

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ ТОЛЩИНЫ МАГНИТНЫХ СЛОЕВ В ПЛЕНКАХ [Tb–Co/Si]_n

© 2021 г. А. В. Свалов^{а, *}, И. А. Макарович^а, Е. В. Кудюков^а, Е. А. Степанова^а,
В. О. Васильковский^{а, b}, А. Larrañaga^с, Г. В. Курляндская^{а, d}

^аУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

^bИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990 Россия

^сSGIker, Servicios Generales de Investigación, Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Bilbao, 48080 Spain

^dDepartamento de Electricidad y Electrónica, Universidad del País Vasco (UPV/EHU), Bilbao, 48080 Spain

*e-mail: andrey.svalov@urfu.ru

Поступила в редакцию 22.09.2020 г.

После доработки 02.10.2020 г.

Принята к публикации 06.10.2020 г.

Исследованы магнитные свойства пленок [Tb–Co/Si]_n в температурном интервале 5–300 К. Установлены закономерности изменения эффективного магнитного момента тербия и среднего магнитного момента кобальта при уменьшении толщины магнитных слоев. Показано, что активную роль в этом играют межслойные интерфейсы. Уменьшение толщины слоев Tb–Co сопровождается увеличением угла раствора конуса сперимагнетизма и переходом от сперимагнитной к сперомагнитной структуре.

Ключевые слова: многослойные пленки, сперимагнетизм, спиновое стекло

DOI: 10.31857/S0015323021020091

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные тонкопленочные структуры, содержащие редкоземельные и переходные металлы, продолжают оставаться предметом пристального внимания исследователей как материала для создания устройств памяти и магнитных сенсоров типа спиновых клапанов [1–4]. С этой точки зрения аморфные тонкие пленки сплавов редкоземельных и переходных металлов (RE-TM) вызывают особый интерес, связанный с открытым сравнительно недавно явлением сверхбыстрого перемагничивания под действием фемтосекундных лазерных импульсов, а также возможностью реализации скирмионных магнитных состояний [5–9]. Отличительной особенностью пленок Tb–Co является сперимагнитная структура, обусловленная сильной локальной анизотропией атомов Tb, приводящей к случайному распределению моментов Tb в пределах некоторого пространственного конуса [10]. Величина угла раствора сперимагнитного конуса Tb является важным параметром, который может воздействовать на рабочие характеристики устройств спинтроники [8, 11]. Влияние состава пленок на сперимагнитные свойства пленок Tb–Co исследовалось ранее [12, 13]. Однако данные, относящиеся к зависимости магнитных свойств пленок Tb–Co от тол-

щины, все еще очень ограничены [14, 15]. Многослойные пленки с чередующимися магнитными слоями и немагнитными прослойками являются удобным объектом для исследования влияния толщины на магнитные свойства тонких пленок [16]. Наличие многократно повторяющихся периодов слоев позволяет сохранять удобную для измерения величину магнитного сигнала образца при уменьшении толщины слоев до нанометровых величин. Кроме того, это дает возможность оценить воздействие на свойства магнитных слоев материала прилегающих немагнитных слоев, а такое сочетание слоев является обычной практикой в реальных устройствах спинтроники. В данной работе представлены результаты исследования влияния толщины наноразмерных ферромагнитных слоев Tb–Co на особенности магнитной структуры многослойных пленок [Tb–Co/Si]_n.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Многослойные пленки [Tb–Co/Si]_n были осаждены на стеклянные подложки методом высокочастотного ионно-плазменного распыления мишеней Tb–Co и Si. Толщина слоев Tb–Co ($L_{\text{Tb-Co}}$) варьировалась в интервале 0.8–200 нм. Толщина

