

## МЕЖКРИСТАЛЛИТНОЕ МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУР

Шадров В.Г., Болтушкин А.В.

ИФТТП НАН Беларуси, 220072 г. Минск, ул. П. Бровки, 17

Исследование влияния межкристаллитного магнитного взаимодействия и параметров однодоменных частиц (кристаллитов) на характеристики магнитных наноструктур представляет значительный научный и практический интерес [1,2]. В частности, изучению межкристаллитного взаимодействия и его связи с механизмом перемагничивания посвящены работы [2-7]. Тесно связанными с межкристаллитным магнитным взаимодействием оказываются и такие магнитные явления и свойства ТП наноструктур как неоднородное магнитное состояние частиц, близких к однодоменным, магнитный гистерезис и магнитная вязкость. Так, анализ временной зависимости намагниченности показывает [4,5], что магнитная релаксация в структурах на основе металлов группы Fe объясняется термоактивируемым механизмом, при этом межкристаллитное магнитное взаимодействие является одним из основных факторов, определяющих характеристики магнитной вязкости. В частности, наблюдаемая в пленках Co-W, Co-Ni-W со столбчатой микроструктурой и плоскостной магнитной анизотропией линейная зависимость намагниченности от  $\ln t$  обусловлена флуктуацией локальных магнитостатических полей. При этом магнитостатическое взаимодействие кристаллитов уменьшает коэффициент магнитной вязкости, т.е. увеличивает термостабильность исследованных магнитных сред. На кривых полевой зависимости коэффициента магнитной вязкости  $S$  и флуктуационного поля  $H_f$  в средах с плоскостной ориентацией намагниченности и линейной зависимостью намагниченности от  $\ln t$  наблюдаются экстремумы вблизи значений коэрцитивной силы  $H_c$ . При увеличении магнитостатического взаимодействия в случае текстуры [001] наблюдается нелинейность зависимости  $M(\ln t)$  и усложнение полевых зависимостей  $S$  и  $H_f$ .

Величина активационного объема  $V_{act}$ , рассчитанного из временной зависимости намагниченности и соответствующего объему элементарной ячейки перемагничивания [5] в случае пленок Co-W со столбчатой микроструктурой близка к объему элементов субструктуры (40-50 нм диаметром) [4,5], т.е. существенно меньше объема столбчатых кристаллитов, что свидетельствует о некогерентности процессов вращения при перемагничивании. К близким величинам  $V_{act}$  приводят и эксперименты по перемагничиванию с различной скоростью развертки, т.е. измерения  $H_c$  на вибрационном магнитометре и гистереографе переменного тока. Рост вклада обменного взаимодействия приводит к увеличению активационного объема. Величина активационного объема Fe и Co содержащих анодных оксидных пленок (АОП) на порядок меньше ( $4-6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ ), чем у пленок на основе Co-W и соответствует объему перемагничивания сферической формы с диаметром, равным диаметру игольчатых частиц. При этом величина  $V_{act}$  Fe и Co содержащих АОП остается больше критического объема перехода в суперпарамагнитное состояние ( $1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$ ) и не зависит от длины игольчатых частиц.

С помощью анализа зависимости флуктуационного поля  $H_f$  от  $H_c$  исследована взаимосвязь различных механизмов релаксации намагниченности. Показано, что наличие магнитостатического взаимодействия обуславливает отклонение коэффициента наклона экспериментального графика Барбье - линейной зависимости  $\lg(H_f)$  от  $\lg(H_c)$  для ряда магнитомягких и магнито жестких материалов с плоскостной ориентацией намагниченно-

сти [8], составляющего 1.3, от теоретического значения, равного 1, а вклад размагничивающего поля в средах с ПМА приводит к наклону 1.5. Установлено, что рост магнитостатического взаимодействия в пленках Co-W уменьшает долю термоактивируемых процессов при перемагничивании.

