

Обменное смещение в структурах IrMn/Co с альтернативным чередованием антиферромагнитного и ферромагнитного слоев

Е. В. Хоменко, Н. Г. Чеченин¹⁾, А. Ю. Гойхман⁺, А. В. Зенкевич⁺

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

⁺Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 августа 2008 г.

Путем измерения угловой зависимости поглощения высокочастотного излучения в области ферромагнитного резонанса исследованы магнитные свойства структур Mo/IrMn/Co/Mo/SiO₂/Si с альтернативным чередованием антиферромагнитного (АФ) и ферромагнитного (Ф) слоев. Осаждение слоев производилось с помощью импульсного лазерного осаждения в отсутствие магнитного поля. Установлено, что термический отжиг и охлаждение позволяют создавать обменное смещение в структуре с верхним АФ-слоем при температуре, существенно ниже температуры Нееля. В то же время при идентичной термической обработке в структуре с верхним Ф-слоем обменное смещение не возникает. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых явлений.

PACS: 75.37.Nq, 75.75.+a

Из многих важных параметров для устройств спинтроники, базирующихся на структуре типа ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ), важнейшим является величина фиксирующего магнитного поля (так называемого обменного смещения), обусловленного обменным взаимодействием на интерфейсе Ф/АФ. Обменное смещение проявляется в виде смещения петли гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля, наблюдаемого с помощью методов вибрационной магнитометрии (VSM), SQUID или магнитооптического эффекта Керра (MOKE). Для исследования обменного смещения активно используется также эффект гигантского магнитного сопротивления, а также другие методы, краткий обзор которых приведен в работе [1].

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) также может быть отнесен к нетрадиционным методам исследования эффекта обменного смещения. ФМР имеет высокую чувствительность, достижимую лишь на наиболее совершенных установках VSM, выгодно отличается от других методов простотой (по сравнению, скажем, с нейтронной дифракцией), возможностью исследовать закрытые диэлектриком, диамагнетиком или антиферромагнетиком слои ферромагнетика, что имеет свои ограничения, скажем, в методах MOKE и SQUID. При исследовании методом ФМР образец монтируется в микроволновой полости, куда направляется электромагнитное излучение

в гигагерцовой области, и поглощение этого излучения измеряется в зависимости от приложенного постоянного поля в области резонансного значения H_r . Путем измерения угловой зависимости резонансного поля была определена величина обменного смещения наряду с одноосной анизотропией в Ф-слое в структурах NiFe/FeMn [2,3], NiFe/ α -Fe₂O₃ [3], NiFe/NiO [4], NiFe/PtMn [5] и IrMn/NiFe/IrMn [6]. Данные, представленные в данной работе, также получены из измерений угловой зависимости резонансного поля ФМР.

Значительная часть экспериментальных исследований была проведена на структурах, где в качестве АФ-слоя использовался FeMn с примерно 50%-ным содержанием элементов [1]. Этот АФ-слой используется также в качестве соответствующего слоя в спин-диодных структурах головок считывания, производимых рядом ведущих фирм. С этой же целью в некоторых случаях используют NiO и NiCoO [7]. В этом качестве антиферромагнетик IrMn является относительно новым перспективным материалом, демонстрирующим в контакте с ферромагнетиком (NiFe, CoFe) высокие значения обменного смещения, достигающие $H_{EB} = 640$ Э, энергии обменного взаимодействия до 0.19 эрг/см² и приемлемые для спин-диодных технологий температуры блокировки $T_B = 560$ К [8, 9]. Перспективность этого антиферромагнетика для спин-диодов была основным аргументом при выборе в качестве объекта исследования структуры типа Co/Ir₂₀Mn₈₀ в данной работе.

¹⁾e-mail: chechenin@sinp.msu.ru

Влияние микроструктуры АФ- и Ф-слоев на обменное смещение исследовалось в ряде работ, анализ которых приведен в обзоре [1]. Не имея возможности в данной статье останавливаться на детальном разборе достаточно сложной и противоречивой картины экспериментальных данных по влиянию различных факторов, отметим, что основными из них могут быть текстура и размер зерна в АФ-слое, шероховатость границы раздела АФ/Ф и наличие примесей на ней. В работе [10] показано, что порядок осаждения Ф- и АФ-слоев в значительной мере может определять наличие текстуры, микроструктуру и размер зерна в АФ-слое, что имеет определяющее влияние на наличие и величину обменного смещения. В данной работе мы также осаждали два типа образцов с альтернативным порядком следования Ф- и АФ-слоев и подтвердили выводы работы [10] о принципиальной разнице в магнитных свойствах этих структур.

