01,05

Особенности формирования магнитных свойств 3d-переходных металлов в пленках твердых растворов R-T (R = Y, La, Gd; T = Co, Ni)

© А.Н. Низаев, Е.В. Кудюков, А.Н. Горьковенко, Е.А. Степанова, Н.В. Селезнёва, А.В. Свалов, В.Н. Лепаловский, В.О. Васьковский

Уральский Федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: azat.nizaev@urfu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Исследованы магнитные свойства пленок бинарных систем R_xT_{100-x} (R = Y, La, Gd; T = Co, Ni), полученных методом магнетронного напыления, в области, обогащенной 3d-металлами ($x < 50$). Получены концентрационные и температурные зависимости спонтанной намагниченности, температуры Кюри и среднего магнитного момента в расчете на атом переходного металла. Дана интерпретация различий в магнетизме R-T систем, содержащих разные 3d-элементы.

Ключевые слова: тонкие пленки, редкоземельные металлы, переходные металлы, магнитный момент, ферримагнетизм

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61176.10HH-25

1. Введение

Классические 3d-переходные металлы, такие как Fe, Co, Ni, а также их бинарные сплавы изучаются давно ввиду наличия уникальных магнитных свойств, обусловленных зонным характером магнетизма этих металлов. К числу их отличительных свойств относятся высокие значения спонтанной намагниченности и малый гистерезис, сохраняющиеся в широком температурном интервале. Особый интерес представляют планарные среды на их основе (однослойные пленки, композиты, структуры типа „сэндвич"), которые имеют определенные перспективы при использовании в качестве функциональных сред устройств магнитодинамики и спинтроники [1–3] — ключевых практических приложений современной физики конденсированного состояния.

Вместе с этим в последнее время возрос интерес к исследованию магнитоупорядоченных сред, обладающих функционально новыми свойствами, к которым относятся неколлинеарные магнитные структуры (асперо-, сперо-, сперимагнитные). Их существование, как правило, связано со специфическим структурным состоянием объектов, ведущим к неоднородному обменному взаимодействию и дисперсии магнитной анизотропии. К числу сред, в которых наблюдаются подобные структуры, относятся твердые растворы редкоземельных и переходных металлов в пленочном состоянии, имеющие относительно высокую температурную стабильность магнитного состояния в широком концентрационном интервале. Подавляющее количество работ, посвященных неколлинеарным магнитным структурам, относится к наноразмерным пленкам бинарных систем R_xT_{100-x} (R = Gd, Tb, Dy, Ho; T = Fe, Co, Ni) [4–15]. Повышенный интерес представляют аморфные пленки с $x < 50$. В этом интервале составов 3d-элемент обладает спонтанным вкладом в суммарную намагниченность, тогда как R-составляющая может представлять собой пространственно-разориентированную, но „жесткую" в обменном смысле магнитную структуру. В результате комбинация двух подсистем — редкоземельной (R) и переходной (T) — может приводить к сперимагнитной структуре.

Экспериментальным подтверждением образования неколлинеарности намагниченности в R-подсистеме является определенный по данным магнитометрии эффективный магнитный момент, приходящийся на атом редкоземельного элемента. Отличие такового в меньшую сторону от табличного значения дает основание полагать, что в действительности система R магнитных моментов неколлинеарна [16–18]. Однако вычленение вклада R-составляющей представляет собой отдельную задачу, так как остается неизвестным парциальный вклад 3d-подсистемы, изменяющийся из-за модификации ее зонной структуры под влиянием электронной подсистемы R-элементов. Для решения этой задачи в качестве R используют немагнитный La или Y [19,20], которые имеют близкий атомный радиус с R-элементами, а также подобную конфигурацию внешней части электронной оболочки. Таким образом, в системах (Y, La)-T вклад в спонтанную намагниченность остается только от T-элемента, и имеется возможность определения его эффективного магнитного момента в зависимости от состава R-T системы.

