

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК СИСТЕМЫ Dy–Co

© 2021 г. В. О. Васьковский^{a, b}, Е. В. Кудюков^{a, *}, Е. А. Степанова^a, Е. А. Кравцов^{a, b},
О. А. Аданакова^a, А. С. Русалина^a, К. Г. Балымов^a, А. В. Свалов^a

^aУральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

^bИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: e.v.kudyukov@urfu.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 02.01.2021 г.

Принята к публикации 19.01.2021 г.

Получены систематические данные о структурном состоянии и магнитных свойствах пленок бинарной системы Dy_{100-x}Co_x в широких диапазонах состава (0 ≤ x < 85), температуры (5–300 К) и магнитного поля (0–70 кЭ). Найдено, что при отсутствии магнитного момента на атомах Co (x ≤ 50) пленкам свойственно асперомагнитное состояние, в рамках которого наблюдается значительное и немонотонное концентрационное изменение основных магнитных характеристик. В области x > 50 пленки обладают сперимагнитной структурой. Показано, что количественное описание спонтанной намагниченности в таком состоянии возможно в модели молекулярного поля

Ключевые слова: структура, асперомагнетизм, сперимагнетизм, моделирование

DOI: 10.31857/S0015323021050120

ВВЕДЕНИЕ

Одной из тенденций развития современной физики функциональных магнитных материалов является ориентация на малоразмерные элементы со сложной магнитной структурой, в том числе со свойствами магнитной хиральности [1–3]. Это открывает новую грань интереса к редкоземельным магнетикам – природным носителям неколлинеарного магнетизма и, в частности, к тонким пленкам таких веществ. Естественной основой для возникновения сложных магнитных структур в редкоземельных металлах служит атомная локализация магнитных моментов, сочетающаяся с пространственной осцилляцией косвенного обменного взаимодействия и, как правило, с сильной магнитной анизотропией [4, 5]. В этой связи значительное внимание привлекает Dy [6]. Он относится к числу редкоземельных металлов с относительно высокой температурой упорядочения (178 К). Однако вплоть до 85 К это не приводит к наличию спонтанной намагниченности. Благодаря фрустрации межатомных обменных связей, в базисной плоскости ГПУ-кристаллической решетки Dy образуется антиферромагнитный геликоид. И только при более низких температурах возникает ферромагнитный порядок, сопровождающийся сильной трехосной магнитной анизотропией в базисной плоскости (оси типа *a*) [7].

Определенный потенциал в части реализации неколлинеарного магнетизма имеют и системы с пониженным уровнем атомного порядка, которые наряду с редкоземельными элементами включают металлы группы железа. С одной стороны, таким системам свойственна более широкая температурная область существования магнитного упорядочения [8–11]. Но с другой стороны, в силу специфики РККИ обменного взаимодействия нарушения в регулярности атомной структуры должны задавать специфику магнитной структуры и макроскопических магнитных свойств таких веществ.

Данная работа посвящена исследованию магнетизма Dy в мелкокристаллическом и аморфном состояниях. Первое реализуется естественным образом в тонких пленках Dy, полученных методом ионного распыления, второе – за счет введения кобальта, который наряду с аморфизующим действием оказывает и непосредственное влияние на магнитную структуру Dy.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Пленки Dy_{100-x}Co_x осаждали на стекла фирмы Corning методом высокочастотного ионно-плазменного распыления в присутствии на подложке постоянного магнитного поля напряженностью 200 Э. Исходное давление остаточных газов составляло не более 10⁻⁶ Торр, рабочее давление ар-

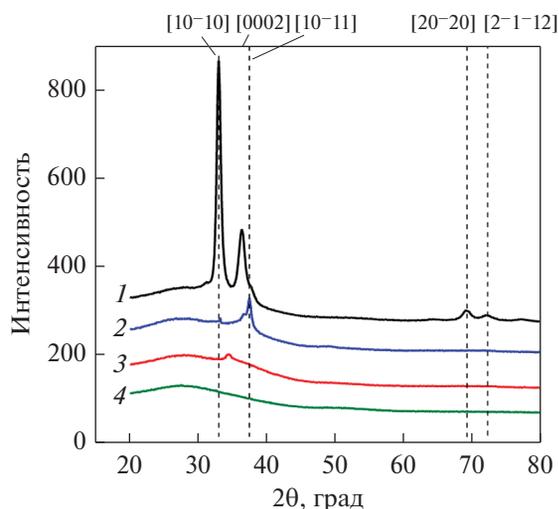


Рис. 1. Дифрактограммы пленок Ду–Со с различным содержанием Со: 1 – 0; 2 – 9.3; 3 – 18.7; 4 – 84.4 ат. %.

