

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

СПОНТАННАЯ СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Gd–Co

© 2019 г. В. О. Васьковский^{a, b, *}, А. Н. Горьковенко^a, О. А. Аданакова^a, А. В. Свалов^a,
Н. А. Кулеш^a, Е. А. Степанова^a, Е. В. Кудюков^a, В. Н. Лепаловский^a

^aУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

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

*e-mail: vladimir.vaskovskiy@urfu.ru

Поступила в редакцию 11.04.2019 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 08.05.2019 г.

Исследовано явление спонтанной спиновой переориентации, реализующееся в аморфных пленках системы Gd–Co в результате конкуренции перпендикулярной магнитной анизотропии и анизотропии формы. Показано, что переориентация происходит посредством образования высокодисперсной неоднородной магнитной структуры типа “закритическое состояние” и распространяется на широкий интервал температур. С привлечением магнитных и магнитооптических измерений дана характеристика магнитных доменов в области переориентации. На основе экспериментальных магнитометрических данных и результатов моделирования температурных зависимостей спонтанной намагниченности построена фазовая диаграмма, которая в координатах элементный состав – температура для пленок, содержащих 16–26 ат. % Gd, устанавливает области существования перпендикулярной анизотропии, переходной магнитной (“закритического состояния”) и состояния с планарной намагниченностью.

Ключевые слова: аморфные пленки, перпендикулярная анизотропия, спиновая переориентация магнитные домены, спонтанная намагниченность, моделирование, фазовая диаграмма

DOI: 10.1134/S0015323019110147

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к пленкам сплавов редкоземельных металлов с металлами группы железа возник почти полвека назад и был инициирован поиском сред, подходящих для магнитной записи информации на подвижных цилиндрических доменах [1, 2] или термомагнитной записи [3]. Оказалось, что подобные пленки, полученные с использованием метода ионного распыления, являются аморфными. По этой причине они обладают практически неограниченной взаимной растворимостью компонентов и соответственно демонстрируют непрерывное изменение магнитных свойств в зависимости от состава. Но наряду с этим им свойственна специфическая (столбчатая) микроструктура, которая является исходной причиной для возникновения магнитной анизотропии, характеризующейся осью легкого намагничивания, ориентированной по нормали к плоскости пленки (так называемая “перпендикулярная анизотропия”) [4]. Именно перпендикулярную анизотропию представляли как основной фактор, определяющий потенциал практического применения аморфных пленок.

Однако из-за относительно малой величины перпендикулярная анизотропия превалирует только вблизи состояния магнитной компенсации, которое свойственно пленкам с тяжелыми редкоземельными элементами, обладающим ферромагнитным упорядочением. Вне некоторой температурной области, включающей температуру компенсации, доминирующая роль переходит к анизотропии формы, и намагниченность ориентируется в плоскости пленок. Таким образом, происходит спонтанная спиновая переориентация, температурная локализация которой зависит от состава и условий получения аморфных пленок [5]. На это явление делали определенную ставку в технологии термомагнитной записи, но более привлекательным оно может оказаться в свете современных разработок элементов спинтроники, ориентированных на пленочные среды с перестраиваемой, в том числе геликоидальной магнитной структурой [6–9].

Данная работа посвящена систематическому изучению явления спонтанной спиновой переориентации в пленках системы Gd–Co, которая в

