

03,05

Влияние термообработки на дисперсию магнитной анизотропии нановключений MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb

© А.И. Дмитриев^{1,2}, А.В. Кочура³, А.П. Кузьменко³, Л.С. Паршина⁴, О.А. Новодворский⁴,
О.Д. Храмова⁴, Е.П. Кочура³, А.Л. Васильев⁵, Б.А. Аронзон^{5,6}

¹ Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

² Российский университет транспорта,
Москва, Россия

³ Юго-Западный государственный университет,
Курск, Россия

⁴ Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
филиал ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН,
Шатура, Россия

⁵ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

⁶ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 8 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 8 ноября 2018 г.

Принята к публикации 8 ноября 2018 г.)

В тонких пленках GaMnSb с нановключениями MnSb, полученных методом импульсного лазерного осаждения, наблюдается температурноконтролируемое увеличение магнитной анизотропии и ее дисперсии. Данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на то, что в образцах происходит переход кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (п.г. $P6_3/mmc$) в кубическую (п.г. $F-43m$). Анализ температурных зависимостей магнитного момента $m(T)$, измеренных с помощью СКВИД-магнитометра, для неотожженных и отожженных образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 kOe, указывает на то, что этот механизм не является единственным. В неотожженных образцах распределение магнитной анизотропии нановключений MnSb, определенное из зависимостей $m(T)$, является унимодальным. В отожженных образцах эта же зависимость становится мультимодальной. Это означает, что в образцах при отжиге протекают несколько термоактивированных процессов, приводящих к тому, что в отожженных тонких пленках присутствуют несколько „популяций“ нановключений. Вклад в увеличение магнитной анизотропии при отжиге могут давать как структурный фазовый переход, так и рассогласование кристаллических решеток между MnSb и GaSb, увеличение среднего объема нановключений MnSb, а также изменение их стехиометрии.

Работа выполнена по теме государственного задания 0089-2019-0011 с использованием оборудования Аналитического центра коллективного пользования ИПХФ РАН, а также при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ 16.2814.2017/ПЧ) и РФФИ (№ 17-02-00262, 15-07-03580). В части осаждения тонких пленок GaMnSb работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках государственного задания ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26).

DOI: 10.21883/FTT.2019.04.47407.310

1. Введение

Наличие у электрона электрического заряда и взаимодействие его с электромагнитным полем является физической основой электроники. Электроны обладают не только зарядом, но и собственным магнитным моментом — спином. Попытки использования спина в новых устройствах хранения, обработки и передачи информации с расширенной функциональностью привели к появлению нового направления в науке и технике — спинтронике. Одним из ключевых направлений спинтроники, да и физики твердого тела в целом, является создание и управление спиновой поляризацией

носителей заряда в полупроводниках. Ранее в качестве основных методов для этого использовались оптическая поляризация [1] и инжекция в полупроводники поляризованных носителей из ферромагнетиков [2]. В настоящее время надежно установлено, что в самых различных полупроводниках, сильно легированных переходными металлами (1–10 at.%), при низких температурах наблюдается дальний магнитный порядок [3–8]. Поэтому разбавленные магнитные полупроводники (РМП) — эффективная среда для создания „собственной“ спиновой поляризации носителей заряда. Однако величина косвенного обмена, поддерживающего спин-поляризованное состояние настолько мала, что соответствующие темпе-

ратуры Кюри (T_C) для РМП на основе традиционных материалов электроники значительно ниже комнатной (обычно $T_C < 200$ К). Причина заключается в плохой растворимости примеси переходных металлов в полупроводниковой матрице и, как следствие, образование различных нановключений вторичной фазы [9–16]. Присутствие таких включений, зачастую ферромагнитных при комнатной температуре, обычно считалось нежелательным в практических приложениях, т.к. их образование приводило к существенному снижению подвижности носителей заряда и обеднению подсистемы диспергированных ионов переходных металлов и, как следствие, к понижению температуры магнитного упорядочения в ней. Однако недавно появились отдельные свидетельства в пользу того, что ферромагнитные нановключения могут формировать необычные свойства разбавленных магнитных полупроводников, требуемые спинтроникой. В качестве примеров можно указать: магнитный круговой дихроизм и фарадеевское вращение в пленках GaMnAs с включениями MnAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [17,18]; положительное магнетосопротивление в пленках GaMnAs с включениями MnAs [19] и анизотропное микроволновое магнетосопротивление в пленках GeMn с включениями MnGe [20,21], полученных методом ионной имплантации; генерация спинового тока в тонких пленках GaMnAs за счет спонтанного перемагничивания включений MnAs [22] и т.д.