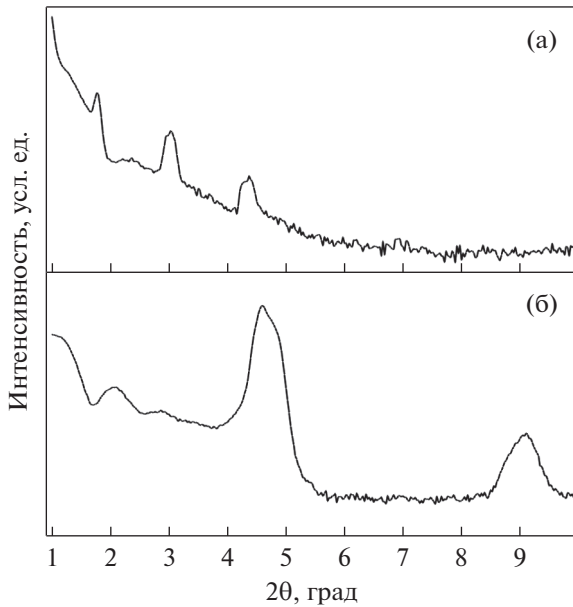


Рис. 1. Малоугловые дифрактограммы для образцов $[\text{Tb-Co}(6 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{20}$ (а) и $[\text{Tb-Co}(0.8 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{60}$ (б).

кремниевых прослоек была зафиксирована и составляла 2 нм. Химический состав слоев $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$ был определен с помощью рентгеновской флуоресцентной спектроскопии. Осаждение пленок проводилось в присутствии магнитного поля величиной 200 Э, ориентированного параллельно плоскости подложки. Структура многослойных пленок была определена с помощью метода рентгеновской дифракции (XRD), используя дифрактометр PHILIPS X'PERT PRO, работающий с $\text{Cu-K}\alpha$ излучением. Режим малоугловой дифракции рентгеновских лучей использовался для подтверждения слоистого характера исследованных образцов и оценки толщины слоев. Магнитные измерения проводились с помощью СКВИД-магнитометра Quantum Design (MPMS XL7).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Стандартный рентгенографический анализ выявил отсутствие рефлексов от атомных плоскостей на рентгенограммах всех пленок, подтвердив аморфное состояние слоев Tb-Co . На рис. 1 показаны примеры малоугловых XRD дифрактограмм для образцов с $L_{\text{Tb-Co}}$ равной 6 и 0.8 нм. Наличие ярко выраженных пиков свидетельствует о хорошо оформленной слоистой структуре образцов, а их положение позволяет определить периоды многослойных структур, величины которых согласуются с заданными при напылении толщинами слоев.

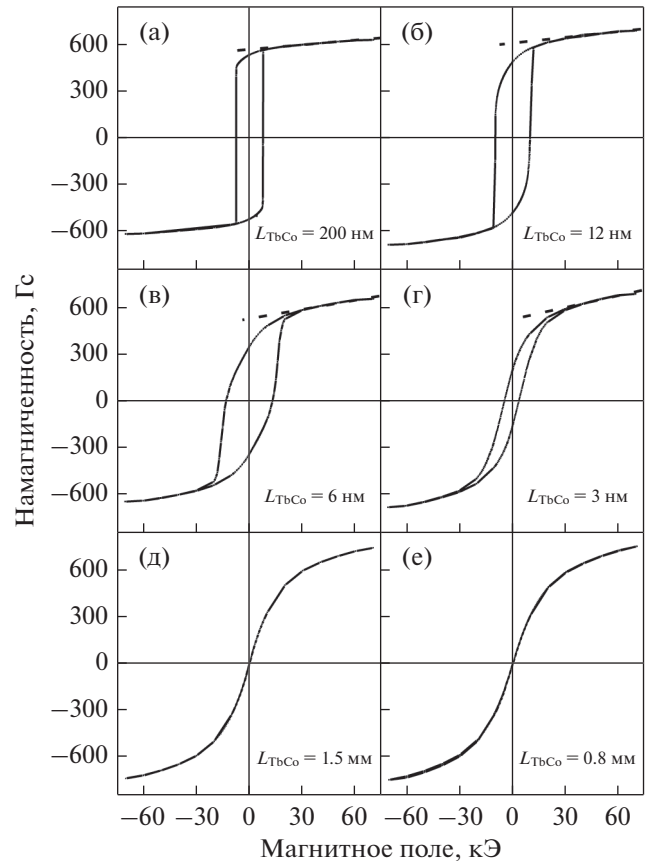


Рис. 2. Петли гистерезиса пленок $[\text{Tb-Co/Si}]_n$ с разной толщиной магнитных слоев, измеренные при $T = 5 \text{ К}$.

