

05,13

## Магнитная анизотропия аморфных пленок Tb–Co

© В.О. Васьковский, К.Г. Балымов, А.В. Свалов, Н.А. Кулеш,  
Е.А. Степанова, А.Н. Сорокин

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: Vladimir.Vaskovskiy@usu.ru

(Поступила в Редакцию 19 апреля 2011 г.)

Выполнено систематическое исследование магнитных свойств аморфных пленок Tb–Co, полученных методом ионного распыления в присутствии однородного магнитного поля. Установлены основные закономерности изменения параметров магнитной анизотропии в зависимости от состава (8–43 at.% Tb), температуры (5–350 К) и температуры отжига (до 200°C). Показано, что их интерпретация возможна в рамках модели, учитывающей наличие флуктуирующей локальной магнитной анизотропии ионов Tb, столбчатой микроструктуры, анизотропии упругих напряжений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00288-а).

Аморфные пленки сплавов 3d-переходных элементов с редкоземельными металлами (РЗМ) в течение нескольких десятилетий рассматриваются как важный источник сведений об особенностях магнетизма аморфного состояния металлов и возможностях практического применения подобных сред [1]. Наиболее характерными и кардинально различающимися представителями данного класса веществ являются системы Gd–Co и Tb–Co. Они включают ионы РЗМ, электронная оболочка которых либо сферически симметрична (Gd), либо имеет сильно анизотропный характер (Tb). Это обуславливает существенное различие в уровне локальной магнитной анизотропии редкоземельных компонентов, которое в конечном счете определяет специфику магнитной структуры, эффективной магнитной анизотропии, магнитного гистерезиса, доменной структуры и возможных сфер применения аморфных пленок [2].

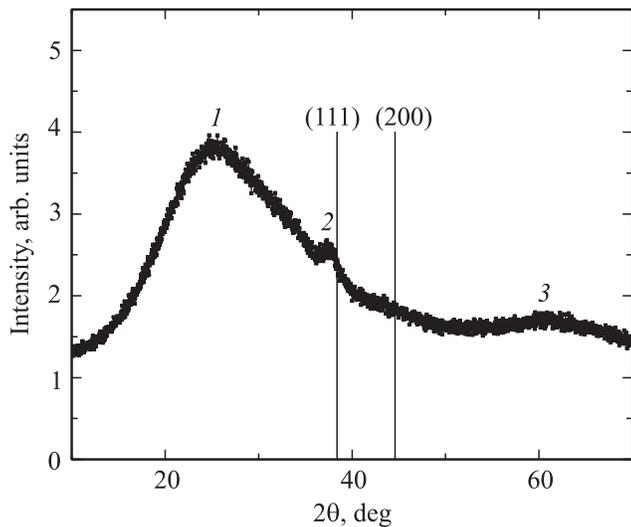
Указанное обстоятельство в немалой степени отражается и на адекватности интерпретации макроскопических магнитных свойств этих бинарных систем. В частности, для описания спонтанной намагниченности пленок Gd–Co с успехом использована модель молекулярного поля [3], определены основные источники одноосной магнитной анизотропии, к которым относят анизотропное распределение пар атомов [4] и столбчатую микроструктуру [5]. Однако эти представления нельзя напрямую применить к пленкам Tb–Co. Главная трудность заключается в создании адекватной картины магнитной структуры. Конкуренция упорядочивающего обменного взаимодействия (в основном со стороны кобальтовой подсистемы) и случайной локальной анизотропии в редкоземельной подсистеме является потенциальным источником спермагнетизма [6], при наличии которого возникают проблемы с выделением парциальных вкладов разных составляющих в спонтанную намагниченность [2,6,7] и идентификацией макроскопической магнитной анизотропии [6,8,9]. Данная работа представляет один из вариантов количественного описа-

ния и сопоставительного анализа источников магнитной анизотропии в аморфных пленках системы Tb–Co, полученных методом ионного высокочастотного распыления.

Пленки Tb<sub>x</sub>Co<sub>100-x</sub> формировались путем распыления мозаичной мишени в атмосфере Ar (10<sup>-3</sup> Torr) в присутствии однородного магнитного поля  $H_i$  напряженностью 150 Oe, которое было ориентировано параллельно плоскости подложек. Состав пленок варьировался за счет изменения соотношения площадей Tb и Co в мишени и контролировался с помощью химического анализа. Погрешность в определении  $x$  в выбранной области составов не превышала 1 at.%. Подложками служили покровные стекла „Corning“. Толщина пленок составляла 100 nm. Кроме того, все образцы имели защитное покрытие в виде слоя Ti толщиной 50 nm, которое наносилось на завершающей стадии технологического цикла.

Толщинные характеристики образцов контролировались с помощью профилометра Dektak 150. Магнитные измерения выполнены на SQID-магнитометре MPMS-7EC-XL (в диапазоне температур 5–350 К) и на вибрационном магнитометре (при комнатной температуре). При этом исходные магнитометрические данные подвергались корректировке с целью устранения весьма значительного вклада от подложек, который являлся функцией как температуры, так и намагничивающего поля. По нашим оценкам результирующая систематическая погрешность в определении намагниченности пленок составляла до 5%. Выборочная аттестация структуры пленок проведена на рентгеновском дифрактометре D8 Advance. На рис. 1 в качестве примера приведена дифрактограмма образца Tb<sub>32</sub>Co<sub>68</sub>/Ti. Ее анализ позволяет заключить, что основной слой Tb–Co находится в рентгеноаморфном, а изолирующее покрытие Ti — в мелкокристаллическом состояниях. Подобная картина характерна и для образцов других составов.