В настоящей работе исследованы тонкие пленки GaMnSb с нановключениями MnSb, полученные методом импульсного лазерного осаждения. Ранее тонкие пленки GaMnSb с нановключениями MnSb привлекли внимание исследователей из-за наличия в них положительного эффекта Холла с гистерезисом вплоть до комнатных температур [23]. Аномальный эффект Холла является свидетельством спиновой поляризации носителей заряда, зависящей от намагниченности образца. К настоящему моменту эти образцы довольно хорошо исследованы. В работах [24,25] определены основные магнитные характеристики (коэрцитивная сила, температура блокировки, константа магнитной анизотропии и т.д.), исследовано микроволновое магнетосопротивление и зависимость намагниченности от концентрации носителей заряда. В работе [26] изучено спонтанное перемагничивание нановключений MnSb, внедренных в тонкие пленки, что приблизило понимание механизмов возникновения электродвижущей силы в „спиновых батареях“. В работе [27] установлена взаимосвязь между спонтанным и вынужденным перемагничиванием тонких пленок. В работе [28] определены условия и механизмы контролируемого изменения магнитной анизотропии пленок GaMnSb посредством термообработки. Было установлено, что термообработка пленок GaMnSb приводит к заметному увеличению характеристик нановключений MnSb, определяющихся магнитной анизотропией: температуры блокировки от 95 до 390 К и поля магнитной анизотропии от 330 Ое до 630 Ое. Данные просвечивающей электронной микроскопии показали, что изменение

магнитной анизотропии образцов в результате термообработки обусловлено переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (п.г. $P6_3/mmc$) в кубическую (п.г. $F-43m$) [11]. При этом нужно отметить, что магнитные свойства (форма петли магнитного гистерезиса, вид температурной зависимости намагниченности и др.) подобных композитных образцов определяется не столько величиной магнитной анизотропии, сколько ее дисперсией. Некоторые экспериментальные данные о влиянии термообработки на магнитную анизотропию тонких пленок GaMnSb получены и опубликованы в работе [28]. Однако зависимость дисперсии их магнитной анизотропии от условий синтеза изучена не была. Поэтому целью настоящей работы является установление влияния термообработки на дисперсию магнитной анизотропии нановключений MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb.

2. Методика эксперимента

Пленки GaMnSb толщиной ~ 100 nm и площадью ~ 1 cm², были получены из мишеней сплава GaSb–MnSb эвтектического состава (41 mol.% MnSb и 59 mol.% GaSb), методом импульсного лазерного осаждения в режиме сепарации капель в условиях высокого вакуума (10^{-6} Torr) при температуре подложки (T_s) от 50°C до 300°C. В качестве подложек использовался монокристаллический сапфир ориентации (0001). После напыления часть образцов была подвергнута отжигу в вакууме при температуре 350°C в течение 30 min. Подробнее методика синтеза пленок описана ранее [24,25,29,30]. Для исследований были выбраны образцы, полученные при $T_s = 100^\circ\text{C}$. Структура и состав пленок контролировались сканирующим и просвечивающим электронными микроскопами (ПЭМ).

Структура и элементный состав на поверхности пленок изучались с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM-6610LV (Jeol) с приставкой для энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) X-MaxN (Oxford Instruments).

Дополнительно свойства поверхности исследовались с помощью сканирующего зондового микроскопа AIST-NT SmartSPM 1000, оснащенного нагревателем образцов, с применением методик атомносиловой (АСМ) и магнитосиловой (МСМ) микроскопии.

Для исследования кристаллической структуры образцов с помощью ПЭМ стандартными методами были приготовлены поперечные срезы структуры отожженных и неотожженных пленок GaMnSb. Для этого пленочные образцы были разрезаны алмазной пилой на полоски шириной около 1 mm и склеены лицевыми сторонами пленок эпоксидной смолой. После механического утоньшения до толщины 20–40 μm с двух сторон образца в направлении параллельном поверхности, проводилось дальнейшее утоньшение ионами аргона Ar⁺ в установке Gatan 691 PIPS (GATAN, США) при ускоряющем напряжении 5 keV до образования отверстия. Окончательная

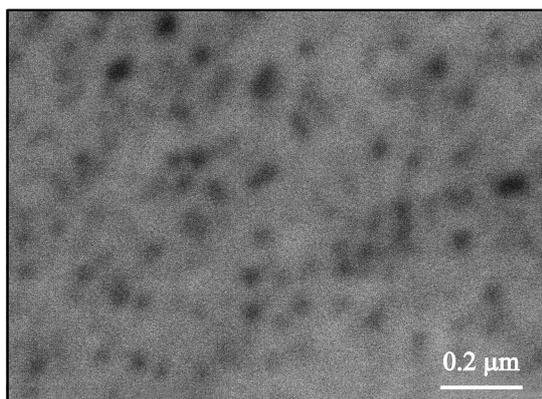


Рис. 1. СЭМ изображение участка поверхности неотожженной пленки GaMnSb.