Для всех $L_{\text{Tb-Co}}$ петли гистерезиса, измеренные на образцах при $T = 5 \text{ К}$ и ориентации поля вдоль направления присутствовавшего в процессе напыления технологического магнитного поля, обладают общими чертами: нисходящие ветви петель демонстрируют заметное изменение намагниченности M во всем диапазоне внешнего магнитного поля H , а состояние полного насыщения не достигается даже при $H = 70 \text{ кЭ}$ (рис. 2). Для образцов с $L_{\text{Tb-Co}} > 3 \text{ нм}$ на нисходящих ветвях в области больших полей можно выделить участки линейного изменения M . Наиболее вероятной причиной такого поведения является сперимагнитный характер магнитной структуры слоев Tb-Co , величина угла раствора конуса моментов Tb которой изменяется под действием внешнего магнитного поля. Состав $\text{Tb}_{27}\text{Co}_{73}$ ферримагнитных слоев задает преобладание суммарного магнитного момента магнитной подрешетки тербия при $T = 5 \text{ К}$ и его ориентацию вдоль внешнего магнитного поля. Поэтому увеличение поля приводит к уменьшению раствора конуса и увеличению магнитного момента пленки.

Используя методику, предложенную в работе [12], была сделана оценка параметров сперимагнитной структуры слоев Tb–Co. Полагая, что нелинейные участки на зависимостях $M(H)$ обусловлены в основном изменениями намагниченности в рамках стохастической магнитной структуры, характерной для магнитоупорядоченных сред с флуктуирующей анизотропией, а высокополевое намагничивание является следствием деформации конуса локальных магнитных моментов тербия, спонтанная намагниченность M_s образцов может быть определена путем линейной экстраполяции их кривых размагничивания из области больших полей на $H = 0$ (штриховые линии на рис. 2). С учетом преобладания магнитного момента магнитной подрешетки тербия спонтанная намагниченность образца определяется соотношением

$$M_s = M_{Tb} - M_{Co}, \quad (1)$$

где M_{Tb} и M_{Co} – спонтанные намагниченности подрешеток тербия и кобальта соответственно. Тогда выражение для определения эффективного магнитного момента атомов Tb можно записать в виде:

$$m_{Tb} = \frac{M_s + M_{Co}}{N_{Tb}\mu_B}, \quad (2)$$

где μ_B – магнетон Бора, N_{Tb} – количество атомов тербия в единице объема. Величина N_{Tb} была рассчитана с учетом химического состава слоев Tb₂₇Co₇₃ по формуле

$$N_{Tb} = \frac{73\rho_{Co} + 27\rho_{Tb}}{100\left(A_{Tb} + \frac{100 - 27}{27}A_{Co}\right)} N_A, \quad (3)$$

где ρ_{Co} – плотность кобальта (8.9 г/см³), ρ_{Tb} – плотность тербия (8.23 г/см³), A_{Co} – атомная масса кобальта (58.9 г/моль), A_{Tb} – атомная масса тербия (158.9 г/моль), N_A – число Авогадро (6.022×10^{23} моль⁻¹). Хорошо известно, что для аморфных пленок RE–TM магнитный момент атома кобальта зависит от состава пленки. Это происходит из-за так называемого эффекта переноса заряда, а именно перехода s -электронов RE атомов в незаполненную $3d$ -оболочку TM атомов [17]. Следствием этого перехода является уменьшение магнитного момента атома Co (m_{Co}) при увеличении содержания Tb. Для нашего расчета мы использовали $m_{Co} = 1.16 \mu_B$, определенный из композиционной зависимости, представленной в работе [12]. Это дает значение $M_{Co} = 470$ Гс, которое использовалось в уравнении (1). На рис. 3 показана зависимость эффективного магнитного момента Tb от L_{Tb-Co} . Видно, что для всех образцов он меньше магнитного момента свободного атома тербия μ_{Tb} (9.74 μ_B). Это можно рассматривать как следствие дисперсии локальных магнитных моментов подрешетки Tb. При равномерном

