

Фазовая H – T -диаграмма многослойной пленки Gd/Si/Co с ферримагнитным упорядочением слоев

Д. Н. Меренков, А. Б. Чижик, С. Л. Гнатченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61164, Украина
E-mail: merenkov@ilt.kharkov.ua*

М. Баран, Р. Шимчак

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

В. О. Васьковский, А. В. Свалов

Уральский государственный университет, пр. Ленина, 51, г. Екатеринбург, 620083, Россия

Статья поступила в редакцию 27 июля 2000 г.

Проведены магнитометрические и магнитооптические исследования процесса намагничивания многослойной пленки $[\text{Co}(30 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})/\text{Gd}(75 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})]_{20}$, имеющей ферримагнитное упорядочение магнитных моментов слоев кобальта и гадолиния и температуру компенсации $T_{\text{comp}} \approx 118 \text{ K}$. Обнаружен индуцированный магнитным полем спин-ориентационный переход из коллинеарного в неколлинеарное состояние. В температурном интервале 5–140 К определены поля перехода и построена магнитная фазовая H – T -диаграмма многослойного ферримагнетика Gd/Si/Co. Фазовая диаграмма также рассчитана в рамках теории молекулярного поля, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами. Установлена константа антиферромагнитного обменного взаимодействия между слоями кобальта и гадолиния.

Проведено магнітометричні і магнітооптичні дослідження процесу намагнічування багат шарової плівки $[\text{Co}(30 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})/\text{Gd}(75 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})]_{20}$ з ферримагнітним впорядкуванням магнітних моментів шарів кобальту і гадолінію та температурою компенсації $T_{\text{comp}} \approx 118 \text{ K}$. Виявлено індукований магнітним полем спин-орієнтаційний перехід з колінеарного в неколінеарний стан. В температурному інтервалі 5–140 К визначено поля переходу і побудована магнітна фазова H – T -діаграма багат шарового ферримагнетика Gd/Si/Co. Фазову діаграму також чисельно розраховано у межах теорії молекулярного поля, одержано задовільну згоду з даними експерименту. Визначено константу антиферромагнітної обмінної взаємодії між шарами кобальту і гадолінію.

PACS: 75.70.Cn, 75.50.Gg, 75.30.Kz

Введение

Одним из видов тонких многослойных пленок, интенсивно исследуемых в настоящее время, являются структуры, состоящие из чередующихся слоев металлов двух различных типов: редкоземельного (РЗМ) и переходного (ПМ). В результате обменного взаимодействия через интерфейс магнитные моменты этих слоев оказываются упорядоченными антипараллельно. Поэтому такие структуры обнаруживают свойства, подобные свойствам классических ферримагнетиков, в частности компенсацию магнитных моментов и спин-ориентационные переходы под действием внешне-

го магнитного поля. Такие искусственно полученные ферримагнитные системы исследованы, например, в виде пленок Gd/Fe [1] и Gd/Co [2], причем эти объекты вследствие своей слоистой структуры проявляли также специфические свойства, не присущие обычным ферримагнетикам.

Процесс перемагничивания ферримагнитных многослойных пленок был впервые теоретически описан Камлеем и Тилли [3]. Согласно этой модели, при отсутствии магнитокристаллографической анизотропии в идеальной РЗМ/ПМ сверхрешетке во внешних полях могут существовать три основные фазы: 1) фаза, где спины РЗМ параллельны, а спины ПМ антипараллельны

внешнему полю H (наблюдается ниже температуры компенсации T_{comp}); 2) спины ПМ параллельны, а РЗМ антипараллельны H (выше T_{comp}); 3) неколлинеарная фаза, когда спины каждого атомного ряда в металлических слоях образуют различные углы с направлением внешнего поля. Последняя ситуация возникает, когда величина H оказывается достаточной для преодоления антиферромагнитного взаимодействия между слоями. Расчеты показывают, что поля перехода слоистых структур в неколлинеарную фазу H_t возрастают по мере удаления от T_{comp} (как и в двухподрешеточных ферримагнетиках), однако они являются более низкими по сравнению с полями фазового перехода ферримагнитных сплавов аналогичного состава. Кроме того, в конечной слоистой РЗМ/ПМ структуре процесс возникновения неколлинеарной фазы зависит от типа поверхностного слоя (РЗМ или ПМ) [4]. В такой структуре может наблюдаться поверхностный фазовый переход в полях, при которых основная часть пленки находится еще в коллинеарной фазе. Глубина проникновения поверхностной фазы в пленку может достигать нескольких периодов структуры (нескольких сотен ангстрем).

