

# Эффекты обменного взаимодействия в двухслойных пленках $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$ вблизи компенсационных составов аморфных сплавов $DyCo$

Р. С. Исхаков<sup>1)</sup>, В. А. Середкин<sup>+</sup>, С. В. Столяр<sup>+,\*</sup>, Г. И. Фролов<sup>+</sup>, В. Ю. Яковчук<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

<sup>\*</sup>Красноярский государственный университет, 660041 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2004 г.

После переработки 11 октября 2004 г.

Экспериментально изучена зависимость величины поля смещения петли гистерезиса, обусловленного обменной анизотропией в планарных системах  $DyCo/NiFe$ , от величины концентрации РЗМ элемента. Двухслойная пленочная система  $DyCo/NiFe$  характеризуется ортогональным расположением эффективных намагниченностей отдельных слоев при условии изготовления аморфного слоя  $DyCo$  в области магнитной компенсации. Анализ зависимости поля смещения от концентрации  $Dy$  привел к пониманию физического механизма формирования обменной анизотропии в этих планарных системах.

PACS: 75.47.Np, 78.55.Qr, 78.67.Pt

Исследования эффектов обменного взаимодействия на границе двух различных магнитоупорядоченных систем в настоящее время испытывают своеобразный ренессанс (см., например, [1–3]). Последнее во многом обусловлено развитием технологии получения новых вариаций композитов. Так, формирование многослойных пленок из слоев магнитомягких и магнитожестких ферромагнетиков позволило существенно улучшить характеристики планарных постоянных магнитов [4]. Явление так называемой обменной анизотропии [5], вызванное эффектами обменного взаимодействия на границе ферромагнетика и антиферромагнетика, проявляющее себя в смещении петли гистерезиса относительно начала координаты, оказалось востребованным в спинтронике и при создании многочисленных сенсоров [6]. Феноменологическое описание этих эффектов достаточно простое и основано на предположении о коллинеарности магнитных моментов на границе различных фаз:  $\mathbf{JM}_1\mathbf{M}_2 = JM_1M_2 \cos(M_1 \wedge M_2)$ . В этом свете особенно удивительным представляется результат работы [7], в которой обменная анизотропия наблюдалась в двухслойных пленочных системах  $TbFe/NiFe$ ,  $DyCo/NiFe$ , характеризующихся ортогональным расположением эффективных намагниченностей отдельных слоев, при условии синтеза аморфного слоя РЗМ-ПМ в области магнитной компенсации. В этих планарных системах отношение величины поля смещения  $H_E$  петли гистерезиса к величине коэрцитивно-

го поля  $H_c$  (характеризующей эту петлю) достигает 1200%, тогда как в широко используемой системе  $NiFe/NiFeMn$  данное отношение равно  $\sim 200\%$ . Столь большие величины отношения  $H_E/H_c$  позволяют предполагать возможное широкое использование планарных систем  $(TbFe, DyCo)/NiFe$  в многочисленных приложениях (см., например, [8]), разумеется при условии понимания физического механизма формирования в них обменной анизотропии.

В наших работах [9–11], по результатам измерений динамических (и статических) магнитных характеристик этих композитных пленок, была предложена модель микрогетерофазного строения аморфных сплавов  $DyCo$ . Особенности магнитной микроструктуры этих сплавов в компенсационной области, следующие из этой модели, позволили описать ряд экспериментальных результатов по ФМР и СВР. Для регистрации этих особенностей были: 1) получены трехслойные пленочные структуры  $NiFe/DyCo/NiFe$  с обменной анизотропией и ортогональной ориентацией эффективных намагниченностей слоев; 2) изучены спектры ФМР и СВР таких структур; 3) установлена возможность представления спиновой системы аморфных сплавов  $DyCo$  в концентрационной области магнитной компенсации в виде двух подсистем, в одной из которых доминирует намагниченность ПМ подрешетки (магнитная нанофаза  $\Phi_1$ ), а в другой – намагниченность РЗМ подрешетки (магнитная нанофаза  $\Phi_2$ ).