В большинстве работ пленки осаждались в присутствии магнитного поля, достаточного для насыщения намагниченности Ф-слоя и создания однонаправленной намагниченности в АФ-слое. В ряде практических ситуаций введение магнитного поля при осаждении либо невозможно, либо нежелательно. В нашей работе мы осаждали Ф/АФ-структуру в отсутствие магнитного поля. Мы показали, что даже при отсутствии обменного смещения в осаждаемых образцах можно добиться его появления в образцах с верхним АФ-слоем путем термической обработки образцов.

Методики эксперимента. Тонкопленочные образцы структур изготавливались методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) при комнатной температуре в сверхвысоком вакууме (базовое давление $P \cdot 10^{-8}$ торр) в одном вакуумном цикле в отсутствие внешнего магнитного поля. В качестве подложки (Sub) использовались пластины предварительно окисленного кремния, на поверхность которых изначально наносился тонкий (10 нм) слой Мо, улучшающий адгезию и служащий затравочным слоем для формирования нанокристаллической микроструктуры последующего слоя. Такой же слой Мо наносился поверх магнитных слоев для предотвращения атмосферного окисления. Между этими двумя слоями Мо осаждалась двухслойная структура Ф/АФ в двух альтернативных последовательностях осаждения Ф и АФ: в одном случае на слой Со (5 нм) осаждалась пленка $\text{Ir}_{80}\text{Mn}_{20}$ (10 нм) (Со/IrMn или TS-структура), в другом же на $\text{Ir}_{80}\text{Mn}_{20}$ (10 нм) наносился слой Со (5 нм) (IrMn/Со или BS-структура). Толщины слоев определялись, исходя из калибровки скоростей осаждения соответствующих металлов

и затем проверялись с помощью метода резерфордского обратного рассеяния.

После осаждения образцы отжигались в атмосфере аргона при нормальном давлении и температуре T_{anneal} от 100 до 250 °С с последующим медленным охлаждением в присутствии магнитного поля напряженностью 1200 Э, направленном в плоскости пленки.

Магнитные свойства полученных структур исследовались методом ФМП с использованием установки BRUKER elexsys e580 с частотой СВЧ накачки 9.65 ГГц. Некоторые из образцов также исследовались с помощью VSM.

На рис.1 представлены дифференциальные спектры поглощения ФМП отожженного при $T_{\text{anneal}} =$

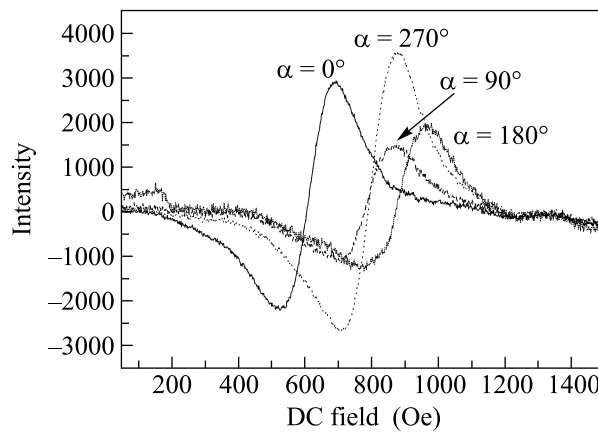


Рис.1. ФМП спектр TS-структуры, отожженной при $T_{\text{anneal}} = 200$ °С для ориентации легкой оси $\theta = 0, 90, 180$ и 270° относительно направления магнитного поля