полировка осуществлялась ионами аргона с энергией 0.1 keV. Исследование образцов проводилось в просвечивающем электронном микроскопе TITAN 80-300 (FEI, США) с корректором сферической абберации зонда в режимах светлого и темного поля. Ускоряющее напряжение составляло 300 kV. Обработка изображений была проведена с помощью программного обеспечения Digital Micrograph (Gatan, США). Расчетная электронограмма построена с помощью программы JEMS.

Измерения температурных зависимостей магнитного момента образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 kOe, были выполнены с помощью СКВИД-магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изображение поверхности пленки, полученное с помощью СЭМ, показывает наличие включений с латеральными размерами порядка 50 nm (рис. 1). Элементный состав по данным ЭДРС области пленки, изображенной на рис. 1, был близок к составу исходной мишени $\text{Ga} : \text{Sb} : \text{Mn} = 33.2 : 46.2 : 20.6 \text{ at.}\%$. Обнаруживаются так же включения субмикрометровых размеров. С помощью СЗМ было установлено, что такие включения являются ферромагнитными, поскольку при измерениях магнитной топологии пленок (режим МСМ) включения (рис. 2, *a*) делятся на равные области, одна из которых отталкивает магнитный кантилевер (темная часть включения), а другая — притягивает (светлая часть включения) (рис. 2, *b*). Нановключения оставались ферромагнитными при нагревании пленок до максимальной рабочей температуры столика микроскопа $T = 410 \text{ K}$ (рис. 2, *c, d*). То есть наблюдаемые нами нановключения с размерами от 50 nm и выше являются ферромагнитными. Ранее было показано, что наночастицы MnSb перестают быть ферромагнитными и становятся суперпарамагнитными при снижении их латерального размера до величин порядка 15–30 nm [31,32].

При исследовании дифракции электронов на неотожженных и отожженных пленках с помощью ПЭМ было установлено, что до термообработки кристаллическая структура пленки является кубической (п.г. $F\bar{4}3m$), а включений — гексагональной (п.г. $P6_3/mmc$) (рис. 3). После отжига дифракционная картина от включений

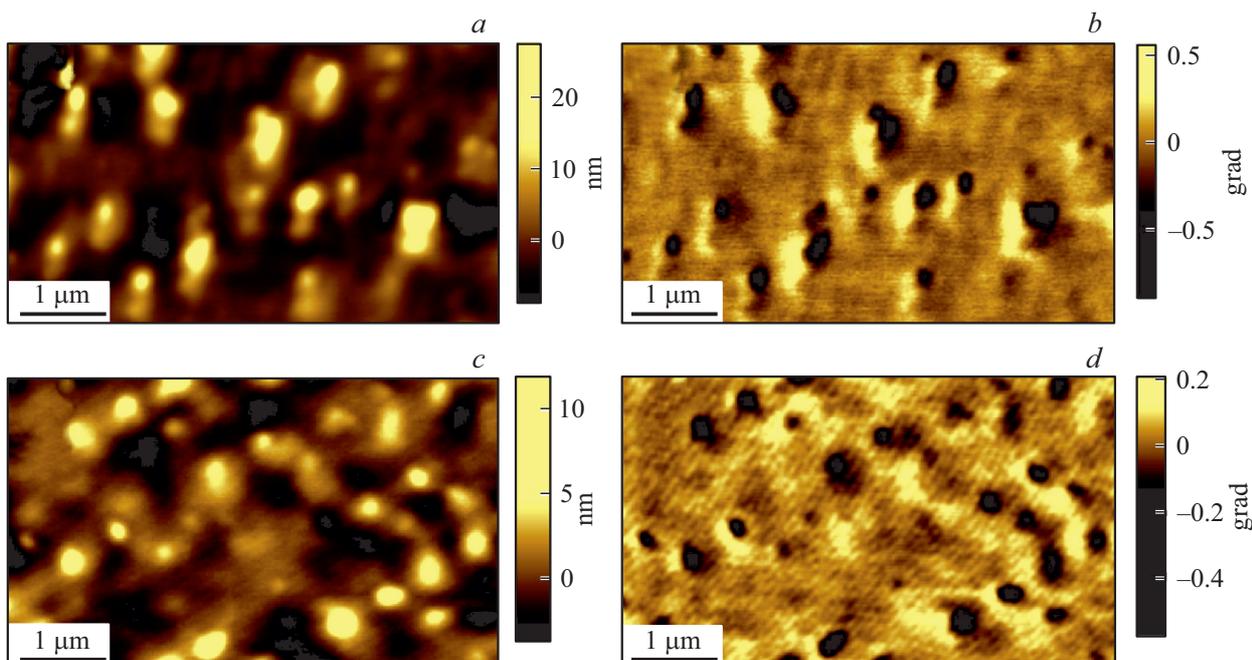


Рис. 2. Изображения двух участков поверхности отожженной пленки GaMnSb, полученные с помощью СЗМ в режимах атомно-силовой (*a, c*) и магнитно-силовой (*b, d*) микроскопии при температурах 300 K (*a, b*) и 410 K (*c, d*).

