

05.2

Особенности магнитных свойств Co/Si/Co тонкопленочных систем

© Е.Е. Шалыгина, А.М. Харламова, А.А. Рожновская,
Г.В. Курляндская, А.В. Свалов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Уральский федеральный университет, Екатеринбург
E-mail: shal@magn.ru

Поступило в Редакцию 27 июня 2013 г.

Представлены результаты исследования магнитных свойств Co/Si/Co тонкопленочных систем, полученных с помощью магнетронного распыления. Обнаружено, что поле насыщения изучаемых трехслойных образцов осциллирует по величине с изменением толщины кремниевого полупроводникового слоя. Полученные данные объяснены структурными особенностями Co/Si/Co образцов и наличием антиферромагнитного обменного взаимодействия между магнитными слоями через Si разделительный слой.

Физические свойства тонких магнитных пленок $3d$ -переходных металлов и многослойных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины, вплоть до настоящего времени остаются наиболее интересным объектом исследования физики магнитных явлений. Обусловлено это широким применением указанных материалов в различных устройствах современной микро- и наноэлектроники в связи с обнаружением в них таких явлений, как гигантское магнетосопротивление [1], антиферромагнитное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой [2], осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями (Fe, Co) через немагнитную металлическую прослойку (Cu, Ag, Au, Mo, Ta и т.д.) [3–4]. При количественной оценке осциллирующего поведения обменной связи между магнитными слоями в тонкопленочных системах с изменением толщины немагнитного металлического слоя принимается во внимание механизм Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ-взаимодействия), а также квантовые размерные эффекты [5,6], проявляющиеся в изменении

электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States) по сравнению с объемным образцом.

Несмотря на большой успех в изучении перечисленных выше материалов, физика обменного взаимодействия в тонкопленочных магнитных системах с полупроводниковым разделительным слоем далека от полного понимания. Наиболее заслуживающие внимания результаты экспериментальных исследований структурных и магнитных свойств Fe/Si и Co/Si тонкопленочных систем можно найти в работах [7–11] и [10–19] соответственно. Анализ существующих данных показал, что в случае Fe/Si образцов антиферромагнитный обмен между слоями железа наблюдается при толщинах кремниевого слоя 1.4–1.7 и 1.4–2.2 nm (см., например, [20,21]). Однако данные об обменных взаимодействиях между магнитными слоями через полупроводниковую прослойку в Co/Si/Co тонкопленочных системах достаточно противоречивы. Вместе с тем известно, что переходные магнитные металлы (Fe, Co) широко используются в многослойных структурах с гигантским магнитосопротивлением, а кремний — наиболее важный элемент современных устройств микро- и наноэлектроники. Таким образом, изучение магнитных свойств систем, состоящих из магнитных слоев с Si прослойкой, заслуживает особого внимания.

В данной работе представлены результаты исследований свойств Co/Si/CO тонкопленочных систем. С целью более глубокого понимания магнитополевого поведения Co/Si/Co образцов подробно изучено влияние толщины кремниевого слоя на измеряемые магнитные характеристики.

Трехслойные Co/Si/Co образцы были получены методом последовательного магнетронного напыления Co и Si слоев на стеклянные подложки при комнатной температуре. Базовое давление в вакуумной камере было равно $3.8 \cdot 10^{-7}$ mbar. Давление аргона в процессе напыления пленок было порядка $3.8 \cdot 10^{-3}$ mbar. Толщина слоев кобальта, t_{Co} , во всех образцах равна 5 nm. Толщина кремниевого слоя (t_{Si}) изменялась от 0.2 до 3.2 nm.

Микроструктура изучаемых тонкопленочных систем была исследована методом рентгеновской дифракции с использованием $CuK\alpha$ -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. Поверхностная морфология образцов была изучена с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). Измерения магнитных характеристик трехслойных систем были выполнены с помощью экваториального эффекта Керра на магнитооптическом магнитометре, описанном в [22]. Петли гистерезиса были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В частности, H было параллельно или перпендикулярно направлению магнитного поля ($H_{sub} = 250$ Oe), приложенного параллельно поверхности подложки в процессе изготовления образцов (обозначены как D1 и D2 соответственно). Измерения проводились на открытом воздухе при комнатной температуре.