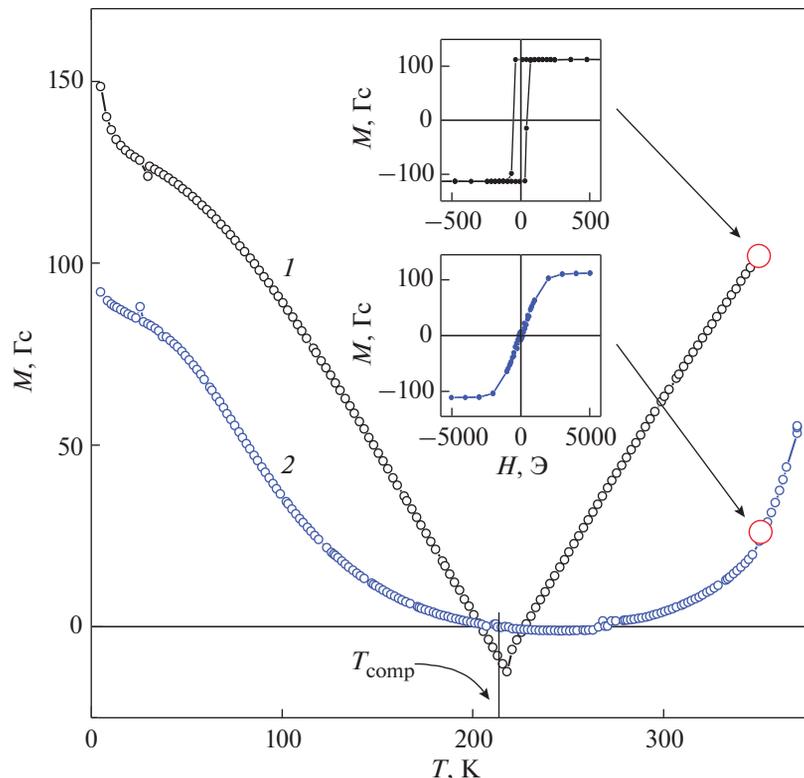


Рис. 1. Температурные зависимости нормальной (кривая 1) и планарной (кривая 2) компонент намагниченности образца $Gd_{19.8}Co_{80.2}$, измеренные соответственно в нормальном магнитном поле напряженностью 2 кЭ и планарном магнитном поле напряженностью 0.5 кЭ. На вставках показаны петли гистерезиса, измеренные при температуре 350 К в обоих вариантах приложения внешнего поля.

силу специфики гадолиния, не несущего орбитального момента, характеризуется низкой локальной магнитной анизотропией и соответственно относительно слабым магнитным гистерезисом.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пленочные образцы системы Gd_xCo_{100-x} получены методом магнетронного сораспыления однокомпонентных мишеней Gd и Co. Подложками служили стекла Corning, покрытые слоем тантала. Защитный слой Ta осаждали на внешнюю поверхность пленок. Формирование всех слоев проводили со скоростью около 0.1 нм/с в присутствии в плоскости подложек однородного магнитного поля напряженностью 250 Э. Толщина слоев составляла 40 нм для Gd–Co и 5 нм для Ta. Варьирование состава в слоях Gd–Co осуществляли путем изменения скоростей распыления металлов за счет соответствующего регулирования соотношения электрических мощностей, подводимых к магнетронам. Контроль общей толщины пленочных образцов проводили на профилометре Dektak-150 с погрешностью 1 нм. Состав слоев Gd–Co определяли на рентгенофлуоресцентном

спектрометре Nanohunter с погрешностью 0.1 ат. %. Выборочная рентгеновская дифрактометрия образцов выполнена на приборе D8-Advance. Она позволила идентифицировать их структурное состояние как рентгеноаморфное. Для исследования магнитных свойств и доменной структуры пленок привлекали измерительный комплекс MPMS-7XL, вибромагнитометр LakeShore и Керр-магнитометр EvicoMagnetics.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Известно [2], что в аморфных пленках Gd–Co состояние магнитной компенсации при комнатной температуре реализуется, когда содержание Gd составляет около 20 ат. %. Поскольку наличие спиновой переориентации определенным образом связано с магнитной компенсацией, в данной работе основное внимание было уделено концентрационной области $x = 17–25$. На рис. 1 представлены температурные зависимости намагниченности $M(T)$, измеренные на образце $Gd_{19.8}Co_{80.2}$, вдоль нормали (нормальная компонента) и параллельно плоскости (планарная компонента) пленки. Вид этих кривых указывает на наличие магнитной компенсации вблизи $T_{comp} = 215$ К и позволя-

