

05,13

## Синтез и магнитные состояния кобальта в трехслойных пленках Co/Ge/Co

© Г.С. Патрин<sup>1,2</sup>, И.А. Турпанов<sup>1</sup>, А.В. Кобяков<sup>2</sup>, Д.А. Великанов<sup>1,2</sup>, К.Г. Патрин<sup>1,2</sup>, Л.А. Ли<sup>1</sup>, В.К. Мальцев<sup>1</sup>, С.М. Жарков<sup>1</sup>, В.И. Юшков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Красноярск, Россия

E-mail: naonauka@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2013 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств трехслойных магнитных пленок в системе Co-Ge, в зависимости от технологического режима напыления. Обнаружено, что при больших скоростях напыления пленка находится в гранулированном состоянии, а при низких — в рентгеноаморфном. При фиксированной толщине слоя кобальта методами электронной микроскопии и ядерного магнитного резонанса обнаружена зависимость размеров гранул полупроводника от средней толщины полупроводникового слоя и их корреляция с образованием различных фаз кобальта (аморфная, кубическая и гексагональная). Исследованы термомагнитные свойства. (Грант № 11-02-00675-а РФФИ).

### 1. Введение

Пленки в системе ферромагнитный металл–полупроводник представляют в последние годы заметный интерес [1]. Прежде всего, это обусловлено присутствием полупроводниковой компоненты. В многослойных магнитных пленках с полупроводниковой прослойкой взаимодействие между ферромагнитными слоями осуществляется через электронную подсистему полупроводникового слоя. В этом случае возникает возможность управления концентрацией носителей тока и, как следствие, межслоевыми взаимодействиями путем внешних воздействий. К настоящему времени в пленках с полупроводниковой прослойкой обнаружены: температурно-зависимый межслоевой обмен [2], необычное поведение межслоевого взаимодействия в зависимости от толщины немагнитной [3,4] и магнитной [5] прослойки, поведение, подобное спин-стеклольному [6]. Также появляется возможность управления магнитными и резистивными свойствами структуры путем выбора способа укладки слоев структуры и подбора полупроводникового материала. Все эти исследования направлены на создание новых пленочных структур и поиск эффектов, перспективных для применения в устройствах спинтроники. Одним из таких проявлений является эффект гигантского магнетосопротивления, и в этом направлении гетерогенные материалы являются весьма перспективными.

Наиболее распространенным компонентом гетерогенных структур с данным эффектом является кобальт. Причиной этого является его зонный характер магнетизма, который приводит к высокой спиновой поляризации электронов проводимости, и в то же время коллективизированное состояние *3d*-электронов обуславливает существенную трансформацию магнетизма кобальта в составе соединений (эффект переноса заряда) [7].

Среди полупроводников наиболее выраженные свойства имеет германий (электроны и дырки имеют высокую подвижность, большую продолжительность жизни и большую длину свободного пробега, низкую ширину запрещенной зоны).

Однако пленочные структуры на основе системы *3d*-металл–полупроводник оказались очень чувствительными к технологическим условиям (например, [8], в структуре Fe/Si в зависимости от температуры подложки, при прочих равных условиях, меняется знак межслоевого взаимодействия).

Поэтому целью нашей работы является выявить связь технологического режима (скорость осаждения, выбор толщин и др.) с формированием магнитного состояния пленок Co/Ge/Co, являющихся на данный момент малоизученными [6].

### 2. Получение образцов и экспериментальные методики

Нами были синтезированы пленки Co/Ge/Co с различными усредненными по площади пленки толщинами немагнитного слоя. Пленки были получены методом ионно-плазменного напыления при базовом давлении  $P = 10^{-6}$  Торг в атмосфере аргона. В качестве материала подложки использовалось стекло, и температура подложки во время напыления была  $T \approx 373$  К.

Известно [8], что при толщинах  $t^* \leq 5.0$  nm при уменьшении толщины пленки кобальта начинается заметное уменьшение его намагниченности, а скорость осаждения влияет на структуру материала слоя. Поэтому были синтезированы и исследованы 2 серии пленок с  $t_{Co} \gg t^*$ . Серия I —  $t_{Co} = 13 \pm 0.3$  nm, толщина

германия переменная, для кобальта скорость составляла  $0.15 \text{ nm/s}$ , а для германия около  $0.12 \pm 0.02 \text{ nm/s}$ . Серия II —  $t_{\text{Co}} = 15.0 \pm 0.3 \text{ nm}$ , а толщина германия переменная, для кобальта скорость составляла  $0.15 \text{ \AA/s}$ , а для германия около  $0.12 \pm 0.02 \text{ \AA/s}$ .