гона – 5.2×10^{-4} Торр. Состав пленок варьировали за счет изменения площадей компонент в мозаичной мишени и определяли на рентгено-флуоресцентном спектрометре Rigaku Nanohunter с погрешностью 0.1 ат. %. Структурное состояние анализировали с использованием дифрактометра PANalytical Empyrean в излучении $\text{CoK}\alpha$. Номинальная толщина образцов составляла 110 нм и контролировалась с помощью стилусного профилометра Veeco Dektak-150. Все образцы имели защитный слой Та толщиной 5 нм. Магнитные измерения выполняли на СКВИД-магнетометре MPMS XL-7 в температурном диапазоне 5–350 К в магнитном поле напряженностью до 70 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены дифрактограммы ряда пленочных образцов системы $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$. Они наглядно демонстрируют, что пленки чистого Ду являются поликристаллическими, а введение Со приводит к аморфизации пленочных образцов. Количественная обработка дифрактограммы Ду (кривая 1) дает средний размер кристаллитов $\sim 22 \pm 2$ нм и параметры гексагональной кристаллической решетки: $a = 3.64 \text{ \AA}$, $c = 5.74 \text{ \AA}$. Тот и другой параметры несколько превышают соответствующие табличные величины (3.63 и 5.62 \AA [12]). Однако такого рода отличия типичны для пленок металлов, полученных ионным распылением [13–15]. В рамках бинарной системы Ду–Со признаки кристаллическости проявляются только в области $x < 20$ (кривые 2, 3). Для пленок с большим содержанием Со наблюдается рентгеноаморфное состояние (кривая 4), которое сохраняется вплоть до максимальных для наших образцов концентраций Со (~ 85 ат. %).

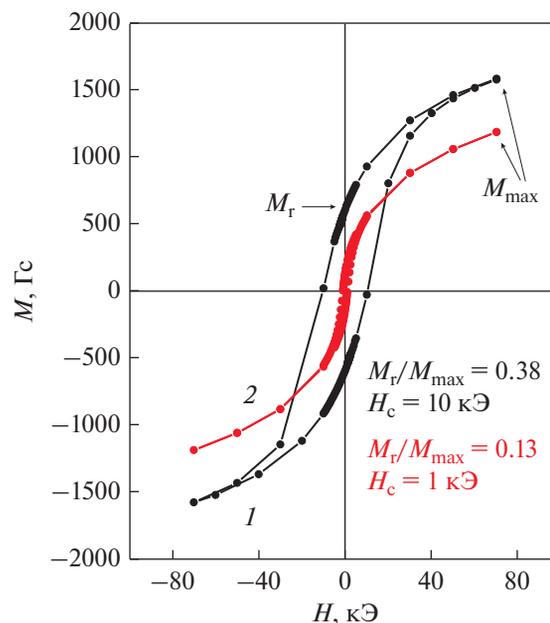


Рис. 2. Петли гистерезиса пленок Ду при разных температурах: 5 (кривая 1); 100 К (кривая 2).

На рис. 2 показаны петли гистерезиса, отражающие температурные изменения в характере перемагничивания пленки Ду. Они получены по следующей измерительной схеме: охлаждение образца от комнатной температуры до 5 К в магнитном поле H напряженностью +70 кЭ, ориентированном в плоскости пленки; измерение магнитного момента при циклическом изменении поля (± 70 кЭ); повышение температуры на один шаг (50 К) при нахождении образца в поле $H = +70$ кЭ; измерение петли гистерезиса и т.д. Представленные данные показывают, что вблизи основного состояния (5 К) пленки Ду характеризуются большой коэрцитивной силой H_c при низкой остаточной намагниченности M_r (рис. 2а). Первое является очевидным следствием высокой магнитной анизотропии поликристаллического материала, но второе не имеет столь однозначной трактовки.

В изотропном ансамбле невзаимодействующих кристаллитов с соответствующим трехосным характером магнитной анизотропии после намагничивания до насыщения M_r должна составлять около 0.6 от намагниченности насыщения M_s . Использованных нами полей явно не хватает для магнитного насыщения образца, которому должна соответствовать величина M_s около 3000 Гс. Однако его магнитная предыстория формировалась таким образом, что позволяла рассчитывать на $M_r \sim 0.6M_s$. Эксперимент же дает трехкратно меньшую величину. Это позволяет предположить, что при гелиевых температурах пленочному состоянию Ду отвечает не ферромагнитная, как в массивных кристаллах, а, скорее, асперомагнитная струк-

тура. Причина такого отличия может лежать в повышенной дефектности нанокристаллической пленки, которая формируется как из-за значительного объема межзеренных границ, так и из-за отмеченного выше увеличения параметров кристаллической решетки в целом. Указанная структурная особенность, по-видимому, ведет к значительной дисперсии обменного взаимодействия и образованию фрустраций, задающих асперомагнитное упорядочение.