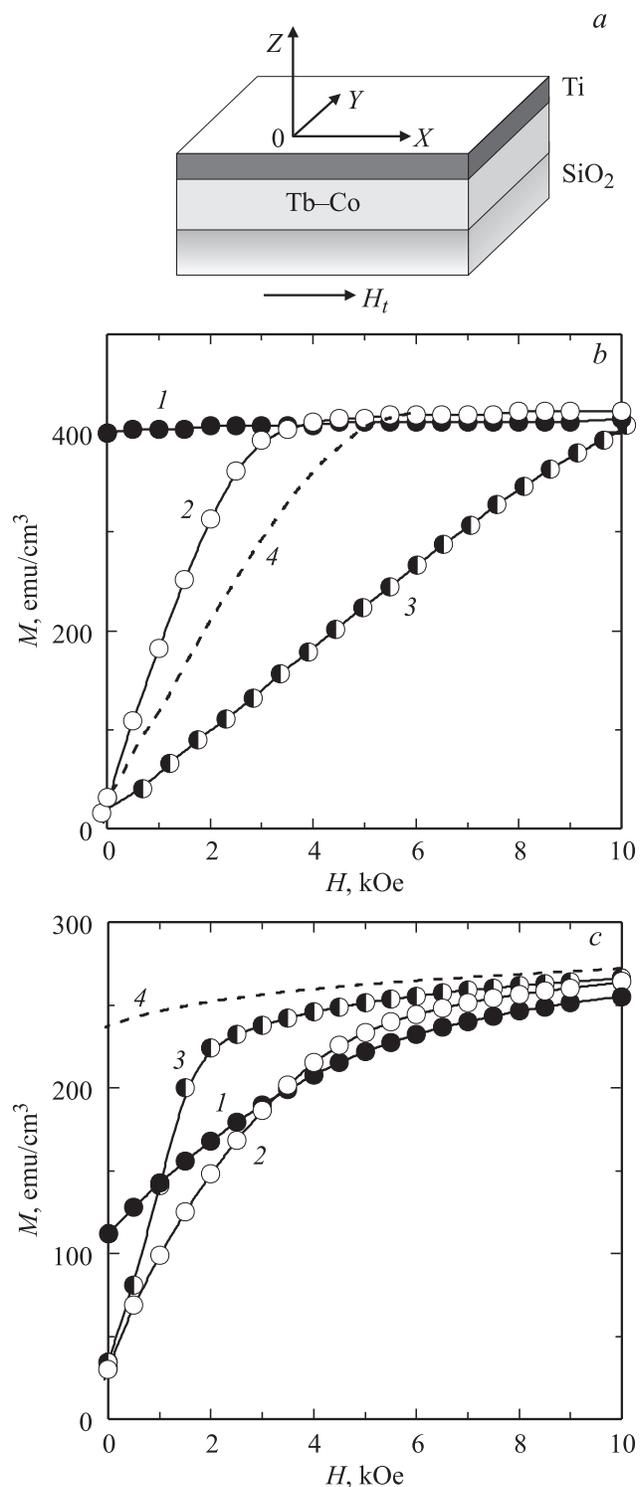
Схематически геометрия объектов исследования иллюстрируется рис. 2, а. Для исходной характеристики



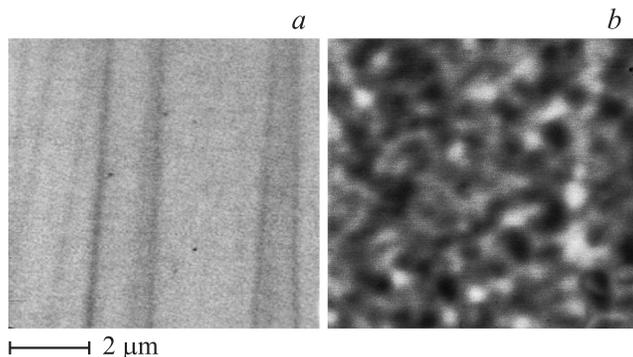
**Рис. 1.** Рентгеновская дифрактограмма пленки  $Tb_{32}Co_{68}/Ti$ . Вертикальными линиями указано положение некоторых дифракционных рефлексов, свойственных Ti.

их свойств на рис. 2, *b, c* приведены зависимости намагниченности  $M$  от напряженности магнитного поля  $H$ , полученные на пленках  $Tb_8Co_{92}$   $Tb_{31}Co_{69}$  при монотонном уменьшении  $H$  от 70 кОе. Уход от стандартного описания свойств магнетиков с использованием кривых намагничивания вызван стремлением минимизировать неоднозначность, которая свойственна указанным кривым при наличии магнитного гистерезиса. Вид кривых размагничивания для образца с низким содержанием Tb (рис. 1, *b*) недвусмысленно указывает на наличие сильной одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки. Причем ось легкого намагничивания (ОЛН) совпадает с осью приложения поля  $H_t$  при осаждении пленок (ось  $OX$ ). Конечные значения остаточной намагниченности  $M_r$ , которые демонстрируют кривые, измеренные перпендикулярно ОЛН в плоскости (кривая 2) и вдоль нормали к плоскости (кривая 3), говорят только о малой неоднородности в распределении намагниченности по объему образца. Количественное различие кривых 2 и 3 на первый взгляд представляется следствием анизотропии формы пленочного образца. Однако учет размагничивающего фактора (кривая 4) не дает совпадения разных кривых  $M(H)$ , измеренных в плоскости, перпендикулярной ОЛН. Приходится констатировать, что структурная составляющая магнитной анизотропии для состава  $Tb_8Co_{92}$  не является строго одноосной, а формирует оси  $OX$ ,  $OY$ ,  $OZ$  как оси легкого, среднего и трудного намагничивания соответственно.