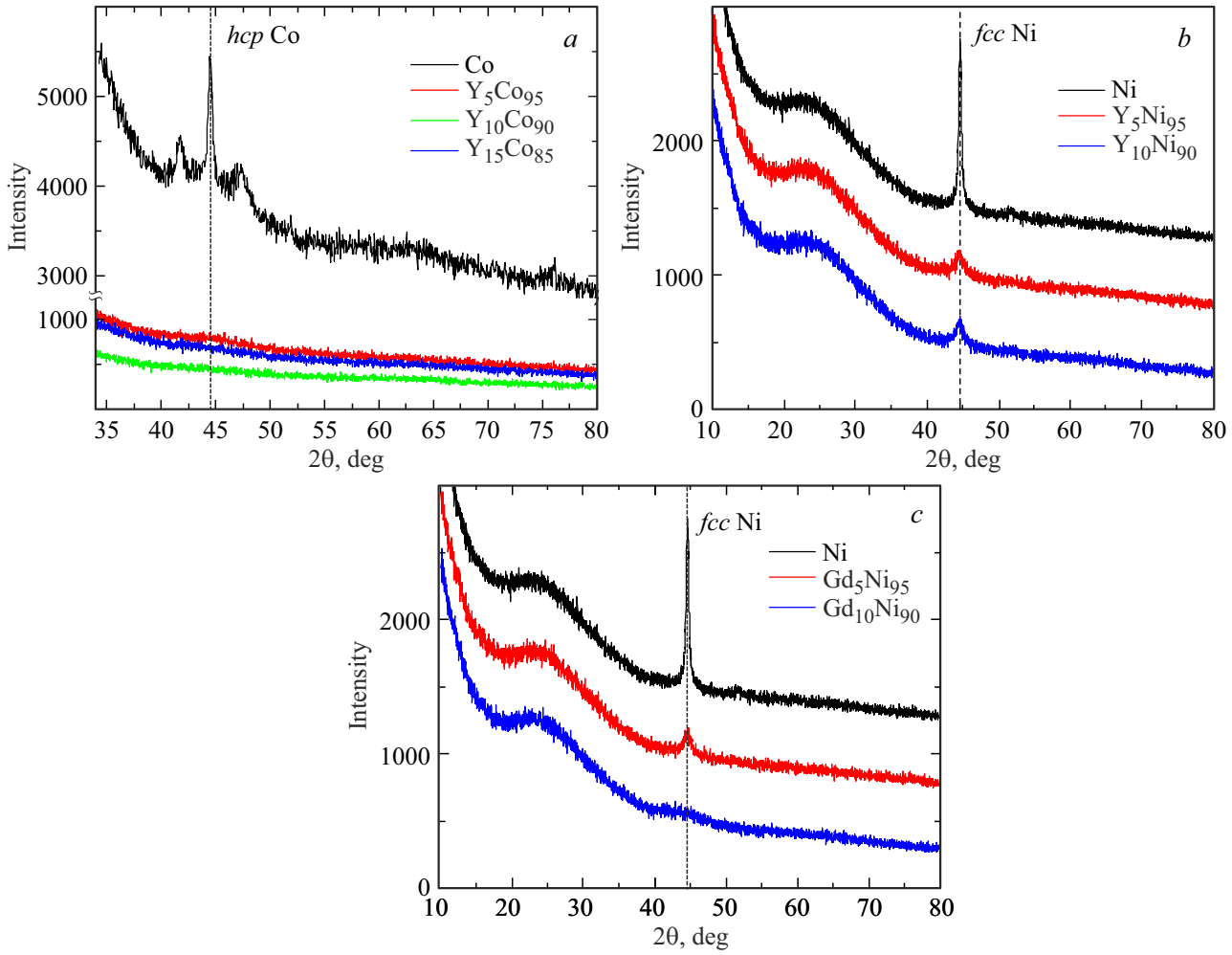

Рис. 1. Дифрактограммы пленочных систем Y-Co (*a*), Y-Ni (*b*), Gd-Ni (*c*).

Целью данной работы является систематическое изучение магнетизма 3*d*-переходных металлов (Co, Ni) в составе систем Y-*T*, La-*T*, Gd-*T* и его количественная характеристика в форме концентрационных зависимостей эффективного магнитного момента на атомах *T*-металлов.

2. Образцы и методика исследований

Все пленочные образцы систем Y-Co, Y-Ni, La-Co, Gd-Co, Gd-Ni получены методом магнетронного напыления в атмосфере аргона в режиме сораспыления однокомпонентных *R*- и *T*-мишеней. Образцы наносились на стеклянные подложки Corning в присутствии постоянного магнитного поля (технологическое поле) напряженностью 250 Oe. Варьирование состава пленок осуществлялось путем изменения соотношения скоростей осаждения *R*- и *T*-металлов. Номинальная толщина пленок составляла 100 nm. Все образцы имели защитное покрытие в форме слоя Ta толщиной 5 nm. Структурная аттестация образцов проводилась на дифрактометре Bruker D8, магнитные свойства определялись с использованием измерительных комплексов MPMS EverCool и PPMS DynaCool (опция „вибромагнитометр“), а также вибромагнитометра LakeShore в температурном диапазоне от 5 до 700 K в магнитном поле до 70 kOe, которое ориентировалось в плоскости пленочных образцов.

Структурный анализ пленок *R*-*T*

Данные рентгеноструктурного анализа пленок исследуемых систем представлены на рис. 1 и в табл. 1. Они показывают, что пленки чистых Co и Ni находятся в поликристаллическом состоянии и имеют структуры типа *hcp* и *fcc* соответственно. Сравнение рассчитанных значений параметров кристаллической решетки и рентгеновской плотности металлов с табличными величинами для массивных образцов [21,22] свидетельствует о том, что в пленочном состоянии структурные параметры претерпевают изменение. Гексагональная упаковка у Co несколько больше по размерам вдоль направлений *a* и *c*, что в результате приводит к снижению рентгеновской

Таблица 1. Параметры решетки и значения плотности Co и Ni

Metal	a, Å	c, Å	ρ, g/cm^3
Co	2.516 (2.507)	4.076 (4.070)	8.76 (8.84)
Ni	3.625 (3.520)	–	8.180 (8.94)

плотности металла. Аналогичная ситуация в рамках ГЦК-решетки наблюдается в случае Ni.

Структурное состояние пленок 3*d*-элементов в комбинации с редкими землями определяющим образом зависит от состава. В образцах системы *R*-Co увеличение содержания *R* приводит к довольно быстрому переходу в аморфное состояние, о чем свидетельствует отсутствие дифракционных линий у образцов уже с 5-процентным содержанием Y и Gd. Несколько иная ситуация наблюдается в случае пленок *R*-Ni: кристаллическая фаза сохраняется вплоть до 10-процентного содержания *R*-металла. Правда концентрация кристаллической фазы, судя по интенсивности линий, невелика. Тем самым, можно утверждать, что редкоземельные металлы с разной долей эффективности выступают в роли аморфизатора в системах с переходными 3*d*-металлами.

