

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, ферромагнетизм

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61176.10NN-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.

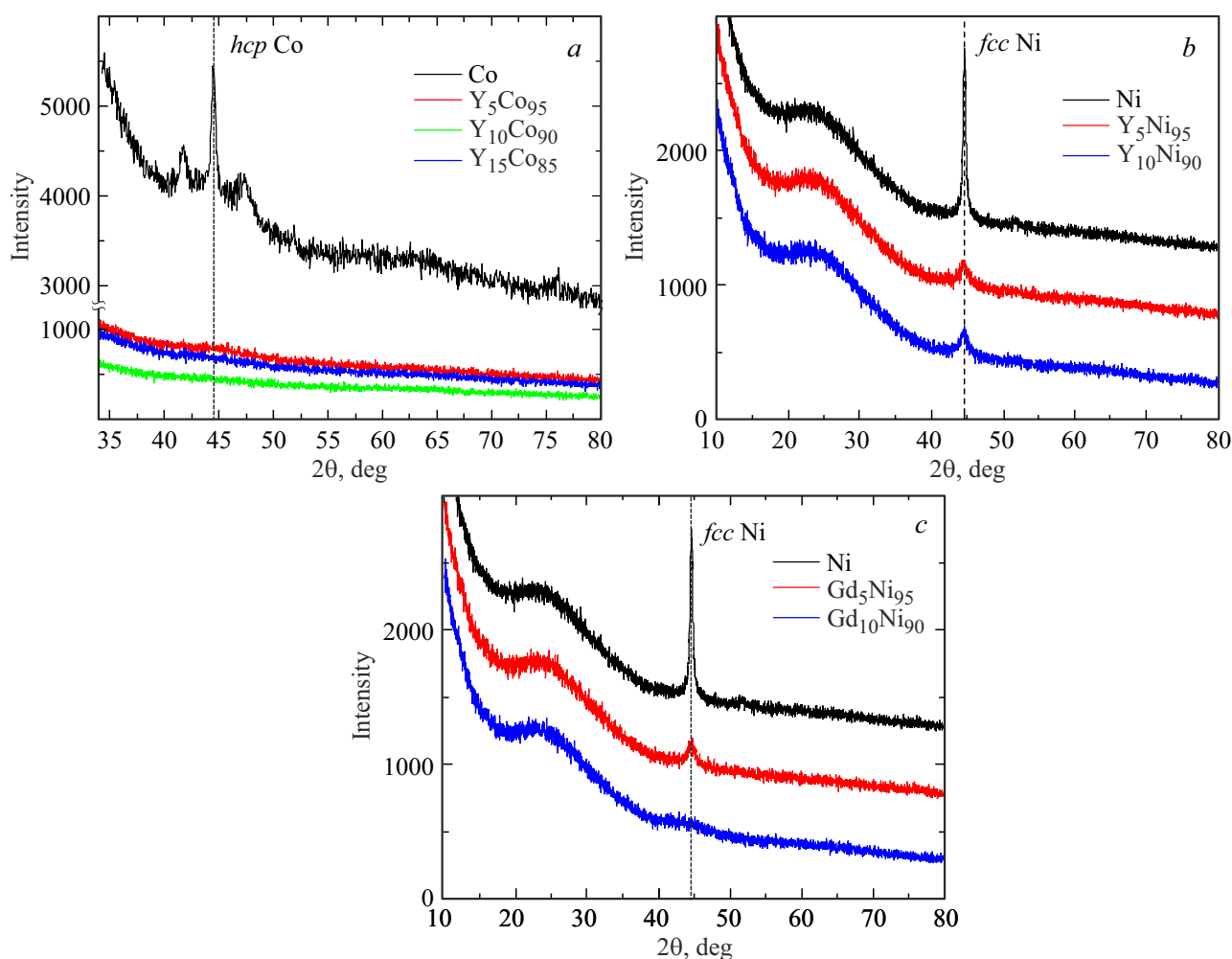


Рис. 1. Дифрактограммы пленочных систем Y-Co (a), Y-Ni (b), Gd-Ni (c).