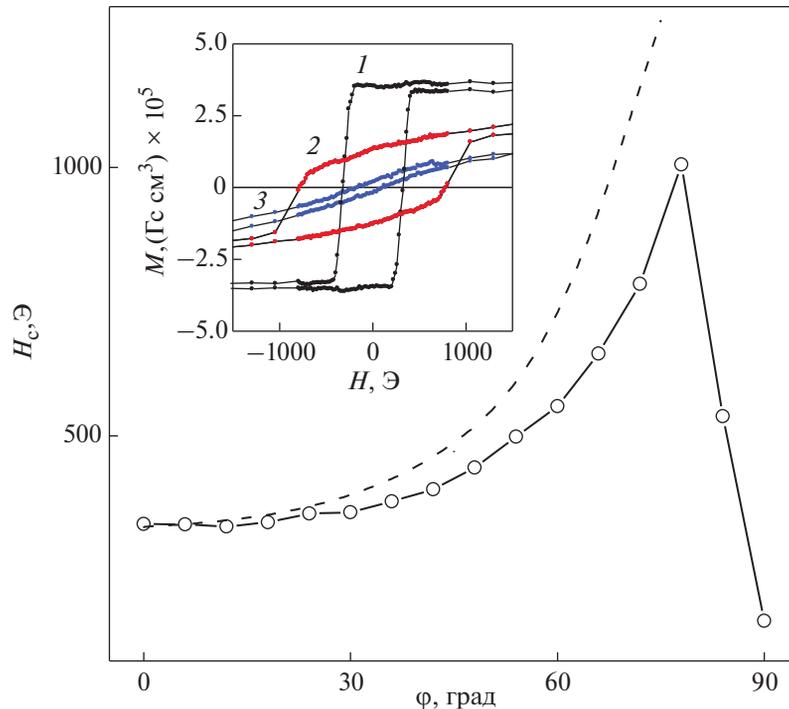


Рис. 2. Примеры петель гистерезиса, измеренных под разными углами по отношению к нормали к плоскости пленки (вставка), и определенная по ним угловая зависимость коэрцитивной силы (точки). Петли гистерезиса 1, 2, 3 представлены соответственно для углов 0° , 72° , 90° . Пунктирная линия – расчетные значения внешнего магнитного поля, обеспечивающего его фиксированную нормальную компоненту.

ет заключить, что во всем температурном интервале данному образцу свойственна перпендикулярная анизотропия. Последнее подтверждается и характерной формой петель гистерезиса (вставки на рис. 1), которая говорит о присутствии одноосной магнитной анизотропии с осью легкого намагничивания, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки, даже при максимальном температурном удалении от T_{comp} .

Однако более детальный анализ анизотропии гистерезисных свойств такого типа пленок указывает на наличие существенных отклонений от того, что предписывает, например, модель однородного вращения намагниченности. Так на рис. 2 (вставка) показаны петли гистерезиса, измеренные под разными углами φ по отношению к нормали, и соответствующая угловая зависимость коэрцитивной силы $H_c(\varphi)$. Видно, что с увеличением φ имеет место не монотонное уменьшение, а изменение H_c с выраженным максимумом вблизи $\varphi = 80^\circ$. Такое поведение коэрцитивной силы свидетельствует о том, что для области углов $\varphi < 80^\circ$ преобладающую роль в формировании гистерезисных свойств играют механизмы задержки зародышей перемагничивания и смещения доменных границ [10]. В таком случае рост H_c с увеличением φ можно связать с уменьшением компоненты перемагничивающего поля, действующей вдоль нормали, то есть вдоль оси легкого намагни-

чивания. Штриховой линией на рис. 2 приведена соответствующая зависимость, полученная из соотношения $H(\varphi) = H_c(0)/\cos\varphi$. Как видно, она идет несколько выше экспериментальной кривой $H_c(\varphi)$. Это можно рассматривать как следствие определенного вклада вращения намагниченности, в том числе с нарушением коллинеарности в ферримагнитной структуре, в общий ход перемагничивания. Этот вклад нарастает с увеличением φ и становится определяющим при $\varphi > 80^\circ$.

Наблюдать спонтанную спиновую переориентацию в рассматриваемом интервале температур (5–400 К) оказалось возможным на пленках, концентрация Gd в которых выходит за пределы диапазона 20 ± 3 ат. %. На рис. 3 показаны температурные зависимости планарной компоненты намагниченности образцов $\text{Gd}_{17.4}\text{Co}_{82.6}$ и $\text{Gd}_{25.7}\text{Co}_{74.3}$. Их вид позволяет ожидать, что при повышении температуры в первом случае реализуется переориентация равновесного положения намагниченности от нормали к плоскости пленки, а во втором случае – обратным образом. Более определенное суждение о наличии переориентации можно сделать по виду петель гистерезиса. Примеры характерных кривых $M(H)$, привязанных к зависимости $M(T)$, для одного из образцов приведены на вставках рис. 3. Они несут информацию о планарной намагниченности и однозначно показывают, что петля в низкотемпературной обла-