Картина заметно меняется при увеличении содержания Tb (рис. 2, *c*). В первую очередь это относится к кривой размагничивания вдоль  $OX$  (кривая 1). Плавное изменение  $M$  в широком интервале  $H$  и низкое значение  $M_r$  свидетельствует о значительной дисперсии анизотропии. Согласно [2] в пленках Tb-Co может иметь



**Рис. 2.** Схематическое изображение образца *a* и кривые размагничивания пленок  $Tb_8Co_{92}$  *b*,  $Tb_{31}Co_{69}$  *c*, измеренные при комнатной температуре и различной ориентации вектора магнитного поля: 1 — в плоскости пленки, вдоль оси приложения технологического поля  $H_t$  (ось  $OX$  на схеме); 2 — в плоскости пленки, перпендикулярно  $H_t$  (ось  $OY$ ); 3 — перпендикулярно плоскости пленки (ось  $OZ$ ); 4 — получена из кривой 3 при перерасчете на внутреннее магнитное поле.



**Рис. 3.** Магнитный рельеф поверхностей образцов  $Tb_{22}Co_{78}$  *a* и  $Tb_{31}Co_{69}$  *b*.

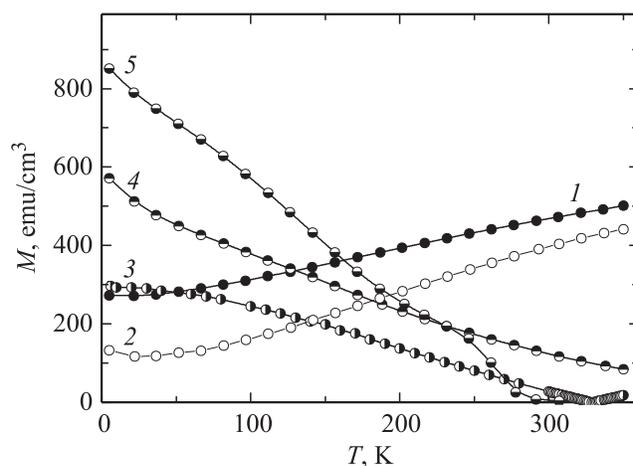
место флуктуация локальных ОЛН, определяющая дисперсию атомных магнитных моментов тербия (сперимагнетизм), а также макроскопическая флуктуация ОЛН, приводящая к возникновению доменоподобной магнитной неоднородности. Последнее обстоятельство, по-видимому и в нашем случае, задает характер кривых  $M(H)$  в области относительно невысоких полей.

В пользу высказанного выше положения свидетельствуют результаты наблюдения полей рассеяния над поверхностями пленок разного состава. Примеры картин магнитного рельефа, полученные в методике магнитной моды на сканирующем зондовом микроскопе Explorer TM, показаны на рис. 3. Одна из них (рис. 3, *a*) типична для образцов с невысоким содержанием Tb, перемангничивающихся вдоль оси OX по прямоугольной петле. Для нее характерно относительно ровное цветовое поле, что свидетельствует об отсутствии сколь угодно сильных локальных полей рассеяния и в конечном счете об ориентации намагниченности в плоскости пленки. Другая картина (рис. 3, *b*) получена на образце с большим содержанием Tb и пониженной остаточной намагниченностью. На ней присутствует ярко выраженный цветовой контраст, который отражает сильную магнитную неоднородность этих пленок и, в частности, мелкомасштабные колебания нормальной составляющей намагниченности. Средний размер магнитных неоднородностей не превышает  $0.5 \mu m$ . Вероятно, они и составляют ту стохастическую структуру, которая обуславливает сильную дисперсию магнитной анизотропии в высокотербиевых пленках. Возвращаясь к рис. 2, *c*, нужно отметить имеющееся различие между кривыми 1 и 2, которое показывает, что эффект результирующей одноосной анизотропии, индуцированной технологическим полем, в пленке  $Tb_{31}Co_{69}$  сохранился, хотя и стал менее выраженным на фоне возросшей дисперсии анизотропии.