Усредненные толщины германия и кобальта определялись методом рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические исследования пленок проводились на просвечивающем микроскопе ПРЭМ-200. Изображение вида сверху с участка пленки фотографируется фотоаппаратом, встроенным в микроскоп. Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode (разрешение  $\sim 1 \text{ nm}$ ). Магнитные данные были получены на СКВИД-магнетометре, действующем в диапазоне температур  $T = 4.2\text{--}300 \text{ K}$  и в магнитных полях  $H \leq 800 \text{ Oe}$  в геометрии, когда магнитное поле лежало в плоскости пленки. Перед каждым измерением пленка сначала помещалась в демагнетизатор и затем охлаждалась в нулевом магнитном поле (режим ZFC). Известно [9], что интенсивность линии поглощения при магнитном резонансе (определяемая как площадь под резонансной кривой) пропорциональна количеству центров поглощения. Поскольку для каждой магнитной фазы кобальта имеется свой частотный интервал, то для определения фазового состава кобальта в пленках также использовался спектрометр ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Измерения спектров ЯМР проводились по двухимпульсной методике спин-эхо. Диапазон рабочих частот  $\omega_{\text{HF}} = 150\text{--}240 \text{ MHz}$ . Длительность зондирующих высокочастотных импульсов магнитного поля была  $0.1\text{--}1.0 \mu\text{s}$ , расстояние между ними  $4\text{--}5 \mu\text{s}$ . Измерения электрического сопротивления были выполнены четырехзондовым методом.

### 3. Экспериментальные результаты

3.1. Электронная микроскопия. Электронно-микроскопические исследования показали, что микроструктура пленок I типа представляет собой мелкие частицы серого и белого цвета (см. рис. 1, *a-d*). Получено, что микродифракции от областей с белыми образованиями и без них полностью идентичны, как по набору дифракционных рефлексов, так и по их интенсивностям. Электронограммы имеют вид уширенных поликристаллических колец. Из результатов расшифровки электронограмм следует, что по своему составу магнитные слои представляют смесь фаз. Так, например, для пленки с  $t_{\text{Ge}} = 1.9 \text{ nm}$  (см. рис. 1, *a, b*) с достаточной уверенностью можно говорить о присутствии гранецентрированной кубической фазы кобальта (fcc), поскольку наблюдаются довольно сильные рефлексы при  $d = 0.107$ ,  $0.125$  и  $0.205 \text{ nm}$  (JCPDS card No. 15–0806). А также небольшого количества гексагонального плотноупакованного кобальта (hcp), т.к. веден слабый рефлекс при  $d = 0.192 \text{ nm}$  и, возможно, уширенный и смещенный рефлекс, при  $d = 0.2165 \text{ nm}$  (JCPDS card No. 05–0727).