3. Магнитные свойства систем R_xCo_{100-x}

Пленки редкоземельных металлов в комбинации с Co демонстрируют сильную зависимость магнитных свойств от состава. Это, в частности, видно из рис. 2, на котором представлены температурные зависимости относительной намагниченности пленок системы Y_xCo_{100-x}. Они измерены при монотонном повышении температуры в магнитном поле напряженностью 100 Oe из состояния, полученного путем охлаждения образцов в поле 70 kOe. Зависимости имеют типичный для ферромагнитного упорядочения характер. Как можно видеть, эффективность обменного взаимодействия в Co-подсистеме резко падает с увеличивающейся ролью Y, что, в частности, выражается в значительном уменьшении температуры Кюри.

Кроме того, изменение концентрации Y приводит к уменьшению эффективного магнитного момента, приходящегося на атом Co. Его значения определялись по величинам намагниченности насыщения M_s образцов соответствующих составов. Также принималось, что величина плотности пленок является линейной функцией состава. Плотность редкоземельного элемента была выбрана табличной, при этом плотность Co с учетом рентгеноструктурных данных взята из табл. 1.

Результаты полученных значений момента Co в зависимости от концентрации *R* приведены на рис. 3. Точками обозначены полученные значения момента, штриховыми линиями обозначена аппроксимация по

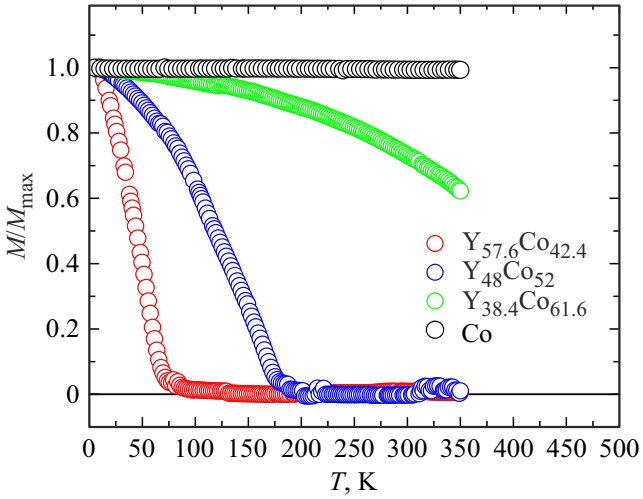

Рис. 2. Температурные зависимости приведенной намагниченности пленок Y_xCo_{100-x}.

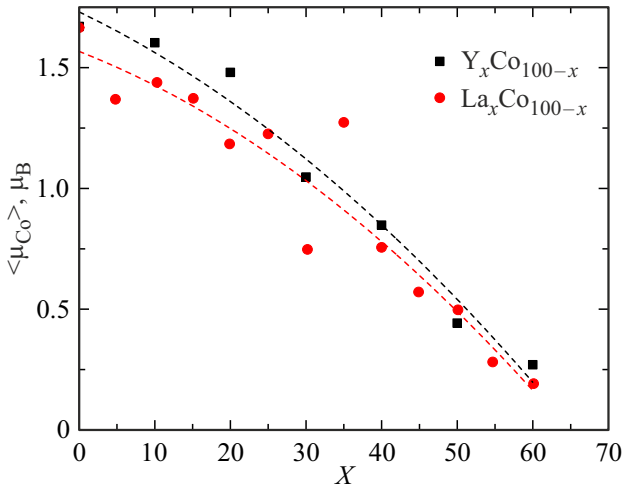

Рис. 3. Концентрационные зависимости эффективного момента атомов Co, определенные на системах Y-Co и La-Co.

квадратичному закону. Как можно видеть, момент чистого кобальта близок к теоретическому значению 1.7 μ_B. По мере увеличения содержания Y или La эффективный момент монотонно снижается вплоть до составов с $x \approx 65\,\%$. В области малого содержания „редкой земли“ в образцах наблюдается незначительное расхождение зависимостей, однако при этом можно отметить довольно-таки близкий ход зависимостей $\langle\mu_{Co}\rangle(x_Y)$ и $\langle\mu_{Co}\rangle(x_{La})$ в области $x = 50-60\,\%$.

Данный характер зависимости эффективного момента кобальта является известным атрибутом аморфных пленок, который связывается с заполнением 3*d*-подзоны кобальта, которая отвечает за формирование спонтанного магнитного момента, электронами внешних оболочек *R*-элемента [23]. По этой причине при достаточно большом содержании редкоземельного металла подсистема Co становится практически немагнитной.

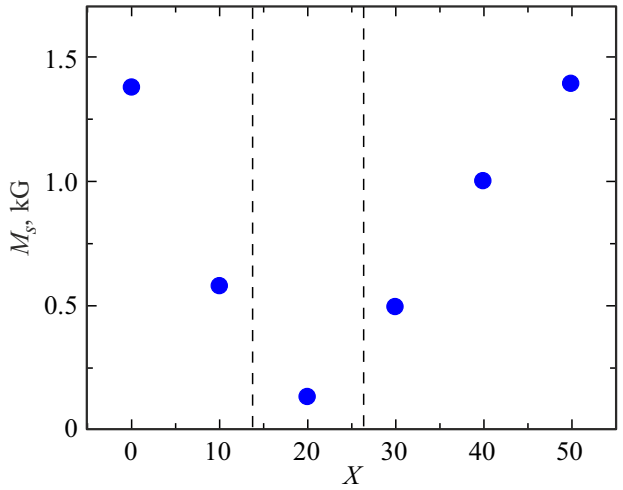

Рис. 4. Концентрационная зависимость спонтанной намагниченности при температуре 5 K для пленок системы Gd-Co.