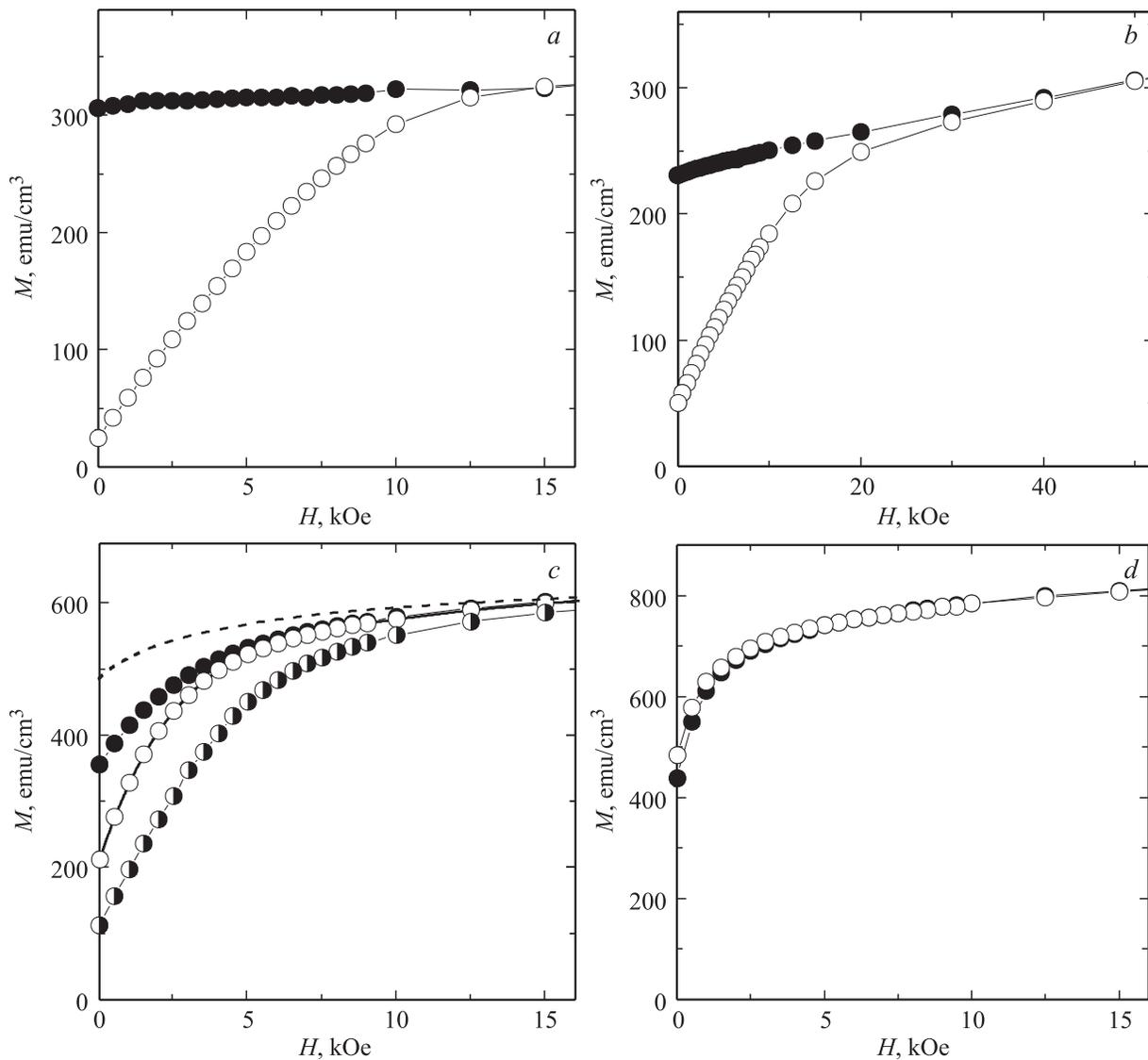
Интересно, что для образца с  $x = 31$  кривая 3, измеренная вдоль нормали к пленке (ось OZ), идет круче, чем кривая 2, измеренная в ее плоскости вдоль оси OY. В то же время сильное саморазмагничивание пленочного образца должно приводить к противоположному результату. Одной из причин указанного несоответствия

может быть так называемая столбчатая микроструктура. Она проявляется в пленках, полученных ионным распылением [10], и задает одноосную магнитную анизотропию с ОЛН, ориентированной перпендикулярно плоскости (перпендикулярную анизотропию). Действительно, переход в описании соответствующей кривой намагничивания от внешнего поля (кривая 3) к внутреннему полю (кривая 4) показывает, что структурная анизотропия определяет ось OZ осью легкого намагничивания. Тогда оси OX и OY выступают как оси среднего и трудного намагничивания.

Более детальный анализ свойств аморфных пленок может быть проведен с привлечением данных температурных измерений. На рис. 4 представлены зависимости намагниченности  $M$  ряда образцов Tb–Co вдоль оси OX от температуры  $T$ . Измерения выполнены в режиме монотонного возрастания  $T$  в поле напряженностью 500 Ое. Исходное состояние для всех образцов было получено путем охлаждения от комнатной температуры в поле напряженностью 70 кОе, также ориентированном вдоль оси OX (методика FC). Как видно, для исследуемых составов с увеличением температуры имеют место возрастание (кривая 1), убывание (кривые 4,5) или немонокотное (кривая 3) изменение  $M$ . Такая ситуация типична для ферримагнетиков и отражает различие в температурном поведении магнитных подсистем (подрешеток) Co и Tb, а также изменение их вклада в результирующую намагниченность. В образцах с  $x = 8$  и  $x = 18$  во всем температурном интервале доминирует кобальтовая, а в образцах с  $x = 31$  и  $x = 43$  — тербиевая подрешетки. Причем в последнем случае температура магнитного упорядочения мало отличается от температуры Кюри чистого Tb. В этом проявляется активное влияние Tb на электронную структуру кобальтовой подсистемы, приводящее к деградации магнетизма Co (эффект переноса заряда [11]). Для со-



**Рис. 4.** Температурные зависимости намагниченности образцов разного состава: 1 —  $Tb_8Co_{92}$ ; 2 —  $Tb_{18}Co_{82}$ ; 3 —  $Tb_{22}Co_{78}$ ; 4 —  $Tb_{31}Co_{69}$ , 5 —  $Tb_{43}Co_{57}$ . Измерения выполнены при нагреве образцов в поле  $H = 500$  Ое.