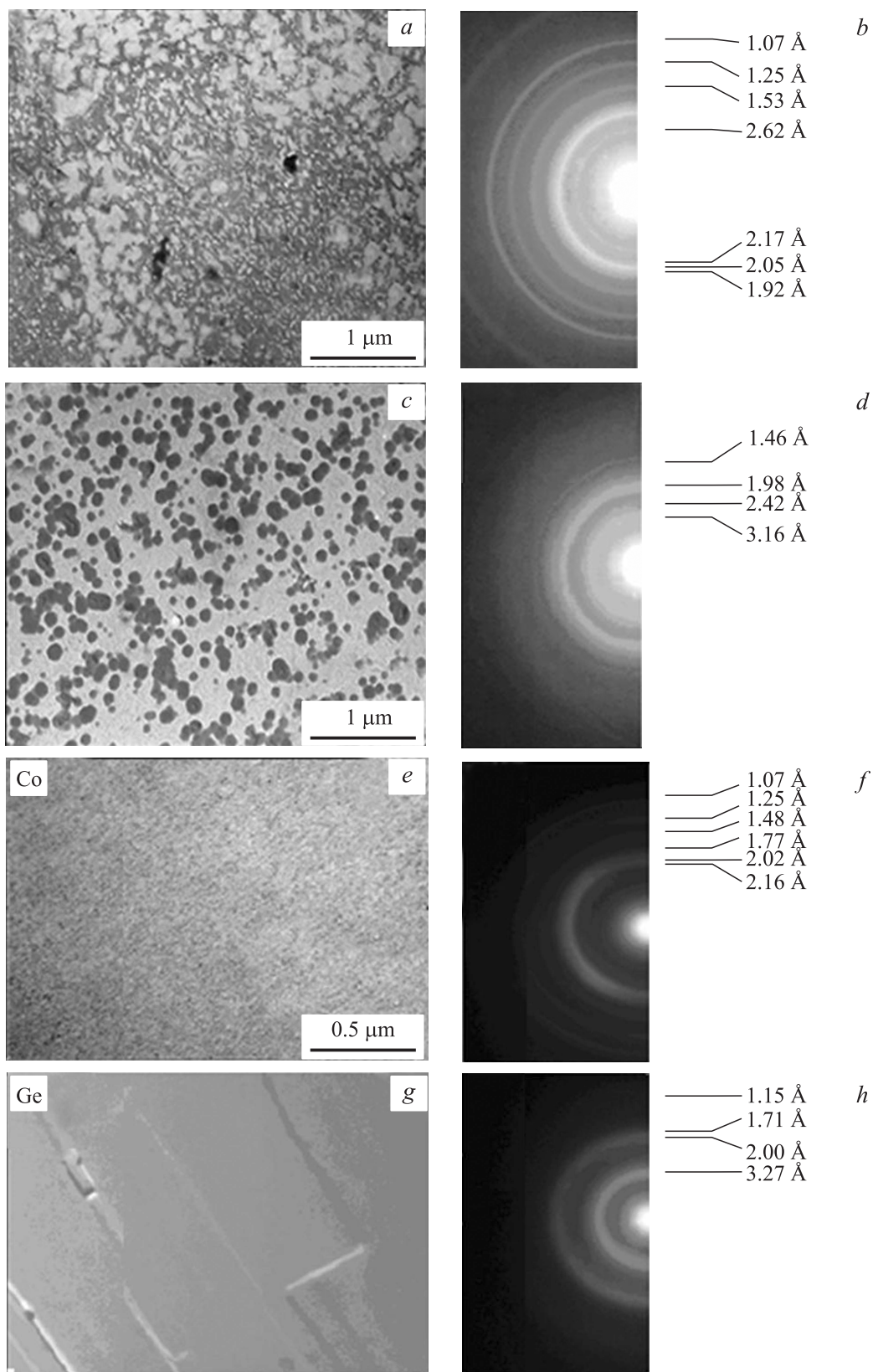
Остается еще сильно размытый рефлекс, который мы центрировали при  $d = 0.262 \text{ nm}$ . Он может быть отнесен либо к модифицированной фазе соединения CoGe, либо, к чему мы более склоняемся, к наложению рефлексов от рентгеноаморфных фаз кобальта и германия. Для этой пленки не наблюдается четких рефлексов, присущих кристаллическому  $\alpha\text{-Ge}$ .

В другом предельном случае с  $t_{\text{Ge}} = 11 \text{ nm}$  (см. рис. 1, *c, d*) рефлексы более сильные по интенсивности, но их число небольшое. По-видимому, рефлексы с  $d = 0.146$  и  $0.242 \text{ nm}$  могут быть отнесены к (hcp)-фазе, а интенсивное гало, центрированное на  $d = 0.107 \text{ nm}$ , связано с присутствием фазы  $\alpha\text{-Ge}$ . Гало с  $d = 0.198 \text{ nm}$  сформировано как за счет фазы  $\alpha\text{-Ge}$ , так и за счет смеси фаз кобальта. Предположение о смеси кобальтовых фаз делается на основании того, что центр дифракционного рефлекса находится посередине между положениями рефлексов  $d_{111} = 0.2047 \text{ nm}$  (fcc фаза) и  $d_{101} = 0.191 \text{ nm}$  (hcp-фаза), обладающих наибольшей интенсивностью. Т.е. при увеличении толщины слоя в нем начинает превалировать равновесная фаза, так для кобальтовой пленки таковой является гексагональная фаза, а для германиевой пленки — кубическая.