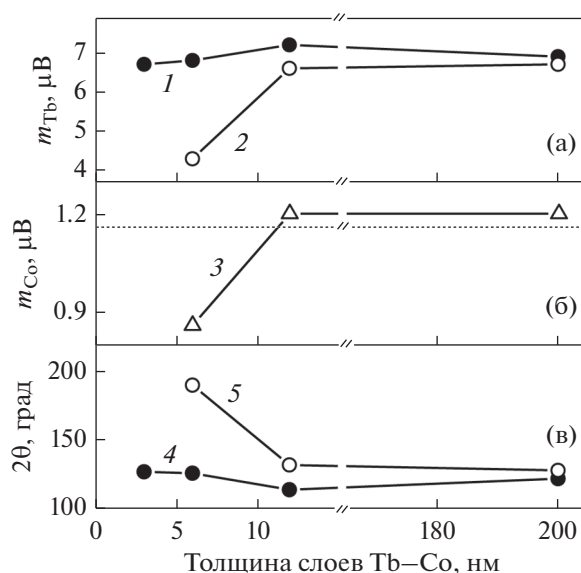


Рис. 3. Зависимости атомных магнитных моментов Tb (а), Co (б) и угла сперимагнитного конуса (в) от толщины слоев Tb–Co, полученные на основе кривых размагничивания (1, 4) и расчета температурных зависимостей намагниченности насыщения (2, 3, 5). Пунктирная линия показывает значение m_{Co} , использованное для оценки m_{Tb} по кривым размагничивания.

распределение магнитных моментов тербия внутри конуса, его угол определяется уравнением [18]:

$$m_{Tb} = \mu_{Tb}(1 + \cos \theta)/2, \quad (4)$$

где θ – угол полувершины конуса. На рис. 3в показана зависимость угла сперимагнитного конуса 2θ от толщины слоев Tb–Co, которая не имеет ярко выраженного характера, проявляя тенденцию к уменьшению угла при уменьшении L_{Tb-Co} . Противоположная тенденция наблюдалась для однослойных пленок Tb–Fe с близким к нашим образцам содержанием тербия (25 ат. %), обладающих перпендикулярной магнитной анизотропией, а именно сжатие конуса сперимагнетизма при уменьшении толщины пленки, которое авторы исследования связывали с изменением ближнего атомного порядка [19].

Использованный нами метод оценки угла сперимагнитного конуса невозможно применить к образцам, для которых $L_{Tb-Co} < 3$ нм, так как для них на кривых размагничивания отсутствуют участки линейного изменения M (рис. 2д, 2е). Возможно, это связано со сделанным нами допущением, что m_{Co} одинаков для всех образцов и обусловлен только составом. Однако в случае многослойных образцов нельзя исключать возможное влияние и материала прослойки на магнитные свойства слоев Tb–Co через уже упомянутый процесс переноса заряда от атомов прослойки Si к атомам Co и уменьшение магнитного момента последнего.