$= 200$ °С образца с TS-слоевой упаковкой в области резонансного значения DC-поля при нескольких ориентациях образца относительно внешнего DC-поля, направленного вдоль пленки. Наглядно продемонстрировано смещение резонансного поля в зависимости от ориентации. В хорошем приближении, справедливом при достаточно больших значениях намагниченности насыщения $4\pi M_s \gg H_r$, положение резонансного пика H_r определяется собственным резонансным полем $H_{r0} = (\omega/\gamma)/4\pi M_s$ Со-слоя, полем одноосной кристаллографической анизотропии H_K и полем однонаправленной анизотропии H_{EB} , вызванной взаимодействием АФМ и ФМ слоев [2, 3]:

$$H_r = \frac{\omega^2/\gamma^2}{4\pi M_s} - H_{EB} \cos \theta - H_K \cos 2\theta, \quad (1)$$

где θ – угол между направлением постоянного магнитного поля ФМП и направлением поля, приложенного при отжиге. Из (1) видно, что для определения

H_{r0} , H_K , H_{EB} достаточно измерить ФМР для $\theta = 0$, 90, 180 и 270°.

Анализ угловой зависимости резонансного поля отожженных образцов (рис.2) показал, что обменное

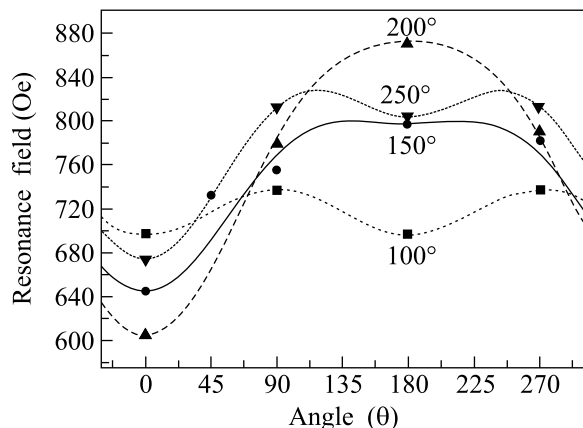


Рис.2. Угловая зависимость резонансного поля для TS-структуры, отожженной при температурах $T_{\text{anneal}} = 100, 150, 200$ и 250 °C

взаимодействие в TS-структурах типа Co/IrMn появляется при $T_{\text{anneal}} = 150$ °C. То есть при этой температуре слой IrMn начинает магнитоупорядочиваться, что выражается в появлении обменного взаимодействия на АФ/Ф границе. При $T_{\text{anneal}} = 200$ °C обменное взаимодействие достигает максимального значения $H_{EB} = 133$ Гс (рис.3). Близкое значение обмен-

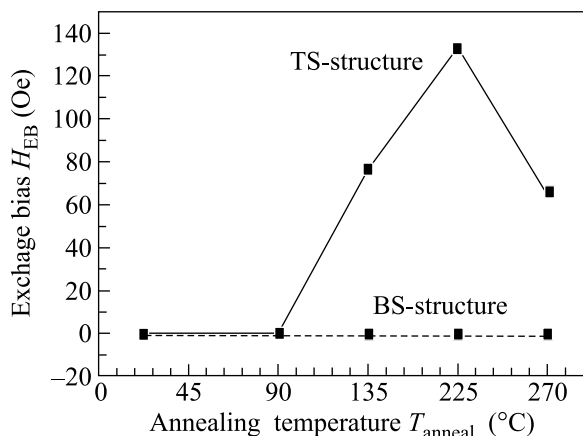


Рис.3. Зависимость поля обменного смещения H_{EB} для TS- и BS-структур от температуры отжига

ного смещения на этом же образце также было получено с помощью вибрационной магнитометрии по смещению гистерезисной петли. Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к уменьшению взаимодействия АФМ и ФМ слоев. Поле же одноосной анизотропии H_K в пределах до $T_{\text{anneal}} = 200$ °C

изменяется незначительно в TS-структурах, но при $T_{\text{anneal}} = 250$ °C резко возрастает (рис.4). При этой