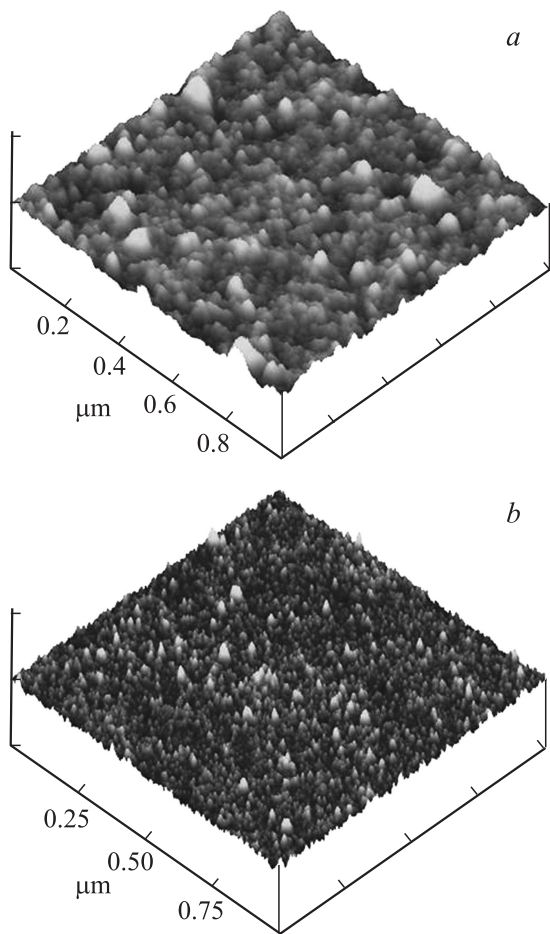
Для случаев, когда толщина германия меняется в ряде  $1.9 \rightarrow 11 \text{ nm}$ , вид электронограммы меняется так, что гранулярность в кобальте просматривается более отчетливо, при этом происходит слипание гранул.

В случае пленок II типа ( $t_{\text{Co}} = 15.0 \text{ nm}$ ) данные электронной микроскопии представлены на рис. 1, *e-h*. В этом случае параллельно с напылением трехслойной пленочной структуры в этом же цикле напылялись контрольные слои каждого элемента. Видно, что микроструктура слоев является практически однородной. Кобальтовый слой представляет собой преимущественно гексагональную фазу (параметры решетки:  $a = 2.503 \text{ \AA}$  и  $c = 4.0605 \text{ \AA}$ ). Это следует из того, что наблюдается практически полный набор рефлексов, характерный для (hcp)-фазы кобальта со структурой  $P6_3/mmc$ , но поскольку кольца заметно уширены и перекрываются (рис. 1, *f*), то, по-видимому, размеры кристаллитов очень мелкие (об этом чуть ниже) и ситуация, пограничная с рентгеноаморфной. Для германиевого слоя (рис. 1, *h*) четко идентифицируется кубическая  $\alpha$ -фаза со структурой  $Fd\bar{3}m$  (параметр решетки  $a = 5.6576 \text{ \AA}$ ).

3.2. Атомная силовая микроскопия. На рис. 2 приведены снимки верхней поверхности кобальта сразу после напыления для пленок обоих типов. Видно, что в зависимости от скорости напыления шероховатость, а соответственно и размеры гранул, существенно различаются. В случае пленок I типа размеры неоднородностей примерно на 1–2 порядка больше, чем для пленок II типа. Для последних средний размер зерна равен  $d \approx 0.84 \text{ nm}$ . Мы видим, что при малых скоростях осаждения слоя размеры неоднородностей таковы, что действительно пленку можно рассматривать состоящей из микрогранул таких, что можно говорить о структуре, подобной рентгеноаморфной. Данные атомно-силовой



**Рис. 1.** *a, c, e, g* — увеличенные снимки с участков пленки, вид сверху, *b, d, f, h* — электронная микродифракция этого же участка. Электронограммы от пленок: *a-d* — Co/Ge/Co (серия I), *e-h* — первого слоя кобальта и германий соответственно (серия II).



**Рис. 2.** Атомно-силовая микроскопия пленок Co/Ge/Co: *a* — высокая скорость осаждения (серия I), *b* — малая скорость осаждения (серия II).

микроскопии коррелируют с результатами электронной микроскопии.