Предположение о существовании структурно-обусловленного асперомагнетизма позволят объяснить и основные закономерности температурного изменения гистерезисных свойств пленки Dy. Повышение температуры в первую очередь ведет к уменьшению коэрцитивной силы и остаточной намагниченности, в том числе по отношению к ее максимальному значению M_{max} (ср. петли на рис. 2). Это можно трактовать как ослабление роли кристаллической анизотропии и смещение энергетического баланса в сторону обменного взаимодействия, сильная дисперсия которого при этом сохраняется. С указанной дисперсией связывается и наличие спонтанной намагниченности при температурах, значительно превышающих температуру ферро-антиферромагнитного перехода, свойственного данному редкоземельному металлу.

В целом, температурная зависимость намагниченности, измеренная в фиксированном магнитном поле (0.1 кЭ), показана на рис. 3 (кривая 1). Она получена при непрерывном нагреве образца, предварительно охлажденного до 5 К в присутствии магнитного поля (+70 кЭ). Заметим, что в реперных точках значения намагниченности на ней практически совпадают с M_r определенными из петель гистерезиса. Таким образом, представленная кривая наглядно иллюстрирует факт сохранения спонтанной намагниченности вплоть до $T \sim 120$ К, т.е. примерно до середины той температурной области, в которой кристаллам Dy свойственен антиферромагнитный порядок. Выше указанной температуры спонтанная намагниченность и магнитный гистерезис отсутствуют, но нелинейность кривых намагничивания еще сохраняется на значительном температурном промежутке. Только при $T \geq 200$ К зависимости $M(H)$ приобретают линейный характер, свойственный парамагнитному состоянию.

Температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости $1/\chi$ также представлена на рис. 3 (кривая 2). Как видно, при $T \geq 200$ К она практически линейна и может быть аппроксимирована известной формулой

$$\frac{1}{\chi} = \frac{3kT}{Nm^2} \quad (1)$$

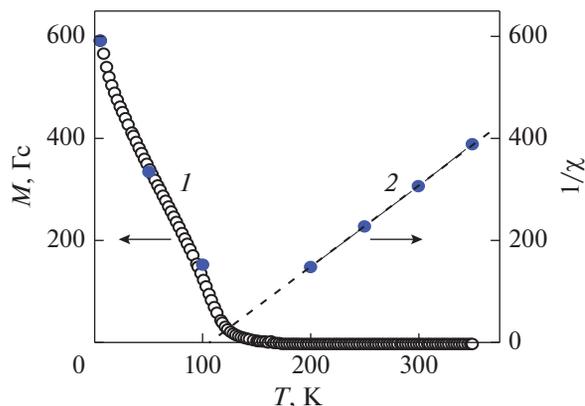


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности (кривая 1) и обратной восприимчивости (кривая 2) пленки Dy. Данные получены при нагреве в поле 0 кЭ (открытые символы) или из петель гистерезиса (синие точки).

где k – постоянная Больцмана, N – плотность носителей магнитного момента, m – величина элементарного магнитного момента. Эту формулу часто применяют для определения m . Но в нашем случае более информативно найти из нее число N и пересчитать на плотность пленки ρ , используя табличное значение магнитного момента атома Dy – $10.6 \mu_B$ [16]. Соответствующая величина ρ оказалась равной 7.2 г/см^3 . Как и следовало ожидать, она несколько меньше плотности металла, которая по [13] составляет 8.44 г/см^3 .

Пленки типа редкоземельный металл (R) – металл группы железа (T) сочетают в себе локализованный магнетизм $4f$ - и коллективизированный магнетизм $3d$ -переходных элементов. При этом расщепление $3d$ -зоны, отвечающее за величину намагниченности T-подсистемы, зависит от соотношения R и T компонентов [17, 18]. В частности, для Co магнитный момент в расчете на один атом монотонно уменьшается от $1.7 \mu_B$ для чистого Co до нуля при эквиатомном составе. Таким образом, для пленок $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$ величина $x \sim 50$ условно делит бинарную систему на две концентрационные области. В первой ($x < 50$) Co не несет магнитного момента, во второй ($x > 50$) – выступает как активный магнитный элемент. В соответствии с этим рассмотрение магнитных свойств целесообразно разбить на две части, начав с низкокобальтовых составов.