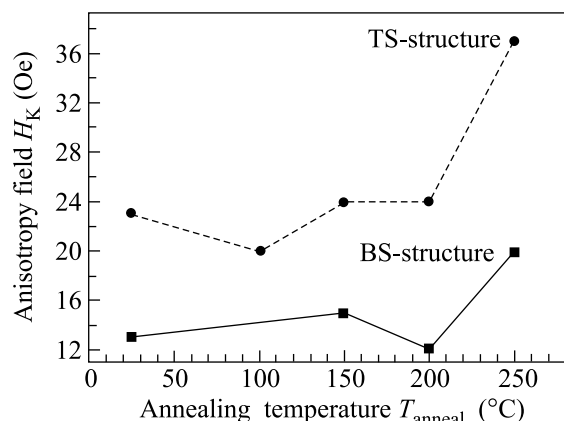


Рис.4. Зависимость поля одноосной анизотропии H_K для TS- и BS-структур от температуры отжига

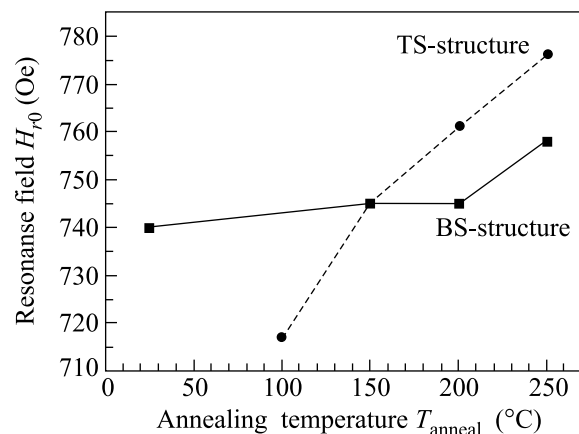


Рис.5. Зависимость резонансного поля H_{r0} для TS- и BS-структур от температуры отжига

температуре также достаточно резко возрастает величина $H_{r0} = (\omega/\gamma)^2/4\pi M_s$ (рис.5), характеризующая только ФМ-слой.

Эволюция магнитных свойств с отжигом BS-образцов с обратным чередованием слоев (IrMn/Co) кардинально отличается от наблюдаемой для TS-слоев. В частности, угловая зависимость резонансного поля (рис.6) соответствует формуле (1) с нулевым значением H_{EB} во всем диапазоне исследованных температур отжига (рис.3). Поле магнитокристаллической анизотропии BS-образцов варьируется незначительно в интервале до температуры $T_{\text{anneal}} = 200$ °C, выше которой H_K возрастает. Происходит достаточно резкий рост резонансного поля BS-систем при отжиге.

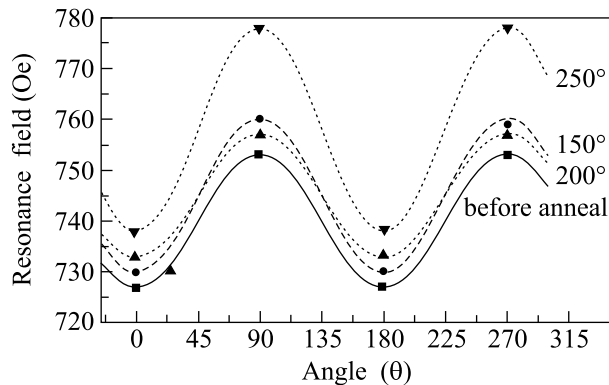


Рис. 6. Угловая зависимость резонансного поля для BS-структуры без отжига и отожженной при температурах $T_{\text{anneal}} = 150, 200, 250 \text{ } ^\circ\text{C}$

Стандартная методика установления обменного смещения состоит в нагревании структуры до температуры, превышающей температуру Нееля (T_N) и ниже температуры Кюри для ферромагнитного слоя (T_C) и последующего охлаждения в присутствии магнитного поля, направленного вдоль пленки либо при осаждении пленки, либо при ее отжиге [11]. В нашем случае обменное смещение появляется в TS-структурах при $T_{\text{anneal}} = 150 \text{ } ^\circ\text{C}$, что существенно меньше температуры Нееля для данного антиферромагнетика. Природа магнитного упорядочивания в тонких пленках при $T < T_N$ не ясна в полной мере. Установлено, что температура блокировки T_B , при которой или выше которой исчезает эффект обменного смещения в данной Ф/АФ- структуре может быть заметно ниже, чем температура Нееля, при которой исчезает антиферромагнитное упорядочивание в массивном антиферромагнетике. В работе [12], а затем в [9] показано, что зависимость T_B от толщины АФ слоя, t_{AF} , может быть выражена функцией, полученной в рамках модели низкоразмерного масштабирования [13, 14], описывающей ограничение корреляционной длины при уменьшении размеров системы:

$$\frac{T_B(\infty) - T_B(t_{AF})}{T_B(\infty)} = \left(\frac{\zeta_0}{t_{AF}} \right)^\lambda, \quad (2)$$