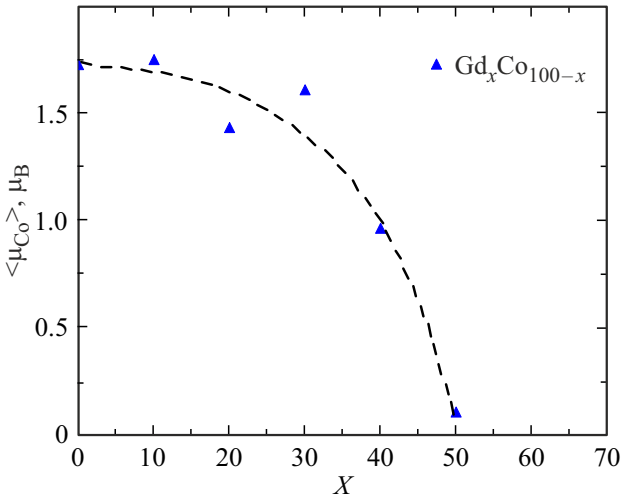

Рис. 5. Концентрационная зависимость эффективного момента атомов Co, определенная на системе Gd-Co.

Кобальт в составе бинарных систем с магнитоупорядоченными редкоземельными металлами в высококобальтовой области составов так же обладает ферромагнитным упорядочением, что в совокупности с отрицательным обменным взаимодействием между ним и R-металлами приводит к ферримагнетизму [24]. В это же время редкоземельная подсистема может быть коллинеарной ($R = \mathrm{Gd}$), либо асперомагнитной ($R = \mathrm{Tb}$, Dy, Ho) [25]. Результаты, полученные нами в ходе магнитометрии образцов, указывают на ферримагнитное упорядочение в системе Gd-Co, что, в частности, следует из композиционной зависимости намагниченности насыщения пленок $\mathrm{Gd}_x\mathrm{Co}_{100-x}$ при 5 K (рис. 4). Данная зависимость имеет немонотонный характер изменения M_s с минимумом в области, ограниченной штриховыми линиями. По сути, немонотонность $M_s(x)$ отражает концентрационное изменение парциальных намагниченностей подрешеток Gd и Co, значения которых сравниваются в области около $x = 20\,\%$ при 5 K, то есть возникает магнитная компенсация.

Также при рассмотрении области, в которой гадолиниевая подсистема имеет коллинеарное упорядочение, а ее эффективный магнитный момент равен $7\,\mu_\mathrm{B}$ ($0 < x < 50$) [25], появляется возможность определения вклада кобальта в суммарный момент с использованием экспериментальных данных о зависимости $M_s(x)$. Соответствующий эффективный магнитный момент Co в зависимости от концентрации Gd при температуре 5 K представлен на рис. 5. Как можно видеть, в данном случае при малых добавках редкоземельного элемента изменения магнитного момента Co менее выражены, чем в пленках с „немагнитными“ Y и La. Также наблюдается различие в концентрации, при которой момент обращается в нуль: в пленках с Gd таковое значение соответствует 50 %. Указанные расхождения в ходе зависимостей $\langle\mu_\mathrm{Co}\rangle(x_R)$ ($R = \mathrm{Y}$, La, Gd) могут являться следствием все-таки имеющихся отличий электронных конфигураций атомов редкоземельных металлов. Если в случае Y и La имеет место схожий характер влияния на $3d$-подзону кобальта, то Gd проявляет себя более эффективно в части уменьшения спонтанного магнитного момента Co.

4. Магнитные свойства систем $R_x\mathrm{Ni}_{100-x}$

В случае бинарной системы $\mathrm{Y}_x\mathrm{Ni}_{100-x}$ магнетизм Ni также в большой мере обуславливается концентрацией редкоземельного элемента, как и в системах с Co. На рис. 6, a представлена зависимость эффективного магнитного момента Ni от концентрации иттрия, определенная с использованием данных о зависимости $M_s(x)$ при 5 K. Момент пленки чистого элемента $\langle\mu_\mathrm{Ni}\rangle(0) = 0.58\,\mu_\mathrm{B}$ очень близок к теоретическому значению $0.6\,\mu_\mathrm{B}$, что еще раз подтверждает адекватность выбранной методики. Монотонно убывающий характер зависимости обуславливается все той же модификацией $3d$-подзоны никеля, формирующей его спонтанный магнитный момент. Однако по сравнению с аналогичной зависимостью для Co здесь достижение немагнитного состояния происходит при гораздо меньшей концентрации Y. Возможной причиной этому служит меньшее расщепление подзон Ni, чем у Co, которое нивелируется при относительно меньшей концентрации электронов R-элементов.