Свойства ферримагнитных многослойных пленок оказываются весьма чувствительными к изменению их параметров, которые в целом поддаются управлению. Так, вариация соотношения толщин слоев РЗМ и ПМ [3], изменение периода структуры [5] и внедрение между магнитными слоями немагнитной прослойки [6] приводят как к смещению T_{comp} , так и к изменению H_t .

В представленной работе приведены результаты исследований процесса перемагничивания пленки типа Gd/Si/Co. Наличие кремниевой прослойки, с одной стороны, ослабляет межслоевое обменное взаимодействие через интерфейс и тем самым делает возможным существование неколлинеарной фазы в широкой области полей и температур, доступных для исследования, с другой — препятствует формированию GdCo соединений, имеющих специфические магнитные свойства [2]. Основной целью работы было изучение индуцированных полей переходов в неколлинеарную фазу и построение магнитной фазовой H - T -диаграммы. Экспериментальные данные получены при помощи магнитооптических исследований, весьма чувствительных к изменению магнитной структуры образца, а также путем измерений намагниченности на СКВИД магнитометре.

Эксперимент

Тонкая многослойная пленка состава [Co(30 Å)/Si(5 Å)/Gd(75 Å)/Si(5 Å)]₂₀ была получена методом ионного высокочастотного распыления на стеклянную подложку при базовом давлении 10^{-6} Торр и давлении рабочего газа (Ar) 10^{-4} Торр. Процесс напыления происходил при температуре не более 100 °С. Скорость осаждения Gd, Co и Si, по результатам предварительной градуировки, составляла 1, 0,4 и 0,3 Å/с соответственно. Верхним слоем пленки являлся гадолиний. Пленка имела буферный и защитный поверхностный слой кремния толщиной 200 Å.

Магнитооптические исследования проведены с использованием меридионального эффекта Керра. Магнитное поле было ориентировано в плоскости падения луча He-Ne лазера (длина волны 633 нм) параллельно пленке. Угол поворота плоскости поляризации отраженного света Φ измерялся в зависимости от величины внешнего поля. В данной геометрии керровское вращение плоскости поляризации пропорционально компоненте намагниченности M_x , лежащей в плоскости пленки параллельно плоскости падения света. Образец помещали на хладопровод, находящийся в вакууме внутри сверхпроводящего соленоида.

Измерения намагниченности проведены на СКВИД магнитометре MPMS-5 Quantum Design.

На рис. 1 представлена температурная зависимость спонтанной намагниченности M_s , измеренная на СКВИД магнитометре во внешнем поле $H = 500$ Э. Значения M_s соответствуют объему, который занимают вещества, обладающие собст-

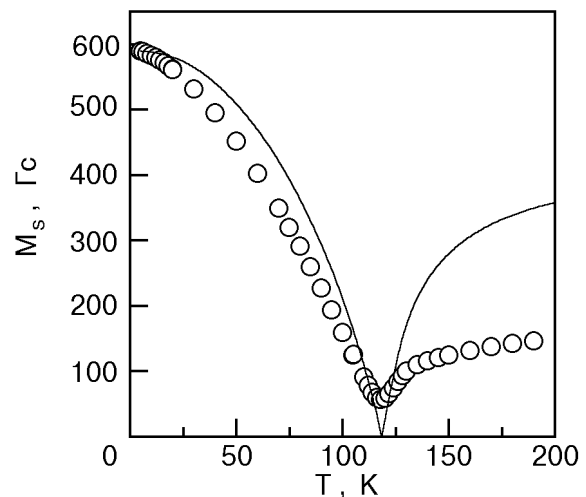


Рис. 1. Температурная зависимость спонтанной намагниченности пленки [Co(30 Å)/Si(5 Å)/Gd(75 Å)/Si(5 Å)]₂₀, измеренная во внешнем поле $H = 500$ Э. \circ — экспериментальные данные, сплошная линия — расчетная зависимость.