Целью нашей работы является демонстрация возможности объяснения эффектов смещения петли гис-

<sup>1)</sup>e-mail: rauf@iph.krasn.ru

терезиса в планарных системах DyCo/NiFe с помощью данной модели в рамках общепринятого представления.

Действительно, предложенная модель отражает основное свойство строения аморфных сплавов – их естественную флуктуационную (топологическую и композиционную) неоднородность. Известно, что в аморфных сплавах существуют химические (фазовые) неоднородности наномасштаба. Амплитуда концентрационных флуктуаций на этих масштабах может достигать нескольких атомных процентов от средней концентрации. Поэтому магнитные микроструктуры аморфных ферромагнетиков в области концентраций  $x_i \pm \Delta x(r) \ll x_{\text{comp}}$ ,  $x_i \pm \Delta x(r) \gg x_{\text{comp}}$  будут существенно отличаться от магнитной микроструктуры в области концентраций  $x_i - \Delta x < x_{\text{comp}} < x_i + \Delta x$ . Сама точка магнитной компенсации  $x_{\text{comp}}$  в этом случае будет определяться условием  $\langle M \rangle = pM_{\text{eff}}^{(\Phi_1)} + qM_{\text{eff}}^{(\Phi_2)} = 0$ , где  $p$  и  $q$  – объемные доли нанофаз  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , а  $M_{\text{eff}}^{(\Phi_1)}$ ,  $M_{\text{eff}}^{(\Phi_2)}$  – их эффективные намагниченности при  $x_i - \Delta x$  и  $x_i + \Delta x$ , соответственно.

Для достижения поставленной цели мы провели исследования по квазистатическому перемагничиванию планарных структур  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}/\text{NiFe}$  при различных концентрациях  $x_i$  РЗМ элемента. Оказалось, что особенности концентрационных зависимостей поля смещения  $H_E$  петли гистерезиса не только хорошо описываются в рамках предложенной выше модели, но и позволяют оценить величины некоторых параметров этой модели.

**Получение образцов и методика эксперимента.** Двухслойные обменно-связанные пленки  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$  были получены методом термического испарения в вакууме  $3 \cdot 10^{-6}$  торр последовательным напылением слоев NiFe и DyCo из независимых испарителей с кольцевым катодом на подложки из покровного стекла. Толщина слоев пермаллоя в планарной системе варьировалась от 40 до 300 нм, а толщина слоя DyCo – от 10 до 80 нм. В качестве реперных образцов использовались однослойные пленки  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$  толщиной 70 нм. Аморфное состояние DyCo контролировалось методом электронной микроскопии, а толщина и химический состав слоев – методом рентгеноспектрального анализа. В качестве экспериментальных методик использовался магнитооптический эффект Керра в полях до 15 кЭ, вращательный анизометр в полях до 12 кЭ и петлескоп с полями до 250 Э (прикладываемыми в плоскости пленки) на частоте  $f = 50$  Гц. Были изучены основные магнитные характеристики реперных пленок  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$  в

области концентраций Dy от 17 до 30 ат.% (см. рис.1). Измеренные зависимости указывают, что в нашем случае компенсационным составом яв-