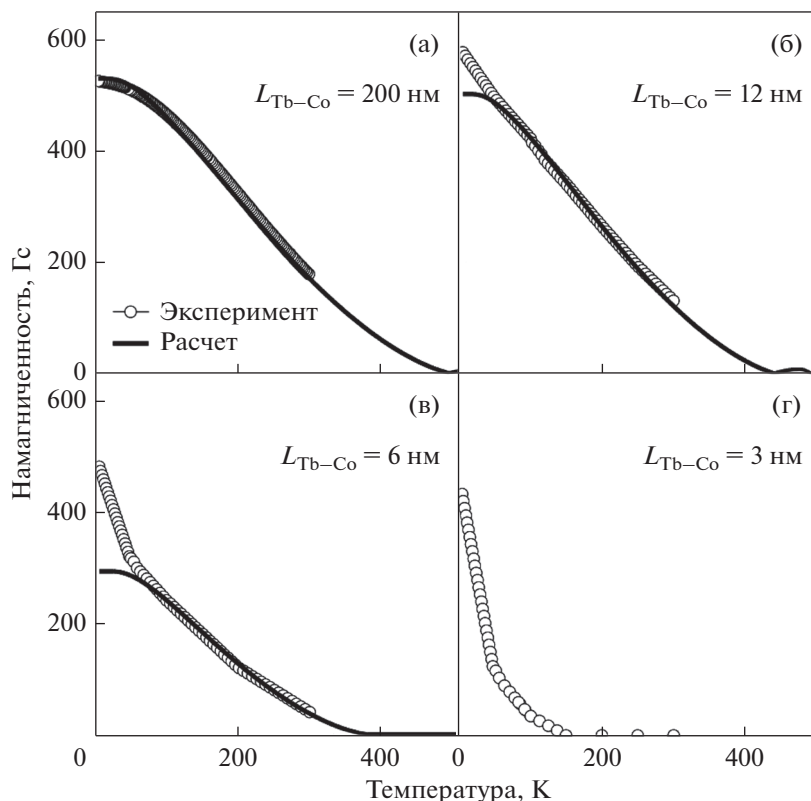


Рис. 4. Экспериментальные и расчетные температурные зависимости намагниченности для образцов с различной толщиной слоев Tb–Co. $H = 10$ кЭ.

Аналогичное снижение m_{Co} наблюдалось в бинарных сплавах Co с металлами, кремнием [20, 21] и в легированных пленках RE–ТМ [22]. Поэтому мы применили еще один способ анализа магнитной структуры исследованных образцов, а именно расчет температурной зависимости намагниченности насыщения. Известно, что зависимость $M_s(T)$ пленок RE–ТМ хорошо описывается с помощью феноменологической теории коллинеарного ферримагнетизма Нееля, основанной на теории молекулярного поля [22, 23].

На рис. 4а показаны экспериментальная и расчетная зависимости $M(T)$ для образца с $L_{\text{Tb-Co}} = 200$ нм. Наилучшее совпадение этих двух зависимостей получилось при значениях $m_{\text{Co}} = 1.2 \mu_B$ и $m_{\text{Tb}} = 6.7 \mu_B$, которые близки к аналогичным величинам, найденным с помощью первой методики, что свидетельствует об адекватности этих методик для анализа свойств исследованных образцов.

При уменьшении $L_{\text{Tb-Co}}$ изменяется ход экспериментальной зависимости $M(T)$, на ней появляется участок резкого роста намагниченности при $T < 50$ К, относительный вклад которого постоянно увеличивается (рис. 4). Вполне вероятно, что при уменьшении $L_{\text{Tb-Co}}$ все большую роль в определении магнитных свойств многослойных пленок

начинают играть межслойные интерфейсы. Известно, что в многослойных металлических пленках с прослойками Si, полученных методом ионно-плазменного напыления, приграничная межслойная диффузия может приводить к проникновению атомов кремния в металлический слой на глубину до 1.5 нм [21]. Таким образом, именно межслойные интерфейсы могут быть ответственны за низкотемпературные участки зависимостей $M(T)$. Представление о свойствах интерфейсов можно получить, исследовав пленки $[\text{Tb-Co/Si}]_n$ с $L_{\text{Tb-Co}} < 3$ нм. Принимая во внимание упомянутую выше возможную интенсивность межслойной диффузии, можно предположить, что слои в таких пленках представляют собой тройной аморфный сплав Tb–Co–Si переменного состава. Формальная оценка с учетом номинальных толщин и состава слоев и прослоек дает усредненную долю Co 34.8 ат. % и 24.1 ат. % для $L_{\text{Tb-Co}}$ равных 1.5 нм и 0.8 нм, соответственно. Для таких составов атомы кобальта должны обладать нулевым магнитным моментом [21], поэтому данные образцы можно рассматривать как раствор атомов Tb, погруженных в немагнитную матрицу Co–Si. С магнитной точки зрения такие объекты могут обладать свойствами спинового стекла. Безгистерезисные S-образные петли $M(H)$, измеренные при $T = 5$ К (рис. 2д, 2е),