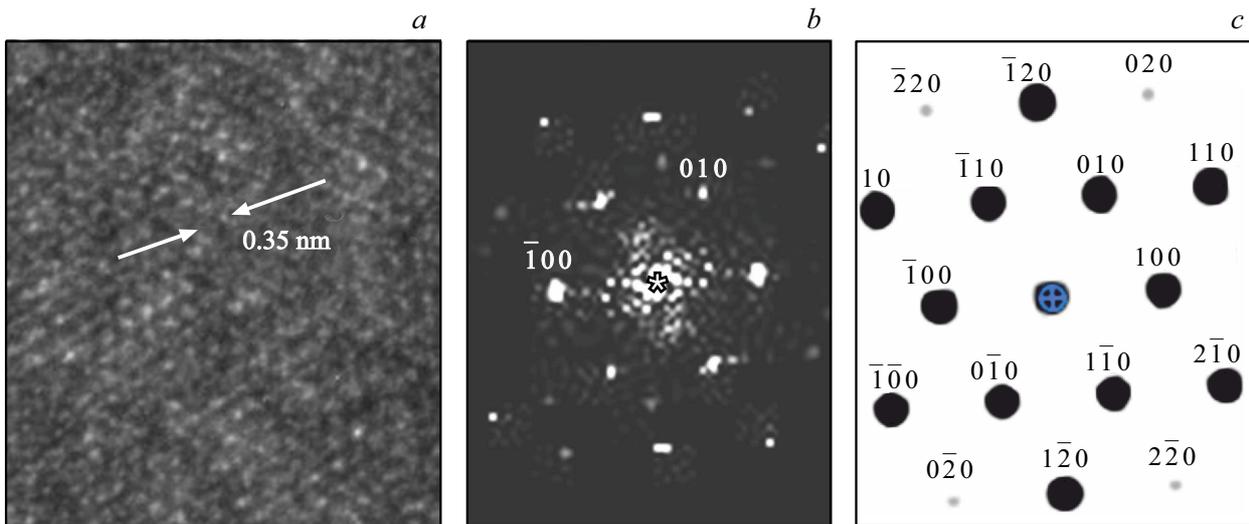


Рис. 3. ПЭМ-изображение высокого разрешения участка неотожженной пленки GaMnSb (a). Двумерный спектр Фурье от этого участка (b) области. Центральный максимум помечен звездочкой. Расчетная электронограмма гексагонального соединения GaMnSb в проекции [0001] (c).

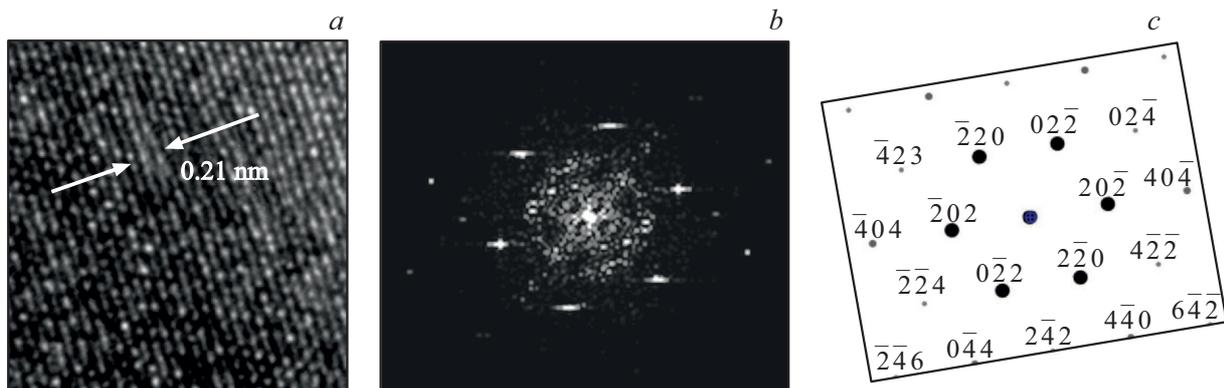


Рис. 4. ПЭМ-изображение высокого разрешения участка неотожженной пленки GaMnSb (a). Двумерный спектр Фурье от этого участка (b) области. Расчетная электронограмма кубического соединения GaMnSb в проекции [111] (c).

совпадает со структурой полупроводниковой матрицы, то есть кристаллическая структура магнитных нановключений MnSb так же становится кубической (п.г. $F-43m$) (рис. 4). Ранее по результатам вычислений было показано, что такая кристаллическая структура для MnSb является нестабильной [33]. Но, в случае ее стабилизации, например, при реализованном недавно эпитаксиальном осаждении тонких слоев MnSb на подложку GaAs [34], или, как в нашем случае, при формировании MnSb в виде нановключений в матрице с кубической структурой, MnSb останется ферромагнитным, а средний магнитный момент на атом марганца увеличится на 10% (до $4\mu_B$) по сравнению с гексагональной структурой [33].