Целью данной работы является систематическое изучение магнетизма $3d$ -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 Ое. 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 К 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.

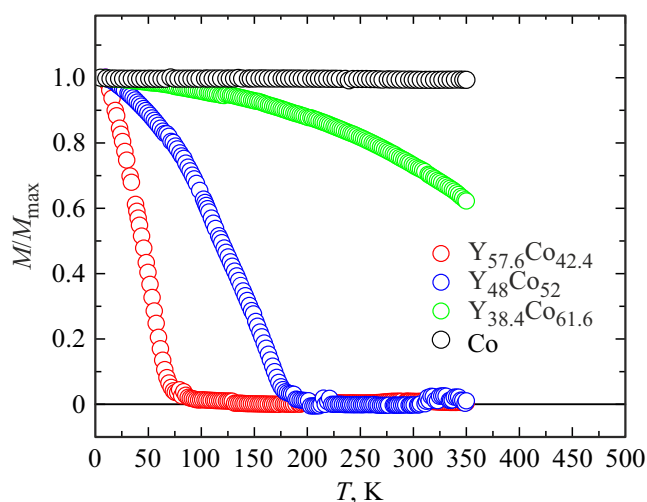
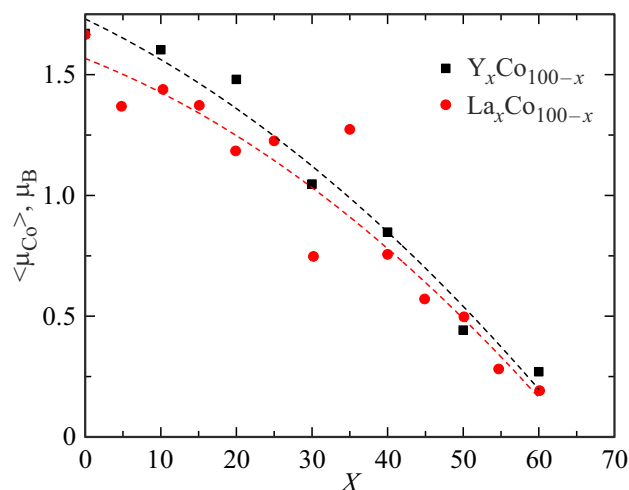
Структурное состояние пленок 3d-элементов в комбинации с редкими землями определяющим образом зависит от состава. В образцах системы R-Co увеличение содержания R приводит к довольно быстрому переходу в аморфное состояние, о чем свидетельствует отсутствие дифракционных линий у образцов уже с 5-процентным 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 3d-металлами.

3. Магнитные свойства систем $R_x\text{Co}_{100-x}$

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 $Y_x\text{Co}_{100-x}$. Они измерены при монотонном повышении температуры в магнитном поле напряженностью 100 Ое из состояния, полученного путем охлаждения образцов в поле 70 кОе. 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 $Y_x\text{Co}_{100-x}$.**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 $1.7 \mu_B$. 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 3d-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.

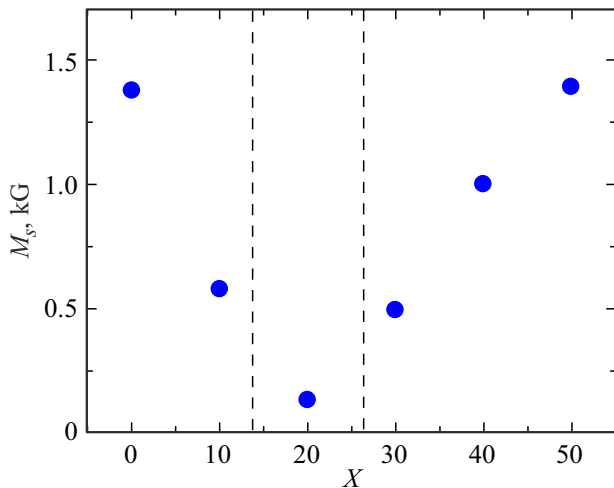


Рис. 4. Концентрационная зависимость спонтанной намагниченности при температуре 5 К для пленок системы Gd-Co.