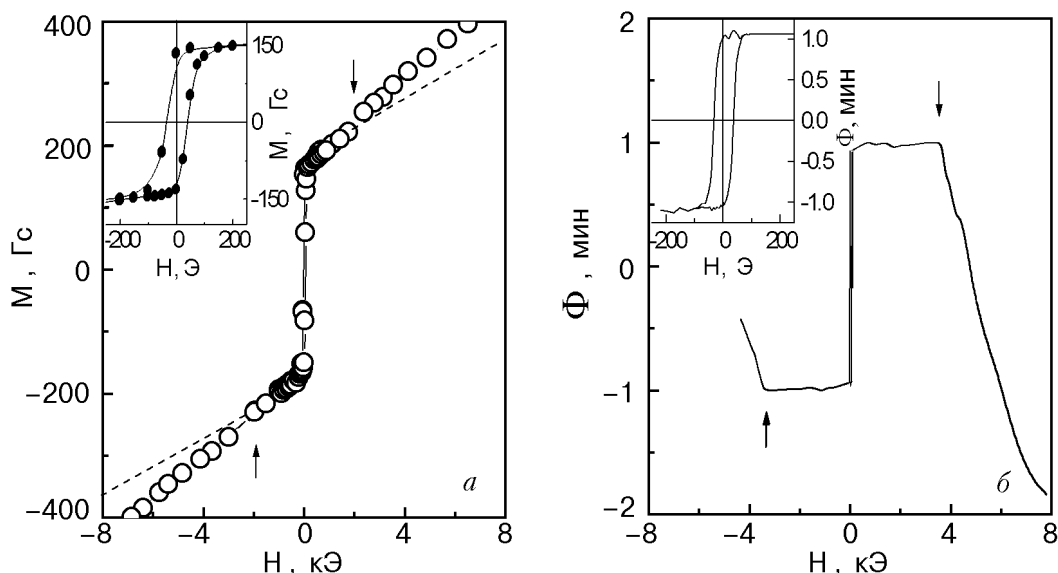


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности (а) и керровского вращения (б) при $T = 97$ К. Излом на кривых $M(H)$ и $\Phi(H)$ соответствует переходу в неколлинеарное состояние. На вставках в более крупном масштабе показаны зависимости $M(H)$ и $\Phi(H)$ в малых полях.

венным магнитным моментом (Co и Gd). Результаты измерений свидетельствуют о сохранении антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов слоев Co и Gd при данной толщине кремниевой прослойки. Экспериментальная кривая имеет четкий минимум при 118 К, обусловленный компенсацией магнитных моментов слоев Gd и Co. Отличие от нуля минимального значения намагниченности может быть связано с некоторой неоднородностью пленки, а также с возникновением при $T \approx T_{\text{comp}}$ неколлинеарной фазы в поле $H = 500$ Э. Увеличение температуры от 5 К до температуры компенсации приводит к достаточно быстрому падению спонтанной намагниченности. С увеличением температуры при $T > T_{\text{comp}}$ намагниченность вначале быстро, а затем все медленнее увеличивается, стремясь к насыщению.

Характерные полевые зависимости намагниченности M и керровского вращения Φ , измеренные в пленке Gd/Si/Co, представлены на рис. 2. В малых полях на обеих зависимостях четко наблюдается гистерезис (см. вставки), связанный с образованием доменов обратной намагниченности и движением доменных стенок. При достижении некоторого значения внешнего поля на кривых $M(H)$ и $\Phi(H)$ наблюдается излом (отмечен стрелками и пунктиром на рис. 2,а и 2,б), соответствующий переходу в неколлинеарное состояние. При этом происходит увеличение магнитной восприимчивости dM/dH (рис. 2,а). Как видно на рис. 2, переход в неколлинеарное состояние проявляется значительно более четко на полевой за-

висимости керровского вращения, чем на полевой зависимости намагниченности.

С целью построения фазовой $H-T$ -диаграммы исследуемой пленки были измерены зависимости намагниченности и керровского вращения при различных температурах. На рис. 3 представлены полученные зависимости $M(H)$ и $\Phi(H)$. При нагревании пленки излом, связанный с переходом в неколлинеарную фазу, все слабее проявляется на кривых намагниченности, а в области температур, превышающих температуру компенсации, его не удастся заметить. С ростом температуры величины магнитной восприимчивости в коллинеарной и неколлинеарной фазах сближаются, что затрудняет определение точки фазового перехода на зависимости $M(H)$ при температурах $T \leq T_{\text{comp}}$ и $T > T_{\text{comp}}$. В то же время на полевых зависимостях керровского вращения переход четко идентифицируется вплоть до 140 К.

По результатам экспериментов построена фазовая $H-T$ -диаграмма, приведенная на рис. 4. Данные, полученные из магнитных и магнитооптических измерений, удовлетворительно согласуются между собой. В интервале $5 \text{ К} < T < T_{\text{comp}}$ величина поля фазового перехода в неколлинеарное состояние уменьшается с увеличением температуры, а при $T_{\text{comp}} < T < 140 \text{ К}$ поле перехода практически не изменяется с температурой. В окрестности T_{comp} определение H_t затруднено из-за близости величин поля фазового перехода и поля коэрцитивности. При $T \rightarrow T_{\text{comp}}$ поле коэрцитивности возрастает, тогда как H_t уменьшается.