На рис. 4 показаны низкотемпературные ($T = 5$ К) петли гистерезиса образцов с разным содержанием Co. Их анализ с учетом петли гистерезиса чистого Dy (рис. 2) позволяет констатировать следующее. На начальной стадии легирования кобальтом наиболее выраженными закономерностями являются увеличение высокополевой магнитной восприимчивости и ослабление магнитного гистерезиса. Иными словами, уменьшается “жест-

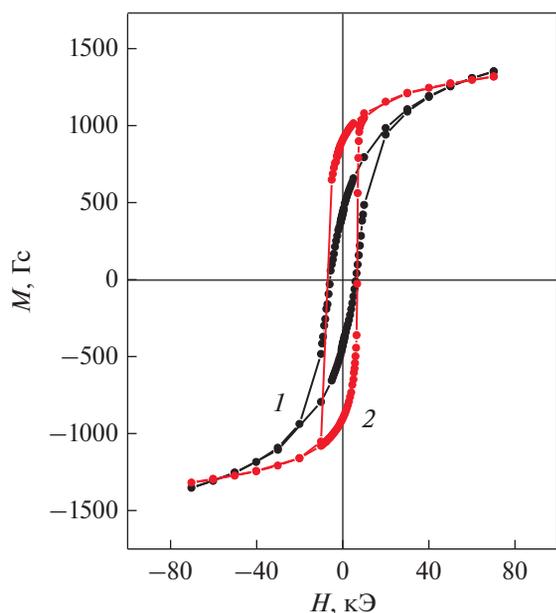


Рис. 4. Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Dy—Co с разным содержанием Co: 9.3 (кривая 1); 38.7 ат. % (кривая 2).

кость” асперомагнитной структуры. При большем содержании Co добавляются новые закономерности. На фоне уменьшения максимальной намагниченности возрастают остаточная намагниченность и коэрцитивная сила, а форма петли становится похожей на прямоугольную.

В целом, концентрационные зависимости основных гистерезисных характеристик (M_{\max} , M_r , H_c) показаны на рис. 5. Как видно, главной их особенностью является немонотонность, что говорит о присутствии как минимум двух тенденций в изменении свойств, обусловленных различными причинами. К числу таких причин, с одной стороны, можно отнести аморфизацию пленок Dy—Co (см. дифрактограммы на рис. 1), которая, по-видимому, главенствует в низкокобальтовой области. Очевидно, что переход от нанокристаллического к аморфному состоянию приводит к деградации кристаллической магнитной анизотропии. Но локальная магнитная анизотропия при этом остается, обеспечивая довольно высокий уровень H_c . Аморфизация сказывается и на межатомных обменных связях, усиливая их фрустрацию и приводя тем самым к уменьшению спонтанной намагниченности основного состояния.

С другой стороны, Co вносит изменения в электронную структуру бинарной системы. Вероятно, такие изменения способствуют усилению косвенного обменного взаимодействия (причем, положительного) между редкоземельными атомами. Этот фактор становится определяющим в области $x > 10$ и задает рост M_r вплоть до $x \sim 50$, не-

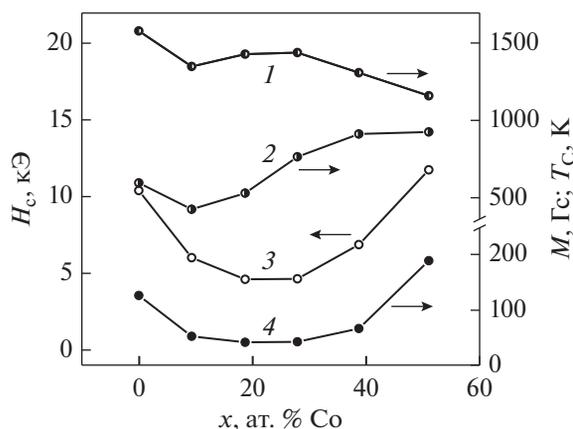


Рис. 5. Концентрационные зависимости максимальной намагниченности при $H = 70$ кЭ (кривая 1), остаточной намагниченности (кривая 2), коэрцитивной силы (кривая 3) и температуры Кюри (кривая 4) в пленках $Dy_{100-x}Co_x$.