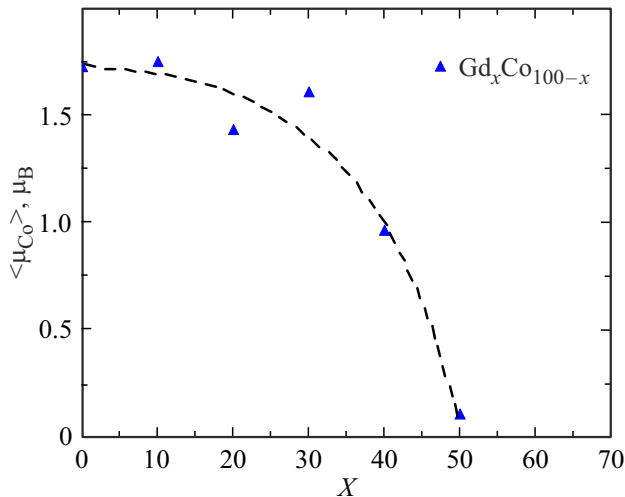


Рис. 5. Концентрационная зависимость эффективного момента атомов Co, определенная на системе Gd-Co.

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 ($R = \text{Gd}$), либо асперомагнитной ($R = \text{Tb}$, 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 $\text{Gd}_x\text{Co}_{100-x}$ при 5 К (рис. 4). Данная зависимость имеет немоноотонный характер изменения M_s с минимумом в области, ограниченной штриховыми линиями. По сути, немоноотонность $M_s(x)$ отражает

концентрационное изменение парциальных намагниченностей подрешеток Gd и Co, значения которых сравниваются в области около $x = 20\%$ при 5 К, то есть возникает магнитная компенсация.

Также при рассмотрении области, в которой гадолиниевая подсистема имеет коллинеарное упорядочение, а ее эффективный магнитный момент равен $7\mu_B$ ($0 < x < 50$) [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 К 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 такое значение соответствует 50%. Указанные расхождения в ходе зависимостей $\langle \mu_{Co} \rangle(x_R)$ ($R = \text{Y}$, 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 $R_x\text{Ni}_{100-x}$

В случае бинарной системы $\text{Y}_x\text{Ni}_{100-x}$ магнетизм Ni также в большой мере обуславливается концентрацией редкоземельного элемента, как и в системах с Co. На рис. 6, а представлена зависимость эффективного магнитного момента Ni от концентрации иттрия, определенная с использованием данных о зависимости $M_s(x)$ при 5 К. Момент пленки чистого элемента $\langle \mu_{Ni} \rangle(0) = 0.58\mu_B$ очень близок к теоретическому значению $0.6\mu_B$, что еще раз подтверждает адекватность выбранной методики. Мονотонно 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 $\text{Y}_x\text{Ni}_{100-x}$ так же проявляет сильную зависимость от состава. На рис. 6, б представлена зависимость температуры Кюри пленок от концентрации иттрия. Для чистого Ni соответствующее значение $T_c(x = 0) = 630\text{ K}$ 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