Температурная стабильность магнитного упорядочения в пленках $\mathrm{Y}_x\mathrm{Ni}_{100-x}$ так же проявляет сильную зависимость от состава. На рис. 6, b представлена зависимость температуры Кюри пленок от концентрации иттрия. Для чистого Ni соответствующее значение $T_c(x = 0) = 630$ K совпадает с литературными данными для массивного образца. Стремительное понижение T_c с увеличением концентрации Y указывает на сильное изменение обменной связи в Ni-подсистеме, зависящей как

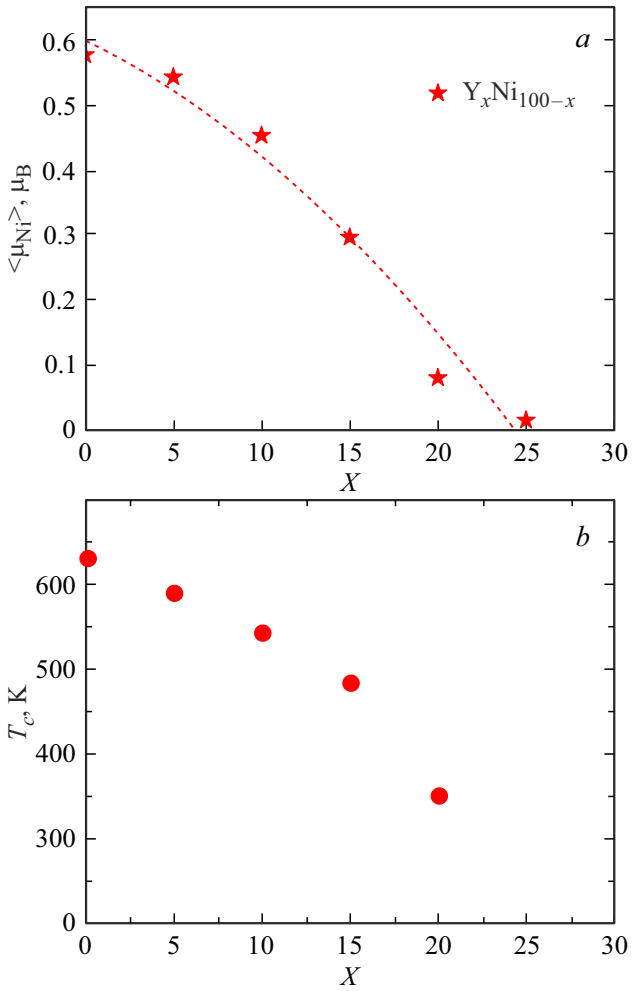

Рис. 6. Концентрационные зависимости эффективного магнитного момента атомов Ni (a) и температуры Кюри системы Y_xNi_{100-x} (b).

от величины расщепления $3d$-зоны, так и от эффектов гибридизации с зоной проводимости Y.

На рис. 7 представлены полевые зависимости намагниченности пленок Gd_xNi_{100-x} при температуре 5 K для разных составов, измеренные в плоскости образцов. В данном случае величина M_s определяемая путем линейной аппроксимации высокополевой зависимости $M(H)$ на нулевое поле (штриховая линия на петле пленки $Gd_{10}Ni_{90}$). Найденная таким образом характеристика, строго говоря, не совпадает с намагниченностью насыщения образцов и рассматривается нами как количественная оценка спонтанной намагниченности ферримагнитной фазы.

Величина M_s меняется немонотонно при варьировании состава, следовательно, имеет место магнитная компенсация. Данное обстоятельство явно отражается на концентрационной зависимости $M_s(x)$, представленной на рис. 8. Заштрихованная область отражает диапазон концентраций Gd, в котором локализован компенсационный состав. В сравнении с соответствующей зависимостью в системе Gd_xCo_{100-x} обнаруживается, что компенсация происходит при существенно меньшей концентрации Gd, что объясняется различием величиной моментов на атом Co и Ni.

Как можно видеть на рис. 7, образцы не достигают состояния насыщения даже в поле 70 kOe, что указывает на возможное отклонение от коллинеарного ферромагнитного порядка в Gd-подрешетке, причиной которого, предположительно, является наличие определенной доли фрустрированной магнитной фазы, образование которой обуславливается в наноразмерных пленках R-T структурной неоднородностью [25,26]. Результаты дифрактометрии показывают, что в данных пленках нанокристаллическое состояние сохраняется вплоть до 10–15 % содержания Gd. В рамках данной структуры может реализоваться магнитный порядок, характеризующийся высокой дисперсией локальных осей легкого

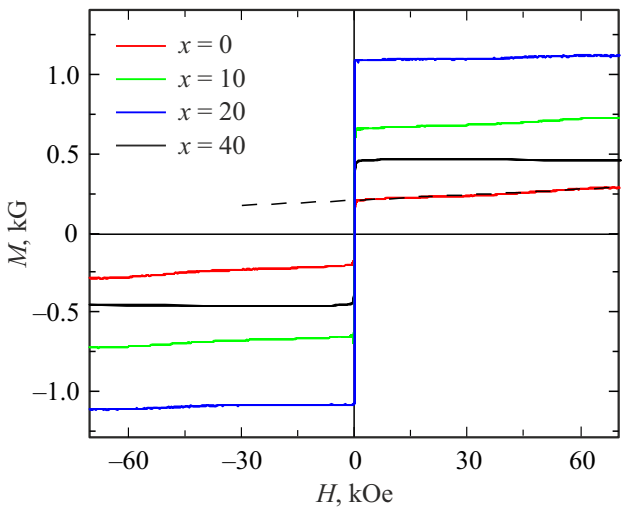

Рис. 7. Полевые зависимости намагниченности пленок системы Gd_xNi_{100-x}, измеренные при температуре 5 K.