являются одним из аргументов в пользу данного предположения. На рис. 5 показаны температурные зависимости намагниченности, измеренные по протоколу ZFC–FC (охлаждение образца в отсутствие/присутствии внешнего магнитного поля), поле измерения 100 Э, для образцов с $L_{\text{Tb-Co}}$ равной 1.5 и 0.8 нм. Вид зависимостей характеризуется резким ростом намагниченности при $T < 30$ К и является типичным для спиновых стекол. Совпадение ZFC и FC кривых во всем исследованном температурном интервале говорит о том, что температура “замерзания” этого спинового стекла находится ниже 5 К. Здесь же на вставках показаны температурные зависимости обратной величины магнитной восприимчивости $1/\chi$, измеренные при $H = 1$ кЭ. Они хорошо аппроксимируются прямой линией, что позволяет интерпретировать их в рамках закона Кюри–Вейса:

$$\chi = C/(T - \theta), \quad (5)$$

где C – константа Кюри, θ – температура Кюри. Используя выражение для константы Кюри:

$$C = n\mu^2/3k, \quad (6)$$

где n – плотность носителей магнитных моментов, μ – магнитный момент, k – константа Больцмана, и полагая, что носителями магнитных моментов в этих многослойных пленках могут быть только атомы Tb, были определены величины эффективного магнитного момента тербия ($9.8\mu_B$ для $L_{\text{Tb-Co}} = 1.5$ нм и $9.9\mu_B$ для $L_{\text{Tb-Co}} = 0.8$ нм), что в пределах ошибки измерений совпадает с магнитным моментом трехвалентного Tb ($9.72\mu_B$). Это является еще одним подтверждением того, что для пленок $[\text{Tb-Co}(1.5 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{50}$ и $[\text{Tb-Co}(0.8 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{60}$ характерно состояние спинового стекла. Следовательно, и межслойные интерфейсы в пленках с $L_{\text{Tb-Co}} > 1.5$ нм также обладают свойствами спинового стекла и могут вносить заметный вклад в формирование магнитного момента пленок при $T < 30$ К (рис. 4).

Для многослойных пленок при $T > 30$ К температурная зависимость намагниченности в основном определяется внутренними областями слоев Tb–Co. При с $L_{\text{Tb-Co}}$ равной 12 и 6 нм эти участки зависимостей $M(T)$ также удается описать в рамках теории молекулярного поля, подбирая физически обоснованные подгоночные параметры (рис. 4б, 4в). При этом использованные величины m_{Co} и эффективного магнитного момента Tb заметно снижаются (рис. 3б, 3в). Уменьшение толщины слоев Tb–Co повышает относительную долю атомов Co, контактирующих с прослойками кремния и имеющими высокую вероятность переноса на них заряда от атомов Si. Поэтому снижение величины m_{Co} при уменьшении $L_{\text{Tb-Co}}$ представляется закономерным. Уменьшение толщины магнитных слоев приводит к снижению эффек-