где ζ_0 – корреляционная длина при $T = 0 \text{ K}$. Для IrMn в [12] получены следующие значения параметров: $\zeta_0 = 3.04 \text{ nm}$, $\lambda = 1.5$ и $T_B(\infty) = 523 \text{ K}$ ($250 \text{ } ^\circ\text{C}$). Несколько другие значения параметров в (2) получены в [9], соответственно, $\zeta_0 = 1.2 \text{ nm}$, $\lambda = 1.5$ и $T_B(\infty) = 560 \text{ K}$. Предполагается, что значение $T_B(\infty)$ равно значению T_N для массивного антиферромагнетика. В модели низкоразмерного масштабирования предполагается, что уменьшение T_B связано с уменьшением T_N при уменьшении толщины пленки. Од-

нако это не доказано. Более того, имеются данные, полученные методом дифракции нейтронов, правда для другой ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$) системы, свидетельствующие о росте T_N (и уменьшении T_B) с уменьшением толщины пленки [15]. Эксперимент такого рода пока единственный, поэтому отвергать идею о синхронном снижении T_B и T_N в исследуемой системе преждевременно. Снижение T_N в сверхтонком антиферромагнетике может быть причиной появления магнитоупорядоченности и, следовательно, обменного смещения в нашем эксперименте.

Снижение H_{EB} в результате отжига с температурой выше некоторой критической наблюдалось в нескольких работах и может быть следствием диффузии атомов Mn на границе Ф/АФ-слоев и по границам зерен [16]. Возрастание H_K может быть интерпретировано также как начало атомной перестройки в Ф-слое и атомного перемешивания на границе раздела Ф/АФ, приводящих к выстраиванию атомных пар в Ф-слое с усилением одноосной анизотропии вдоль магнитного поля при отжиге и ослаблению его намагниченности M_s благодаря перемешиванию слоев на интерфейсе.

Различие в проявлении магнитных свойств в TS- и BS-структурах отмечалось и ранее [9, 10, 17]. Во всех цитируемых работах рост пленок производился в присутствии магнитного поля, направленного в плоскости подложки. Так, в [10] были исследованы не отожженные образцы IrMn/NiFe и найдено, что TS-структуры имеют более высокое H_{EB} . Это коррелировало с большим, чем в BS-структурах, размером зерна в АФ и тенденцией к эпитаксиальной когерентности на границе раздела АФ/Ф в TS-структурах. Результаты находят свое объяснение в модели [18], согласно которой АФ-зерна с объемом, большим $J_K A/K$, где J_K – энергия обменного взаимодействия на интерфейсе, A – площадь поверхности АФ-зерна в контакте с Ф-пленкой и K – константа магнитной анизотропии в АФ-пленке, являются антиферромагнитными и дают вклад в обменное смещение. Зерна же с объемом, меньшим kT/K , являются суперпарамагнитными и не влияют на величину H_{EB} . В [9] сопоставлялись структурные и магнитные свойства Si(100)/3.5 нм Ta/ t_F F/ t_{AF} IrMn/5 нм Ta (TS-система) и Si(100)/3.5 нм Ta/2 нм NiFe/ t_{AF} IrMn/ t_F F/5 нм Ta (BS-система), где слой F был либо $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, либо $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, а толщины t_F и t_{AF} варьировались в диапазоне 2–30 нм. При этом обменное смещение наблюдалось в исходных (без отжига) как в TS-, так и в BS-образцах с заметно более высоким значением H_{EB} в TS-образцах. Исключение составляли структуры с наименьшей толщиной (2 нм)

АФ-слоя. Однако после отжига до температуры 620 К и охлаждения в магнитном поле обменное смещение в TS-образцах уменьшалось и становилось меньше, чем в BS-образцах, в которых H_{EB} возрастало после отжига. Отметим, однако, важную особенность BS-структур в [9] – они содержали ферромагнитный затравочный слой 2 нм NiFe под слоем IrMn. За счет этого магнитное упорядочивание в АФ-слое достигалось во время осаждения, что обуславливает различие свойств структур в работе [9] по сравнению с [10] и с настоящей работой. Реверсирование значений H_{EB} в слоях ниже- и вышележащих АФ-слоя при отжиге наблюдалось в [17].