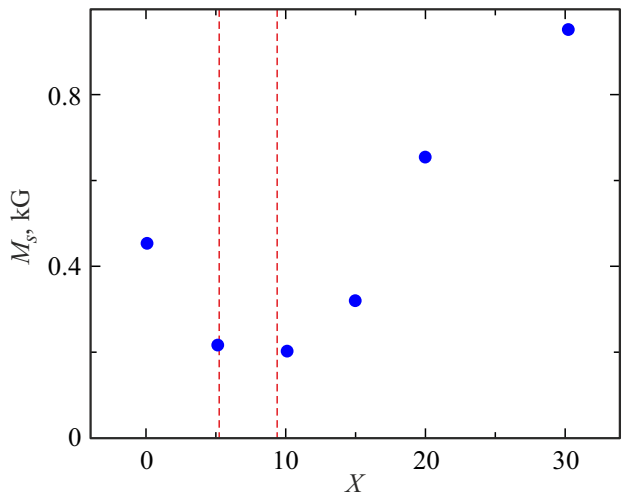

Рис. 8. Концентрационная зависимость спонтанной намагниченности пленок Gd_xNi_{100-x}, измеренная при температуре 5 K.

Таблица 2. Магнитные параметры пленок систем R-Co

x	Y_xCo_{100-x}		La_xCo_{100-x}	Gd_xCo_{100-x}	
	T_c, K	$\langle\mu_{Co}\rangle$, μ_B	$\langle\mu_{Co}\rangle$, μ_B	T_c, K	$\langle\mu_{Co}\rangle$, μ_B
0	–	1.67	1.67	–	1.72
10	–	1.60	1.44	–	1.74
20	–	1.48	1.18	215 (T_{comp})	1.42
30	–	1.04	0.75	–	1.6
40	–	0.85	0.76	–	0.95
50	179	0.44	0.50	307	0.09
60	69	0.27	0.19	216	0

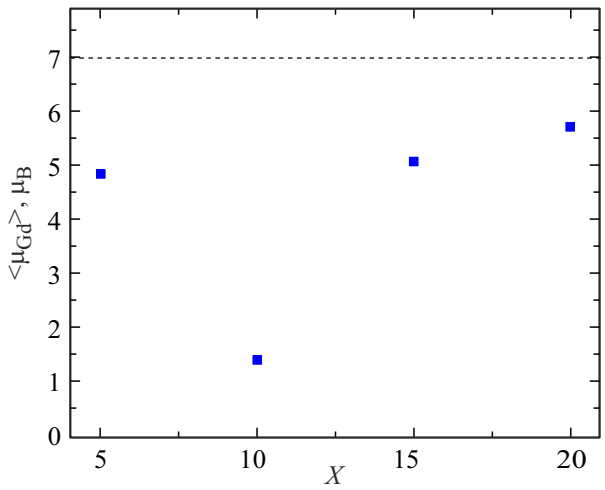

Рис. 9. Концентрационная зависимость эффективного магнитного момента атомов Gd в системе Gd_xNi_{100-x}.

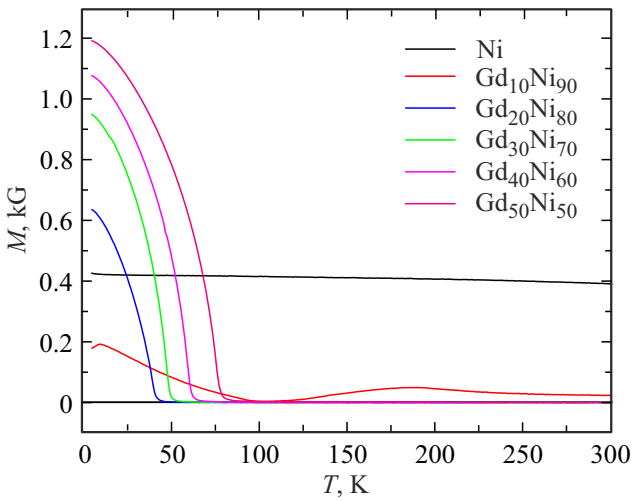

Рис. 10. Температурные зависимости приведенной намагниченности для пленок системы Gd_xNi_{100-x}.

намагничивания, неизбежно приводящий к фрустрации (неопределенности) в расположении локальных магнитных моментов Gd. Также может имеет место другой механизм, связанный с высокодефектным состоянием материала, в котором может быть реализован RKKY-вариант обменного взаимодействия, приводящий к дисперсии как знака, так и величины обменного параметра. При этом стабилизирующая роль Ni в части уменьшения фрустрации моментов Gd проявляется слабо, в результате чего в гадолиниевой подрешетке сохраняется неколлинеарная структура типа сперо- или асперомагнитной даже при малом содержании гадолиния. В подтверждение данного тезиса можно привести зависимость эффективного магнитного момента Gd на атом, которая была получена с использованием данных о $\langle\mu_{Ni}\rangle(x)$ из системы Y_xNi_{100-x}. Она приведена на рис. 9. Из данной зависимости видно, что момент в рассматриваемой области составов имеет меньшее значение, нежели для свободного атома Gd равного $7\mu_B$, что указывает на наличие некого угла раствора асперомагнитного конуса магнитных моментов в Gd-подрешетке.