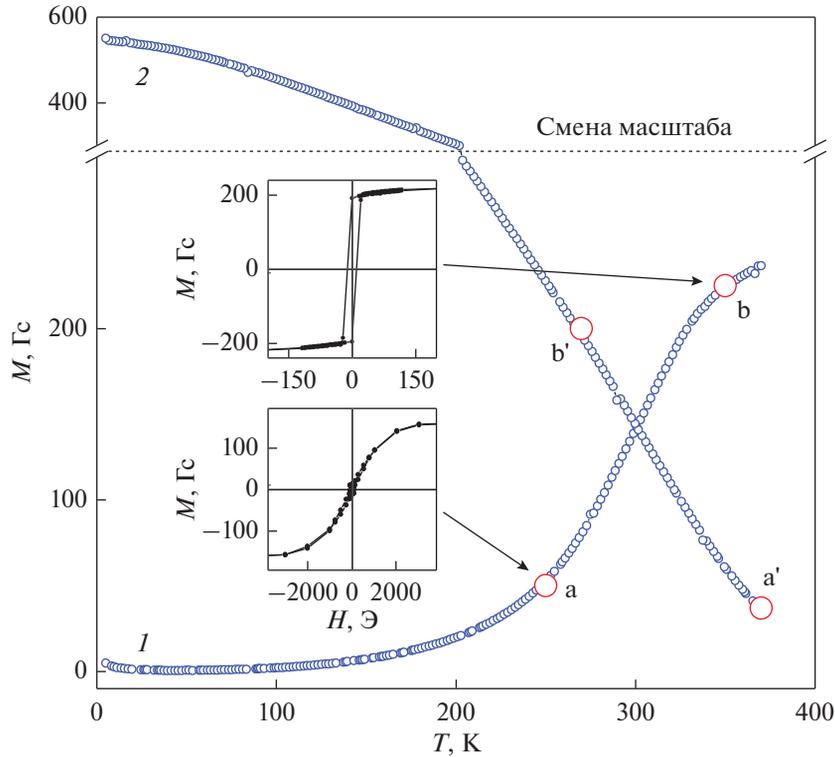


Рис. 3. Температурные зависимости плоскостной компоненты намагниченности пленок $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ (кривая 1) и $Gd_{25.7}Co_{74.3}$ (кривая 2), измеренные в поле напряженностью 0.5 кЭ. Кружки с буквенными обозначениями (a–b) и (a'–b') указывают границы существования “закритического состояния”. На вставках показаны планарные петли гистерезиса при температурах, соответствующих границам “закритического состояния” для образца $Gd_{17.4}Co_{82.6}$.

сти отражает наличие перпендикулярной анизотропии, а петля при большей температуре соответствует плоскостной равновесной ориентации намагниченности. Подобные петли, но в обратном порядке, реализуются и на втором образце. Таким образом, представленные примеры демонстрируют оба возможных варианта спонтанной спиновой переориентации на пленках разного состава. Двойную переориентацию в одном образце в наших экспериментах не наблюдали, но при меньшей величине перпендикулярной анизотропии она вполне возможна.

На зависимостях $M(T)$, представленных на рис. 3, кружками отмечены области, вне которых положение намагниченности идентифицируется однозначно — в плоскости или вдоль нормали к плоскости образцов. Тот факт, что переход от одного состояния к другому происходит не скачкообразно, как следовало бы из простой модели баланса между перпендикулярной магнитной анизотропией и анизотропией формы для однородной намагниченности, обычно связывают с образованием специфической магнитной структуры или так называемого “закритического состояния” [11]. В отсутствие внешнего поля этому состоянию отвечает система доменов, в которых магнитные мо-

менты отклонены от нормали на угол, меньший 90° , их планарные компоненты одинаковы, а нормальные — знакопеременны. На наличие определенных атрибутов “закритического состояния” в пленках системы Gd–Co указывали ранее в [12], и в полной мере нашли подтверждение в ходе данного исследования. Так на рис. 4 приведен фрагмент планарной петли гистерезиса образца $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ из середины области переориентации, который можно рассматривать как типичный для “закритического состояния” [11]. Наблюдающаяся на нем протяженная область плавного хода кривой $M(H)$ в полях напряженностью 0.1–1.5 кЭ естественно связывается с изменением ориентации магнитных моментов в доменах (вариация угла θ на схеме рис. 4), а относительно резкое переключение намагниченности в малых полях — с зеркальной перестройкой магнитной структуры.

Прямые наблюдения доменной структуры в целом подтверждают приведенную выше трактовку. В частности, рис. 5а в полярном эффекте Керра иллюстрирует магнитное состояние в отсутствие магнитного поля, возникшее в образце $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ после насыщающего намагничивания (соответствует точке “а” на кривой $M(H)$ на рис. 4). Как видно, оно характеризуется не системой пло-

