

05

Влияние квантовых размерных эффектов на магнитные свойства тонкопленочных Fe/НМС/Fe (НМС: Мо, Та) систем

© Е.Е. Шалыгина, А.А. Рожновская, А.Н. Шалыгин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: shal@magn.ru

Поступило в Редакцию 11 мая 2011 г.

Представлены результаты исследования магнитных характеристик тонкопленочных магнитных систем Fe/НМС/Fe (НМС: Мо, Та). Обнаружено, что поле насыщения H_S исследуемых образцов осциллирует как функция толщины немагнитного слоя t_{NML} и период этих осцилляций зависит от толщины слоев железа. Найденные осцилляционные зависимости $H_S(t_{NML})$ объяснены наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями и его осцилляционной зависимостью от толщины немагнитной прослойки.

В настоящее время тонкие магнитные пленки $3d$ -переходных металлов и полученные на их основе многослойные тонкопленочные системы, представляющие собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины, остаются одним из интереснейших объектов исследования в области физики магнитных явлений. Обусловлено это обнаружением в них таких явлений, как гигантское магнетосопротивление [1], антиферромагнитное обменное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой [2], осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными (Fe, Co) слоями через немагнитную (Cr, Cu, Ag, Au, и т.д.) прослойку [3], квантовые размерные эффекты (КРЭ) [4,5]. Очевидно, что исследование указанных выше образцов способствует проверке предсказанных ранее физических эффектов, проявляющихся при существенном уменьшении толщины ферромагнетика. Кроме того, изучение магнитных свойств тонкопленочных систем привлекает внимание исследователей и с точки зрения их практических применений, так как способствует разработке новых многослойных систем для современных приборов микроэлектроники. В данной работе представлены результаты магнитооптического исследования магнитных свойств тонкопленочных образцов Fe/Мо, Та/Fe.

В частности, проанализировано влияние толщины немагнитных слоев на изучаемые характеристики.

Тонкопленочные образцы Fe/Mo, Ta/Fe были изготовлены методом магнетронного распыления при базовом давлении в вакуумной камере, равном 10^{-8} Торр, и давлении рабочего газа (аргона) порядка $1 \cdot 10^{-3}$ Торр. Тонкопленочные системы осаждались на стеклянных подложках при комнатной температуре. Были изготовлены три серии трехслойных систем Fe/HMC/Fe. Толщина слоев железа t_{Fe} была одинаковой в каждом конкретном образце и была равна 2,5, 5 и 10 nm. Толщина немагнитного слоя t_{NML} изменялась от 0,5 до 3–4 nm. Чтобы избежать окисления, образцы были покрыты 10-nm слоем углерода.

Микроструктура тонкопленочных образцов Fe/Mo, Ta/Fe была исследована методом рентгеновской дифракции с использованием $Cu_{K\alpha}$ -излучения. Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными малоуглового рентгеноструктурного анализа. Толщина слоев определялась как по скорости их напыления, так и из спектров малоугловых дифрактограмм. Измерение магнитных характеристик трехслойных систем было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра на магнитооптическом магнитометре, описанном в [6]. Петли гистерезиса были измерены при двух направлениях магнитного поля H . В частности, направление H было параллельно или перпендикулярно направлению магнитного поля, $H_{sub} = 70$ Oe, приложенного параллельно поверхности подложки в процессе изготовления образцов (обозначены как $D1$ и $D2$ соответственно). Измерения проводились на открытом воздухе при комнатной температуре.

Предварительные измерения показали, что все изучаемые тонкопленочные системы характеризуются наведенной плоскостной магнитной анизотропией с легкой осью намагничивания, параллельной направлению $D1$. Появление этой анизотропии обусловлено полем H_{sub} , приложенным в процессе изготовления образцов. В настоящее время основным механизмом наведенной магнитной анизотропии предполагается парное упорядочение атомов [7]. Было найдено, что петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, параллельном направлению $D2$, имеют наклонную форму с достаточно малыми значениями коэрцитивной силы и остаточной намагниченности, а форма петель гистерезиса в поле, параллельном направлению $D1$, зависит от толщины немагнитного слоя. В частности, обнаружено, что существуют трехслойные системы с