**3.3. ЯМР данные.** Наши ЯМР-исследования показали, что спектр ЯМР синтезированных пленок представляет собой сложную несимметричную линию, которую можно рассматривать как суперпозицию линий лоренцевского типа. Как известно, каждая фаза кобальта имеет свой индивидуальный спектр ЯМР. Так, в зависимости от условий синтеза и структурных особенностей, fcc-фаза имеет линию в диапазоне  $\omega_{\text{HF}} = 210\text{--}213\text{ MHz}$ , hcp-фаза — в диапазоне  $\omega_{\text{HF}} = 215\text{--}217\text{ MHz}$ , а аморфная фаза имеет поглощение при частотах  $\omega_{\text{HF}} < 210\text{ MHz}$  [10]. Исходя из таких частотных интервалов, мы разложили экспериментально наблюдаемые кривые ЯМР на составляющие, результаты подгонки представлены на рис. 3 спектр fcc-фазы — кривая 1, спектр аморфной фазы — кривая 2, спектр hcp-фазы — кривая 3. Кроме того, результаты ЯМР-исследований отображены в таблице. Из этого рисунка видно, что для случая  $t_{\text{Co}} = 13\text{ nm}$  и  $t_{\text{Ge}} \approx 2.5\text{ nm}$ , как и на ранее [11] исследованных пленках с  $t_{\text{Co}} = 13\text{ nm}$  (рис. 3, *a*), пленка состоит из смеси аморфной и кубической фаз, при дальнейшем увеличении толщины германия появляется гексагональная фаза (рис. 3, *b*), а при еще больших величинах  $t_{\text{Ge}}$  (рис. 3, *c*, когда германий приобретает кубическую структуру) аморфная фаза исчезает и остается смесь только кубической и гексагональной фаз. Как было установлено ранее [11], увеличение толщины магнитного слоя Co ведет к уменьшению доли метастабильных аморфной и кубической фаз и увеличению доли гексагональной фазы. Эта закономерность наблюдается и в случае пленок с  $t_{\text{Co}} = 15.0\text{ nm}$  (см. рис. 3, *d-f*). Однако здесь мы видим, что аморфная фаза кобальта наблюдается еще при  $t_{\text{Ge}} = 2.5\text{ nm}$  (рис. 3, *d*), далее при увеличении средней по площади пленки толщины германия (и его переходе в кубическую фазу) происходит исчезновение аморфной фазы Co, возникновение гексагональной фазы и увеличение ее доли по отношению к кубической фазе (рис. 3, *e, f*). Таким образом, ЯМР-эксперименты подтвердили выводы электронно-микроскопических исследований о наличии нескольких магнитных фаз в пленках.

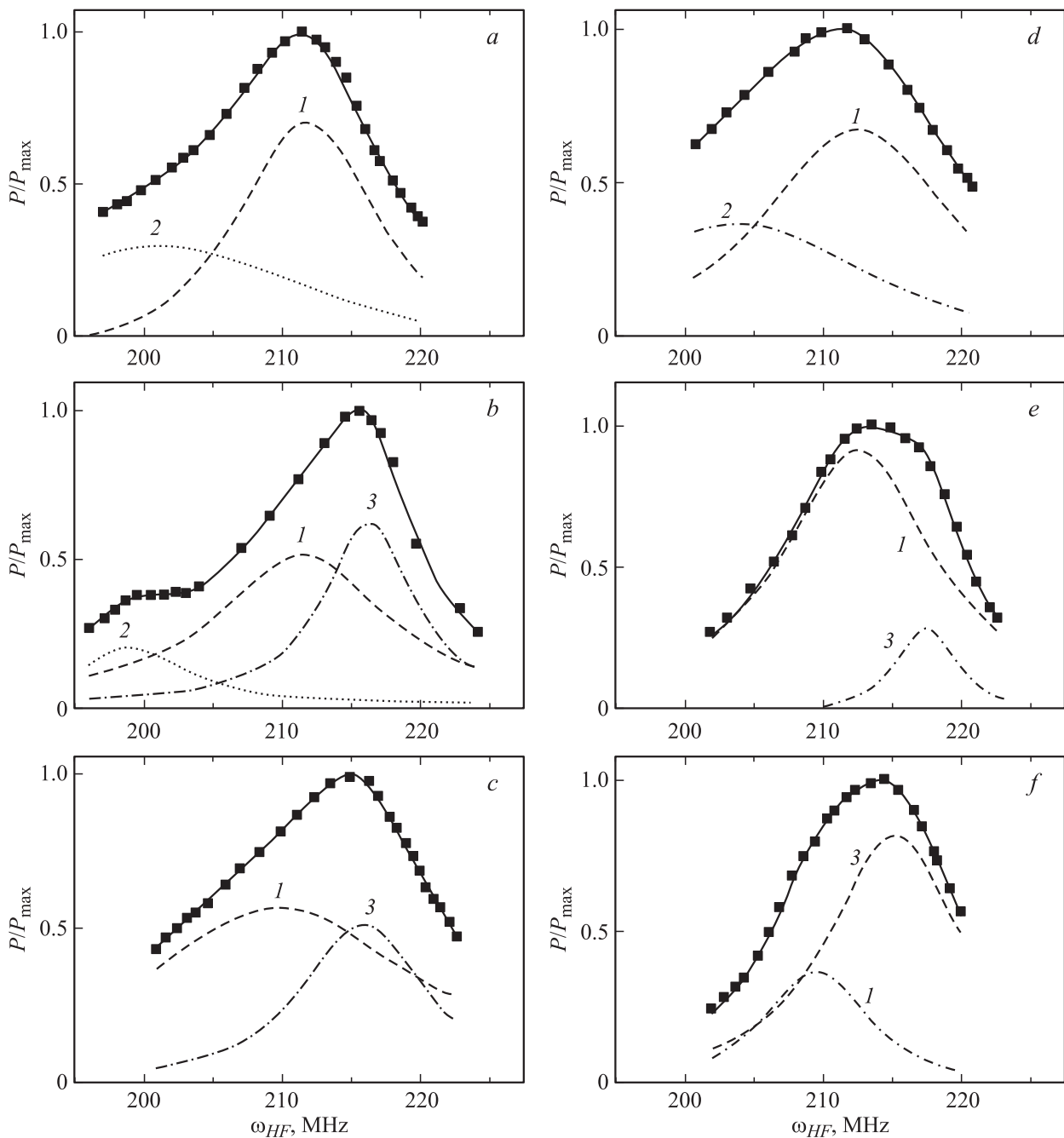
В случае пленок типа II наблюдается одна уширенная линия, присущая hcp-фазе и немного смещенная в область низких частот. Такое поведение непосредственно отражается на магнитных характеристиках пленок.