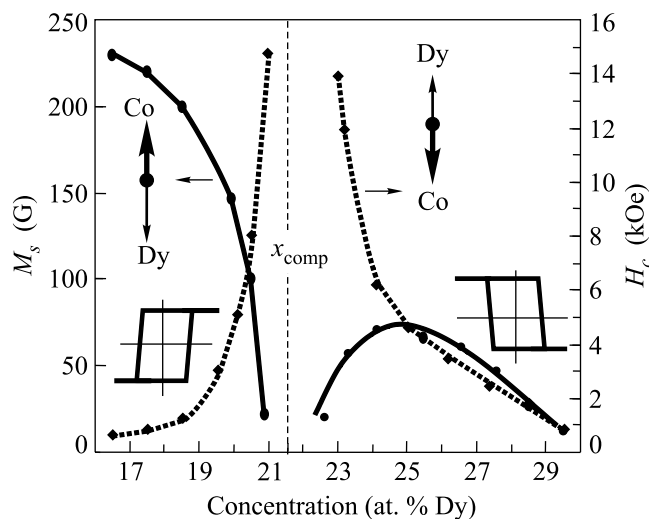


Рис.1. Концентрационная зависимость эффективной намагниченности насыщения  $M_s$  и коэрцитивной силы  $H_c$  аморфных ферромагнитных пленок  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ . Инверсия вида петли магнитооптического сигнала свидетельствует об ортогональной ориентации эффективной намагниченности

ляется сплав  $\text{Dy}_{22}\text{Co}_{78}$ . Результаты измерения также указывают на ориентацию эффективной намагниченности в этих пленках ортогонально плоскости. Об этом свидетельствуют: отсутствие магнитооптического сигнала в полях до 15 кЭ при ориентации поля в плоскости пленки; регистрация петли гистерезиса с помощью полярного эффекта Керра (обусловленного нормальной компонентой намагниченности); инверсия вида петли гистерезиса (см. рис.1). Измерения на вращательном анизометре позволили оценить величину константы одноосной анизотропии. Оказалось, что для пленок DyCo в области концентраций 17–30 ат.% Dy она составляет  $5 \cdot 10^{-5} - 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>, что существенно превышает величины  $2\pi M_s^2$ , представленные на рис.1. Измерены также основные магнитные характеристики двухслойных пленочных структур в зависимости от концентрации РЗМ, толщины слоя NiFe и температуры [12]. Ниже, в качестве тестовых, будут представлены результаты измерения величины поля смещения петли гистерезиса двух серий образцов планарных структур: подложка/ферромагнитный слой  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$  (70 нм)/ферромагнитный слой NiFe (150 нм); подложка/ферромагнитный слой NiFe (150 нм)/ферромагнитный слой  $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$  (70 нм). Ферромагнитный слой аморфного DyCo синтезиру-

ется с перпендикулярной магнитной анизотропией (см. рис.1), а ферромагнитный слой NiFe изготавливается с намагниченностью в плоскости образца и ориентированной по одноосной анизотропии (величина поля  $H_k = 7-8 \text{ Э}$ ), для формирования которой при напылении слоя NiFe в плоскости пленки прикладывается постоянное внешнее магнитное поле  $H_0 = 50 \text{ Э}$ .

**Результаты и обсуждения.** На рис.2 представлены экспериментальные зависимости величины поля смещения  $H_E$  петли гистерезиса от концентрации

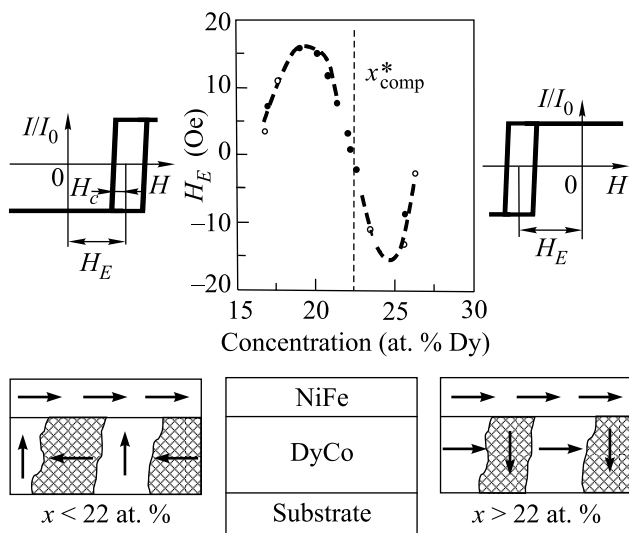


Рис.2. Петли гистерезиса и концентрационная зависимость величины поля смещения  $H_E(x)$  обменно-связанных пленочных структур DyCo/NiFe. На схеме представлены ориентации векторов намагниченностей 3d металлов данных структур. В слое DyCo заштрихована фаза  $\Phi_2$  ( $M_{Co} < M_{Dy}$ ), фаза  $\Phi_1$  ( $M_{Co} > M_{Dy}$ ) незаштрихована