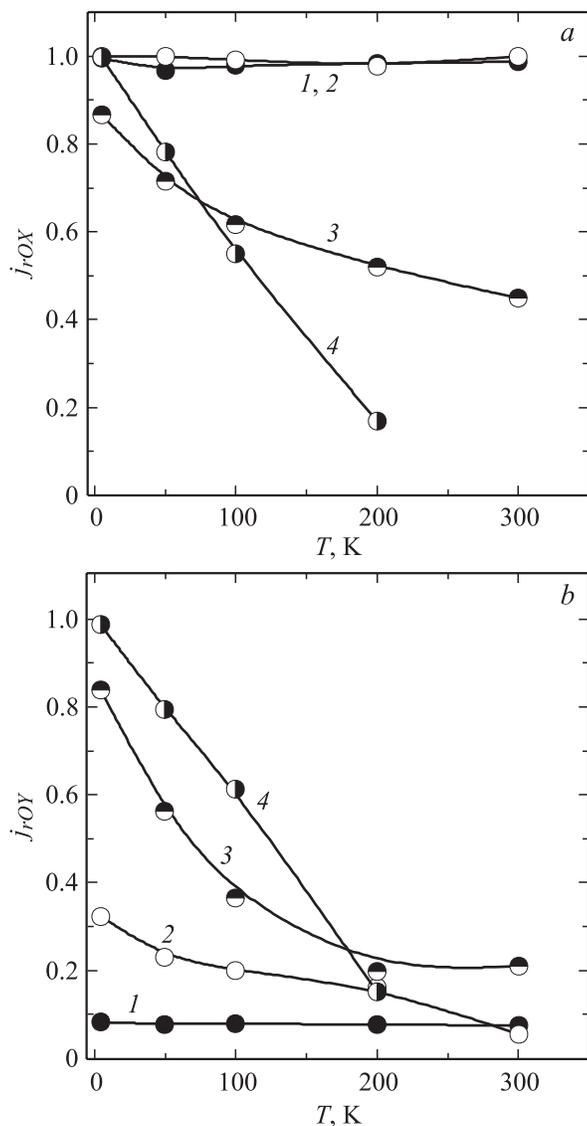
**Рис. 5.** Кривые намагничивания, измеренные при температуре 100 К на образцах  $\text{Tb}_8\text{Co}_{92}$  *a*,  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_{78}$  *b*,  $\text{Tb}_{31}\text{Co}_{69}$  *c*,  $\text{Tb}_{43}\text{Co}_{57}$  *d* вдоль различных осей: OX — темные точки; OY — светлые точки; OZ — комбинированные точки; OZ во внутреннем поле — штриховая линия.

става  $x = 22$  вблизи комнатной температуры происходит смена преобладающей роли подрешеток Tb и Co, что дает минимум на зависимости  $M(T)$ , соответствующий состоянию магнитной компенсации.

На рис. 5 показаны кривые намагничивания пленок с различным содержанием Tb, измеренные при  $T = 100 \text{ K}$ . Они позволяют заключить, что уменьшение температуры приводит только к количественным изменениям анизотропии магнитных свойств составов с  $x = 8$  и  $x = 31$ , обсуждавшихся ранее. Для первого из них имеет место сильное возрастание анизотропии в плоскости (ср. рис. 2, *b* и рис. 5, *a*). Для второго последнего эта тенденция выражена менее ярко. Не исключено, что она блокируется за счет увеличения дисперсии анизотропии. Косвенным свидетельством этого является возрастание остаточной намагниченности, наблюдающе-

ся вдоль трех осей приложения поля (рис. 2, *c* и рис. 5, *c*).

Кроме того, на рис. 5 приведены кривые намагничивания образцов других составов. Анизотропия их свойств при комнатной температуре не анализировалась из-за отсутствия магнитного упорядочения ( $x = 43$ ) или наличия магнитной компенсации ( $x = 22$ ), которая сопровождается сильным магнитным гистерезисом. Представленные данные говорят о том, что пленка  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_{78}$  (рис. 5, *b*) является магнитоодноосной с ОЛН, параллельной оси OX. В это она аналогична пленке  $\text{Tb}_8\text{Co}_{92}$  (рис. 5, *a*), но отличается от последней большей величиной поля анизотропии. Пленка  $\text{Tb}_{43}\text{Co}_{57}$ , напротив, совсем не обнаруживает наведенной магнитной анизотропии, тем самым демонстрируя качественное своеобразие по сравнению с образцами, содержащими



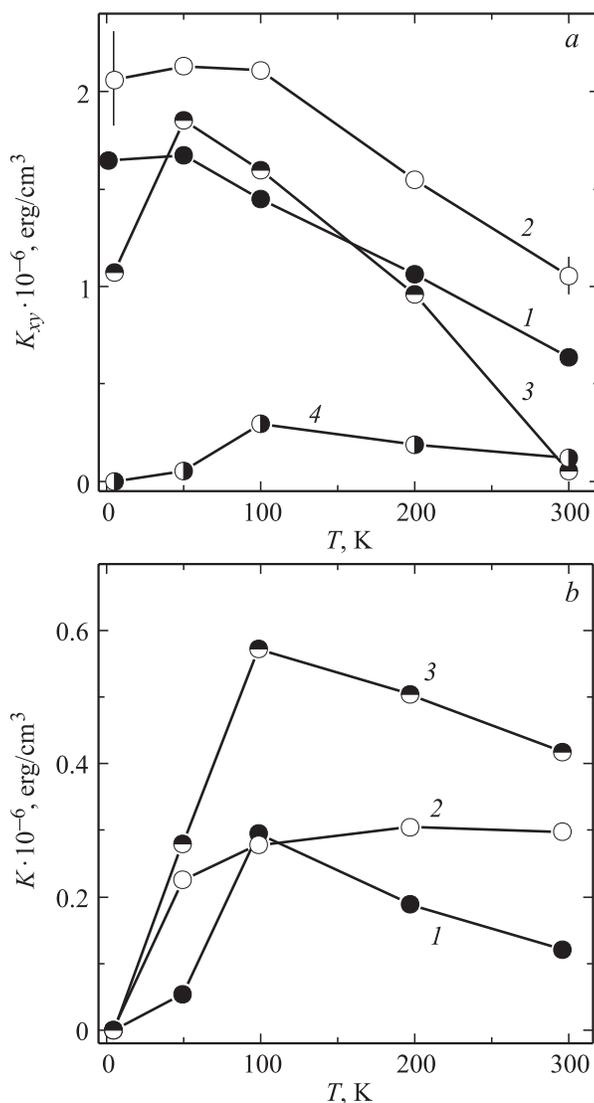
**Рис. 6.** Зависимости удельной остаточной намагниченности от температуры пленок разного состава:  $Tb_8Co_{92}$ ; 2 —  $Tb_{22}Co_{78}$ ; 3 —  $Tb_{31}Co_{69}$ ; 4 —  $Tb_{43}Co_{57}$ . Значения  $j_r$  определены после намагничивания в поле напряженностью 70 кОе вдоль осей  $OX$  (a) и  $OY$  (b).