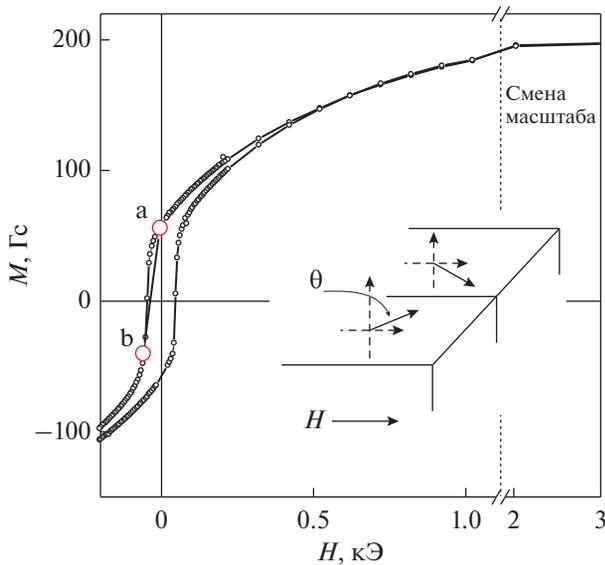


Рис. 4. Фрагмент планарной петли гистерезиса пленки $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ и схема магнитной структуры в “закритическом состоянии”. Кружками с буквенными обозначениями отмечены состояния, в которых наблюдалась доменная структура, показанная на рис. 5.

скопараллельных доменов (“страйп-доменов”), как, например, в случае пленок пермаллоя [11], а совокупностью мелкодисперсных магнитных областей малой протяженности. Впрочем, некоторая выстроенность вдоль оси предварительного намагничивания в них все же присутствует. В относительно небольшом поле противоположной полярности происходит резкое изменение в картине доменной структуры, которое отражено на рис. 5б (соответствует точке “b” на рис. 4). Промежуточные стадии этого переключения доста-

точно трудно зафиксировать при большом увеличении. На рис. 5в при меньшем увеличении дано изображение доменной структуры в состоянии, которое на петле гистерезиса (см. рис. 4) позиционируется между точками “a” и “b”. Кроме того, оно получено в режиме суперпозиции полярного и экваториального эффектов Керра, что позволило регистрировать магнитооптический контраст как в нормальной, так и в планарной компонентах намагниченности. Из рис. 5в можно заключить, что рассматриваемое состояние характеризуется двумя уровнями организации магнитной структуры, которые можно трактовать как две совокупности микродоменов, объединенных в своеобразные макродомены. При этом макродомены отличаются между собой знаком планарной компоненты намагниченности, а микродомены в объеме макродоменов одного типа – полярностью нормальной компоненты намагниченности. В такой структуре скачкообразное перемагничивание реализуется как смещение границ между двумя типами макродоменов.

В рамках модели “закритического состояния” спонтанную спиновую переориентацию можно рассматривать как изменение угла θ , характеризующего положение магнитных моментов в микродоменах. Величину этого угла позволяет оценить соотношение $\cos\theta = M_r/M_s$, где M_r – остаточная намагниченность в плоскости пленки, M_s – намагниченность насыщения. На рис. 6 (кривая 1) показана зависимость $\theta(T)$ для пленки $Gd_{17.4}Co_{82.6}$, найденная из соответствующих магнитометрических петель гистерезиса. Как видно, скорость изменения θ нарастает по мере увеличения температуры, т.е. с увеличением самого угла, но в целом каких-то характерных особенностей на кривой $\theta(T)$ не выявляется.

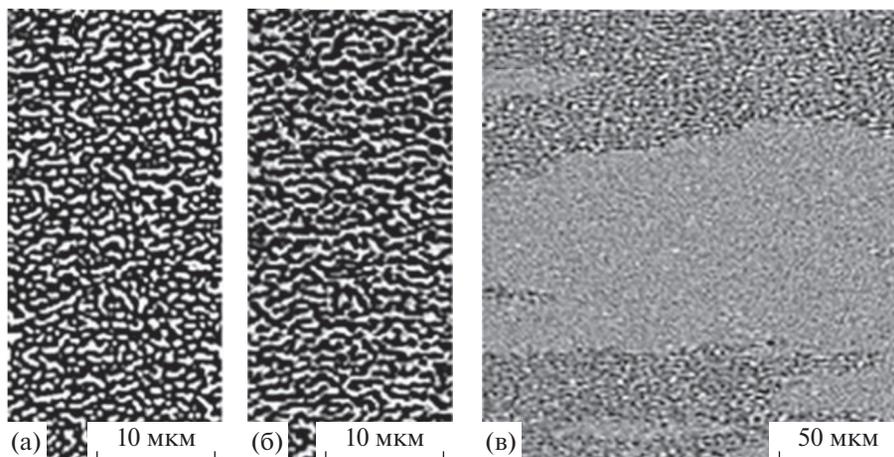


Рис. 5. Фотографии доменной структуры пленки $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ при комнатной температуре в магнитных полях обратной полярности по отношению к полю, в котором образец предварительно намагничивался до состояния магнитного насыщения (а – 0; б – 50; в – 20 Э).