В соответствии с данными рентгеноструктурных исследований слои кобальта в изучаемых образцах имеют нанокристаллическую структуру с размером гранул (рассчитанным по методу Шеррера) порядка их толщины. Наиболее характерные результаты АСМ исследований Co/Si/Co трехслойных систем представлены на рис. 1. Анализ этих данных, выполненный с помощью специальной программы, разработанной для используемого в работе АСМ, показал, что шероховатость поверхности изучаемых образцов, Ra , порядка 0.4–0.6 nm, причем значение Ra не зависит от толщины кремниевого слоя. Этот экспериментальный факт позволяет утверждать, что с изменением толщины кремниевой прослойки качество поверхности изучаемых образцов не должно влиять на их поведение в магнитном поле.

Типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно D1 и D2 направлениям, представлены на рис. 2. Результаты этих измерений позволили получить зависимость поля насыщения, H_S , Co/Si/Co образцов от толщины кремниевого слоя (см. рис. 3).

Анализ полученных данных показал следующее. Петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном вдоль направлений D1 и D2, сильно различаются (рис. 2), что свидетельствует о наличии наведенной магнитной анизотропии, которая, согласно существующим представлениям [23], обусловлена полем H_{sub} , приложенном в процессе напыления тонкопленочных систем. В настоящее время основным механизмом наведенной магнитной анизотропии предполагается парное упорядочение атомов [23]. В случае направления D2, петли гистерезиса имеют наклонную форму с достаточно малыми значениями коэрцитивной силы и остаточной намагниченности. Такое поведение магнитных образцов наблюдается при перемагничивании их вдоль оси трудного

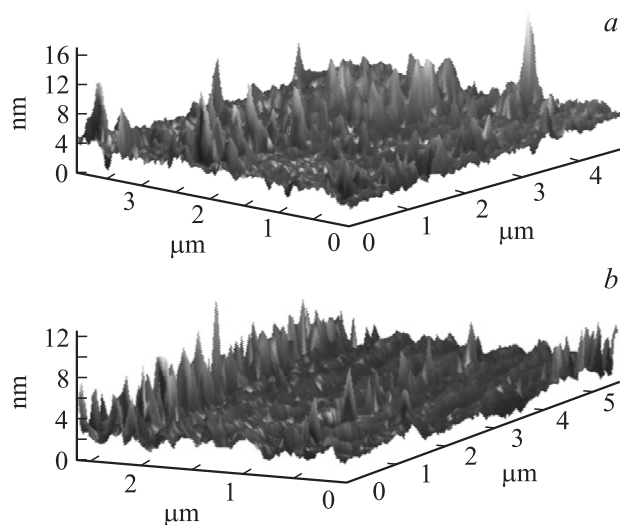


Рис. 1. Изображения поверхности, полученные с помощью атомного силового микроскопа для Co/0.2 nm Si/Co (*a*) и Co/3 nm Si/Co образцов (*b*).

намагничивания, которое осуществляется в основном за счет вращения вектора намагниченности. Форма петель гистерезиса, измеренных в магнитном поле, приложенном параллельно направлению D1 (ось легкого намагничивания), зависит от толщины Si слоя. В частности, было установлено, что для образцов с $t_{\text{Si}} < 1.6$ nm наблюдается практически прямоугольные петли гистерезиса (см. рис. 2, *a*), а с $t_{\text{Si}} > 1.6$ nm — двухступенчатые (см. рис. 2, *c*). При этом поле насыщения (H_S) изучаемых Co/Si/Co образцов зависит от толщины кремниевой прослойки. В частности, значение H_S осциллирует по величине с ростом значений t_{Si} (см. рис. 3).

Объяснение полученных данных может состоять в следующем. Согласно существующим данным (см., например, [4]), во всех образцах, характеризующихся прямоугольной петлей гистерезиса, ориентация намагниченности в соседних слоях является параллельной. Перемагничивание таких систем аналогично однослойным тонкопленочным образцам. В частности, оно осуществляется за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. Изменение H_S с ростом толщины