меньшее количество Tb. Отметим также существенное и практически линейное изменение намагниченности в широком диапазоне полей (0–70 кОе), параллельных ОЛН, которое показывает образец с  $x = 22$  (рис. 5, b). Оно свидетельствует о наличии сильного парапроцесса в его магнитной структуре. Подобная закономерность в достаточно больших полях свойственна пленкам и другим составов. Восприимчивость парапроцесса по всех случаях слабо чувствительна к температуре, но обнаруживает сильный рост (от  $0.8 \cdot 10^{-3}$  до  $2.4 \cdot 10^{-3}$ ) при увеличении концентрации Tb от 8 до 31 ат.%.  
 Определенное обобщение картины наведенной магнитной анизотропии в пленках Tb–Co дает рис. 6. На нем

показаны температурные зависимости приведенной остаточной намагниченности  $j_{rOX}$  и  $j_{rOY}$ , полученные после намагниченности пленок составов в поле напряженностью 70 кОе вдоль осей  $OX$  и  $OY$  соответственно. Нормирующей величиной была принята спонтанная намагниченность  $M_s$ , значения которой для каждого образца и при каждой температуре определялись путем линейной экстраполяции зависимостей  $M(H)$ , измеренных вдоль оси  $OX$ , из области высоких полей на  $H = 0$ . Как видно, при  $x = 8$  (кривые 1) во всем интервале температур  $j_{rOX} \approx 1$ , а  $j_{rOY}$  незначительно отличается от нуля, то есть образец фактически является магнитоодноосным. Подобное поведение свойственно и для образца с  $x = 22$  (кривые 2). Пленка в целом сохраняет магнитную одноосность, но показывает значительное увеличение  $j_{rOY}$  при понижении температуры. Причиной этого, по-видимому, является термически инициированное усиление, уже упоминавшейся выше дисперсии магнитной анизотропии и связанного с ней магнитного гистерезиса. Еще ярче данная закономерность проявляется в пленках с  $x = 31$  (кривые 3) и с  $x = 43$  (кривые 4), для которых и  $j_{rOX}$ , и  $j_{rOY}$  сильно отличаются от значений, свойственных одноосной анизотропии, и растут с понижением температуры. В первом случае  $j_{rOX}(T) > j_{rOY}(T)$ , а во втором случае  $j_{rOX}(T) \approx j_{rOY}(T)$ . Таким образом, признаки наведенной анизотропии наблюдаются в пленке  $Tb_{31}Co_{69}$  и отсутствуют в пленке  $Tb_{43}Co_{57}$ .

Рис. 7 содержит количественную характеристику влияния температуры на магнитную анизотропию пленок разных составов. Для этого использованы константы анизотропии  $K_{xy}$ ,  $K_{zx}$ ,  $K_{zy}$ , которые определялись как разница площадей под парами кривых намагничивания  $M(H)$ , измеренными соответственно вдоль осей  $OX$  и  $OY$ ,  $OZ$  и  $OX$ ,  $OZ$  и  $OY$ . Вклад от анизотропии формы исключался путем предварительного пересчета кривых  $M(H)$  вдоль оси  $OZ$  на внутреннее поле. Следует отметить, что из-за необходимости учета магнетизма подложек систематическая погрешность результатов, полученных в данной методике, весьма значительная (см. рис. 7, a). Особенно это относится к области низких температур, где подложки проявляли знакопеременную зависимость магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля.

Из рис. 7, a видно, что общий уровень анизотропии в плоскости велик в пленках с относительно низким содержанием Tb и много меньше для состава с  $x = 31$ . Кроме того, все зависимости  $K_{xy}(T)$  демонстрируют усиление наведенной анизотропии с понижением температуры по крайней мере до 100 К. Однако при более низких температурах наблюдается уменьшение  $K_{xy}$ , которое выражено тем сильнее, чем выше концентрация Tb в образцах. Последнее, а также малую величину  $K_{xy}$  в пленке  $Tb_{22}Co_{78}$  вблизи комнатной температуры, как уже неоднократно указывалось выше, следует рассматривать как результат маскирующего действия магнитного гистерезиса, имеющего соответствующие концентрационную и температурную тенденции изменения.