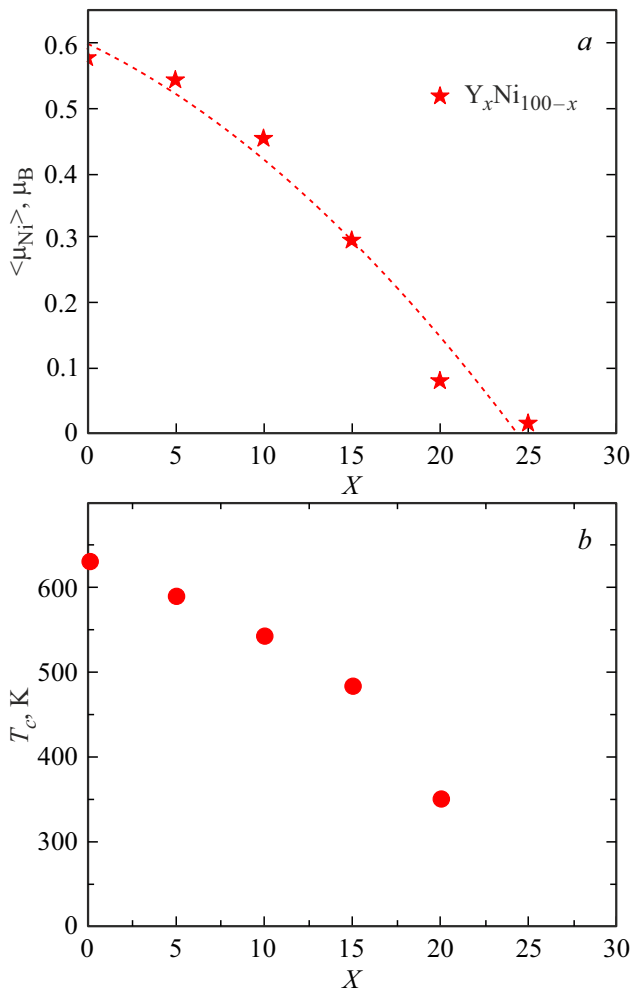


Рис. 6. Концентрационные зависимости эффективного магнитного момента атомов Ni (a) и температуры Кюри системы Y_xNi_{100-x} (b).

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 высокополевого 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 ферромагнитной 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 величин 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

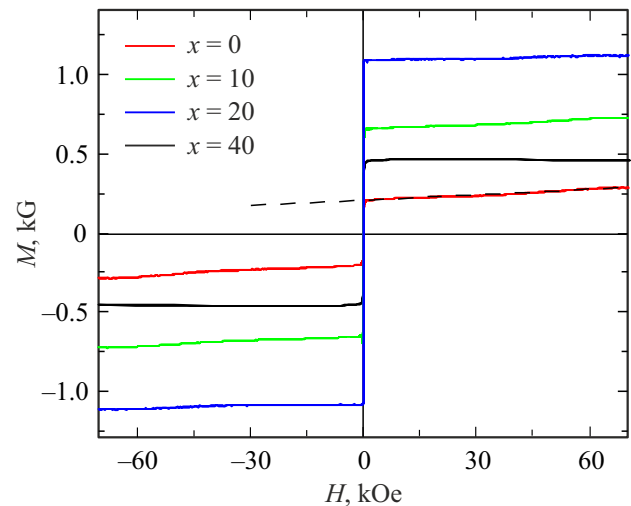


Рис. 7. Полевые зависимости намагниченности пленок системы Gd_xNi_{100-x} , измеренные при температуре 5 K.