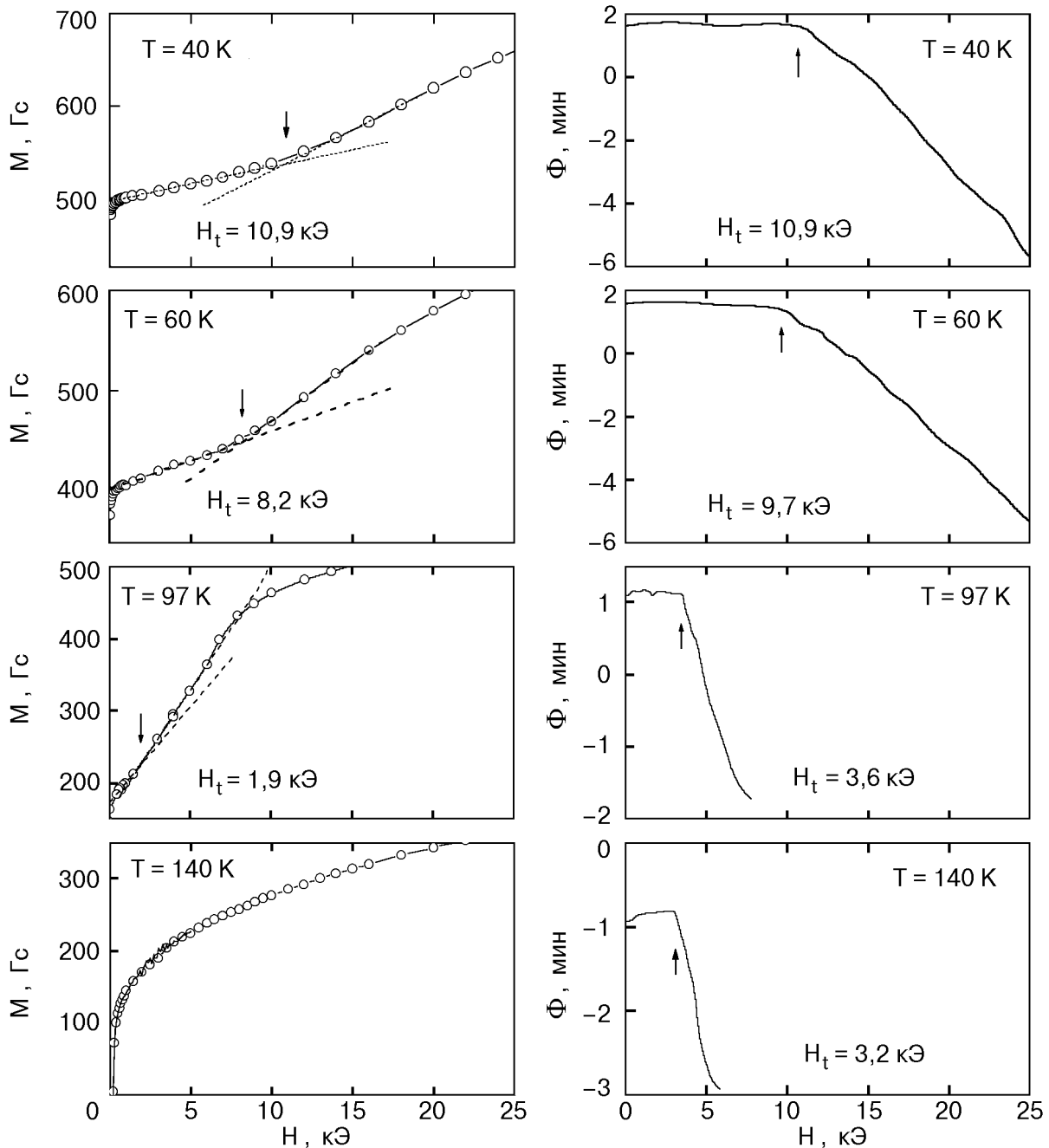


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности (слева) и керровского вращения (справа) при различных температурах.

Обсуждение

Известно, что спонтанная намагниченность ферромагнетика определяется как разность парциальных намагниченностей составляющих его подсистем. В многослойной пленке величины и температурный ход этих намагниченностей зависят от толщин слоев магнитных компонент структуры и констант внутрислоевого и межслоевого обменного взаимодействия. Поле спин-ориентационного перехода в неколлинеарное состояние в многослойной пленке при заданной температуре также является функцией намагниченностей

слоев и этих обменных констант. Таким образом, в целях построения теоретической фазовой H - T -диаграммы нами проведен расчет температурной зависимости намагниченности пленки. Сопоставление результатов этого расчета с экспериментальной зависимостью $M_s(T)$ позволяет найти параметры, необходимые для расчета H_t . Определение межслоевого обменного взаимодействия особенно важно для пленки с немагнитной прослойкой, где оно претерпевает значительное изменение, которое сложно оценить аналитически.