смотря на уменьшение плотности магнитных атомов. Интересно, что при $x > 20$ это сопровождается ростом H_c , который можно связать с усилением локальной магнитной анизотропии. Кривая 4 на рис.5 иллюстрирует концентрационное изменение температуры Кюри T_c . Как видно, зависимость $T_c(x)$ также является немонотонной функцией и лучше всего коррелирует с ходом кривой $H_c(x)$, показывая, что переход от деградации к усилению магнетизма происходит в концентрационной области $20 < x < 30$.

Аморфные пленки R—T с высоким содержанием $3d$ -элементов исследованы значительно подробнее, чем их R-обогащенные аналоги. В первую очередь это относится к системам Gd—T. Они характеризуются коллинеарным ферромагнетизмом, поддающимся хорошему представлению в модели молекулярного поля [20]. Не обойдены вниманием и системы типа R—Co, где R = Tb, Dy. В них реализуется неколлинеарная (сперимагнитная) структура [20–22]. Однако для описания макроскопических магнитных свойств, в частности, спонтанной намагниченности, эффективным может оказаться и модель двухподрешеточной магнитной структуры. Ниже представлены экспериментальные данные по свойствам системы Dy—Co, которые могут быть основой такого описания.

На рис. 6 показаны петли гистерезиса пленок разного состава, измеренные при 5 К. Они иллюстрируют две основные закономерности концентрационных изменений. С увеличением содержания Co происходит уменьшение остаточной намагниченности при сохранении формы петли, близкой к прямоугольной, и значительное понижение коэрцитивной силы. Первое является следствием появления магнитного упорядочения в Co-подсистеме. Ее намагниченность, благодаря отри-

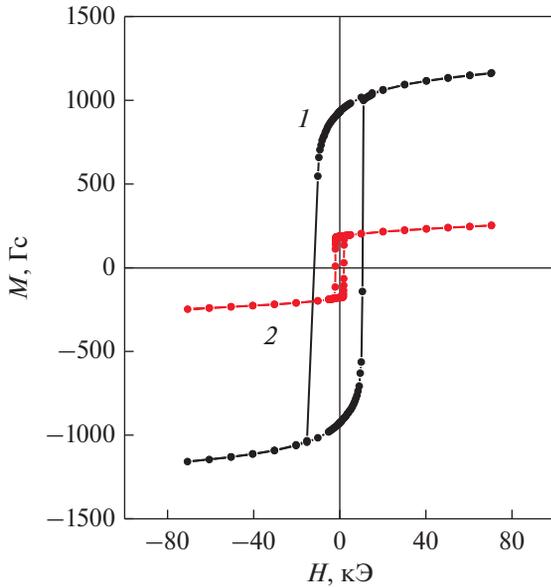


Рис. 6. Петли гистерезиса, измеренные при температуре 5 К на пленках Dy–Co с разным содержанием Co: 51 (кривая 1); 84.4 (кривая 2) ат. %.

цательному обменно-взаимодействию между Co и Dy, ориентируется противоположно результирующей намагниченности редкоземельной подсистемы. Другими словами, формируется сперимагнитная структура. Второе связано с подавлением локальной магнитной анизотропии Dy за счет уменьшения его концентрации и сильного обменного влияния со стороны Co.

Количественное описание указанных тенденций дано на рис. 7а. Как видно, H_c изменяется равномерно во всем представленном диапазоне составов, а M_r более резко уменьшается при $x > 60$. Это обусловлено интенсивным нарастанием роли Co-составляющей намагниченности как за счет увеличения относительного количества атомов, так и за счет роста их среднего магнитного момента (m_{Co}). Информация о m_{Co} в аморфных пленках типа R–Co, позаимствованная из [18], приведена на рис. 7б (кривая 1). В совокупности с экспериментальными данными по M_r (рис. 7а) это позволяет определить составляющую атомных моментов Dy (m_{Dy}), антипараллельную намагниченности Co-подсистемы (рис. 7б, кривая 2). Как видно, зависимость $m_{Dy}(x)$ является монотонно возрастающей. Фактически это означает уменьшение угла раствора конуса магнитных моментов атомов Dy в сперимагнитной структуре из-за усиления, упорядочивающего действия обменной R–T-связи.

