

МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ Dy В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ NiFe – Dy

И.С.Эдельман¹⁾, А.Е.Худяков, В.Н.Заблуда, В.В.Марков, О.Б.Романова

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН
660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 14 января 1998 г.

Представлены первые результаты измерений температурной и спектральной зависимостей магнитного кругового дихроизма в двухслойных пленках NiFe-Dy, из которых следует, что Dy в таких системах уже при комнатной температуре упорядочен ферромагнитно на большую глубину ($\sim 600 \text{ \AA}$).

PACS: 75.70.Fr, 78.20.Ls

Последние годы уделяется много внимания проблемам магнитного упорядочения слоистых систем, в том числе включающих слои редкоземельных металлов (РЗМ). Многие авторы отмечают наличие спиновой поляризации или магнитного упорядочения в очень тонких слоях РЗМ вследствие взаимодействия со слоями переходных металлов (ПМ). В [1] утверждалось, что в мультислоях Fe/РЗМ с толщинами 40 \AA и $10\text{--}30 \text{ \AA}$, соответственно, слои РЗМ упорядочены при комнатной температуре либо ферромагнитно (Pr, Nd), либо антиферромагнитно (Dy, Tb). Аналогичные предположения были сделаны в [2] для объяснения магнитных свойств тонких пленок Fe, покрытых слоем Tb толщиной 14 \AA . В [3] было непосредственно замечено, что Dy делает заметный вклад в суммарную намагниченность в мультислоях Fe/Dy при комнатной температуре для толщины Dy 12 \AA .

Изучая температурную и спектральную зависимости магнитного кругового дихроизма (МКД) в двухслойных пленках NiFe–Dy, мы обнаружили, что вплоть до толщин слоя Dy $\sim 600 \text{ \AA}$ вклад Dy в МКД двухслойной пленки при комнатной температуре соответствует величине МКД в однослойной пленке Dy такой же толщины, измеренного при температуре ниже температуры перехода Dy в ферромагнитное состояние ($T_c = 85 \text{ K}$).

В данной работе мы представляем результаты исследования МКД двухслойных пленок NiFe–Dy в зависимости от толщины слоев Dy.

Образцы изготавливались термическим напылением в сверхвысоком вакууме; Ni₈₀Fe₂₀ вакуумной плавки, Dy марки Дим1 напылялись со скоростью $0.05 \text{ \AA}/\text{с}$ и $2 \text{ \AA}/\text{с}$, соответственно, на стеклянную подложку (стекло оптическое, полированное, 0.8 мм), находящуюся при температуре 250°C . С помощью специальных заслонок за один цикл получалось три образца: Dy, NiFe, и Dy–NiFe или NiFe–Dy. Толщина слоев для NiFe $\sim 50 \text{ \AA}$, для Dy варьировалась от 50 до 900 \AA .

МКД измерялось с помощью модуляции состояния поляризации света по методике, описанной в [4], в спектральном интервале от 350 до 650 нм , в температурном интервале от 300 до 80 K , в магнитном поле 3.5 кЭ , приложенном нормально плоскости образцов. Охлаждение производилось в проточном криостате в струе азота,

¹⁾ e-mail: ise@iph.krasnoyarsk.su

температура регулировалась с помощью прецизионного изодромного терморегулятора ПИТ-3.

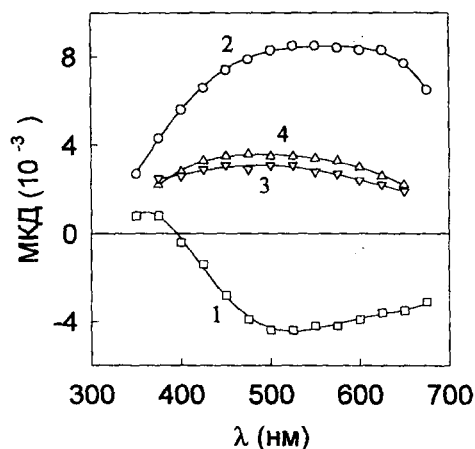


Рис.1. Дисперсионные зависимости МКД для образцов: 1) Dy, $d = 805 \text{ \AA}$, $T = 80 \text{ K}$; 2) NiFe, $d = 53 \text{ \AA}$, $T = 300 \text{ K}$; 3, 4) NiFe-Dy, $d_{\text{NiFe}} = 53 \text{ \AA}$, $d_{\text{Dy}} = 805 \text{ \AA}$, $t = 80 \text{ K}$ и 300 K , соответственно, в поле $H = 3.5 \text{ кЭ}$