Наличие магнитостатического взаимодействия игольчатых частиц, т.е. отличие реальных магнитных структур на основе АОП от модельной структуры невзаимодействующих цилиндрических частиц объясняет наблюдаемое расхождение экспериментальных зависимостей  $H_c$  от угла перемагничивания  $\varphi$  и радиуса частиц  $R$  с теоретическими кривыми  $H_c(\varphi)$  и  $H_c(R)$  в случае перемагничивания закручиванием и когерентным вращением. При этом отклонение экспериментальной кривой  $H_c(\varphi)$  от кривой  $H_c(\varphi)$ , соответствующей перемагничиванию закручиванием вектора намагниченности, более заметно при снижении энергии магнитной одноосной анизотропии (пленки Co-W с ПМА). Следует также отметить отличие величины приведенного радиуса  $S$ , соответствующего экспериментальной кривой  $H_c(\varphi)$  и рассчитанного  $S = RM_s/A^{1/2}$  [7,9]. В частности, кривым  $H_c(\varphi)$  Co содержащих АОП соответствуют величины  $S \sim 1.38-1.42$ , в то время как расчет дает 2.32. В случае Fe содержащих АОП подтверждением перемагничивания закручиванием служит обратная зависимость  $H_{c\perp}$  от квадрата радиуса игольчатых частиц в диапазоне 100÷225 Å. Нарушение линейности зависимости  $H_{c\perp}$  ( $1/R^2$ ) при уменьшении  $R$  обусловлено переходом к когерентному вращению, что позволяет установить критический радиус абсолютной однодоменности игольчатых частиц Fe, увеличение которого по сравнению с теоретическим значением объясняется наличием магнитостатического взаимодействия частиц.

Формирование субзерен в пленках Co-W и модулированных по составу игольчатых частиц Fe-Cu(Co-Cu) в порах АОП увеличивает влияние магнитостатического взаимодействия субструктуры игольчатых частиц на характер угловой зависимости  $H_c$ , которая, например, при ~50 вес.% Cu (АОП) приближается к предсказанной моделью цепочки частиц. Уменьшение содержания меди и ее перераспределение в исходной структуре образцов, полученных, в частности, при увеличении отношения прямого тока к обратному, обуславливает уменьшение влияния магнитостатического взаимодействия субструктуры игольчатых частиц на характер зависимости  $H_c(\varphi)$ , как и изотермический отжиг.

Взаимосвязь межкристаллитного магнитного взаимодействия с гистерезисными характеристиками исследованных структур иллюстрируется рис.1, на котором показаны полевые зависимости  $\delta M$  кривых пленок Co-W с плоскостной ориентацией намагниченности и магнитостатическим межкристаллитным взаимодействием и пленок Co-Ni-Cr для продольной записи с обменным межкристаллитным взаимодействием [10]. Из рисунка видно, что увеличение магнитной анизотропии сопровождается уменьшением межкристаллитного взаимодействия, при этом для исследованных наноструктур с одноосной анизотропией взаимопереходы дальнего ( $\sim$  десятков нм) магнитостатического межкристаллитного взаимодействия и ближнего обменного межкристаллитного взаимодействия при перемагничивании являются причиной необратимости процессов перемагничивания и, соответственно, магнитного гистерезиса [3]. С другой стороны, рост обменного взаимодействия субзерен в пределах столбчатых кристаллитов способствует формированию анизотропии (формы) кристаллитов и ПМА с последующим кроссовером. Приведенная схема дает возможность количественной оценки межкристаллитного

взаимодействия, которое в приближении среднего поля ограничено значениями  $H_c$  для магнитоэлектронного взаимодействия и  $H_k$ -