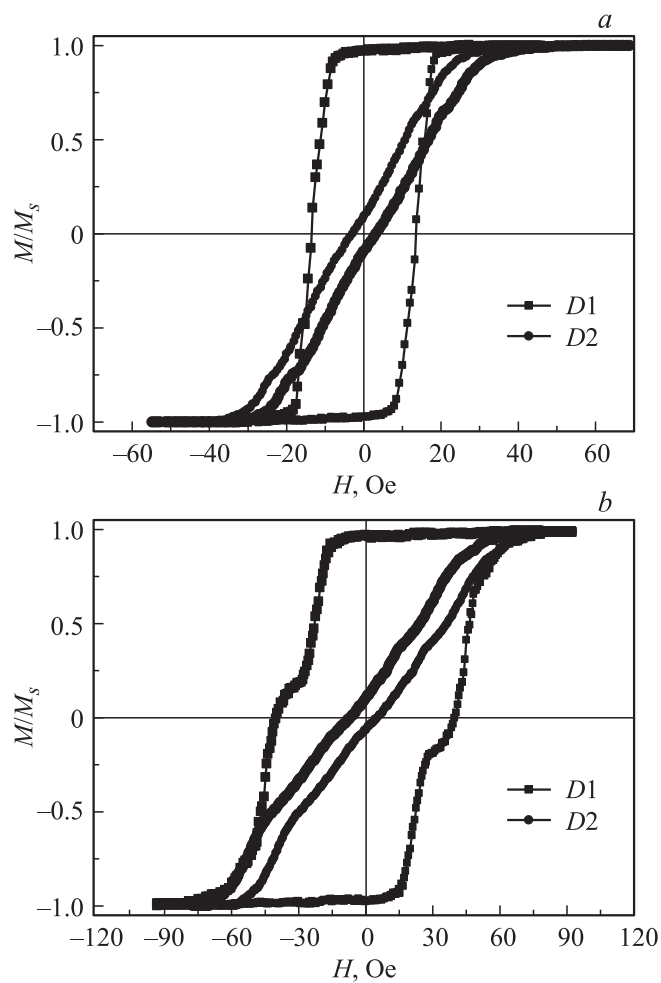


Рис. 2. Петли гистерезиса, наблюдаемые в магнитном поле, приложенном вдоль D1 и D2 направлений, для Co/Si/Co образцов с $t_{\text{Si}} = 1.2 \text{ nm}$ (a) и 2.2 nm (b).

кремниевой прослойки в этом случае может быть объяснено следующими фактами. Известно [19], что при очень малых значениях t_{Si} весь разделительный полупроводниковый слой представляет собой силицид

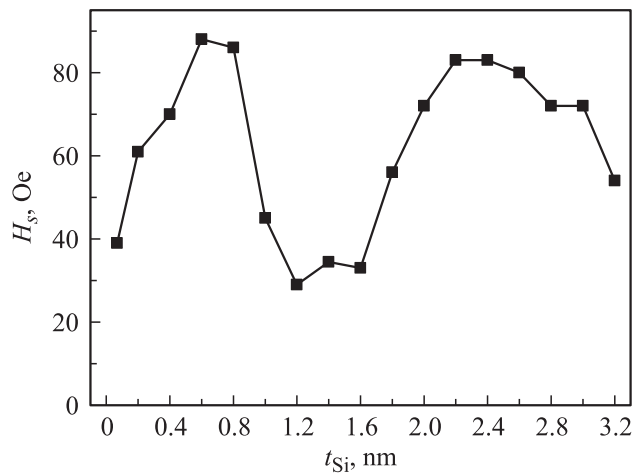


Рис. 3. Зависимость поля насыщения от толщины кремниевого слоя, наблюдаемая для Co/Si/Co тонкопленочных систем.

кобальта. С ростом значений t_{Si} помимо слоев силицида кобальта вблизи Co/Si интерфейсов появляется промежуточный слой кремния, что на начальном этапе сопровождается ростом значений H_s . Кроме того, на магнитное поведение изучаемых систем влияют создаваемые слоями кобальта поля рассеяния, понижающие эффективное значение внешнего магнитного поля, действующего на образец. Однако с ростом толщины кремниевого разделительного слоя магнитостатическое взаимодействие между соседними слоями кобальта уменьшается. Таким образом, описанные выше особенности Co/Si/Co образцов и определяют зависимость $H_s(t_{Si})$ при $t_{Si} < 1.6$ nm.