На рис. 5 приведены температурные зависимости магнитного момента $m(T)$ в магнитном поле 250 Oe для неотожженных (рис. 4, a) и отожженных (рис. 4, b) образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле (zero-

field cooled — ZFC) и магнитном поле напряженностью 10 kOe (field cooled — FC) [28]. Температура, при которой зависимости начинают расходиться, соответствует температуре блокировки нановключений MnSb T_B . Из рис. 5 следует, что температура блокировки в неотожженных образцах составляет $T_B = 95$ K (рис. 5, a), отжиг образцов приводит к значительному возрастанию температуры блокировки до значения $T_B = 390$ K (рис. 5, b). Температура блокировки прямо пропорциональна энергии магнитной анизотропии. Таким образом, термообработка пленок GaMnSb приводит к росту магнитной анизотропии более чем в три раза. Возникает вопрос — сохраняется ли при этом энергетический профиль магнитной анизотропии? Для ответа на этот вопрос ниже будут проанализированы зависимости магнитного момента $m(T)$ для неотожженных и отожженных образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле (m_{ZFC}) и магнитном поле напряженностью 10 kOe (m_{FC}).

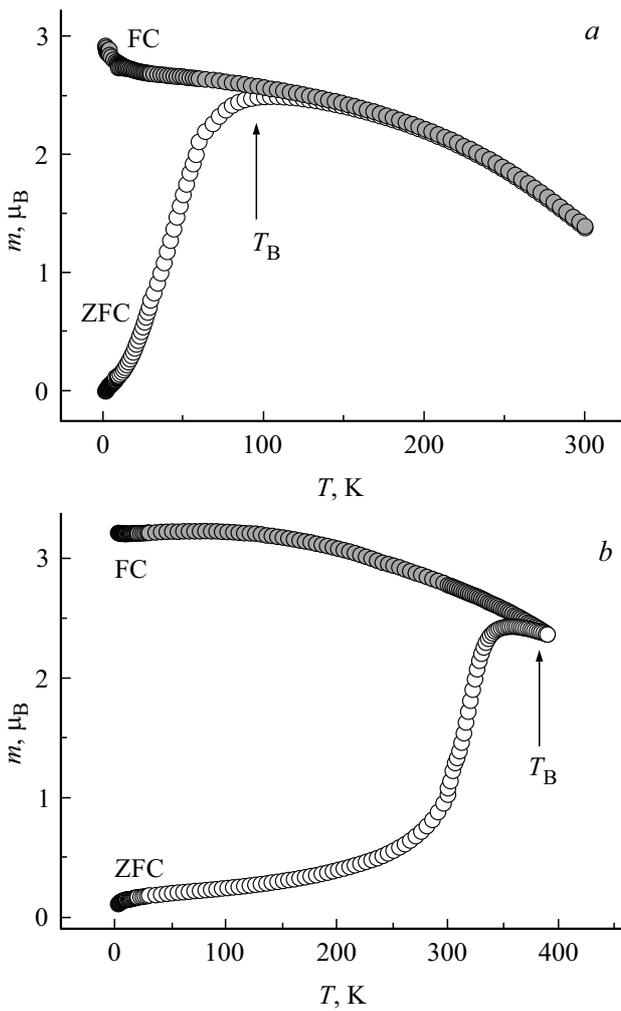


Рис. 5. Температурные зависимости магнитного момента не отожженных (а) и отожженных (б) пленок GaMnSb, охлажденных в нулевом магнитном поле — ZFC (светлые символы) и магнитном поле напряженностью 10 kOe — FC (темные символы) [28].

Вид зависимостей m_{ZFC} и m_{FC} определяется дисперсией магнитной анизотропии, обусловленной распределением нановключений MnSb по размерам [35]

$$m_{ZFC} = \frac{HM_S^2}{3k_B T} \int_0^{V_{lim}} V^2 \rho(V) dV + \frac{HM_S^2}{3K} \int_{V_{lim}}^{\infty} V \rho(V) dV, \quad (1)$$

$$m_{FC} = \frac{HM_S^2}{3k_B T} \int_0^{V_{lim}} V^2 \rho(V) dV + \frac{HM_S^2}{3K} \int_{V_{lim}}^{\infty} \alpha V \rho(V) dV, \quad (2)$$

где H — напряженность магнитного поля, M_S — намагниченность насыщения, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, V — объем нановключений, $\rho(V)$ — плотность распределения нановключений по объему, V_{lim} — объем, выше которого нановключения находятся в заблокированном состоянии, K — константа магнитной

анизотропии; коэффициент α определяется выражением: $\alpha = 0.9283 \ln(\nu_0 K \langle V \rangle / k_B \nu_T) - 3.96$, коэффициент γ определяется выражением: $\gamma = 0.9609 \ln(\nu_0 T_{max} / \nu_T) - 1.629$ (здесь ν_0 — характерная частота термических флуктуаций, ν_T — скорость изменения температуры, $\langle V \rangle$ — средний объем, T_{max} — температура максимума на зависимости ZFC).