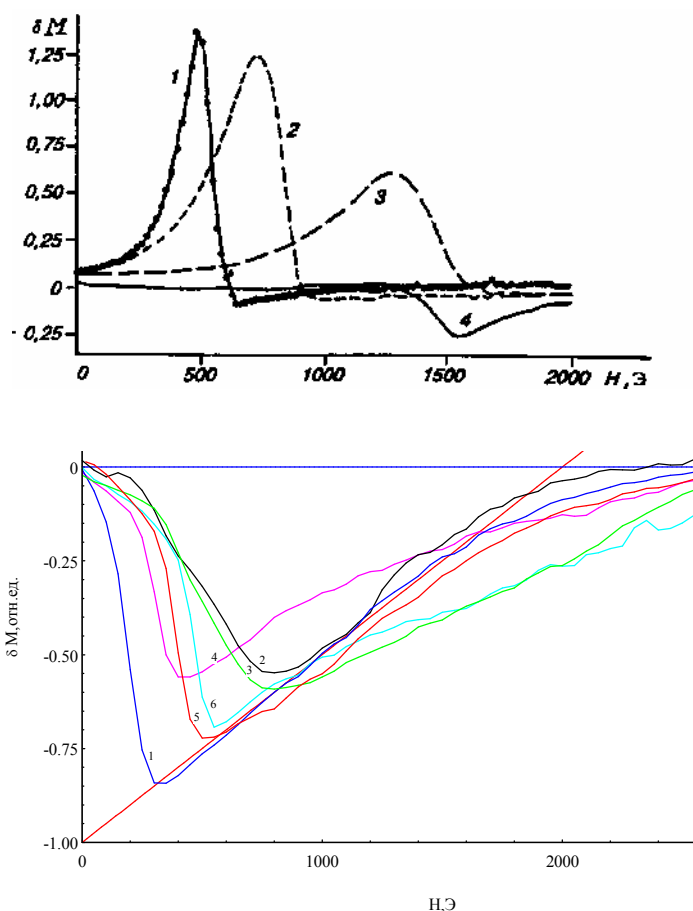


Рис.1 Зависимость  $\delta M(H)$  пленок Co-Ni-Cr/Cr с толщиной подслоя Cr 100,500,1000,2000 А [10] и пленок Co-W, полученных при варьировании  $T$  электролита [3].

для обменного. В случае сред с перпендикулярной магнитной анизотропией в качестве среднего поля выступает макроскопическое размагничивающее поле, которое определяет наклон петли гистерезиса, измеренной по нормали.

Учет влияния межкристаллитного взаимодействия на  $H_c$  ТП наноструктур позволяет сформулировать условия получения как магнитомягких материалов : это увеличение обменного взаимодействия кристаллитов при данном  $H_k$ , что реализуется в материалах типа FINEMET, так и магнитожестких материалов, когда изолированность кристаллитов позволяет получать  $H_c$  близкое к  $H_k$  в плоскости, что реализуется в Co содержащих АОП ( $CoFeCu$ ,  $H_c \sim 3,5$  кЭ)[3,4]. В более широком контексте возможность управления межкристаллитным взаимодействием может служить основой метода изменения гистерезисных свойств материалов, не зависящего от химического состава и структуры.

Анализируя взаимосвязь  $H_c$  и межкристаллитного взаимодействия можно выделить еще следующие моменты 1) Взаимозависимость вкладов разброса величины  $H_k$  частиц, дисперсии ОЛН и межкристаллитного взаимодействия в изменении величины  $H_c$  в реальных магнитных материалах. 2) Возможность определения  $H_c$  через  $H_k$  в виде  $H_c = H_k (1 - \delta M)$  аналогичном формуле Нееля ( $H_c(p) = H_c(0)(1-p)$ ), характеризующей влияние плотности упаковки  $p$  на  $H_c$ . 3) Влияние магнитоэлектронного взаимодействия на характер зависимости  $H_c$  от активационного объема ( $H_{c//} \sim V_{act}^{-0.73}$ ,  $H_{c\perp} \sim V_{act}^{-1.5}$ ). Проведенный анализ