РЗМ элемента в планарной структуре DyCo/NiFe, а также схемы распределения наночастиц  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в слое DyCo. Аналогичная зависимость  $H_E(x)$  и аналогичные схемы для планарной структуры NiFe/DyCo приведены на рис.3. (Коэрцитивное поле  $H_c$  слоя NiFe при выбранной толщине в 150 нм имело величину 2 Э и не зависело ни от концентрации Dy, ни от последовательности напыления слоев.) Обсудим сходство и различие представленных экспериментальных зависимостей  $H_E(x)$ .

Из приведенных рисунков видно, что кривые  $H_E(x)$  описываются различными функциями в зависимости от последовательности напыления слоев: для  $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$  пленок  $H_E(x - x_{comp})$  – антисимметричная функция (см. рис.2), для  $NiFe/Dy_xCo_{1-x}$  пленок  $H_E(x - x_{comp})$  – симметричная функция (см.

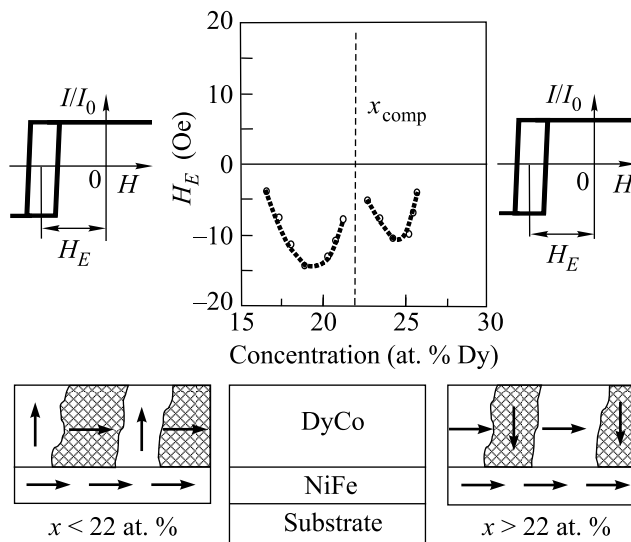


Рис.3. Петли гистерезиса и концентрационная зависимость величины поля смещения  $H_E(x)$  обменно-связанных пленочных структур NiFe/DyCo. На схеме представлены ориентации векторов намагниченностей 3d металлов данных структур. В слое DyCo заштрихована фаза  $\Phi_2$  ( $M_{Co} < M_{Dy}$ ), фаза  $\Phi_1$  ( $M_{Co} > M_{Dy}$ ) незаштрихована

рис.3). Однако особые точки этих функций (координаты нулей и точек экстремума) от последовательности напыления слоев не зависят. Видно, что в обоих случаях смещение петли гистерезиса по оси полей отсутствует ( $H_E = 0$ ) при  $x = x_{comp}$ ,  $x \leq 16 \text{ ат.}\% \text{ Dy}$ ,  $x \geq 27 \text{ ат.}\% \text{ Dy}$ . Также видно, что максимальные величины полей смещения  $H_E$  в этих планарных структурах достигаются при  $x \approx 19 \text{ ат.}\%$  для докомпенсационных составов DyCo и при  $x \approx 24 \text{ ат.}\%$  для послекомпенсационных составов DyCo.