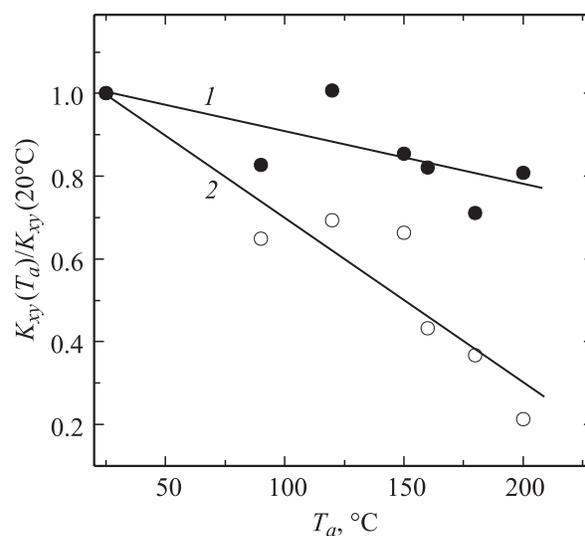


**Рис. 7.** *a* — температурные зависимости константы магнитной анизотропии  $K_{xy}$  для пленок: 1 —  $Tb_8Co_{92}$ ; 2 —  $Tb_{18}Co_{82}$ ; 3 —  $Tb_{22}Co_{78}$ ; 4 —  $Tb_{31}Co_{69}$ . Вертикальные отрезки на кривой 2 символизируют оценку погрешности в определении констант анизотропии в разных частях температурного диапазона. *b* — температурные зависимости констант магнитной анизотропии для пленки  $Tb_{31}Co_{69}$ : 1 —  $K_{xy}$ ; 2 —  $K_{zx}$ ; 3 —  $K_{zy}$ .

Поведение других констант анизотропии с температурой показано (рис. 5, *b*) на примере пленки  $Tb_{31}Co_{69}$ , в которой они имеют сопоставимый уровень. Существенным является то, что зависимость  $K_{zy}(T)$  немонотонна и во всем диапазоне температур по характеру близка к зависимости  $K_{xy}(T)$ . Константа  $K_{zx}$ , напротив, изменяется с температурой монотонно, причем в диапазоне 100–300 К она практически постоянна. Сохранение паритета между осями OX и OZ говорит о сопоставимом температурном влиянии на анизотропию со стороны структурных особенностей, выделяющих эти оси.

Рис. 8 демонстрирует влияние накапливающегося отжига на магнитную анизотропию в плоскости пленок разного состава. Термообработка образцов проводилась в вакууме при последовательно увеличивающейся температуре  $T_a$ . Продолжительность отжига при каждой температуре составляла 1 h. Несмотря на значительный разброс точек на графиках, представленные данные однозначно указывают на уменьшение константы  $K_{xy}$  при термообработке. Причем более ярко эта тенденция выражена на образце с высоким содержанием Tb, имевшем в исходном состоянии меньшую  $K_{xy}$  (см. 7, *a*). К этому следует добавить, что наблюдающееся уменьшение  $K_{xy}$  не является следствием роста магнитного гистерезиса, как это, вероятно, происходит при низких температурах. Как оказалось, отжиг влияет не только на анизотропию, но и ведет к сильному уменьшению коэрцитивной силы пленок. В то же время рентгеновский дифракционный анализ, сопровождавший эксперимент по отжигу, не зафиксировал заметных изменений в структурном состоянии пленок.

В целом представленный материал показывает, что анизотропия пленок Tb–Co достаточно сложна и имеет несколько составляющих. Во-первых, это флуктуирующая локальная магнитная анизотропия ионов Tb, являющаяся следствием аморфизации материала и образования твердого раствора Tb–Co. С одной стороны, она может в атомных масштабах влиять на магнитную структуру и быть источником сперимагнетизма. Однако для заключения о наличии сперимагнетизма нужны дополнительные исследования, проведение которых выходит за рамки настоящей работы. С другой стороны, конкуренция флуктуирующей локальной анизотропии и обменного взаимодействия в аморфных материалах порождает так называемую стохастическую



**Рис. 8.** Зависимости нормированной константы магнитной анизотропии от температуры отжига для пленок  $Tb_{18}Co_{82}$  (кривая 1) и  $Tb_{31}Co_{69}$  (кривая 2).

магнитную структуру [12]. Она характеризуется достаточно протяженными пространственными колебаниями намагниченности и может задавать такие особенности макроскопического процесса намагничивания, которые выше обозначались как следствие дисперсии магнитной анизотропии. С ростом концентрации Tb в пленках роль локальной анизотропии усиливается, что находит отражение в наблюдающемся на эксперименте увеличении дисперсии анизотропии.

Во-вторых, перпендикулярная магнитная анизотропия. Ее источником, скорее всего, является некоторая неоднородность плотности материала в плоскости (столбчатая микроструктура), которая определяется общими закономерностями формирования металлических осадков из атомарного состояния. Вытянутость элементов столбчатой микроструктуры вдоль нормали к плоскости приводит к анизотропии магнитостатического взаимодействия на микроскопическом уровне и в конечном счете к возникновению макроскопической ОЛН, перпендикулярной плоскости пленки. Вероятно, этот механизм задает относительно высокий уровень и определяет температурное поведение константы  $K_{zy}$  в пленке Tb<sub>31</sub>Co<sub>69</sub> в интервале  $100 < T < 300$  К. В частности, наблюдаемое увеличение  $K_{zy}$  с понижением температуры может отражать соответствующее температурное изменение спонтанной намагниченности. В пленках с меньшим содержанием Tb перпендикулярная анизотропия практически не проявляет себя из-за господствующей роли анизотропии в плоскости (сравни соответствующие константы анизотропии на рис. 7, а). С практической точки зрения это является положительным обстоятельством, поскольку перпендикулярная анизотропия не способствует эффективному применению пленок как источников планарного магнитного смещения.