Композиционное изменение испытывают так же и температурные зависимости спонтанной намагниченности образцов, измеренные в поле напряженностью 100 Oe, которые представлены на рис. 10. Падение спонтанного момента Ni-подрешетки с ростом x естественным образом приводит к росту суммарной намагниченности ввиду антипараллельной ориентации Gd и Ni. Тем не менее присутствует также некая промежуточная зависимость $M(T)$, имеющая немонотонный характер с минимумом, который соответствует нулевой намагниченности при температуре 104 K. В данной точке намагниченности подрешеток Gd и Ni скомпенсированы, то есть имеют одинаковую величину. Ввиду того, что гадолиний по сравнению с никелем имеет меньшую температурную стабильность магнитного упорядочения, Ni-подрешетка начинает вносить преобладающий вклад в суммарную намагниченность, что объясняет дальнейший рост $M(T)$ до некого максимального значения. Последующее повышение температуры приводит к уменьшению вклада Ni

Таблица 3. Магнитные параметры пленок систем R-Ni

x	Y_xNi_{100-x}		Gd_xNi_{100-x}	
	T_c, K	$\langle\mu_{Ni}\rangle$, μ_B	T_c, K	$\langle\mu_{Gd}\rangle$, μ_B
0	630	0.58	630	–
5	589	0.54	–	4.86
10	542	0.45	104 (T_{comp})	7.25
15	483	0.30	125 (T_{comp})	5.09
20	350	0.08	42	5.73
30	–	0	50	5.91
40	–	0	62	5.67
50	–	0	78	5.68

и в конечном счете к отсутствию спонтанной намагниченности.

Магнитная компенсация присуща и другим ферримагнитным (сперимагнитным) пленкам R-T в области большего содержания T-элемента. Как уже показано нами ранее, и в ряде других работ скомпенсированное состояние магнитных подрешеток R и T зависит как от концентрации элементов, так и от температурного хода парциальных зависимостей намагниченностей системы [27–31], причем компенсация образуется в довольно-таки узком диапазоне составов. При этом существование подобной особенности дает возможность получения в пленках R-T некого аналога антиферромагнитного упорядочения при определенных температуре и составе, что может быть интересным в части использования данных структур в прикладных целях [32,33].

5. Количественная характеристика магнетизма пленок R-T

Обобщение всех полученных экспериментальных данных о магнитных свойствах систем (Y, La, Gd)-Co и (Y, Gd)-Ni в обогащенной 3d-металлом области составов представлено в табл. 2 и 3. Места с прочерком обозначают те значения температуры Кюри или эффективного магнитного момента, которые либо не были получены в ходе эксперимента, либо не относятся к конкретному составу.

6. Заключение

Представлены результаты систематического исследования структурных и магнитных свойств пленок бинарных систем (Y, La, Gd)-Co и (Y, Gd)-Ni в широких полевом и температурном интервалах. Показано, что пленки чистых 3d-металлов, осажденные на стеклянную подложку, находятся в поликристаллическом состоянии со структурными параметрами, значения которых отличны от соответствующих характеристик массивного состояния данных металлов. Это приводит к пониженной плотности пленочных образцов, которую нужно учитывать при количественной оценке магнитных характеристик, приведенных к атомному масштабу. R-содержащие пленки в большей части концентрационной области являются рентгеноаморфными. В зависимости от типа 3d-металла переход пленок в аморфное состояние происходит при разной концентрации R-элемента.

Для систем T-Co получены экспериментальные зависимости эффективного магнитного момента атомов Co$\langle\mu_{Co}\rangle$ от концентрации соответствующего R = Y, La, Gd, которые показывают приемлемую сопоставимость как между собой, так и с литературными источниками. Определяемый из разных систем $\langle\mu_{Co}\rangle$ для пленки чистого Co близок к теоретическому значению $1.7\mu_B$. Переход в немагнитоупорядоченное состояние связывается с нивелировкой расщепления 3d-подзоны Co. Композиционное изменение температурного хода спонтанной намагниченности Co указывает на сильную связь температуры упорядочения и состава.

Для системы T-Ni построена концентрационная зависимость эффективного магнитного момента Ni$\langle\mu_{Ni}\rangle(x)$. При $x = 0$ соответствующий момент Ni имеет хорошее согласие с теоретическим равным $0.6\mu_B$. Разрушение ферромагнетизма в Ni-подсистеме происходит при значительно меньшей концентрации T-элементов, чем в пленках R-Co, ввиду меньшего расщепления 3d-зоны. Зависимость $\langle\mu_{Ni}\rangle(x)$ использована для анализа магнетизма Gd в составе пленок Gd-Ni. Найдено, что имеет место отклонение от коллинеарности в магнитной структуре Gd-подсистемы, причиной которого, вероятно, является слабый обмен между подрешетками.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-22-00173.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] Г.Ю. Мельников, В.Н. Лепаловский, А.В. Свалов, P. Lazpita, Н.А. Бузников, Г.В. Курляндская. ФТТ **64**, *9*, 1248 (2022).
[2] А.В. Свалов, В.Е. Иванов, В.Н. Лепаловский, А.А. Фещенко, А.Н. Горьковенко, И.А. Макарочкин, В.О. Васьковский, Г.В. Курляндская. ФТТ **64**, *9*, 1139 (2022).
[3] И.Г. Важенина, С.В. Столяр, В.Ю. Яковчук, Р.С. Исхаков. ФТТ **63**, *12*, 2106 (2021).
[4] Z. Hu, J. Besbas, R. Smith, N. Teichert, G. Atcheson, K. Rode, P. Stamenov, J.M.D. Coey. Appl. Phys. Lett. **120**, *11*, 112401 (2022).