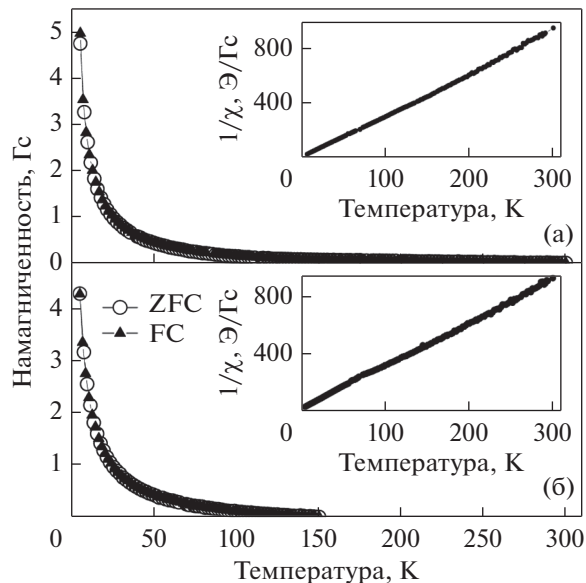


Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности, измеренные по ZFC–FC протоколу при $H = 100$ Э, и обратной величины магнитной восприимчивости, измеренные при $H = 1$ кЭ (вставки), для образцов $[\text{Tb-Co}(1.5 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{50}$ (а) и $[\text{Tb-Co}(0.8 \text{ нм})/\text{Si}(2 \text{ нм})]_{60}$ (б).

тивности обменного взаимодействия, аналогичный эффект имеет и уменьшение m_{Co} . Оба этих фактора усиливают относительную роль локальной анизотропии тербия, что способствует увеличению угла сперимагнитного конуса, поэтому уменьшение эффективного магнитного момента Tb также выглядит логичным.

Вид зависимости $M(T)$ при $L_{\text{Tb-Co}} = 3$ нм свидетельствует о том, что интерфейсы занимают значительную часть объема образца, поэтому попытка описания части этой зависимости при $T > 30$ К с помощью феноменологической теории коллинеарного ферримагнетизма Нееля без знания истинного объема слоев Tb–Co представляется неоправданной. Тем не менее, можно констатировать, что второй использованный метод оценки угла раствора конуса сперимагнетизма дает более радикальное изменение этого параметра при уменьшении толщины слоев Tb–Co. Заключение о справедливости данного вывода могут дать нейтроннографические исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Особенности магнитной структуры пленок $[\text{Tb-Co}/\text{Si}]_n$ определяются не только толщиной магнитных слоев, но и влиянием на их свойства прослоек кремния. Уменьшение $L_{\text{Tb-Co}}$ приводит к снижению эффективного магнитного момента тербия или, другими словами, увеличению угла раствора конуса сперимагнетизма. Кроме того,