Переходя от основного состояния к характеристике температурного изменения магнитных свойств пленок Dy–Co, можно констатировать, что качественно оно очень схоже с тем, что наблюдается в системе Gd–Co, обладающей кол-

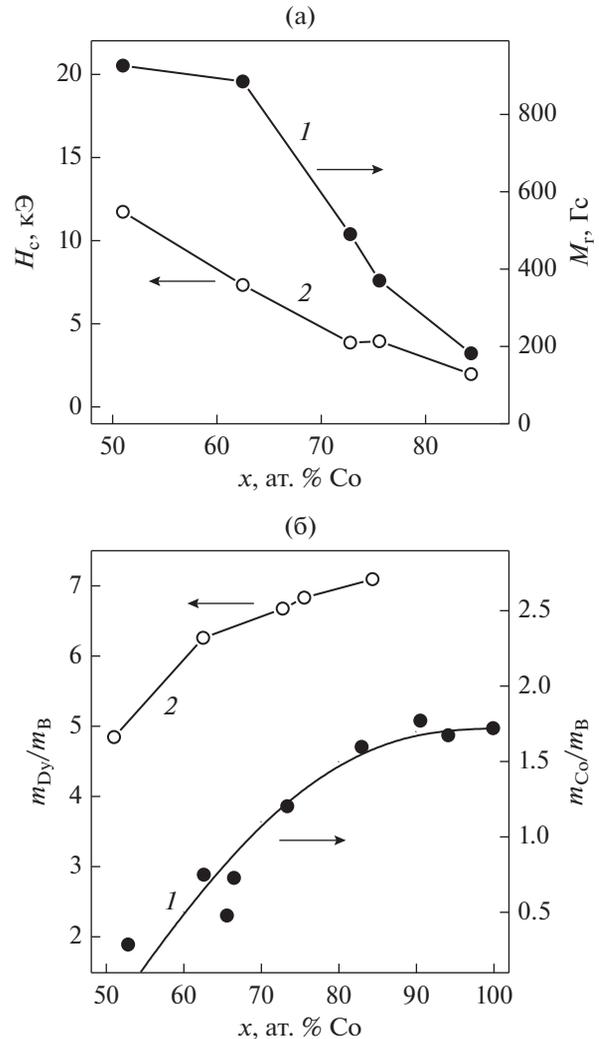


Рис. 7. Концентрационные зависимости: а – остаточной намагниченности (кривая 1) и коэрцитивной силы (кривая 2) пленок Dy–Co при $T = 5$ К; б – усредненных атомных магнитных моментов Co (кривая 1) [18] и Dy (кривая 2).

линейным ферримагнетизмом. В этой связи имеет смысл проанализировать применимость феноменологической теории спонтанной намагниченности, хорошо зарекомендовавшей себя в случае Gd–Co [23] и для системы Dy–Co. Указанная теория основана на модели молекулярного поля, которая предполагает представление спонтанной намагниченности M_s коллинеарного ферримагнетика, содержащего в нашем случае редкоземельную и кобальтовую магнитные подрешетки в форме:

$$M_s(x, T) = |M_R(x, T = 0) B_R(\chi_R) - M_T(x, T = 0) B_T(\chi_T)|, \quad (2)$$

где $M_i(x, T = 0)$ – подрешеточные намагниченности основного состояния, $B_i(\xi_i)$ – функции

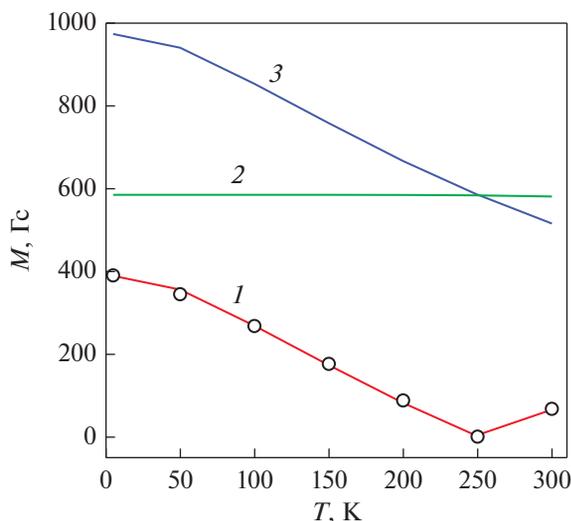


Рис. 8. Температурные зависимости спонтанной намагниченности (кривая 1), намагниченностей подрешеток Co (кривая 2) и Dy (кривая 3), рассчитанные для пленки $\text{Dy}_{24.4}\text{Co}_{75.6}$. Точками показаны экспериментальные значения остаточной намагниченности данного образца.