На рис.1 показаны спектральные зависимости МКД для однослойных пленок Dy и NiFe (кривые 1 и 2), полученные при $T = 80 \text{ K}$ и $T = 300 \text{ K}$, соответственно. Заметим, что МКД этих материалов ранее не измерялся. Видно, что для длин волн $\lambda > 400 \text{ nm}$ МКД в Dy и NiFe имеет разные знаки и кривые проходят через максимум для Dy $\sim 525 \text{ nm}$, для NiFe $\sim 550 \text{ nm}$. При $\lambda \sim 400 \text{ nm}$ МКД Dy проходит через ноль и далее совпадает по знаку с МКД в NiFe. При повышении температуры МКД Dy уменьшается для всех длин волн аналогично тому, как это показано на рис.2, кривая 1 для $\lambda = 525 \text{ nm}$. Кривые 3 и 4 на рис.1 соответствуют МКД в двухслойных пленках NiFe-Dy при $T = 80 \text{ K}$ и $T = 300 \text{ K}$, соответственно. Видно, что при комнатной температуре и при температуре ниже T_c диспрозия спектры практически совпадают, а величина МКД двойной пленки близка к сумме МКД в однослойных пленках Dy и NiFe.

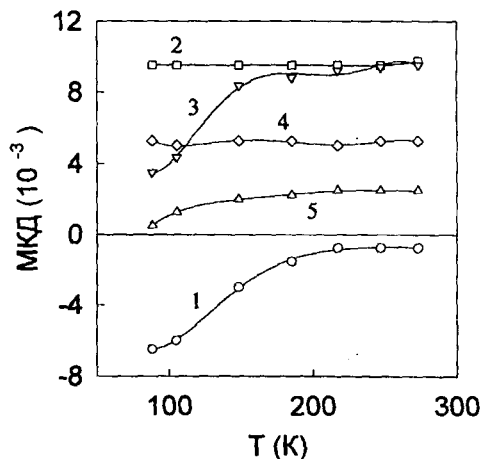


Рис.2. Температурные зависимости МКД для образцов: 1) Dy, $d = 625 \text{ \AA}$; 2) NiFe, $d = 67 \text{ \AA}$; 3) NiFe+Dy, $d_{\text{NiFe}} = 67 \text{ \AA}$, $d_{\text{Dy}} = 625 \text{ \AA}$; 4) NiFe-Dy, $d_{\text{NiFe}} = 67 \text{ \AA}$, $d_{\text{Dy}} = 625 \text{ \AA}$; 5) NiFe-Dy, $d_{\text{NiFe}} = 45 \text{ \AA}$, $d_{\text{Dy}} = 960 \text{ \AA}$; при длине волны 525 nm