[5] В.О. Васьковский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, E.A. Kravtsov, О.А. Аданакова, А.С. Русалина, К.Г. Балымов, А.В. Свалов. ФММ **122**, *5*, 513 (2021).
[6] Himalay Basumatary, J. Arout Chelvane, D.V. Sridhara Rao, A. Talapatra, J. Mohanty, Deepak Kumar, Vajinder Singh, S.V. Kamat, Rajeev Ranjan. Journal of Alloys and Compounds **869**, *5*, 159571 (2021).
[7] S. Uchiyama. Materials Chemistry and Physics **42**, *1*, 38 (1995).
[8] Krnel, S. Vrtnik, A. Jelen, P. Koželj, Z. Jagličić, A. Meden, M. Feuerbacher, J. Dolinšek. Intermetallics **117**, 106680 (2020).
[9] Ł. Frąckowiak, F. Stobiecki, M. Urbaniak, M. Matczak, G. David Chaves-O‘Flynn, M. Bilski, A. Glenz, P. Kuświk. JMMM **544**, 168682 (2022).
[10] D. Chen, Y. Xu, S. Tong, W. Zheng, Y. Sun, J. Lu, N. Lei, D. Wei, J. Zhao. Phys. Rev. Mater. **6**, *1*, 9 (2022).
[11] P.J. Grundy. JMMM **21**, *1*, 1 (1980).
[12] M.M. Elkenany, S.H. Aly, S. Yehia. Cryogenics **123**, 103439 (2022).
[13] T. McGuire, R. Gambino. IEEE Transactions on Magnetics **14**, *5*, 838 (1978).
[14] M. Takahashi, T. Shimamori, T. Miyazaki, T. Wakiyama, A. Yoshihara. IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan **4**, *11*, 666 (1989).
[15] P. Hansen, D. Raasch, D. Mergel. J. Appl. Phys. **75**, *10*, 5267 (1994).
[16] J. Arout Chelvane, Ashega Sherly, M. Palit, A. Talapatra, J. Mohanty. Journal of Materials Science: Materials in Electronics **30**, 8989 (2019).
[17] V.O. Vaskovskiy, O.A. Adanakova, K.G. Balymov, N.A. Kulesh, A.V. Svalov, E.A. Stepanova. Physics of the Solid State **57**, *6*, 1142 (2015).
[18] L. Frąckowiak, F. Stobiecki, M. Urbaniak, M. Matczak, G. Chaves-O’Flynn, M. Bilski, A. Glenz, P. Kuswik. JMMM **544**, 168682, (2022).
[19] K. Fukamichi, T. Goto, T. Fukunaga, K. Suzuki. Materials Science and Engineering: A **133**, 245 (1991).
[20] D. Gignoux, D. Givord, A. Liénard. J. Appl. Phys., **53**, *3*, 2321 (1981).
[21] T. Pan, G.W.D. Spratt, L. Tang, D.E. Laughlin. JMMM **155**, 309 (1996)
[22] H.L. Luo, P.E. Duwez. Journal of the Less-Common Metals **6**, 248 (1964).
[23] Z. Hu, J. Besbas, K. Siewierska, R. Smith, P. Stamenov. J.M.D. Coey, Phys. Rev. B. **109**, 014409 (2024).
[24] N.C. Koon, K.D. Aylesworth, V.G. Harris, B.N. Das. Journal of Alloys and Compounds **181**, *1–2*, 409 (1992).
[25] E.V. Kudyukov, V.O. Vaskovskiy, A.V. Svalov, K.G. Balymov, V.E. Maltseva. JMMM **565**, 170254 (2022).
[26] А.В. Свалов, В.Н. Лепаловский, Е.А. Степанова, И.А. Макарочкин, В.О. Васьковский, A. Laranaga, Г.В. Курляндская. ФТТ **63**, *9*, 1198 (2021).
[27] P. Sobieszczyk, M. Krupinski. Phys. Rev. B **109**, *2*, 11 (2024).
[28] Zhiyuan Zhao, Dan Su, Tao Lin, Zhicheng Xie, Duo Zhao, Jianhua Zhao, Na Lei, Dahai Wei. Phys. Rev. Appl. **19**, *4*, 8 (2023)
[29] T.J. Del Rose, Y. Mudryk, D. Haskel, A.K. Pathak, V.K. Pecharsky. Phys. Rev. Mater. **6**, *4*, 044413 (2022).
[30] M.V. Makarova, E.A. Kravtsov, V.V. Proglyado, I.A. Subbotin, E.M. Pashaev, D. Kholin, Yu.N. Khaydukov. J. Surf. Investig. **17**, 450 (2023).
[31] M.S. Anikin, E.N. Tarasov, M.A. Semkin, M.I. Knyazev, A.S. Sultanov, A.S. Volegov, V.V. Govorina, N.V. Selezneva, A.V. Zinin. Phys. Metals Metallogr. **125**, 1845 (2024).
[32] T.J. Kools, M.C. van Gurp, B. Koopmans, R. Lavrijsen. Appl. Phys. Lett. **121**, *24*, 242405 (2022).
[33] A.B. Drovosekov, D.I. Kholin, N.M. Kreinies. J. Exp. Theor. Phys. **131**, 149 (2020).

Редактор В.В. Емцев