Бриллюэна, описывающие температурное изменение подрешеточных намагниченностей. Аргумент функции Бриллюэна представляет собой отношение энергии подрешеточной намагниченности основного состояния в соответствующем молекулярном поле H_i^* к тепловой энергии. Молекулярное поле для каждой магнитной подрешетки имеет внутривещеточную и межвещеточную составляющие и определяется выражением:

$$H_i^* = \lambda_{ii}(x) M_i(x, T) + \lambda_{ij}(x) M_j(x, T), \quad (3)$$

где $\lambda_{ii}(x)$ и $\lambda_{ij}(x)$ – параметры молекулярного поля, которые для случая аморфного состояния в соответствии с [24] довольно просто сводятся к обменным интегралам J_{TT} , J_{TR} , J_{RR} . Эти величины являются параметрами феноменологической теории и определяются только путем аппроксимации экспериментальных зависимостей $M_s(T)$ формулой (2).

Важным элементом представленной расчетной схемы является также определение подрешеточных намагниченностей в основном состоянии. Для коллинеарного ферромагнетика типа Gd–Co величина $M_R(x, T=0)$ задается как сумма магнитных моментов редкоземельных атомов в единице объема, а $M_T(x, T=0)$ определяется из экспериментального значения $M_s(x, T=0)$. Для сперимагнетика Dy–Co такой подход неприемлем. Поэтому мы использовали альтернативный вариант, задавая $M_T(x, T=0)$ в соответствии с концентрационной зависимостью среднего атомного магнитного момента Co (рис. 7б, кривая 1) и определяя $M_R(x, T=0)$ с использованием экспе-

риментальных данных. На рис. 8 в качестве примера приведены результаты моделирования температурных зависимостей спонтанной и подрешеточных намагниченностей пленки $\text{Dy}_{24.4}\text{Co}_{75.6}$. Расчетные зависимости $M_R(T)$, $M_T(T)$ и $M_s(T)$ показаны линиями. Они получены для плотности образца 7.3 г/см^3 и подгоночных параметрах J_{TT} , J_{TR} , J_{RR} , равных 233×10^{-16} , 20.6×10^{-16} , 0.84×10^{-16} эрг, соответственно. Порядок приведенных величин хорошо согласуется с данными, полученными для системы Gd–Co [20, 23, 24]. Точками на рисунке показаны экспериментальные значения $M_T(T)$, найденные из петель гистерезиса, которые можно считать эквивалентными соответствующим значениям спонтанной намагниченности. Как видно, имеет место весьма хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Это говорит о применимости феноменологической теории ферромагнетизма для количественного описания макроскопических магнитных свойств R–T сперимагнетика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе результаты дают систематическую характеристику структурных и магнитных свойств пленок Dy и бинарной системы $\text{Dy}_{100-x}\text{Co}_x$, полученных ионным высокочастотным распылением. В частности, показано, что нанокристаллическим пленкам Dy в основном состоянии свойственна асперомагнитная структура, в формировании которой участвуют сильная кристаллическая анизотропия и фрустрация межатомных обменных связей. Последнее является вероятной причиной того, что температура Кюри пленок Dy значительно выше, чем это свойственно массивным образцам. Основной структурной особенностью бинарной системы Dy–Co является аморфизация, которая распространяется на весьма широкий концентрационный диапазон ($20 < x < 85$). Аморфизация, с одной стороны, и определенное изменение электронной структуры бинарной системы, с другой стороны, ведут к немонокотонным концентрационным зависимостям ее основных магнитных свойств даже при отсутствии магнитного момента на атомах Co ($x \leq 50$). В высококобальтовой области ($x > 50$) пленкам свойственна сперимагнитная структура, в рамках которой возможно хорошее количественное описание спонтанной намагниченности с использованием теории молекулярного поля и ряда модельных приближений, сформулированных ранее для коллинеарной ферромагнитной системы типа Gd–Co.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ “Аспирант” № 19-32-90082\19, при использовании оборудования УЦКП “Современные нанотехнологии” УрФУ, при использовании оборудования Центра коллективного