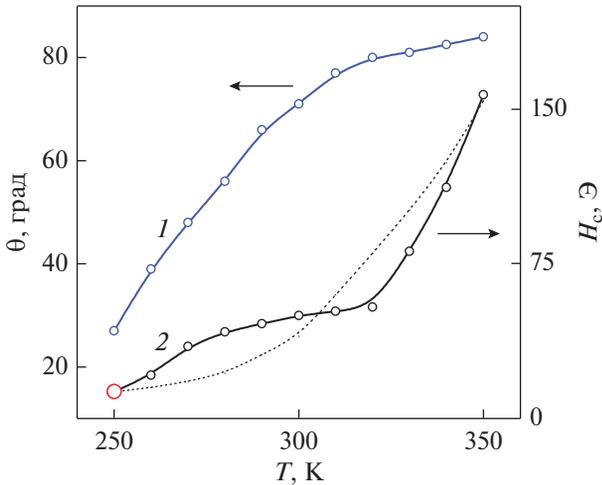


Рис. 6. Зависимости угла отклонения магнитного момента микродомена от нормали к плоскости образца (кривая 1) и планарной коэрцитивной силы (кривая 2) от температуры для пленки $Gd_{17.4}Co_{82.6}$. Штриховая линия – расчетная зависимость коэрцитивной силы, имеющая привязку к экспериментальной зависимости в точке, обозначенной кружком.

Несколько иначе ведет себя коэрцитивная сила H_c , определенная из планарных петель гистерезиса в температурном интервале переориентации (рис. 6, кривая 2). При общей тенденции к уменьшению с ростом T скорость ее изменения в области переориентации ведет себя немонокотным образом. Это хорошо видно из сравнении экспериментальных данных по $H_c(T)$ с некой расчетной зависимостью. Последняя получена из тех соображений, что при прочих равных условиях коэрцитивная сила должна быть обратно пропорциональна планарной компоненте остаточной намагниченности, которая в данном случае изменяется с увеличением температуры, как за счет повышения спонтанной намагниченности, так и в результате роста угла θ . Интересно, что привязка кривых выполнена только на одном краю интервала переориентации при $T = 350$ К, а совпадение экспериментального и расчетного значений H_c имеет место и на другом краю этого интервала ($T = 250$ К). В то же время внутри области переориентации данные зависимости заметно расходятся. Это можно рассматривать как определенное указание на возможные трансформации в системе микродоменов, например, переход от высокодисперсного состояния (см. рис. 5) к более регулярной совокупности “страйп-доменов”. Однако для более определенного заключения по этому вопросу необходимы прямые температурные наблюдения тонкой доменной структуры, которые в данной работе не проводили.

Представленный анализ трансформации магнитной структуры в ходе спонтанной спиновой

переориентации проведен на примере образца $Gd_{17.4}Co_{82.6}$. Однако, как отмечали выше, переориентация наблюдается и при других соотношениях компонентов, которые в рамках аморфной структуры образуют непрерывный ряд твердых растворов. Основываясь на полученных экспериментальных данных и модели молекулярного поля, успешно применяемой для описания спонтанной намагниченности в ферримагнитной структуре Gd–Co [2, 13], мы оценили концентрационные изменения температурного интервала существования “закритического состояния” в форме фазовой диаграммы $T-x$. В основу методики построения диаграммы были положены следующие принципы. Считали, что вблизи нормали к плоскости ($\theta = 0$) граница перехода (T_1) определяется условием $K_{\perp} = 2\pi[M_s(T_1)]^2$, где K_{\perp} – константа перпендикулярной анизотропии, которая зависит от состава пленок, но для каждого состава постоянна в достаточно широком диапазоне температур ($T \leq 400$ К). На рис. 3, иллюстрирующем свойства пленок на границах исследуемого концентрационного интервала, состояния, соответствующие температурам T_1 , отмечены точками “а” и “а’”. Значения спонтанной намагниченности для них, найденные из петель гистерезиса, составили 160 Гс для $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ и 50 Гс для $Gd_{25.7}Co_{74.3}$, что дает в первом случае $K_{\perp} = 1.6 \times 10^5$ эрг/см³, и во втором случае $K_{\perp} = 0.16 \times 10^5$ эрг/см³. Столь сильное концентрационное изменение перпендикулярной анизотропии для пленок Gd–Co неудивительно. На это, в частности, указывали и в ранних исследованиях [14]. Предположив, что в интервале $17 < x < 26$ изменения $K_{\perp}(x)$ носят линейный характер, можно найти значения $M_s(T_1)$ для разных x , а по соответствующим зависимостям $M_s(T)$ – и линию раздела фаз $T_1(x)$.