На рис.2 показаны температурные зависимости МКД для NiFe, Dy и для двухслойных пленок NiFe–Dy. МКД для Dy (кривая 1) очень сильно меняется с изменением температуры. Здесь можно отметить, что температурный ход МКД имеет несколько более сглаженный вид по сравнению с известной в литературе температурной зависимостью намагниченности массивных образцов Dy (см., например, [5]), что, по-видимому, объясняется различием свойств поликристаллической пленки и массивных монокристаллов Dy. МКД в NiFe (кривая 2) в заданном интервале, как и следовало ожидать, остается приблизительно постоянным. Кривая 3 показывает температурный ход МКД двух изолированных пленок Dy и NiFe (толщиной $\sim 600 \text{ \AA}$ и $\sim 50 \text{ \AA}$, соответственно), сложенных вместе. Видно, что МКД в этом случае зависит от температуры, в то время как МКД для двухслойной пленки с толщиной Dy $\sim 600 \text{ \AA}$, NiFe $\sim 50 \text{ \AA}$ (кривая 4) при изменении температуры остается постоянным. При этом слой Dy толщиной 600 \AA (кривая 4) при комнатной температуре дает вклад в МКД, примерно равный МКД Dy при $T < T_c$. Для случая, когда толщина Dy в двухслойной пленке 900 \AA , картина более сложная (кривая 5). Вклад Dy в МКД при высоких температурах больше, чем в первом случае, и он возрастает при уменьшении температуры. Сравнивая кривые 2, 4 и 5, можно грубо оценить толщину слоя Dy, который дает независимый от температуры вклад в МКД: она составляет $\sim 700 \text{ \AA}$.

Поведение образцов Dy–NiFe аналогично вышеописанному.

Наблюдаемые спектральные и температурные зависимости МКД в двухслойных пленках можно попытаться объяснить разными причинами: образованием нового магнитоупорядоченного соединения в результате атомной диффузии, упорядочением Dy под влиянием NiFe и необычайно сильным влиянием интерфейса. Влияние интерфейса можно сразу исключить, исходя из приведенных температурных зависимостей. Образование нового соединения на всю глубину слоя Dy тоже маловероятно – затруднительно представить механизм равномерной диффузии NiFe на глубины более 600 \AA при толщине слоя NiFe $\sim 50 \text{ \AA}$. Все же с целью проверки вероятности этого механизма проводилось искусственное окисление Dy в двухслойных пленках до Dy_2O_3 , не обладающего магнитооптической активностью. Одновременно кроме NiFe–Dy подвергали термической обработке также пленки Dy и NiFe. При использованной термообработке МКД в пленке NiFe практически не изменялось, а МКД в Dy уменьшалось до уровня шумов (Dy намного более химически активный металл, чем NiFe). Величина МКД двухслойной пленки восстанавливалось до значений, характерных для NiFe. Если учесть некоторое разупорядочение на интерфейсе и оценить его примерно в 15 \AA , то кривые для NiFe и окисленного NiFe–Dy абсолютно совпадают. Из этого можно заключить, что в двухслойной пленке не происходит переноса значительного количества материала из ПМ слоя в РЗМ слой.

Другой возможной причиной упорядочения слоя Dy может быть спиновая поляризация электронов проводимости [6], которая играет существенную роль, например, в формировании магнитосопротивления на туннельных переходах магнитный металл – диэлектрик – магнитный металл [7]. Однако нельзя исключить атомную микродиффузию, в результате которой свойства ПМ слоя практически не меняются, а в РЗМ слое создается некоторая малая концентрация атомов Fe и Ni, которая может повлиять на магнитные свойства этого слоя. Так, например, в работе [8] было показано, что незначительные примеси железа $0.03\text{--}0.06\%$ изменяют на сотни градусов

парамагнитную точку Кюри скандия. В настоящее время проводятся эксперименты по выяснению механизма упорядочения Dy.

1. K.Mibu, N.Hosoito, and T.Shinijo, *J. Magn. Mater.* **126**, 343 (1993).
2. B.Scholz, R.A.Braud, and W.Kenne, *Phys. Rev.* **50**, 2537 (1994).
3. K.Yoden, N.Hosoito, K.Kawaguchi et al., *Japan J. Appl. Physics.* **27**, 1680 (1988).
4. S.N.Jasperson and S.E.Schnatterly, *Rev. Sci. Instr.* **40**, 6761 (1969).
5. К.П.Белов, *Редкоземельные магнетики и их применение*, М.: Наука, 1980.
6. M.Julliere, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
7. T.Miyazaki and N.Tezuka, *J. Magn. Mater.* **151**, 403 (1995).
8. В.И.Черников, И.Поп, О.П.Наумкин, *Вопросы теории и применения редкоземельных металлов*, М.: Наука, 1964.