пользования “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Streubel R., Lambert C.-H., Kent N., Ercius P., N'Diaye A.T., Ophus C., Salahuddin S., Fischer P.* Experimental Evidence of Chiral Ferrimagnetism in Amorphous GdCo Films // *Adv. Mat.* 2018. V. 30. P. 1800199.
2. *Заворницын 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. V. 121. P. 688–695.
3. *Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н., Рябухина М.В., Проглядо В.В., Вешке О., Устинов В.В.* Когерентная веерная магнитная структура в сверхрешетках Fe/Gd // *Письма в ЖТФ.* 2018. V. 108. P. 361–366.
4. *Venito L., Ward R.C.S., Blamire M.G.* Positive magnetoresistance induced by fan-type phases in a spin-spiral magnet // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 88. P. 224407.
5. *Tankeev A.P., Borich M.A., Smagin V.V.* Dynamics of a Spiral Magnetic Structure in an External Magnetic Field // *Phys. Met. Metallogr.* 2014. V. 115. P. 425–436.
6. *Девятириков Д., Васьковский В.О., Жакетов В.Д., Кравцов Е.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Степанова Е.А., Устинов, В.В.* Магнитные свойства тонких пленок Dy, выращенных на подложках Al₂O₃ с различной кристаллографической ориентацией // *ФММ.* 2020. V. 121. P. 1229–1233.
7. *Taylor K.* Intermetallic Compounds of the Rare Earth Metals: Mir, Moscow, 1974. 221 с.
8. *Agui A., Mizumaki M., Asahi T., Sayama J., Matsumoto K., Morikawa T., Matsushita T., Osaka T., Miura Y.* Incident angle dependence of MCD at the Dy M₅-edge of perpendicular magnetic Dy_xCo_{100-x} films // *J. Alloys Comp.* 2006. V. 208–412. P. 741–745.
9. *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. Metal.* 2017. V. 118. P. 1263–1299.
10. *Balytov K.G., Kudryukov E.V., Vas'kovskiy V.O., Adanakova O.A., Kulesh N.A., Stepanova E.A., Rusalina A.S.* Magnetism of amorphous Dy–Tb–Co-type films // *J. Phys. Conf.* 2019. V. 1389. P. 012014.
11. *Ma L.Y., Tang B.Z., Chan K.C., Zhao L., Tang M.B., Ding D., Kia L.* Formability and magnetic properties of DyCo binary amorphous alloys // *AIP Advances.* 2018. V. 8. P. 075215.
12. *Persson K.* Materials Data on Dy (SG:194) by Materials Project. 2016. <https://doi.org/10.17188/1312720>
13. *Takesako K., Okayama Y., Kawabata K.* Dependence of substrate dc bias voltage on structural properties of nickel thin films using magnetron sputtering with multipolar magnetic plasma confinement assisted by inductively coupled plasma // *J. Vacuum Soc. Japan.* 2006. V. 49. P. 156–158.
14. *Cheng F., Jiang C., Wu J.* Effect of substrate temperatures on texture in thin films by magnetron sputtering // *Materials Letters.* 2005. V. 59. P. 1530–1532.
15. *Lopez Anton R., Gonzales J.A., Andres J.P., Kurlyandskaya G.V., Svalov A.V.* Structural and Magnetic Properties of Ni_{0.8}Fe_{0.2}/Ti Nanoscale Multilayers // *Nanomaterials.* 2018. V. 8. P. 780.
16. *Kudrevatykh N.V., Volegov A.S.* Magnetism of rare earth metals and their intermetallic compounds: UrFU, Yekaterinburg, 2015. 29 p.
17. *Vas'kovskiy V.O., Adanakova O.A., Kudryukov E.V., Stepanova E.A., Rusalina A.S., Balytov K.G.* Magnetism of Dy–Co system amorphous films // *AIP Conf. Proc.* 2019. V. 2174. P. 020161.
18. *Васьковский В.О., Адаканова О.А., Балымов 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. V. 57. P. 1125–1130.
19. *Uchiyama S.* Magnetic properties of rare earth-cobalt amorphous films // *Mater. Chem. Phys.* 1995. V. 42. P. 38–44.
20. *Hansen P., Clausen C., Much G., Rosenkranz M., Witter K.* Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66(2). P. 756.
21. *Bhatt R.S., Ye L.X., Luo Y.C., Wu T.H.* Study of RE_x–Fe_{100-x} (RE = Tb, Dy, Gd) ferrimagnets for SOT application // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 113902.
22. *Betz J., Mackay K., Givord D.* Magnetic and magnetostrictive properties of amorphous Tb_(1-x)Co_x thin films // *JMMM.* 1999. V. 207. P. 180–187.
23. *Svalov A.V., Adanakova O.A., Vas'kovskiy V.O., Balytov K.G., Larranaga A., Kurlyandskaya G.V.* Thickness dependence of magnetic properties of thin amorphous ferrimagnetic rare earth–transition metal multilayers // *JMMM.* 2018. V. 459. P. 57–60.
24. *Kobliska R.J., Gangulee A., Cox D.E., Bajorek C.H.* Temperature dependence of the magnetic properties amorphous Co–Gd–Mo thin films // *IEEE Trans. Magn.* 1977. V. 13(6). P. 1762–1767.