Для удобства анализа экспериментальных данных упростим вид выражений (1) и (2). Для этого запишем выражение для производной по температуре T разности магнитных моментов $\Delta m = m_{FC} - m_{ZFC}$, предварительно сделав в интеграле замену переменных $V = \gamma k_B T / K$

$$\frac{d(\Delta m)}{dT} = \frac{HM_S^2}{3K} (\alpha - 1) \left(\frac{\gamma k_B}{K} \right)^2 T \rho \left(\frac{\gamma k_B T}{K} \right). \quad (3)$$

На рис. 5 представлены температурные зависимости производной $d(\Delta m)/dT$ для неотожженных и отожженных образцов. Немонотонная зависимость $d(\Delta m)/dT$ отражает распределение нановключений MnSb по объему или, что тоже самое, по температуре блокировки [35,36]. Приведенные на рис. 6 кривые, воспроизводят вид зависимостей $\rho(E_a)$ (здесь $E_a = KV$ — энергия магнитной анизотропии), а, следовательно, и энергетический профиль магнитной анизотропии.

Плотность распределения ρ нановключений MnSb по E_a (по V или T_B) в неотожженных образцах, как видно на рис. 6, является унимодальным с правосторонней асимметрией (правый „хвост“ значительно длиннее левого). Такая форма характерна для логнормальной функции

$$\rho(V) = \frac{1}{V \sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\ln \frac{V}{V_m}}{\sigma} \right]^2 \right), \quad (4)$$

где σ — дисперсия, V_m — медианный объем ($V_m = 8 \langle V \rangle \exp(-9\sigma^2/2)$). Зависимости производной

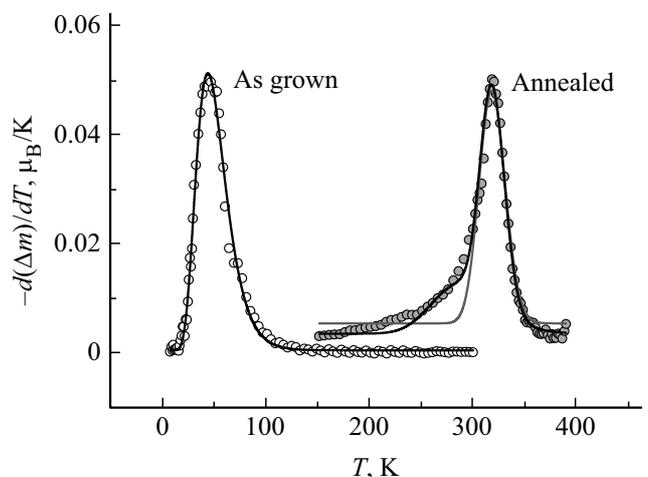


Рис. 6. Температурные зависимости производной $d(\Delta m)/dT$ для неотожженного (светлые символы) и отожженного образца (темные символы). Сплошными линиями показаны аппроксимации.

$d(\Delta m)/dT$ для неотожженных образцов аппроксимированы выражением (3) с функцией распределения, задаваемой формулой (4) (рис. 6). Коэффициент детерминации $R^2 = 0.99$. Из аппроксимации были определены константа $K = 0.9 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ и дисперсия магнитной анизотропии $\sigma = 0.7$.

Плотность распределения ρ нановключений MnSb по E_a (по V или T_B) в отожженных образцах, как видно на рис. 6, имеет правостороннюю асимметрию (левый „хвост“ значительно длиннее правого), что, вообще говоря, нехарактерно для логнормальной функции. Аппроксимация зависимости производной $d(\Delta m)/dT$ выражением (3) с функцией распределения, задаваемой формулой (4), на рис. 6 показана линией серого цвета. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.95$ ниже соответствующего значения для аппроксимации соответствующей зависимости в неотожженных образцах. Из аппроксимации были определены $K = 3.2 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ и $\sigma = 1.5$. Таким образом, термообработка пленок GaMnSb приводит к росту K более чем в три раза и двукратному увеличению дисперсии магнитной анизотропии. Увеличение константы магнитной анизотропии в результате термообработки можно объяснить переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (п. г. $R\bar{6}_3/mmc$) в кубическую (п. г. $F-43m$). Связь увеличения дисперсии магнитной анизотропии и структурного фазового перехода неочевидна. Возможно, какую-то роль может играть возникающее рассогласование решеток между MnSb и GaSb. Если оно заметное, то увеличение σ можно было бы связать с ростом напряжений в гранулах (кристаллического потенциала). К сожалению, однозначно определить возможный рост или падение напряжений кристаллической решетки в гранулах, возникающие в результате фазового перехода, методами электронной микроскопии не представляется возможным из-за поликристаллического характера пленок. Прилегающие гранулы сопрягаются различными гранями, ориентационные соотношения между гранулами значительно различаются, причем границы раздела не плоские. Все это создает возможности снятия напряжений в виде дислокаций несоответствия различного типа или возникновения атомарных ступеней, также уменьшающих напряжение кристаллических решеток [30]. Нельзя исключать, что увеличение магнитной анизотропии и ее дисперсии в результате термообработки обусловлено увеличением среднего объема нановключений, вызванное диффузионно-контролируемой агрегацией акцепторной примеси марганца в MnSb. Кроме того, система MnSb образует широкий ряд твердых растворов $Mn_{1+x}Sb$ и их магнитные свойства существенно зависят от состава. Так, температура Кюри $Mn_{1+x}Sb$ уменьшается от 580 К до 510 К [37], а константа магнитной анизотропии первого порядка изменяет свой знак [38] при увеличении x от нуля до 0.1. На возможное изменение состава включений и самой пленки в сторону стехиометрического указывают приведенные в работе [28] результаты исследования комбинационного рассеяния