Для расчета $M_s(T)$ воспользуемся моделью, предложенной в [7]. Согласно этой модели, для

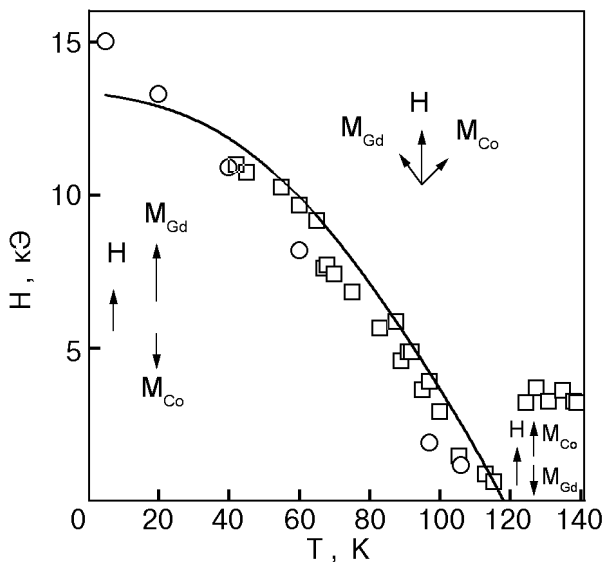


Рис. 4. Фазовая H - T -диаграмма пленки $[\text{Co}(30 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})/\text{Gd}(75 \text{ \AA})/\text{Si}(5 \text{ \AA})]_{20}$, \circ — данные полученные из измерений намагниченности, \square — из магнитооптических измерений. Расчетная зависимость показана сплошной линией.

описания температурной зависимости спонтанной намагниченности многослойной пленки типа Gd/Co можно воспользоваться теорией молекулярного поля, учитывающей неоднородность межслоевого обменного взаимодействия по толщине слоев РЗМ. Предполагается, что температурная зависимость намагниченности слоев РЗМ (Gd) определяется как собственным обменным взаимодействием, так и воздействием со стороны ПМ (Co). Последнее уменьшается от поверхностей к центру слоев Gd по экспоненциальному закону. В то же время считается, что слои Co находятся только в собственном молекулярном поле (так как в слоях Co внутрислоевое обменное взаимодействие намного больше межслоевого), которое и определяет температурную зависимость намагниченности кобальтовой подсистемы. Таким образом, имеем

$$H_{\text{Co}} = \lambda_{\text{CoCo}} M_{\text{Co}}, \quad H_{\text{Gd}} = \lambda_{\text{GdGd}} M_{\text{Gd}} + \lambda_{\text{CoGd}} M_{\text{Co}} \{ \exp(-\gamma z) + \exp[-\gamma(l_{\text{Gd}} - z)] \}, \quad (1)$$

где H_{Co} и H_{Gd} — молекулярные поля, действующие на слои Co и Gd ; M_{Co} и M_{Gd} — намагниченности этих слоев; λ_{CoCo} , λ_{GdGd} и λ_{CoGd} — соответствующие константы молекулярных полей; γ — коэффициент затухания молекулярного поля, действующего на Gd со стороны Co ; z — координата вдоль нормали к поверхности слоя Gd ; l_{Gd} — толщина слоя гадолиния. Спонтанная

намагниченность пленки выражается через намагниченности подсистем, температурный ход которых определяется функцией Бриллюэна $B_s(x)$. Однако в интересующем нас интервале температур частичная намагниченность кобальтовой подсистемы практически постоянна, так что можно записать

$$M_s(T) = \left| l_1 M_{\text{Gd}}(0) B_s(g_{\text{Gd}} s_{\text{Gd}} \mu_B H_{\text{Gd}} / kT) - l_2 M_{\text{Co}}(0) \right|, \quad (2)$$

где g_{Gd} — фактор Ланде; s_{Gd} — спиновое число гадолиния; μ_B — магнетон Бора; k — константа Больцмана; l_1 и l_2 — приведенные толщины слоев, определяемые как $l_1 = l_{\text{Gd}} / (l_{\text{Co}} + l_{\text{Gd}})$, $l_2 = l_{\text{Co}} / (l_{\text{Co}} + l_{\text{Gd}})$, где $l_{\text{Co}} = 30 \text{ \AA}$, $l_{\text{Gd}} = 75 \text{ \AA}$.