происходит уменьшение среднего магнитного момента кобальта вследствие эффекта переноса заряда. При $L_{\text{Tb-Co}} < 3$ нм пленки обладают свойствами спинового стекла. Таким образом, при уменьшении $L_{\text{Tb-Co}}$ в пленках $[\text{Tb-Co/Si}]_n$ происходит переход от сперимагнитной к сперомагнитной структуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-72-10044.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang L., van Hees Y.L.W., Lavrijsen R., Zhao W., Koopmans B. Enhanced all-optical switching and domain wall velocity in annealed synthetic-ferrimagnetic multilayers // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P. 022408–5.
2. Заборницын П.С., Наумова Л.И., Миляев М.А., Макарова М.В., Криницина Т.П., Проглядо В.В., Устинов В.В. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe // ФММ. 2020. Т. 121. № 7. С. 688–695.
3. Наумова Л.И., Миляев М.А., Заборницын П.С., Криницина Т.П., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Устинов В.В. Магниторезистивные свойства псевдо спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe // ФММ. 2019. Т. 120. № 5. С. 464–470.
4. Дровосеков А.Б., Холин Д.И., Крейнес Н.М. Магнитные свойства слоистых ферримагнитных структур на основе Gd и переходных 3d-металлов // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 1. С. 151–163.
5. Свалов А.В., Курляндская Г.В., Бальмов К.Г., Васьковский В.О. Спиновые клапаны на основе аморфных ферримагнитных пленок Gd-Co // ФММ. 2016. Т. 117. № 9. С. 907–913.
6. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A., Rasing Th. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 047601-3.
7. Yurlov V.V., Zvezdin K.A., Kichin G.A., et al. Magnetization switching by nanosecond pulse of electric current in thin ferrimagnetic film near compensation temperature // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 222401-5.
8. Zhang R.Q., Liao L.Y., Chen X.Z. et al. Current-induced magnetization switching in a CoTb amorphous single layer // Phys. Rev. B 2020. V. 101. P. 214418-6.
9. Zhang J., Zhang X., Chen H. et al. Formation and magnetic-field stability of magnetic dipole skyrmions and bubbles in a ferrimagnet // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 142404-5.
10. Coey J.M.D., Chappert J., Rebouillat J.P., Wang T.S. Magnetic structure of an amorphous rare-earth transition-metal alloy // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 1061–1064.
11. Gottwald M., Hehn M., Moutaigne F., Lacour D., Lengaigne G., Suire S., Mangin S. Magnetoresistive effects in perpendicularly magnetized Tb-Co alloy based thin films and spin valves // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 083904-4.
12. Васьковский В.О., Аданакова О.А., Бальмов К.Г., Кулеш Н.А., Свалов А.В., Степанова Е.А. Особенности формирования атомных магнитных моментов в аморфных пленках RE-Co (RE = La, Gd, Tb) // ФТТ. 2015. Т. 57. № 6. С. 1125–1130.
13. Yu J., Liu L., Deng J., Zhou C., Liu H., Poh F., Chen J. Topological Hall effect in ferrimagnetic CoTb single layer // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 487. P. 165316-7.
14. Ueda K., Mann M., Pai C.-F., Tan A.-J., Beach G.S.D. Spin-orbit torques in Ta/Tb_xCo_{100-x} ferrimagnetic alloy films with bulk perpendicular magnetic anisotropy // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 232403–5.
15. Svalov A.V., Kudyukov E.V., Balymov K.G., Stepanova E.A., Vas'kovskiy V.O., Larrañaga A., Kurlyandskaya G.V. Thickness dependence of magnetic properties of Tb-Co/Ti and Tb-Co/Si multilayers // Phys. Met. Metallogr. 2019. V. 120. № 13. P. 1260–1265.
16. Svalov A.V., Vas'kovskiy V.O., Kurlyandskaya G.V. Influence of the size and structural factors on the magnetism of multilayer films based on 3d and 4f metals // Phys. Met. Metallogr. 2017. V. 118. № 13. P. 1263–1299.
17. Tao L.J., Kirkpatrick S., Gambino R.J., Cuomo J.J. Charge transfer and the magnetic properties of amorphous Gd_{0.33}Co_{0.67} // Solid State Comm. 1973. V. 13. № 9. P. 1491–1494.
18. Wildes A.R., Cowlam N. Spermagnetism in Fe₇₈Er₅B₁₇ and Fe₆₄Er₁₉B₁₇ metallic glasses: I. Moment values and non-collinear components // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. P. 496004-9.
19. Hebler B., Hassdenteufel A., Reinhardt P., Karl H., Albrecht M. Ferrimagnetic Tb-Fe alloy thin films: composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching // J. Front. Mater. 2016. V. 3. P. 8.
20. Mader S., Nowick A.S. Metastable Co-Au alloys: example of an amorphous ferromagnet // Appl. Phys. Lett. 1965. V. 7. P. 57–59.
21. Васьковский В.О., Патрин Г.С., Великанов Д.А., Савин П.А., Свалов А.В., Ювченко А.А., Шеголева Н.Н. Магнитный гистерезис мультислоев Co/Si с варьируемыми толщиной параметрами // ФММ. 2007. Т. 103. № 3. С. 288–293.
22. Hasegawa R., Argyle B.E., Tao L.-J. Temperature dependence of magnetization in amorphous Gd-Co-Mo films // AIP Conf. Proc. 1975. V. 24. P. 110–112.
23. Svalov A.V., Adanakova O.A., Vas'kovskiy V.O., Balymov K.G., Larrañaga A., Kurlyandskaya G.V., Domingues Della Pace R., Plá Cid C.C. Thickness dependence of magnetic properties of thin amorphous ferrimagnetic rare earth-transition metal multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 459. P. 57–60.