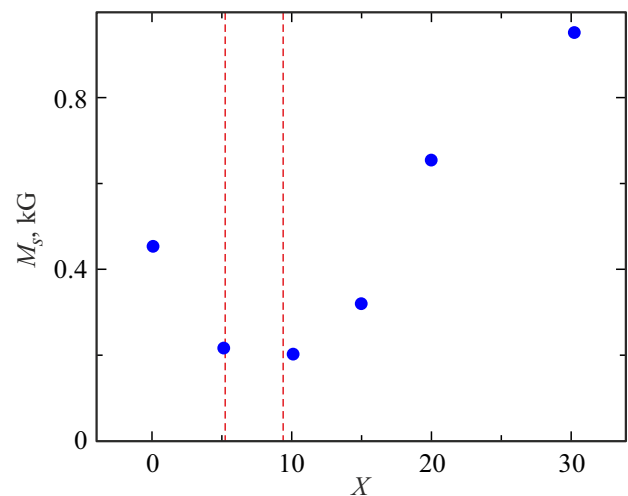
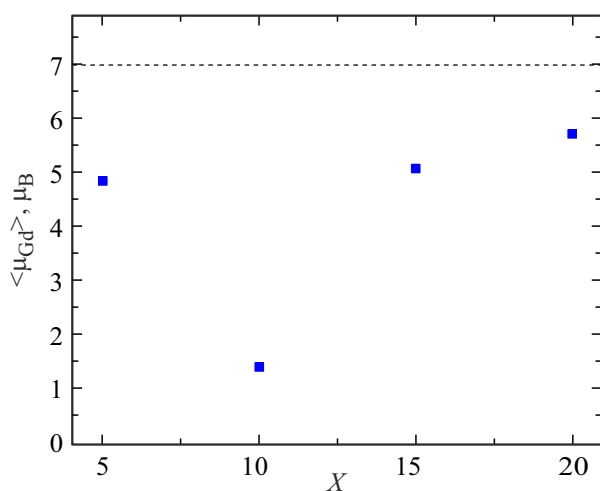
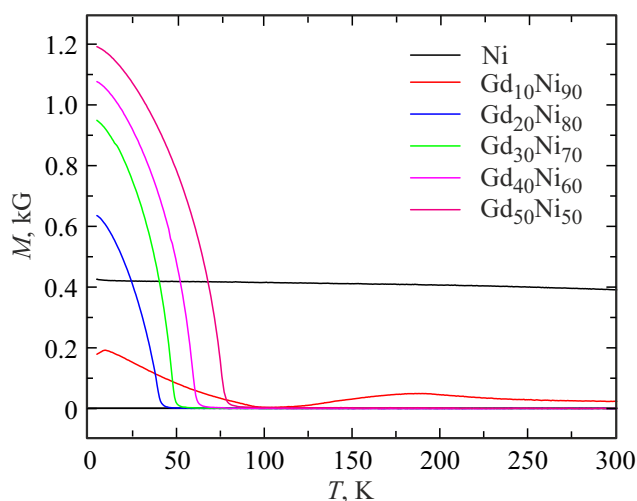


Рис. 8. Концентрационная зависимость спонтанной намагниченности пленок Gd_xNi_{100-x} , измеренная при температуре 5 K.

Таблица 2. Магнитные параметры пленок систем R-Co

x	Y_xCo_{100-x}		La_xCo_{100-x}	Gd_xCo_{100-x}	
	T_c, K	$\langle\mu_{Co}\rangle, \mu_B$	$\langle\mu_{Co}\rangle, \mu_B$	T_c, K	$\langle\mu_{Co}\rangle, \mu_B$
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 иметь место другой механизм, связанный с высокодефектным состоянием материала, в котором может быть реализован РККУ-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 спиро- 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 некоего 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 Ое, 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 К. 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 некоего максимального значения. Последующее повышение температуры приводит к уменьшению вклада Ni

Таблица 3. Магнитные параметры пленок систем R-Ni

x	Y _x Ni _{100-x}		Gd _x Ni _{100-x}	
	T _c , K	⟨μ _{Ni} ⟩, μ _B	T _c , K	⟨μ _{Gd} ⟩, 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 ферромагнитным (сперимагнитным) пленкам R-T в области большого 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 узком диапазоне составов. При этом существование подобной особенности дает возможность получения в пленках R-T некоего 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 температурных 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 (μ_{Co}) от концентрации соответствующего R = Y, La, Gd, которые показывают приемлемую сопоставимость как между собой, так и с литературными источниками. Определяемый из разных систем ⟨μ_{Co}⟩ для пленки чистого Co близок к теоретическому значению 1.7 μ_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 (μ_{Ni})(x). При x = 0 соответствующий момент Ni имеет хорошее согласие с теоретическим равным 0.6 μ_B. Разрушение ферромагнетизма в Ni-подсистеме происходит при значительно меньшей концентрации T-элементов, чем в пленках R-Co, ввиду меньшего расщепления 3d-зоны. Зависимость ⟨μ_{Ni}⟩(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, Р. 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. Макарович, В.О. Васильевский, 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] B.O. Васильковский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, Е.А. Kravtsov, O.A. 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] Ł. 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. Kudiyukov, V.O. Vaskovskiy, A.V. Svalov, K.G. Balymov, V.E. Maltseva. *JMMM* **565**, 170254 (2022).
- [26] A.B. Свалов, В.Н. Лепаловский, Е.А. Степанова, И.А. Макаровичкин, В.О. Васильковский, А. Laganaga, 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 Gorp, 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