света, что, в свою очередь, также может приводить к изменению магнитной анизотропии. Подобным образом, например, объясняется увеличение эффективного магнитного момента пленок GaMnSb после отжига [24]. Скорее всего, в образцах при отжиге протекают все описанные выше явления одновременно. Присутствие нескольких факторов, влияющих на исследуемую систему, может приводить к тому, что выборка в отожженных образцах не является однородной и наблюдения порождены двумя или более „наложенными“ распределениями, то есть распределение ρ нановключений MnSb по E_a (по V или T_B) в отожженных образцах может быть мультимодальным. Линией черного цвета на рис. 5 показана аппроксимация зависимости производной $d(\Delta m)/dT$ выражением (3) с двумя функциями распределения, задаваемыми формулой (4). Это эквивалентно предположению, что выборка происходит из двух разных „популяций“ нановключений, так как наличие двух мод в одной популяции маловероятное явление. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.99$ выше, чем в случае унимодального распределения. Из аппроксимации были определены значения $K = 2.9 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ для одной „популяции“ нановключений и $K = 3.2 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ для другой, значения $\sigma = 1.07$ для обеих „популяций“ были близки.

4. Заключение

С помощью СКВИД-магнитометра измерены температурные зависимости магнитного момента $m(T)$ для неотожженных и отожженных образцов тонких пленок GaMnSb, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 кОе. Анализ экспериментальных зависимостей $m(T)$ показал, что термообработка пленок GaMnSb приводит к росту магнитной анизотропии (значение константы K увеличивается более чем в три раза) и двукратному увеличению дисперсии магнитной анизотропии. При этом распределение по энергии магнитной анизотропии нановключений MnSb, внедренных в тонкие пленки, из унимодального становится мультимодальным. Это может означать что, в образцах при отжиге протекают несколько термоактивированных процессов, влияющих на исследуемую систему и приводящих к тому, что в отожженных тонких пленках присутствуют несколько „популяций“ нановключений. Помимо основного процесса — переход кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (п. г. $R\bar{6}_3/mmc$) в кубическую (п. г. $F-43m$), в образце при отжиге могут возникать: рассогласование кристаллических решеток между MnSb и GaSb; увеличение среднего объема нановключений MnSb, вызванное диффузионно-контролируемой агрегацией акцепторной примеси марганца; изменение стехиометрии нановключений MnSb и др.

А.И. Дмитриев признателен А.Д. Таланцеву за помощь в исследованиях на СКВИД-магнитометре.