В реальных расчетах намагниченности гадолиниевой подсистемы экспоненциальная функция в (1) аппроксимировалась ступенчатой. Мы считали, что каждый слой Gd состоял из n атомных слоев, расположенных на расстоянии d_{Gd} друг от друга. В каждом из атомных слоев молекулярное поле предполагалось постоянным, а при движении от интерфейсов в глубь гадолиниевого слоя оно экспоненциально уменьшалось. Значение $z = 0$ присваивалось атомным слоям, граничащим с кремниевыми прослойками. Таким образом, намагниченность слоев гадолиния определялась выражением

$$M_{\text{Gd}} = \left[\sum_{k=1}^n M_k(z_k) \right] \frac{1}{n}, \quad (3)$$

где $n = l_{\text{Gd}} / d_{\text{Gd}}$.

При подборе параметров, входящих в формулы (1)–(3), необходимо учитывать следующие соображения. Известно, что структурное состояние металлов в неэпитаксиальных тонких многослойных пленках может значительно изменяться. В частности, РЗМ, к которым относится и гадолиний, проявляют склонность к аморфизации. Это приводит к существенному изменению ряда свойств таких веществ, в том числе плотности и параметров магнитного упорядочения. В работе [8] изучались структурные и магнитные свойства многослойных пленок Gd/Si и Gd/Cu с различной толщиной слоев. Технология получения этих пленок была такой же, что и при получении исследуемой пленки. По данным электронной микроскопии, в пленках Gd/Si с $l_{\text{Gd}} < 100 \text{ \AA}$ гадолиний находится в неоднородном состоянии и представляет собой совокупность кристалличес-

кой и аморфной фаз с существенным преобладанием последней. Температура Кюри T_C аморфного гадолиния находится в пределах 130–160 К, что значительно ниже T_C объемного гадолиния. Температура Кюри гадолиния в кристаллической фазе соответствует 240–290 К. Нами исследована пленка с $l_{Gd} = 75 \text{ \AA}$. Учитывая результаты работы [8], естественно предположить, что в этой многослойной пленке гадолиний находится преимущественно в аморфном состоянии. Это предположение будет подтверждено далее при сопоставлении расчетной и экспериментальной температурных зависимостей намагниченности. Наилучшее совпадение этих зависимостей достигается при $T_C \approx 130 \text{ К}$, что соответствует температуре магнитного упорядочения аморфного гадолиния в тонких пленках [8].

Для расчета температурной зависимости спонтанной намагниченности $M_s(T)$ исследуемой пленки необходимо знать среднее межатомное расстояние d_{Gd} . Оценим его, используя формулу

$$M_s(0) = l_1 g_{Gd} s_{Gd} \mu_B N_{Gd} - l_2 M_{Co}(0), \quad (4)$$

где $N_{Gd} = (1/d_{Gd})^3$ — число атомов гадолиния в 1 см^3 . Подставляя в (4) значения $g_{Gd} = 2$, $s_{Gd} = 7/2$, $M_{Co}(0) = 1400 \text{ Гс}$, а также значение $M_s(0) = 590 \text{ Гс}$, полученное экспериментально для исследуемой пленки при $T = 5 \text{ К}$, находим $d_{Gd} \approx 3,6 \text{ \AA}$. При этом $M_{Gd}(0)$ равно $\approx 1400 \text{ Гс}$.

Коэффициент затухания наведенного молекулярного поля γ в гадолинии, определенный на серии пленок Gd/Co ($l_{Gd}/l_{Co} = 2,5$) с различными периодами структуры (полученной по той же технологии [7], что и исследуемая пленка), равен $0,16 \text{ \AA}$.

Процедура расчета температурной зависимости спонтанной намагниченности сводилась к вариации параметров λ_{GdGd} и λ_{CoGd} с целью нахождения наиболее удовлетворительного описания экспериментальной зависимости $M_s(T)$ формулами (1)–(3). На рис. 1 сплошной линией показан результат вычислений при $\lambda_{GdGd} = 440$, $\lambda_{CoGd} = 65$. При этих параметрах расчетная зависимость наилучшим образом согласуется с экспериментальной. Отметим, что такое значение λ_{GdGd} соответствует температуре Кюри $T_C \approx 130 \text{ К}$. Найденная константа собственного молекулярного поля гадолиния λ_{GdGd} согласуется с данными, полученными на пленках Gd/Co [7] и Gd/Si [8]. При температурах $T \lesssim T_{comp}$ расчетная температурная зависимость спонтанной намагниченности M_s находится в хорошем согласии с эксперименталь-