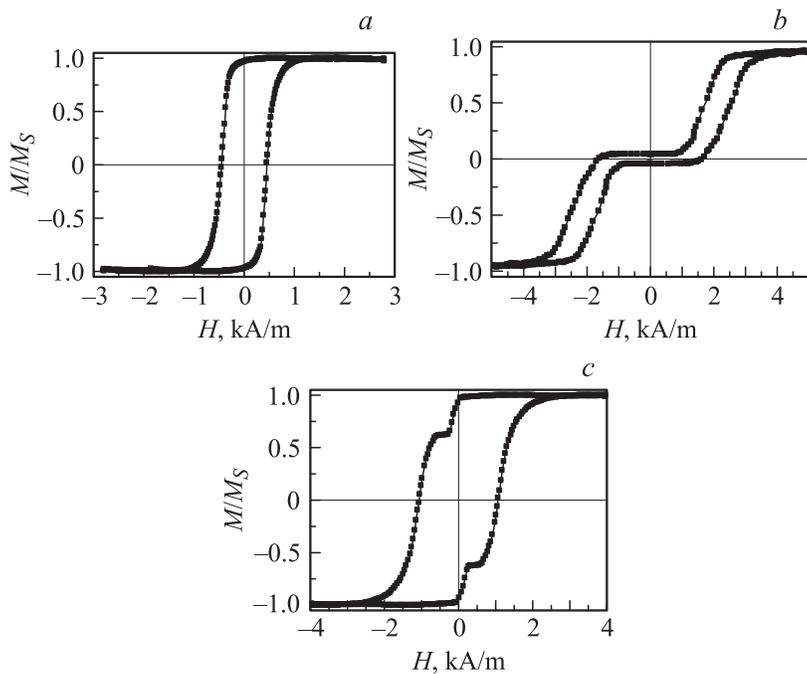


Рис. 1. Петли гистерезиса, наблюдаемые для образцов Fe/Mo/Fe с $t_{\text{Fe}} = 2.5$ нм и $t_{\text{Mo}} = 0.2, 0.7$ и 2 нм в магнитном поле, приложенном вдоль направления $D1$: a , b и c соответственно.

почти прямоугольными петлями гистерезиса и трехслойные системы, имеющие более сложную форму петель гистерезиса с достаточно большими значениями поля насыщения H_S . Для иллюстрации этого факта на рис. 1 приведены типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для образцов Fe/Mo/Fe в магнитном поле, приложенном параллельно направлению $D1$. Следует отметить, что для тонкопленочных систем Fe/Ta/Fe наблюдались аналогичные изменения петель гистерезиса.

Описанные выше данные позволили найти зависимости поля насыщения H_S исследуемых трехслойных систем от толщины немагнитного слоя. Для примера на рис. 2 приведены зависимости $H_S(t_{\text{NML}})$, наблюдаемые для образцов Fe/Mo, Ta/Fe с $t_{\text{Fe}} = 2.5$ нм. Из рис. 2 видно,

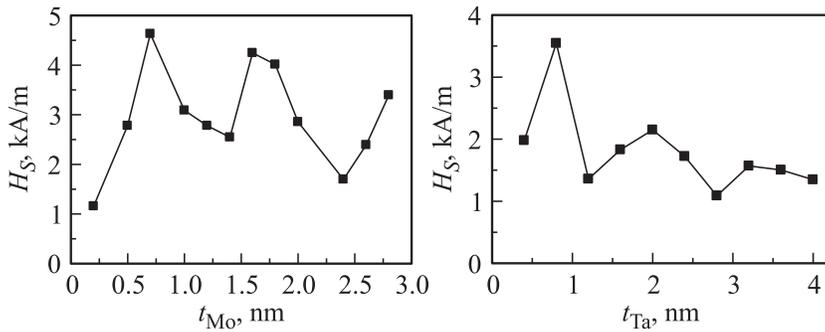


Рис. 2. Зависимости поля насыщения H_S от толщины немагнитного слоя, полученные для образцов Fe/Mo, Ta/Fe с $t_{Fe} = 2.5$ nm в магнитном поле, приложенном вдоль направления $D1$.