В-третьих, — анизотропия в плоскости пленок. Изложенные выше экспериментальные данные позволяют классифицировать эту анизотропию как *M*-наведенную [13], то есть указать на то, что ее возникновение связано с намагниченностью. Магнитное поле является лишь внешним атрибутом, присутствие которого ориентирует намагниченность и задает ось анизотропии. В нашем случае основным доводом в пользу такого заключения служит отсутствие анизотропии в пленке Tb<sub>43</sub>Co<sub>57</sub>, у которой температура магнитного упорядочения ниже комнатной температуры. В этих же рамках можно трактовать низкий уровень константы  $K_{xy}$  в пленке Tb<sub>31</sub>Co<sub>69</sub> (рис. 7, а). Для данного состава сильна дисперсия анизотропии, о возможной причине которой говорилось выше. Именно она и может препятствовать достижению в растущей пленке в сравнительно слабом поле  $H_i$  однородно намагниченного состояния, а значит, и реализации ярко выраженной одноосной анизотропии.

Среди известных механизмов *M*-наведенной анизотропии наиболее адекватным для исследуемых пленок представляется магнитострикционный вариант. Высокая магнитострикция является отличительным признаком многих интерметаллических соединений редкозе-

мельных и 3*d*-переходных металлов. Положительная магнитострикция свойственна и аморфным пленкам Tb–Co [14]. Это обстоятельство дает возможность построить следующую модель формирования наведенной магнитной анизотропии. В процессе получения растущая пленка испытывает растяжение вдоль оси приложения магнитного поля. Оно возникает одновременно с установлением спонтанной намагниченности, т. е. на самых ранних стадиях роста, характеризующихся повышенной подвижностью атомов осаждающегося металла и островковым характером его конденсации на подложке. Это, по-видимому, способствует релаксации механических напряжений, которые возникают на границе пленка–подложка в момент перехода пленки в магнитоупорядоченное состояние. Однако после формирования полноценной пленки и установления сильной адгезии между металлическим осадком и стеклянной подложкой такая релаксация оказывается невозможной. В результате магнитострикционное растяжение фиксируется подложкой и определяет макроскопическую ось легкого намагничивания. Причем в образцах с относительно высоким содержанием Tb, для которых свойственна неоднородность в ориентации намагниченности по объему, магнитострикционная деформация оказывается неоднородной. Тем самым дисперсия магнитной анизотропии, изначально не имеющая структурного каркаса, жестко связывается с образцом. Не исключено, что низкотемпературный отжиг пленок приводит к некоторой релаксации адгезионных напряжений, в результате которой имеет место уменьшение и магнитного гистерезиса, и магнитной анизотропии.

В рамки предложенной модели укладываются и некоторые другие особенности свойств пленок Tb–Co, отмечавшиеся выше. В частности, увеличение константы  $K_{xy}$  при понижении температуры может быть обусловлено соответствующим температурным поведением константы магнитострикции. Тот факт, что в образце Tb<sub>8</sub>Co<sub>92</sub> ось OZ даже после исключения анизотропии формы остается осью трудного намагничивания (см. рис. 2, б), может быть следствием дополнительного изотропного растяжения образца в плоскости. Оно возникает при охлаждении пленки на подложке из-за разности температурных коэффициентов расширения металла и диэлектрика. В свою очередь, охлаждение является неотъемлемым элементом технологии, так как в процессе получения пленка находится при температуре, превышающей комнатную.

В заключение можно констатировать, что представленные данные подтверждают высказанное ранее предположение [2] о наличии разномасштабных неоднородностей в магнитной структуре аморфных пленок Tb–Co. Неоднородности атомного масштаба приводят к сильному парапроцессу, а неоднородности более крупного масштаба задают дисперсию магнитной анизотропии пленок. В целом же магнитная анизотропия аморфных пленок Tb–Co имеет несколько составляющих. К их

числу относятся: флуктуирующая локальная анизотропия ионов Tb; перпендикулярная анизотропия, источником которой, по-видимому, является столбчатая микроструктура; наведенная одноосная анизотропия, вероятно магнитоупругой природы. При определенных условиях наведенная анизотропия является доминирующей, что создает благоприятные предпосылки для использования данных пленок в составе структур с внутренним магнитным смещением.

## Список литературы

- [1] Г.И. Фролов, В.С. Жигалов. Физические свойства и применение магнито пленочных нанокompозитов. Сиб.О РАН, Новосибирск. (2006). 187 с.
- [2] А.С. Андреевко, С.А. Никитин. УФН **167**, 605 (1997).
- [3] R.J. Hasegava. Appl. Phys, **45**, 3109 (1974).
- [4] N. Heiman, A. Onton, D.F. Kyser, K. Lee, C.R. Guarnieri. JMMM **24**, 573 (1975).
- [5] S.R. Herd. J. Appl. Phys. **50**, 1645 (1979).
- [6] S. Uchiyama. Matter. Chem. Phys. **42**, 38 (1995).
- [7] B. Idzikowsky. JMMM **157**, 241 (1996).
- [8] S. Shiomi, T. Ikeda, M. Koshiro, M. Masuda. J. Appl. Phys. **30**, 364 (1991).
- [9] M.L. Soltani. J. Non-Cryst. Solids **353**, 2074 (2007).
- [10] J-W. Lee, S-C.N. Cheng, M.H. Kryder, D.E. Laughlin. Materials for Magneto-Optic Data Storage **150**, 159 (1989).
- [11] R.C. Taylor, A. Gangulee. J. Appl. Phys. **47**, 4666 (1976).
- [12] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. ЖЭТФ **82**, 1518 (1982).
- [13] А.Г. Лесник. Наведенная магнитная анизотропия. Наук. дум., Киев. (1975). 163 с.
- [14] J. Betz, K. Mackay, D. Givord. JMMM **207**, 180 (1999).