но определенной зависимостью $M_s(T)$. При более высоких температурах наблюдается существенное различие экспериментальных и расчетных данных, вызванное, вероятно, тем, что температурная зависимость намагниченности гадолиниевой подсистемы уже не описывается функцией Бриллюэна. Согласно [8], в слоях толщиной менее 100 \AA гадолиний имеет аморфно-кристаллическую структуру с существенным преобладанием аморфной составляющей. Как уже отмечалось, в исследуемой пленке основная часть гадолиния находится в аморфном состоянии. При температурах значительно ниже температуры Кюри аморфного гадолиния ($T_C \approx 130 \text{ К}$) определяющий вклад в намагниченность гадолиниевой подсистемы вносит аморфная компонента, и намагниченность может быть описана соответствующей функцией Бриллюэна. Однако при приближении к температуре Кюри аморфного гадолиния все более заметный вклад в намагниченность гадолиниевой подсистемы будет вносить кристаллическая компонента, T_C которой существенно выше. По-видимому, уже в районе температуры компенсации (118 К) вклад кристаллической компоненты в намагниченность приводит к тому, что температурная зависимость намагниченности не описывается функцией Бриллюэна [2]. Это объясняет заметное отличие экспериментальной и расчетной зависимостей $M_s(T)$ в области температур выше температуры компенсации.

Следует отметить, что влияние немагнитной прослойки на свойства Gd/Co многослойной пленки проявляется прежде всего в ослаблении обменного взаимодействия между слоями различных металлов. Согласно данным, полученным на пленках Gd/Co, которые не содержат такой прослойки, величина константы антиферромагнитного обменного взаимодействия λ_{CoGd} составляет около 1700 [7]. Таким образом, внедрение прослойки кремния толщиной 5 \AA между магнитными слоями пленки приводит к уменьшению этой константы более чем на порядок.

Для расчета фазовой H - T -диаграммы мы воспользовались аналитическим методом Мотокавы [9]. Этот метод не требует сложных итерационных вычислений и позволяет определить поля перехода в неколлинеарную фазу для ферромагнитно упорядоченных пленок с широким спектром параметров. Согласно Мотокаве, величина критического поля H_t равна промежуточному корню кубического уравнения:

$$(N_i N_j \alpha_1 \alpha_2) h^3 - [N_i N_j (\alpha_1 - \alpha_2) + N_i \alpha_1 \beta_2 - m N_j \alpha_2 \beta_1] h^2 - [N_i N_j - N_i (\alpha_1 - \beta_2) - m N_j (\alpha_2 - \beta_1)] h + N_i - m N_j = 0. \quad (5)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $N_i = l_i / 2d_i$ — половина числа атомных слоев металла i (Co или Gd) в слое толщиной l_i с расстоянием между атомными слоями d_i ;

$$m = M_j d_j / M_i d_i; \quad h = H_t d_j / \lambda_{ji} (d_i + d_j) M_i;$$

$$\alpha_1 = (N_i - 1)(N_i + 1) / 6a_i;$$

$$\alpha_2 = (N_j - 1)(N_j + 1) / 6a_j m;$$

$$\beta_1 = N_i (N_i - 1) / 2a_i;$$

$$\beta_2 = N_j (N_j - 1) / 2a_j m,$$

где $a_i = \lambda_{ii} d_j / \lambda_{ji} (d_i + d_j)$; $a_j = \lambda_{jj} d_i / \lambda_{ji} (d_i + d_j)$. Индекс « i » при $T < T_{\text{comp}}$ обозначает Gd, а « j » — Co. Значения M_{Gd} , M_{Co} , d_{Gd} , λ_{GdGd} , λ_{GdCo} использованы те же, что и при расчете $M_s(T)$. Константа внутреннего молекулярного поля кобальта λ_{CoCo} , рассчитанная по температуре Кюри этого металла ($T_C = 1394$ К), была равна 12000. Расстояние между слоями атомов кобальта d_{Co} определялось в соответствии с величиной параметра c элементарной ячейки ГПУ кобальта ($d_{\text{Co}} = 2,14 \text{ \AA} \approx 0,5c$).

Необходимые условия для корректности расчета методом Мотокавы [9] — $H_t / \lambda_{ii} M_i \ll 1$, $H_t d_i / \lambda_{ii} M_j d_j \ll 1$ — выполняются для исследуемой пленки во всем интересующем нас температурном интервале. Проведенные вычисления показывают, что кубическим членом уравнения (5) можно пренебречь.