что поле насыщения H_S осциллирует как функция t_{NML} ; периоды этих осцилляций Λ , оцениваемые по расстоянию между максимальными значениями H_S , равны 0.9 и 1.2 nm для немагнитных слоев Mo и Ta соответственно; амплитуда осцилляций H_S уменьшается с ростом t_{NML} . Найденные зависимости $H_S(t_{NML})$ можно объяснить наличием обменного взаимодействия между слоями железа через немагнитную прослойку и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного слоя (переход от ферромагнитного (Φ) к антиферромагнитному ($A\Phi$) взаимодействию) [3,8,9]. Вследствие этого в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Φ -упорядочение) и антипараллельная ($A\Phi$ -упорядочение) ориентация намагниченности в соседних слоях железа.

В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В образцах с $A\Phi$ -обменом между магнитными слоями векторы намагниченности в соседних пленках железа при $H = 0$ разнонаправлены, т.е. рассматриваемая тонкопленочная структура подобна одноосному антиферромагнетику. В этом случае поле насыщения H_S значительно больше, чем H_S в образцах с ферромагнитным обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнит-

ными слоями. Известно, при намагничивании идеального одноосного антиферромагнетика вдоль легкой оси антиферромагнетизма (ОАФ) его намагниченность не изменяется в некотором интервале полей вплоть до критического поля H_{cr} . В поле H_{cr} намагниченность подрешеток переориентируется перпендикулярно ОАФ (спин-флоп переход), при этом происходит достаточно резкое возрастание намагниченности M . В интервале полей $H_{cr} < H < H_S$ намагниченность увеличивается с ростом H . Подобная ситуация наблюдается и в исследуемых трехслойных образцах с антиферромагнитным обменом между магнитными слоями. В результате для образцов с АФ-обменом наблюдаются петли гистерезиса, аналогичные приведенным на рис. 1, *b*. Следует отметить, что из-за конкуренции энергии магнитной анизотропии и антиферромагнитного обмена (которая, вообще говоря, зависит от толщины немагнитной прослойки) ориентация намагниченности в магнитных слоях может отличаться от 0 и 180°, т.е. возможно существование так называемых неколлинеарных структур, для которых наблюдаются петли гистерезиса, подобные представленной на рис. 1, *c*.

Остановимся также на следующем важном факте. Вообще говоря, форма петель гистерезиса для тонкопленочных структур с ферромагнитным обменом имеет вид, аналогичный приведенному на рис. 1, *a*. Причем эта форма совпадает с формой петель гистерезиса, наблюдаемой для образцов без обменного взаимодействия. Вследствие этого мы не можем корректно определить зависимость константы обменного взаимодействия между магнитными слоями J от толщины немагнитного слоя.

Мы получили достаточно большие значения Λ . К настоящему времени изучены такие многослойные системы, как Fe/Pt [10], Fe/Cu [11], Fe/Mo [12], Co/Ru [13,14], и т.д., в которых обнаружены осцилляции между АФ- и Ф-обменом с изменением толщины немагнитной прослойки с периодичностью порядка 1 nm. Согласно механизму обменного взаимодействия посредством РККИ-взаимодействия [15–17], период осцилляций Λ должен быть порядка π/κ_F , где κ_F — волновой вектор Ферми. Для большинства металлов π/κ_F порядка 0.3–0.4 nm. Наличие более длинного периода осцилляций H_S согласуется с расчетами, в которых приняты во внимание квантовые размерные эффекты [18,19], проявляющиеся в изменении электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States) по сравнению с объемным образцом. В этом случае рассчитанные