**3.4. Магнитные свойства.** Температурные зависимости намагниченности ( $M(T)$ ) пленок серии I с  $t_{\text{Co}} = 13\text{ nm}$  и  $t_{\text{Ge}} = 2.5, 5.8\text{ nm}$ , измеренных в разных магнитных полях, идентичны пленкам с  $t_{\text{Co}} = 12.5\text{ nm}$  и  $t_{\text{Ge}} = 2.5, 5.8\text{ nm}$  [11]. Все зависимости были получены в режиме ZFC и представлены на рис. 4. Видно, что для всех исследованных толщин немагнитной прослойки температурные зависимости намагниченности пленок носят термоактивационный характер. В малых магнитных полях существует температура „блокировки“ ( $T_b$ ), ниже которой намагниченность близка к нулю. И только при превышении некоторой температуры, зависящей от поля измерения, начинается заметный рост намагниченности. Намагниченность выходит на уровень, соответствующий величине намагниченности на полевой зависимости для данного значения магнитного поля. Из рис. 4 видно, что для пленки с  $t_{\text{Ge}} = 2.5\text{ nm}$  температура блокировки ниже, чем для пленки с  $t_{\text{Ge}} = 5.8\text{ nm}$ ,

Наличие фаз кобальта и германия в пленках Co/Ge/Co с варьируемыми толщинами слоев из результатов ЯМР-исследований

Co/Ge/Co		Co-phases			Ge-phases
$t_{\text{Co}} = 13\text{ nm}$	$t_{\text{Ge}} \approx 2.5\text{ nm}$	am	fcc		am
	$t_{\text{Ge}} \approx 5.8\text{ nm}$	am	fcc		am
	$t_{\text{Ge}} \approx 7.5\text{ nm}$		fcc	hcp	fcc
$t_{\text{Co}} = 15\text{ nm}$	$t_{\text{Ge}} \approx 2.5\text{ nm}$			hcp	am
	$t_{\text{Ge}} \approx 7.5\text{ nm}$			hcp	fcc

Примечание. fcc-фаза имеет линию в диапазоне  $\omega_{\text{HF}} = 210\text{--}213\text{ MHz}$ , hcp-фаза — в диапазоне  $\omega_{\text{HF}} = 215\text{--}217\text{ MHz}$ , am-фаза имеет поглощение при частотах  $\omega_{\text{HF}} < 210\text{ MHz}$ .



**Рис. 3.** ЯМР спектры пленок Co/Ge/Co. *a-c* —  $t_{\text{Co}} = 12.5$  nm, *d-f* —  $t_{\text{Co}} = 15.0$  nm, *a, b, c* —  $t_{\text{Ge}} = 2.5, 4.0, 7.0$  nm, *d, e, f* —  $t_{\text{Ge}} = 2.5, 5.5, 7.5$  nm. Точки — эксперимент, линии — результат подгонки.

при этом для пленки с малой толщиной германия насыщение достигается в меньших полях.