Двухступенчатые петли гистерезиса при $1.6 < t_{Si} < 3.2$ nm, согласно существующим экспериментальным данным [4, 24], а также расчетам, выполненным в [25], свидетельствуют об антипараллельной ориентации намагниченности в слоях кобальта и соответственно об антиферромагнитной обменной связи между ферромагнитными слоями через кремниевую прослойку. По аналогии с Fe/Mo, Ta/Fe тонкопленочными системами [4, 24], зависимость $H_s(t_{Si})$ можно объяснить изменением постоянной обменной связи J_{AF} между слоями кобальта с ростом t_{Si} . Оценка максимального значения J_{AF}^{MAX} по известной формуле $J_{AF} \approx H_s \cdot M_s t_{Co}/4$,

показала, что для изучаемых Co/Si/Co трехслойных образцов значение $J_{AF}^{MAX} \approx 0.016 \text{ wtg/cm}^2$, которое практически на порядок меньше, чем J_{AF}^{MAX} , наблюдаемое Fe/Si тонкопленочных систем [21]. Что касается механизма обмена между магнитными слоями в случае полупроводниковой разделительной прослойки, то он отличается от случая с металлическим слоем. Согласно существующим представлениям [20,21], возможным механизмом обменного взаимодействия магнитных слоев в случае Fe,Co/Si/Fe,Co тонкопленочных систем является туннелирование поляризованных электронов через дефектные локализованные состояния, всегда присутствующие в полупроводниковом слое.

В заключение исследованы магнитные свойства Co/Si/Co тонкопленочных систем. Установлено, что форма петель гистерезиса изучаемых образцов зависит от толщины кремниевого слоя. Обнаруженные при t_{Si} , изменяющемся от 1.6 до 3.2 nm, двухступенчатые петли гистерезиса объяснены антиферромагнитным обменным взаимодействием между слоями кобальта через полупроводниковый кремниевый разделительный слой. Полученные экспериментальные данные могут быть приняты во внимание при разработке неоднородных по толщине наноструктурных магнитных материалов для современных устройств микроэлектроники.

Список литературы

- [1] Babich N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Ven Dau F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2472–2475.
- [2] Parkin S.P., More N., Roche K.P. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2304–2307.
- [3] Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2442–2445.
- [4] Shalygina E.E., Rojnovskaya A.A., Shalygin A.N. // Solid State Phenomena. 2012. V. 190. P. 514–517.
- [5] Stiles M.D. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 7238–7258.
- [6] Bruno P. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 411–439.
- [7] Paul A., Buchmeir M., Burger D.E., Rucker U., Schneider C.M. // Phys. Rev. 2008. B77. P. 184 409–184 424.
- [8] Naik S.R., Rai S., Chattopahyay M.K. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 063 525–063 531.
- [9] Naik S.R., Rai S., Tiwari M.K., Lodha G.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 115 307–115 312.
- [10] Lucinski T., Kopcewicz M., Hutten A. et al. // Mater. Sci. 2003. V. 21. P. 25–37.

- [11] *Lucinski T., Wandziuk P., Stobieski F.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 282. P. 248–251.
- [12] *Grundy P.J., Fallon J.M., Blythe H.J.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 9566–9574.
- [13] *Fallon J.M., Faunce C.A., Grundy P.J.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 2400–2407.
- [14] *Ruterana P., Haudy P., Boher P.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. P. 1033–1037.
- [15] *Enkovaara J., Ayuela A., Nieminen R.M.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 16 018–16 022.
- [16] *Tsay J.S., Yao Y.D., Liou Y., Lee S.F., Yang C.S.* // JMMM. 2000. V. 209. P. 208–210.
- [17] *Tsay J.S., Eu T.Y., Lin M.H., Yang C.S., Yao Y.D.* // J. Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 102 506–102 508.
- [18] *Kharmouche A., Cherif S.-M., Bourzami A., Layadi A., Schmerber G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 2583–2587.
- [19] *Sagdeo A., Rai S., Srivastava A.K., Lodha G.S., Rawat R Guen., K Le, Jonnard P.* // J. Phys.: Condens. Mater. 2011. V. 23. P. 246 004–240 011.
- [20] *Briner B., Landolt M.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 340–343.
- [21] *Mattson J.E., Fillerton Fric E., Kumar S., Lee S.R.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. V. 10. P. 6169–6173.
- [22] *Shalyguina E.E., Komarova M.A., Molokanov V.V.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. N 3. С. 593–599.
- [23] *Chikazumi S.* // Physics of Magnetism. New York–London–Sydney: John & Willey Sons, Inc., 2001. P. 554.
- [24] *Шалыгина Е.Е., Рожновская А.А., Шалыгин А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. С. 80–86.
- [25] *Звездин А.К.* // ФТТ. Т. 42. В. 1. С. 116–120.