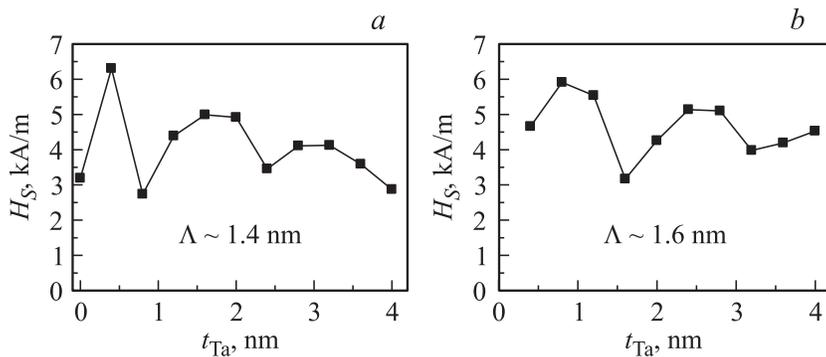


Рис. 3. Зависимости поля насыщения H_S от толщины немагнитного слоя, полученные для образцов Fe/Ta/Fe с $t_{Fe} = 5 \text{ nm}$ (a) и 10 nm (b) в магнитном поле, приложенном вдоль направления $D1$.

значения Λ равны 1–1.2 nm. Здесь уместно отметить, что короткий период осцилляции поля насыщения ($\Lambda \sim 0.3\text{--}0.4 \text{ nm}$) был обнаружен в образцах Fe/Au [20], Fe/Mo [15], Fe/Ag [21] с клинообразной формой магнитного слоя, полученных с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии.

Аналогичные измерения были проведены для трехслойных систем с другими толщинами магнитных слоев (см. представленный для иллюстрации рис. 3). Было найдено, что осцилляционная зависимость $H_S(t_{NML})$ сохраняется, но с увеличением толщины магнитного слоя период осцилляций Λ возрастает. В частности, для систем с молибденовым немагнитным слоем и с $t_{Fe} = 5$ и 10 nm период осцилляций H_S соответственно равен 1.4 и 1.6 nm. Наблюдаемое увеличение Λ с изменением t_{Fe} качественно согласуется с расчетами, выполненными в [22].

В заключение исследованы магнитные свойства тонкопленочных систем Fe/Mo, Ta/Fe. Обнаружены осцилляционные зависимости $H_S(t_{NML})$. Найденные зависимости $H_S(t_{NML})$ объяснены наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку и его осцилляционным поведением как функции t_{NML} . Экспериментально найденный период осцилляций H_S ($\lambda \sim 1 \text{ nm}$) хорошо согласуется с расчетным значением Λ , полученным в теоретических

работах, учитывающих квантовые размерные эффекты в ультратонких магнитных пленках.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-00485-а).

Список литературы

- [1] Babich N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Ven Dau F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 2472–2475.
- [2] Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 2442–2445.
- [3] Parkin S.P., More N., Roche K.P. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2304–2307.
- [4] Bayreuther G., Bensch F., Kottler V. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 4509–4514.
- [5] Qin Z., Smith N.V. // L. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. P. R169–R193.
- [6] Shalyguina E.E., Komarova M.A., Molokanov V.V. // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. N 3. С. 593–599.
- [7] Chikazumi S. // Physics of Magnetism. New York–London–Sydney: John & Willey Sons, Inc, 2001. P. 554.
- [8] Parkin S.P., Bhadra R., Roche K.P. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2152–2155.
- [9] Bruno P. // Europhys. Lett. 1993. V. 23. P. 615–620.
- [10] Shalyguina E., Kyung-Ho Shin. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 220. P. 167–174.
- [11] Bennett W.R., Schwarzacher W., Egelhoff W.F. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 3169–3172.
- [12] Brubaker M.E., Mattson J.E., Sowers C.H., Bader S.D. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 2306–2308.
- [13] Parkin S.P., More N., Roche K.P. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2304–2307.
- [14] Parkin S.P., Bhadra R., Roche K.P. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2152–2155.
- [15] Qiu Z.Q., Pearson J., Berger A., Bader S.D. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1398–1401.
- [16] Bruno P., Chappert C. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1602–1605.
- [17] Yafet Y. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 3948–3949.
- [18] Stiles M.D. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 7238–7258.
- [19] Bruno P. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 411–439.
- [20] Fuss A., Demokritov S., Grunberg P., Zinn W. // J. Magn. Magn. Mater. 1992. V. 103. P. L221–L227.
- [21] Johnson M.T., Purcell S.T., Mc Gee N.W.E., Coerhoorn R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2688–2691.
- [22] Nordström L., Lang P., Zeller R. et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 13058–13061.