерного импульса τ_i . Как видно из рис. 1, величина ΔH_a существенно зависела от всех перечисленных параметров. Однако можно выделить две характерные черты в ее поведении. Первая — это резкое уменьшение анизотропии с укорочением периода в условиях длительного облучения ($\tau_i = 50 \text{ ns}$). Если при $\Lambda = 1000 \text{ nm}$ значения ΔH_a составляли до 1000 Oe , то при $\Lambda = 300 \text{ nm}$ во всем диапазоне энергий (15–40 мДж) наблюдалась столь слабая анизотропия, что образец можно считать практически магнитно-однородным.

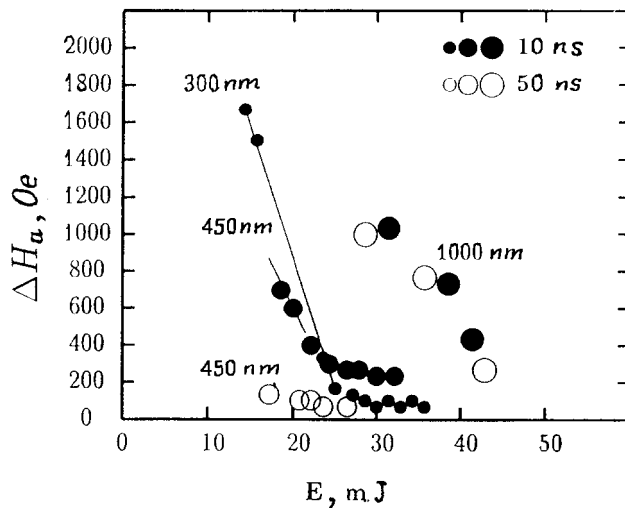


Рис. 1. Зависимость магнитной анизотропии ΔH_a от энергии E лазерного излучения разной длительности (10 ns и 50 ns) при различных интерференционных периодах 300, 450 и 1000 nm. Зависимость получена из данных ФМР.

Вторая особенность проявлялась в усилении наблюдаемой анизотропии с укорочением τ_i до 10 ns. При такой длительности облучения структуры образовывались даже на периоде в 300 nm, хотя и в очень узком диапазоне энергий — не более 10–15%, что существенно меньше характерных флуктуаций энергии используемого лазера от импульса к импульсу. Вне этого диапазона образец либо не давал магнитного отклика ($E < 16$ mJ), либо становился почти магнитно-однородным ($E > 18$ mJ). Период в 300 nm оказался наименьшим, при котором еще можно было наблюдать образование структур.

С увеличением периода до 1000 nm диапазон энергий, в котором происходило формирование структур, расширялся в сторону увеличения энергии, так что магнитные структуры формировались даже при $E > 35$ mJ. Их образование в этих условиях сопровождалось изменениями рельефа поверхности образца и образованием на поверхности интерференционных полос, отчетливо наблюдаемыми в оптический или сканирующий электронный микроскоп [9]. Кроме того, с увеличением

периода переставали быть ощутимыми изменения в поведении магнитной анизотропии при уменьшении длительности облучения от 50 до 10 ns.

Приведенные данные ФМР качественно согласуются с результатами наших исследований меридионального эффекта Керра в тех же условиях, когда внешнее магнитное поле прикладывалось как параллельно, так и перпендикулярно интерференционным полосам в плоскости образца. На рис. 2 изображены петли гистерезиса в обеих геометриях, наблюдаемые после облучения двумя интерферирующими пучками с $\Lambda = 450$ nm, $\tau_i = 10$ ns при $E = 24$ mJ (образец 1) и $E = 18$ mJ (образец 2) в каждом из пучков. Для сравнения на этом же рисунке приведены петли магнитного гистерезиса, полученные после облучения одним пучком с $E = 35$ mJ (образец 3). Видно, что кривые намагничивания образцов, облученных двумя и одним пучком, существенно отличаются. При намагничивании в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам, намагниченность образцов 1 и 2 меняется более плавно, чем образца 3. Более того, при намагничивании в том же направлении остаточная намагниченность образца 2 оказалась близка к нулю. Это означает, что появилось направление трудного намагничивания, и соответствующий размагничивающий фактор f_x отличается от нуля. По данным ФМР образец 2 обладал сравнительно высокой магнитной анизотропией (рис. 1), а из экспериментальных значений резонансных полей этого образца с учетом уравнений (1)–(3) следует, что образовалась решетка ферромагнитных полос с заполнением $\omega/\Lambda = 0.94$ и величиной намагниченности полос $4\pi M = 1.5$ T. Также обращает на себя внимание факт увеличения коэрцитивной силы при намагничивании вдоль направления полос. Для образца 2 эта величина составляла 400–450 Oe, тогда как для магнитно-однородной среды (образец 3) — только 150–200 Oe.

Таким образом, несмотря на то, что используемые в этой работе методы диагностики магнитных наноструктур — ФМР и эффект Керра — являются интегральными, они позволяют наблюдать формирование структур определенной геометрии, а именно систем ферромагнитных полос. Суть такой диагностики состоит в измерении размагничивающего фактора, который определяется геометрией решетки, т.е. отношением толщины и ширины полос к периоду решетки.