Список литературы

- [1] F. Meier, B.P. Zakharchenya. Optical Orientation. Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. V.M. Agronovich, A.A. Maradudin. Elsevier, Amsterdam, North Holland Publishing Co., V. 8 (1984).
- [2] G.A. Prinz. Science **250**, 1092 (1990).
- [3] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. Science **287**, 1019 (2000)
- [4] В.А. Иванов, Т.Г. Аминов, В.М. Новоторцев, В.Т. Калинин. Спинтроника и спинтронные материалы. Изв. АН Сер. хим. **11**, 2255 (2004).
- [5] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald. Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).
- [6] S. Kuroda, N. Nishizawa, K. Takita, M. Mitome, Y. Bando, K. Osuch, T. Dietl. Nature Mater. **6**, 440 (2007).
- [7] T. Dietl, H. Ohno. Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014)
- [8] K. Sato, L. Bergqvist, J. Kudrnovský, P.H. Dederichs, O. Eriksson, I. Turek, B. Sanyal, G. Bouzerar, H. Katayama-Yoshida, V.A. Dinh, T. Fukushima, H. Kizaki, R. Zeller. Rev. Mod. Phys. **82**, 1633 (2010).
- [9] R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, O.L. Kazakova. Physic. Rev. B **80**, 085205 (2009).
- [10] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото. ЖЭТФ **135**, 1134 (2009).
- [11] L.N. Oveshnikov, E.I. Nekhaeva, A.V. Kochura, A.B. Davydov, M.A. Shakhov, S.F. Marenkin, O.A. Novodvorskiy, A.P. Kuzmenko, A.L. Vasiliev, B.A. Aronzon, E. Lahderanta. Beilstein J. Nanotechnol. **9**, 2457 (2018).
- [12] J.D. Boeck, R. Oesterholt, A.V. Esch, H. Bender, C. Bruynseraede. Appl. Phys. Lett., **68**, 2744 (1996).
- [13] A. Bonanni, A. Navarro-Quezada, T. Li, M. Wegscheider, Z. Matěj, V. Holý, R.T. Lechner, G. Bauer, M. Rovezzi, F. D'Acapito, M. Kiecana, M. Sawicki, T. Dietl. Phys. Rev. Lett. **101**, 135502 (2008).
- [14] F. Matsukura, E. Abe, H. Ohno. J. Appl. Phys. **87**, 6442 (2000).
- [15] F. Matsukura, E. Abe, Y. Ohno, H. Ohno. Appl. Surf. Sci. **159–160**, 265 (2000).
- [16] A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov, A.V. Lashkul, A.A. Sidorenko, R. De Renzi, S.F. Marenkin, M. Alam, A.P. Kuzmenko, E. Lahderanta. J. Appl. Phys. **113**, 083905 (2013).
- [17] H. Akinaga, S. Miyaniishi, K. Tanaka, W. Van Roy, K. Onodera. Appl. Phys. Lett. **76**, 97 (2000).
- [18] H. Shimizu, M. Tanaka. J. Appl. Phys. **89**, 7281 (2001).
- [19] Sh.U. Yuldashev, Y. Shon, Y.H. Kwon, D.J. Fu, D.Y. Kim, H.J. Kim, T.W. Kang, X. Fan. J. Appl. Phys. **90**, 3004 (2001).
- [20] Р.Б. Моргунов, М. Фарле, О.Л. Казакова. ЖЭТФ **134**, 141 (2008).
- [21] R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando, L. Ottaviano, O. Kazakova. Phys. Rev. B **78**, 045206 (2008).
- [22] P.N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka, S.E. Barnes, S. Maekawa. Nature **458**, 489 (2009).
- [23] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, К.И. Маслаков, В.В. Подольский. ЖЭТФ **127**, 838 (2005).
- [24] А.Д. Таланцев, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов. ФТТ **57**, 307 (2015).
- [25] О.В. Коплак, А.А. Поляков, А.Б. Давыдов, Р.Б. Моргунов, А.Д. Таланцев, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, О.А. Новодворский, Л.С. Паршина, О.Д. Храмова, А.В. Шорохова, Б.А. Аронзон. ЖЭТФ **147**, 1170 (2015).
- [26] A.I. Dmitriev, A.D. Talantsev, O.V. Koplak, R. Morgunov. J. Appl. Phys. **119**, 073905 (2016).
- [27] А.И. Дмитриев, А.А. Филатов. ФТТ **59**, 1712 (2017).
- [28] А.И. Дмитриев, А.В. Кочура, А.П. Кузьменко, Л.С. Паршина, О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, Е.П. Кочура, А.Л. Васильев, Б.А. Аронзон. ЖЭТФ **154**, 613 (2018).
- [29] С.Ф. Маренкин, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, О.Д. Храмова, А.В. Тимофеев. Неорган. материалы **50** 973 (2014).
- [30] A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, L.S. Parshina, E.V. Khaydukov, D.A. Zuev, O.D. Khramova, V.Ya. Panchenko. Appl. Phys. B **104**, 565 (2011).
- [31] H. Zhang, S.S. Kushvaha, S. Chen, X. Gao, D. Qi, A.T.S. Wee, X.-S. Wang. J. Appl. Phys. **90**, 202503 (2007).
- [32] M.A. Hettiarachchi, E. Abdelhamid, B. Nadgorny, S.L. Brock. J. Mater. Chem. C **4**, 6790 (2016).
- [33] J.D. Aldous, C.W. Burrows, A.M. Sanchez, R. Beanland, I. Maskery, M.K. Bradley, M.D. Dias, J.B. Staunton, G.R. Bell. Phys. Rev. B **85**, 060403 (2012).
- [34] J.-Ch. Zheng, J.W. Davenport. Phys. Rev. B **69**, 144415 (2004).
- [35] F. Tournus, A. Tamion. J. Magn. Magn. Mater. **323**, 1118 (2011).
- [36] I.J. Bruvera, P.M. Zelis, M.P. Calatayud, G.F. Goya, F.H. Sanchez. J. Appl. Phys. **118**, 184304 (2015).
- [37] V. Seshi Bai, K.V.S. Rama Rao. J. Appl. Phys. **55**, 2167 (1984).
- [38] T. Okita, Y. Makino. J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 120 (1968).

Редактор К.В. Емцев