В нашей интерпретации мы исходим из параметра соответствия решеток осаждаемых слоев. В TS-системе АФ-слой осаждается на слой Co и параметр несоответствия $(a_{\text{IrMn}} - a_{\text{Co}})/a_{\text{Co}} = 0.058$, в то время как в BS-системе параметр несоответствия решеток $(a_{\text{IrMn}} - a_{\text{Mo}})/a_{\text{Mo}} = 0.19$. Это приводит к росту АФ-слоя с нанометровым размером зерен в суперпарамагнитной области и с пренебрежимой кристаллической анизотропией, в полном согласии с работой [10]. Очевидно, анизотропия не усиливается и при возможном росте зерен при отжиге.

Таким образом, обменное смещение в системе с АФ-слоем, нанесенным на Ф-слой, может быть инициировано путем отжига в магнитном поле при температуре существенно ниже, чем температура Нееля для массивных ферромагнетиков. Возможное объяснение этому – уменьшение T_N для АФ-пленок с малой толщиной. Это приводит к локальному магнитному упорядочиванию на участках пониженной толщины рельефной АФ-пленки. Эффект появления обменного смещения не наблюдается в системе Ф-слоя, нанесенного на АФ-слой. Это является результатом структурного несоответствия решеток IrMn и Mo, приводящего к росту АФ-пленки с наноразмерными зернами и пренебрежимой кристаллической анизотропией.

Работа проводилась при частичной поддержке Российского агентства по науке и инновациям (гранты # 02.513.11.3178, # 02.513.12.0046) и грант НШ-485.2008.2.

1. J. Nogues and I. K. Schuller, *J. Mag. Mag. Mat.* **192**, 203 (1999).
2. J. C. Scott, *J. Appl. Phys.* **57**, 3681 (1985).
3. A. A. Layadi, W. C. Cain, J.-W. Lee, and J. O. Artman, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-23**, 2993 (1987).
4. R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Cheng, and W. F. Egelhoff, Jr., *Phys. Rev. B* **58**, 8605 (1998).
5. H. Xi, K. R. Mountfield, and R. M. White, *J. Appl. Phys.* **87**, 4367 (2000).
6. Y. G. Yoo, S. G. Min, H. J. Ryu et al., *J. Mag. Mag. Mat.* **303**, 188 (2006).
7. J. C. S. Kools, *IEEE. Trans. Magn.* **32**, 3165 (1996).
8. H. N. Fuke, K. Saito, Y. Kamiguchi et al., *J. Appl. Phys.* **81**, 4004 (1997).
9. J. van Driel, F. R. de Boer, K.-M. H. Lenssen, and R. Coehoorn, *J. Appl. Phys.* **88**, 975 (2000).
10. J. C. Ro, Y. S. Choi, S. J. Suh, and H. J. Lee, *IEEE. Trans. Magn.* **35**, 3925 (1999).
11. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
12. A. J. Devasahayam, P. J. Sides, and M. H. Kryder, *J. Appl. Phys.* **83**, 7216 (1998).
13. U. Gradman, R. Bergholz, and E. Bergter, *Thin Solid Films* **126**, 107 (1985).
14. T. Ambrose and C. L. Chien, *J. Appl. Phys.* **79**, 5920 (1996).
15. P. J. van der Zaag, L. F. Feiner, R. M. Wolf et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6103 (2000).
16. A. Maesaka, N. Sugawara, A. Okabe, and M. Itabashi, *J. Appl. Phys.* **83**, 7628 (1998).
17. H. S. Jung, W. D. Doyle, H. Fujiwara et al., *J. Appl. Phys.* **91**, 6899 (2002).
18. T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana, and J. K. Howard, *IEEE. Trans. Magn.* **31**, 2585 (1995).