Обнаруженная в экспериментах зависимость ширины диапазона энергий лазерного излучения, в котором имеет место формирование

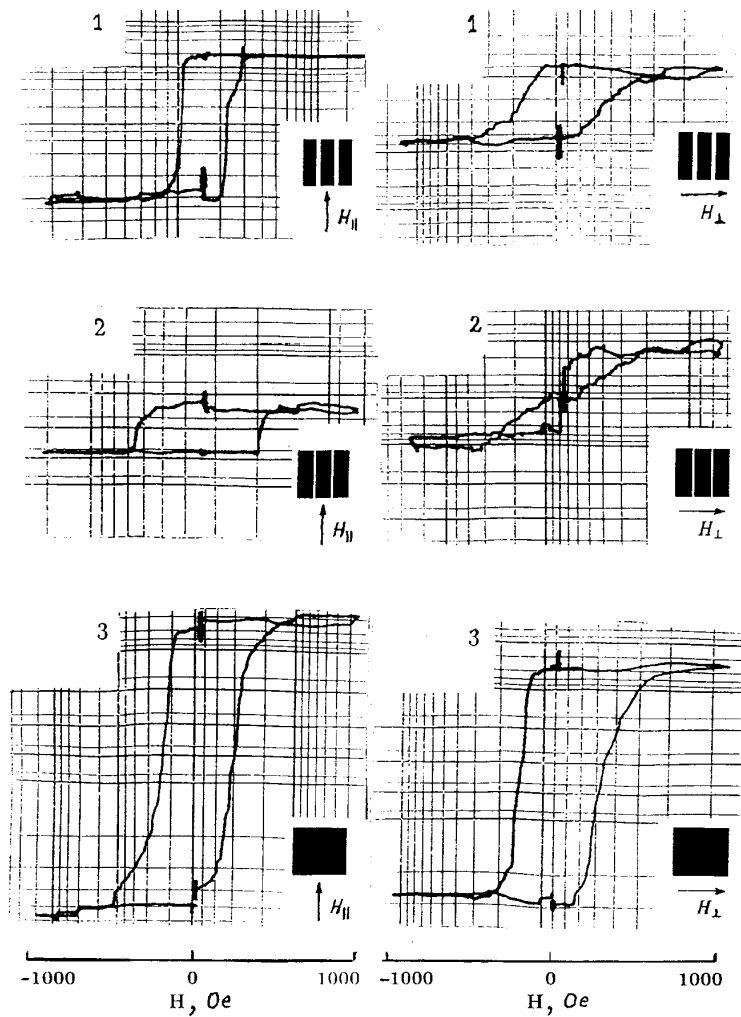


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса, полученные при наблюдении меридионального эффекта Керра после облучения двумя интерферирующими пучками с $E = 24 \text{ мДж}$ (образец 1), $E = 18 \text{ мДж}$ (образец 2), а также одним пучком с $E = 35 \text{ мДж}$ (образец 3). Внешнее магнитное поле H прикладывалось как вдоль направления интерференционных полос (H_{\parallel}), так и перпендикулярно ему (H_{\perp}).

решеток, от интерференционного периода и длительности облучения объясняется тем, что именно этими параметрами определяется относительная величина температурной модуляции в слое $\Lambda/4\sqrt{\pi a \tau_i}$, где a — температуропроводность среды. Как только модуляция температуры по амплитуде становится меньше величины размытия порога магнитного превращения, ферромагнитная упорядоченность появляется также и в интерференционных минимумах. Это означает, что в таких условиях может образоваться почти однородная среда с соответствующим размагничивающим фактором, близким или даже равным нулю. Уменьшение τ_i с одновременным увеличением мощности лазерного пучка приведет к увеличению амплитуды модуляции, тогда как средняя температура может не увеличиться или даже уменьшиться. В результате происходит расширение диапазона энергий, в котором формируются магнитные решетки. Из этих соображений и приведенных экспериментов следует, что при дальнейшем укорочении длительности облучения до 1–2 ns можно получать таким способом магнитные решетки с периодом вплоть до 150–200 nm.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 97–02–16103) и межотраслевой научно-технической программы ”Физика твердотельных наноструктур” (№ 1–088/4).

Список литературы

- [1] *Fredkin D.R., Koehler T.R., Smyth J.F., Schultz S.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 69, P. 5276.
- [2] *Kent A.D., von Molnar S., Gider S., Awschalom D.D.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 6656.
- [3] *New R.M.H., Rease R.F.W., White R.L., Osgood R.M., Babcock K.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 5851.
- [4] *Chou S.Y., Wei M.S., Krauss P.R., Fischer P.B.* // J. Appl. Phys. 1994 V.76. P. 6673.
- [5] *Sugawara A., Coyle T., Hembree G.G., Scheinfein M.R.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 1043.
- [6] *Celotta R.J., Gupta R., Scholten R.E., McClelland J.J.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 6079.
- [7] *Polushkin N.I., Salashchenko N.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1993. V. 124. P. 347.

- [8] *Blyakhman Yu., Polushkin N.I., Akhsakhalyan A.D., Gusev S.A., Salashchenko N.N., Semenov Y.G.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 10303.
- [9] *Polushkin N.I., Gusev S.A., Drozdov M.N., Verevkin Yu.K., Petryakov V.N.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 5478.
- [10] *Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н., Макин В.С., Пузков С.Д., Трубаев В.В.* // Изв. СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. В. 6. С. 1186.
- [11] *Yafet Y., Gyorgy E.M.* // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 9145.