Столь определенного критерия для нахождения другой температурной границы “закритического состояния” (T_2) нет. Поэтому, было использовано предположение, что переход в области $\theta = 90^\circ$ также, как и в предыдущем случае, связан с достижением определенной величины спонтанной намагниченности $M_s(T_2)$. Эксперимент (точки b и b' на рис.3) дает, что для пленок $Gd_{17.4}Co_{82.6}$ и $Gd_{25.7}Co_{74.3}$ она составляет 225 и 200 Гс соответственно. Отсюда в рамках линейного концентрационного изменения $M_s(T_2)$ по зависимостям $M_s(T)$ можно построить линию раздела фаз $T_2(x)$.

Таким образом, основой для построения диаграммы $T-x$ является достаточно подробный концентрационный набор зависимостей $M_s(T)$. В целях экономии экспериментальных ресурсов такой набор был получен расчетным путем по методике [13] в программном пакете COMSOL Multiphysics. При этом использовали ряд опорных экс-

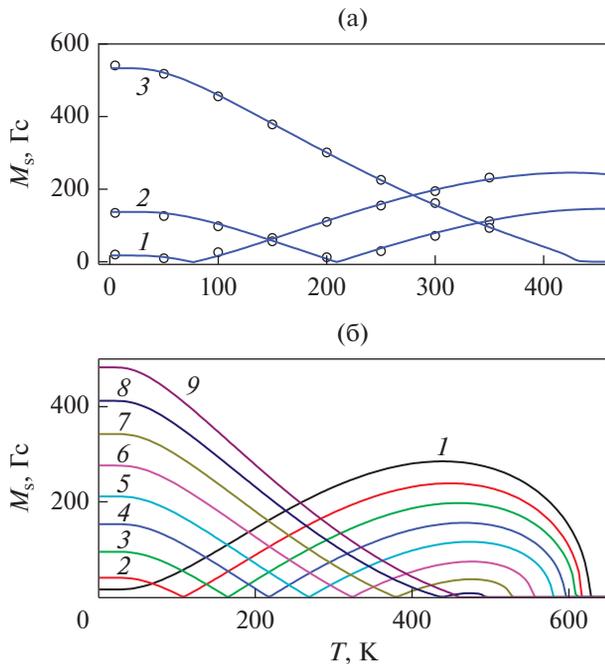


Рис. 7. Температурные зависимости спонтанной намагниченности $M_s(T)$, иллюстрирующие: а – результаты аппроксимации экспериментальных данных (точки) рассчитанными кривыми (линии) для пленок с концентрацией гадолиния 17,4 ат. % (кривая 1), 19,8 ат. % (кривая 2), 25,7 ат. % (кривая 3); б – их детальное концентрационное изменение в диапазоне от 17 (кривая 1) до 25 (кривая 9) ат. % с шагом $\Delta x = 1$ ат. %.

периментальных зависимостей $M_s(T)$, показанных точками на рис. 7а. Варьируемыми параметрами при построении расчетных зависимостей $M_s(T)$ для каждого x в соответствии с [14] выступали магнитный момент атомов Co и обменные интегралы в парах Co-Co, Co-Gd, Gd-Gd. Результаты подгоночного расчета приведены линиями на рис. 7а. Хорошее совпадение экспериментальных и вычисленных зависимостей позволило установить концентрационное изменение указанных выше подгоночных параметров и с учетом этого получить семейство кривых $M_s(T)$, примеры которых для разных значений x приведены на рис. 7б.

На рис. 8 представлена итоговая диаграмма $T-x$, построенная по вышеописанной методике. Она определяет условия существования четырех различных фаз: 1 – состояние с перпендикулярной анизотропией; 2 – “закритическое состояние”; 3 – состояние со строго планарной ориентацией намагниченности, которое для краткости называют “тонкоплочным состоянием”; 4 – парамагнитное состояние. Штриховая линия на рис. 8 ограничивает температурную область ($T < 400$ К), в которой выполнено экспериментальное исследование, а кружками отмечены параметры межфазных переходов, наблюдавшихся на эксперименте.