Результаты нашего эксперимента естественным образом интерпретируются в рамках предложенной в [10] модели строения аморфных сплавов DyCo в области магнитной компенсации, описанной в начале статьи, а также схем, представленных на рис.2, 3. (Здесь стрелками указана возможная ориентация намагниченностей 3d металлов.) Действительно, в области концентраций РЗМ-ПМ элемента  $x \leq 16 \text{ ат.}\%$  ( $x \geq 27 \text{ ат.}\%$ ) магнитная структура аморфного DyCo однозначно относится к магнитной наночастице  $\Phi_1$  (наночастице  $\Phi_2$ ). Следовательно, магнитные моменты подрешетки Co и подрешетки Dy коллинеарны оси перпендикулярной анизотропии слоя DyCo, и векторы эффективных намагниченностей слоев DyCo и NiFe взаимно ортогональны – обменной связи здесь нет. Иная ситуация реализуется в области концентраций  $x_i - \Delta x < x_{comp} < x_i + \Delta x$ . Здесь магнитная струк-

тура слоя  $DuCo$  формируется хаотически перемешанными нанофазами  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Если фаза  $\Phi_1$  матричная, то фаза  $\Phi_2$  – примесная ( $\Phi_2$  – матричная,  $\Phi_1$  – примесная). Исключение – точка компенсации  $x_{comp}$ , где объемные доли нанофаз  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  приближенно равны.

При всех концентрациях  $x_i$  в этой области эффективная намагниченность матричной фазы  $\Phi_i$  в слое  $DuCo$  устанавливается по полю перпендикулярной анизотропии ( $M_{Co}$ ,  $M_{Dy}$  коллинеарны этой оси, это регистрируется полярным эффектом Керра). В этом случае в примесной фазе  $\Phi_j$  намагниченность  $M_{Co}$ , из-за сильного обменного взаимодействия переходных элементов примесной и матричной фаз, обязана иметь плоскостную составляющую, а эффективная намагниченность нанофазы  $\Phi_j$  имеет возможность ориентироваться по внешнему полю. Обменное взаимодействие  $M_{Co}$  примесной фазы  $\Phi_j$  в слое  $DuCo$  с намагниченностью слоя  $NiFe$  и приводит, по нашему мнению, к обменной анизотропии для  $NiFe$ . Величина этой обменной анизотропии, характеризующаяся величиной  $H_E$ , будет определяться произведением  $M_{Co}$  примесной фазы  $\Phi_j$  на площадь ее контакта со слоем  $NiFe$ . Как видно из данных рис.2, 3, оптимальных величин это произведение достигает при 19 ат.%  $Du$  и 24 ат.%  $Dy$ . При  $19 \text{ ат.}\% < x < x_{comp}$  ( $x_{comp} < x < 24 \text{ ат.}\%$ ) площадь контакта примесной фазы  $\Phi_j$  со слоем  $NiFe$  продолжает расти, но уменьшение величины  $H_E$  указывает на уменьшение величины проекции намагниченности  $Co$ -подрешетки на плоскость слоя  $NiFe$ . И, наконец, при  $x_{comp}$  из экспериментального результата  $H_E = 0$  следует, что среднее значение проекции намагниченности  $Co$ -подрешеток на плоскость слоя  $NiFe$  равно нулю, что указывает на коллинеарность  $M_{Co}$  и  $M_{Dy}$  оси перпендикулярной анизотропии.

Так как при увеличении концентрации  $x_i$  ( $16 \text{ ат.}\% < x_i < x_{comp}$ ) происходит изменение морфологии примесной фазы: возникновение дисперсных включений, увеличение числа этих дисперсных включений, установление протекания по дисперсным включениям, рост объема установившегося бесконечного кластера и т.д., то естественно связать особые точки зависимости  $H_E(x)$  с характеристиками данного морфологического ряда. На наш взгляд, максимальным величинам  $H_E$  соответствует установление протекания по дисперсным включениям. Таким образом, особые точки зависимостей  $H_E(x)$  получают должное описание в рамках предложенной модели. Отметим также, что зависимости  $H_E(x)$  позволяют оценить величины амплитуд концентрационных флуктуаций в  $DuCo$ . Так, в докомпенсационном аморфном сплаве

$DuCo$   $|\Delta x| \geq 4 \text{ ат.}\% Dy$ , а в послекомпенсационном аморфном сплаве  $DuCo$   $|x| \geq 3 \text{ ат.}\% Dy$  (см.рис.2, 3).