Полевые зависимости намагниченности представлены на рис. 5. Для пленок из серии I (рис. 5, *a*) в случае  $t_{\text{Ge}} = 2.5$  nm имеем, что кривая намагниченности выходит на насыщение в полях  $\sim 600$  Oe, тогда как в случае  $t_{\text{Ge}} = 5.84$  nm насыщение достигается в полях  $\sim 1600$  Oe. Для пленок серии II поле насыщения примерно равно  $\sim 200$  Oe (рис. 5, *b*). Для всех пленок обеих серий величина насыщения намагниченности единицы площади имеет одно и то же значение

( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  emu/cm<sup>2</sup>). Отдельных измерений по влиянию структуры германия на коэрцитивность кобальта не проводилось, но это является следующей задачей для исследования пленок Co/Ge.

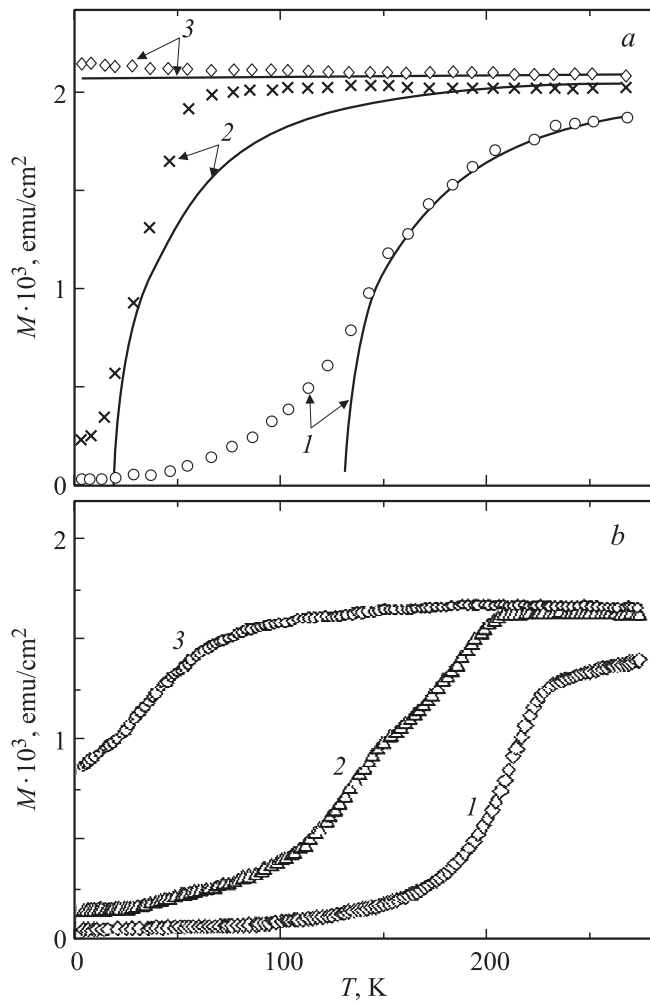
#### 4. Обсуждение результатов

Как следует из данных ЯМР для пленки серии I с  $t_{\text{Ge}} = 2.5$  nm (рис. 3, *b*), доля гексагонального кобальта является небольшой ( $< 10\%$ ), и поэтому эту фазу мож-

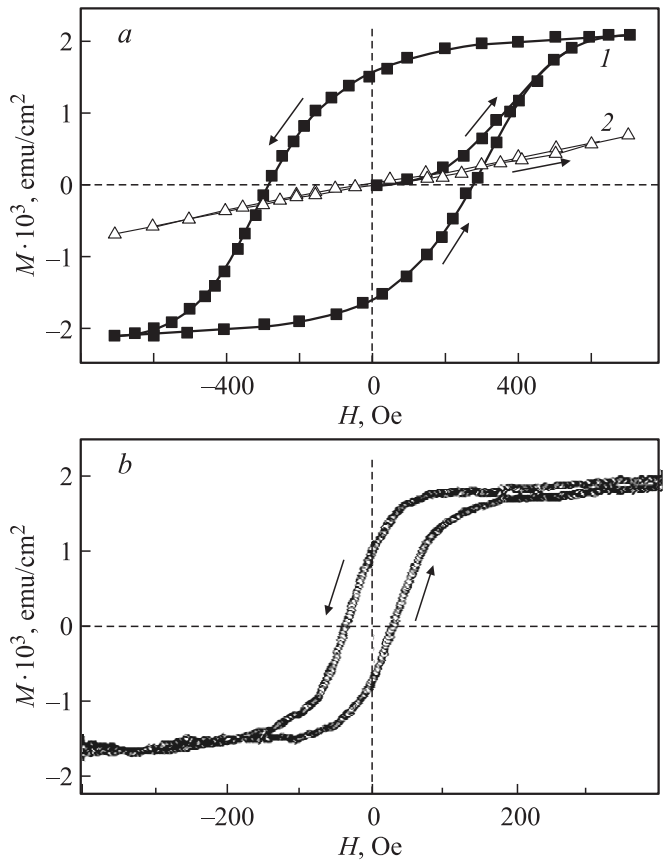
но рассматривать в примесном пределе и считать, что гранулы между собой не взаимодействуют. Для такой ситуации ранее [12] была предложена модель, когда в изотропной матрице распределены сильно анизотропные частицы, которые связаны с матрицей обменным взаимодействием. В рамках этой модели энергия пленочной системы имеет вид