На рис. 4 сплошной линией показана расчетная температурная зависимость полей перехода в неколлинеарное состояние при $T < T_{\text{comp}}$, хорошо согласующаяся с экспериментальными значениями, полученными из магнитных и магнитооптических измерений. Следует отметить, что, согласно модели Камлея, в этом интервале температур в пленке с поверхностным гадолиниевым слоем фазовый переход на поверхности и в глубине пленки должен происходить в практически одинаковых полях, так как поверхностная неколлинеарная фаза возникает в пленке со стороны подложки.

Воспользовавшись параметрами λ_{GdGd} и λ_{GdCo} , определенными из расчета $M_s(T)$, мы получили значения H_t , количественно согласующиеся с экспериментальными. Это подтверждает приемлемость модели молекулярного поля для пленок типа Gd/Co, содержащих немагнитные прослойки между магнитными слоями.

Выше T_{comp} расчетные значения H_t (на рис. 4 не показаны) существенно отличаются от экспериментальных, что обусловлено, как и в случае зависимости $M_s(T)$, не учитываемым при расчетах влиянием кристаллической компоненты гадолиния.

Заключение

Проведенные магнитные и магнитооптические исследования процесса намагничивания многослойной ферромагнитно упорядоченной пленки Gd/Si/Co позволили обнаружить в ней спин-ориентационный переход из коллинеарного в неколлинеарное состояние и построить фазовую H - T -диаграмму исследуемого многослойного ферромагнетика. Показано, что теория молекулярного поля удовлетворительно описывает фазовую H - T -диаграмму (как качественно, так и количественно) при $T < T_{\text{comp}}$. Определена константа обменного взаимодействия между слоями Co и Gd через прослойку кремния ($l_{\text{Si}} = 5 \text{ \AA}$): $\lambda_{\text{GdCo}} = 65$, которая оказалась более чем на порядок меньше константы $\lambda_{\text{GdCo}} \approx 1700$ для многослойных пленок Gd/Co, не содержащих кремниевых прослоек. Отсутствие количественного согласия расчетных и экспериментальных зависимостей $M_s(T)$ и $H_t(T)$ при $T > T_{\text{comp}}$ связывается с неоднородностью гадолиния в исследуемой пленке.

1. C. Dufour, Ph. Bauer, M. Sajeddine, K. Cherifi, G. Marshal, Ph. Mangin, and R. E. Camley, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 300 (1993).
2. D. J. Webb, R. G. Wamsley, K. Parvin, P. H. Dickinson, T. H. Geballe, and R. M. White, *Phys. Rev.* **B32**, 4667 (1985).
3. R. E. Camley and D. R. Tilley, *Phys. Rev.* **B37**, 3413 (1988).
4. L. G. Le Page and R. E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1150 (1990).
5. K. Takanashi, Y. Kamiguchi, H. Fujimori, and M. Motokawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 3721 (1992).
6. K. Takanashi, H. Fujimori, and H. Kurokawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 242 (1993).
7. В. О. Васильковский, Д. Гарсиа, А. В. Свалов, М. Баскес, Г. В. Курляндская, А. В. Горбунов, *ФММ* **86**, 140 (1998).
8. В. О. Васильковский, А. В. Свалов, А. В. Горбунов, Н. Н. Щеголева, С. М. Задворкин, *ФТТ* **73**, вып. 4 (2001).
9. M. Motokawa, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **101**, 537 (1990).

Phase H - T -diagram of multilayered Gd/Si/Co film with a ferrimagnetic ordering of layers

D. N. Merenkov, A. B. Chizhik, S. L. Gnatchenko,
M. Baran, R. Szymczak,
V. O. Vas'kovskiy, and A. V. Svalov

The magnetization process of the multilayered [Co(30 Å)/Si(5 Å)/Gd(75 Å)/Si(5 Å)]₂₀ film with a ferrimagnetic ordering of the magnetic moments of cobalt and gadolinium layers and the compensation point $T_{\text{comp}} \approx 118$ K was studied by the magnetic

and magneto-optical techniques. A magnetic field induced spin-orientation transition from the collinear to a noncollinear state was observed. The transition fields were defined in the temperature region $5 \text{ K} < T < 140 \text{ K}$ and a magnetic phase H - T -diagram of the multilayered ferrimagnet Gd/Si/Co was constructed. The phase diagram was also calculated in terms of the molecular field theory, and a satisfactory agreement with the experimental one was obtained. A constant of the antiferromagnetic exchange interaction between the cobalt and gadolinium layers was determined.