Покажем теперь, что вид этих зависимостей (антисимметричный, симметричный относительно  $x_{comp}$ ) естественным образом интерпретируется в рамках предложенной модели. Рассмотрим антисимметричную зависимость  $H_E(x - x_{comp})$ , представленную на рис.2 и полученную на планарных системах  $Du_xCo_{1-x}/NiFe$ . В этих планарных системах вначале формируется слой  $Du_xCo_{1-x}$ , в котором эффективная намагниченность основной фазы ориентируется по оси перпендикулярной магнитной анизотропии, а эффективная намагниченность примесной фазы ориентируется в плоскости слоя. При синтезе слоя  $NiFe$  включается постоянное поле, и эффективная намагниченность примесной фазы в слое  $Du_xCo_{1-x}$  ориентируется по направлению этого поля и, следовательно, по сформированной в  $NiFe$  оси анизотропии. Но примесная фаза в области  $x < x_{comp}$  характеризуется неравенством  $M_{Co} < M_{Dy}$ , а в области  $x > x_{comp}$  – неравенством  $M_{Co} > M_{Dy}$ . Последнее означает, что в области  $x < x_{comp}$  векторы намагниченности подрешетки  $Co$  и намагниченности слоя  $NiFe$  антиколлинеарны, тогда как в области  $x > x_{comp}$  они направлены одинаково (см. схему рис.2). Этим и обусловлено изменение знака поля смещения  $H_E$  при концентрационном переходе через  $x_{comp}$ . Для планарной системы  $NiFe/Du_xCo_{1-x}$  ситуация иная. Вначале синтезируется слой  $NiFe$ , в котором внешнее поле не только формирует одноосную анизотропию, но и определяет направление намагниченности слоя. Затем поле выключается и синтезируется слой  $Du_xCo_{1-x}$ . В этом случае на магнитные моменты подрешетки  $Co$  примесной фазы ориентирующее действие оказывает только “обменное поле” со стороны намагниченности слоя  $NiFe$ . Поэтому независимо от состава слоя  $Du_xCo_{1-x}$  намагниченность  $M_{Co}$  примесной фазы и намагниченность слоя  $NiFe$  имеют одинаковое направление. Последнее означает, что при концентрационном проходе через  $x_{comp}$  знак поля смещения  $H_E$  меняться не будет, что и подтверждается результатами эксперимента (см. рис.3).

Таким образом, в ходе проделанных исследований понят физический механизм формирования обменной анизотропии в двухслойных пленочных системах  $DuCo(TbFe)/NiFe$  с ортогональным расположением эффективных намагниченностей отдельных слоев. Установлены концентрации РЗМ элемента в ферромагнитных слоях, при которых на ферромагнитные слои действует максимальная обменная анизотропия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-16099-а.

1. J. Nogues, and Ivan K. Schuller, *JMMM* **192**, 203 (1999).
2. A. E. Berkowitz and K. Takano, *JMMM* **200**, 552 (1999).
3. P. Grunberg, *Acta Mater.* **48**, 239 (2000).
4. M. E. McHenry and D. E. Laughlin, *Acta Mater.* **48**, 223 (2000).
5. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
6. R. Jansen, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R289 (2003).
7. В. А. Середкин, Г. И. Фролов, В. Ю. Яковчук, *Письма в ЖТФ* **9**, 1446 (1983).
8. В. А. Середкин, С. В. Столяр, Г. И. Фролов, В. Ю. Яковчук, *Письма в ЖТФ* **30**, 46 (2004).
9. Р. С. Исаков, В. Ю. Яковчук, С. В. Столяр и др., *ФТТ* **43**, 1462 (2001).
10. Р. С. Исаков, В. А. Середкин, С. В. Столяр и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 779 (2002).
11. В. А. Середкин, Р. С. Исаков, В. Ю. Яковчук и др., *ФТТ* **45**, 882 (2003).
12. В. Ю. Яковчук, Автореферат диссертации (01.04.11), Красноярск, 2003.