показывает, что магнитоэлектронное взаимодействие уменьшает величины приведенного радиуса и вращательного интеграла, уменьшает коэффициент магнитной вязкости и увеличивает температуру блокирования, увеличивает распределение полей перемангничивания кристаллитов. Рост обменного взаимодействия сопровождается увеличением остаточной намагниченности и уменьшением  $H_c$ , увеличением активационного объема, при этом уменьшается отношение сигнал/шум и снижается плотность записи. В целом влияние межкристаллитного магнитного взаимодействия на свойства ТП наноструктур обусловлено затруднением (облегчением) процессов перемангничивания отдельных наночастиц и проявлением коллективного поведения типа макроспинового стекла в системе суперпарамагнитных частиц.

Влияние межкристаллитного взаимодействия на эксплуатационные характеристики покрытий во многом определяет перспективы дальнейшего развития ТП наноструктур [11]. Наиболее явно это проявляется в возрастании фактора термостабильности магнитных сред для записи и хранения информации по мере уменьшения размеров кристаллитов и сопоставимости величины энергии полезного сигнала с тепловой энергией. Известный критерий суперпарамагнетизма ( $KV/kT > 25$ ) при оценке термостабильности сред магнитной записи трансформируется в более жесткий критерий ( $> 45-60$ ), что учитывает время хранения, а также рост полей рассеяния при уменьшении размера кристаллитов.

Для поддержания термостабильности магнитных сред записи наряду с увеличением константы анизотропии  $K$ , следует увеличивать объем кристаллитов  $V$  за счет обменного взаимодействия, в частности, использовать среды для вертикальной записи. Полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о том, что на основе наноструктур на поверхности алюминия можно разрабатывать магнитные среды с вертикальным способом записи, при этом дальнейший прогресс будет связан с повышением однородности игольчатых частиц по диаметру и длине [12].

Учет магнитного взаимодействия проявляется в таких новых подходах как антиферромагнитно-связанные среды для продольной записи, а также «квантовые среды», в которых бит состоит из изолированной магнитной частицы нм размера, для получения которых могут быть использованы как электронно-литографические методы, так и шаблоны типа АОП на поверхности алюминия (с растравленным основанием). С другой стороны, в неоднородных сплавах, которые могут быть получены на основе АОП с помощью варьирования режима электролиза и низкотемпературного отжига, уменьшение размера кристаллитов приводит к суперпарамагнитному состоянию магнитных гранул (кристаллитов) в немагнитной матрице, что обуславливает эффект ГМС.

Работа выполнена при частичной поддержке ФФИ РБ (Ф05-223) и НАТО НТ LG940656

- [1] A. Moser, K. Takano, D. Margulies. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, R157 (2002).
- [2] В.Г. Шадров, К.О'Грэди. *ФТТ* **39**, 5, 894 (1997).
- [3] В.Г. Шадров, А.В. Болтушкин. *Сб. Акт. проблемы ФТТ*, Минск (2003). С.34
- [4] В.Г. Шадров. *Материаловедение* 10,10 (2003).
- [5] В.Г. Шадров. *Металлофизика и нов. технологии* **27**, 7, 11 (1999).
- [6] В.Г. Шадров, А.В. Болтушкин, Р.И. Тагиров, Л.В. Немцевич. *ФММ* **94**, 3, 34 (2002).
- [7] В.Г. Шадров, Р.И. Тагиров, А.В. Болтушкин. *ЖТФ* **72**, 4, 36 (2002).
- [8] E.P. Wohlfarth. *J. Phys. F: Met. Phys.* 14 L155 (1984).
- [9] S. Shtrikman, D. Treves. *J. Phys. Rad.* 20, 286 (1959).
- [10] K. O'Grady et al. *IEEE Trans. Magn.* 1, 286 (1993)
- [11] В.Г. Шадров. *Зарубежная радиоэлектроника* 6,50 (2002)
- [12] В.Г. Шадров, А.В. Болтушкин. *Материаловедение* 7,37 (2004)