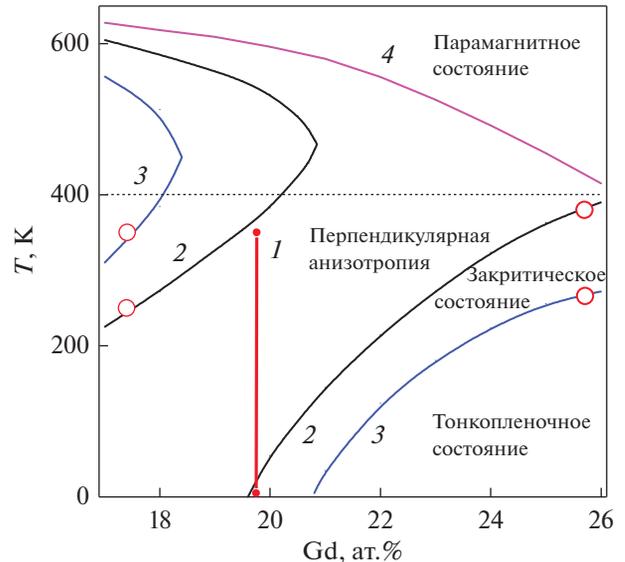


Рис. 8. Диаграмма, определяющая условия реализации различных магнитных состояний в аморфных пленках системы Gd_xCo_{100-x} . Штриховая линия показывает уровень предельных температур, использованных в эксперименте, кружки и вертикальная линия отображают экспериментальные данные.

Кроме того, вертикальная линия демонстрирует тот экспериментальный результат, что пленке $Gd_{19.8}Co_{80.2}$ во всем исследованном температурном интервале присуща перпендикулярная анизотропия.

В целом полученная диаграмма представляет вполне адекватным качественным описанием магнетизма системы Gd-Co, которое можно использовать при разработке сред с необходимой магнитной структурой. Правда, череда фазовых переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 4$, которая согласно диаграмме должна реализовываться при повышении температуры в пленках с $x < 18$, выглядит довольно экзотично и, как минимум, нуждается в проверке. В количественном отношении данную диаграмму также нужно считать приближенной из-за достаточно серьезных допущений, использованных при ее построении.

ВЫВОДЫ

В заключение можно констатировать, что аморфным пленкам системы Gd-Co свойственна перпендикулярная магнитная анизотропия, которая в конкуренции с анизотропией формы приводит к спонтанной спиновой переориентации. Переориентация осуществляется посредством перехода в “закритическое состояние”, которое реализуется, в том числе, в форме мелкодисперсной системы доменов с неколлинеарной взаимной ориентацией магнитных моментов, и присутствует в определенных температур-

ных интервалах, зависящих от состава пленок. Композиционная и температурная локализация различных магнитных состояний может быть оценена с помощью соответствующей фазовой диаграммы, построенной в результате данного исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chaudhari P., Cuomo J.J., Gambino R.J. Amorphous metallic films for bubble domain applications // IBM J. Res. Dev. 1973. V. 17. P. 66–68.
2. Hasegawa R. Static bubble domain properties of amorphous Gd–Co films // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3109–3112.
3. Chaudhari P., Cuomo J.J., Gambino R.J. Amorphous films for magneto optic applications // J. Appl. Phys. 1973. V. 22. P. 337–339.
4. Cronemeyer D.C. Perpendicular anisotropy in $Gd_{1-x}Co_x$ amorphous films prepared by r. f. sputtering // AIP Conf. Proc. 1974. № 18. P. 85–89.
5. Васьковский В.О., Кандаурова Г.С., Лесных В.В., Спешилова Е.Б. Спиновая переориентация в аморфных пленках гадолиний–кобальт // ФММ. 1986. Т. 62. С. 896–899.
6. Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V., Vas'kovskiy V.O. Thermo-sensitive spin valve based on layered artificial ferrimagnet // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 063504(1–4).
7. Milyaev M., Naumova L., Chernyshova T., Proglyado V., Kamensky I., Krinitsina T., Ryabukhina M., Ustinov V. Magnetization reversal and inverted magnetoresistance of exchange biased spin valves with a gadolinium layer // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. P. 123902–1239906.
8. Sai Maneesh K., Arout Chelvane J., Talapatra A., Basumatary Himalay, Mohanty J., Kamat S.V. Spin reorientations in Tb-Fe films grown on polyimide substrates // JMMM. 2018. V. 448. P. 31–37.
9. Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н., Рябухина М.В., Проглядо В.В., Вешке О., Устинов В.В. Когерентная всерная магнитная структура в сверхрешетках Dy/Gd // Письма в ЖЭТФ. 2018. № 108. С. 361.
10. Mathews M., Houwman E.P., Boschker H., Rijnders G., Blank D.H.A. Magnetization reversal mechanism in $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films on $NdGaO_3$ substrates // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 013904(1–5).
11. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение тонких пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
12. Иванов В.Е., Свалов А.В., Кандаурова Г.С. Доменная структура аморфных пленок гадолиний–кобальт в области температуры перехода от высокоанизотропного к низкоанизотропному состоянию // ФММ. 1989. Т. 68. С. 77–80.
13. 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. P. 1767–1762.
14. Taylor R.C. and Gangulee A. Magnetization and magnetic anisotropy in evaporated GdCo amorphous films // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. P. 4666–4668.