$$E = -tM_0H \cos \varphi - H \sum_j \mu_j \cos \alpha_j - \lambda M \sum_j \mu_j \cos(\varphi - \alpha_j) - \sum_j D_j \cos^2(\Theta_j - \alpha_j), \quad (1)$$

где  $M_0 = M_0(H)$  — намагниченность в данном магнитном поле,  $\varphi$  — угол, определяющий направление намагниченности,  $\alpha_j$  — угол между магнитным моментом  $j$ -й гранулы и внешним полем,  $\mu_j = \mu_j(H, T)$  — магнитный момент гранулы,  $\lambda$  — константа обменного взаимодействия между гранулой и матрицей,  $D_j$  — константа магнитной анизотропии гранулы,  $t$  — эффективная толщина магнитного слоя. Эта задача решалась в



**Рис. 4.** Температурные зависимости намагниченности пленок Co/Ge/Co.  $t_{Co} = 13.0$  nm. *a* —  $t_{Ge} = 2.5$  nm, *b* —  $t_{Ge} = 5.8$  nm. 1 —  $H = 50$  Oe, 2 —  $H = 200$  Oe, 3 —  $H = 800$  Oe.



**Рис. 5.** Полевые зависимости намагниченности пленок Co/Ge/Co. *a* — (серия I), 1 —  $t_{Ge} = 2.5$  nm, 2 —  $t_{Ge} = 5.8$  nm, *b* — (серия II),  $t_{Ge} = 3.6$  nm.

предположении, что в малых магнитных полях энергия магнитной анизотропии много больше зеемановской энергии и энергии взаимодействия между матрицей и гранулой ( $D_j \gg \{H\mu_j, \lambda M\mu_j\}$ ). Из условия минимума выражения (1) для намагниченности получено выражение

$$M = 2t - M_s \sqrt{1 - \left( \frac{qm(T)(\sin \varphi(T, H))}{(1-q)M_0(H)} \right)^2}, \quad (2)$$

где

$$\langle \sin \varphi(T, H) \rangle = \frac{1}{\mu_0(T)} \int_0^{\pi/2} \mu(T, H, \theta) \sin^2 \theta d\theta,$$

и

$$\mu_0(T) = m(T) \frac{4\pi}{3} r^3. \quad (3)$$

Здесь  $m(T)$  — намагниченность материала гранулы,  $r$  — радиус гранулы,  $q$  — доля гексагональной фазы и интегрирование ведется по верхней полусфере.

Этот подход был использован для анализа магнитного поведения пленки с  $t_{Ge} = 2.5$  nm. Результаты численного расчета в сравнении с экспериментальными зависимостями приведены на рис. 4 (часть *a*, сплошные кривые).

При расчете подгоняемыми параметрами были константа обменного взаимодействия  $\lambda$  и радиус частицы  $r$ . Получено, что  $\lambda = 0.1$  и  $r = 1.91$  nm, все остальные параметры взяты из экспериментальных зависимостей. Видно, что наблюдается неплохое согласие эксперимента и теории, за исключением „хвостов“ в переходной области температур. Но это связано с грубостью использованного приближения молекулярного поля, где не учитываются неоднородности магнитной структуры.

В случае пленки с  $t_{\text{Ge}} = 5.8$  nm такой хорошей подгонки не получается. Как видно из рис. 3, *c*, доля гексагональной фазы значительно превышает долю кубической фазы. В этом случае мы выходим за рамки примесного приближения и, по-видимому, необходимо учитывать образование конгломератов из гранул гексагонального кобальта за счет слипания гранул и принимать во внимание обменное взаимодействие между гранулами. Этим можно объяснить более высокое значение поля насыщения и более сложную температурную зависимость намагниченности (например, излом на кривой 2 на рис. 4, *b*). Наиболее сильное различие в магнитном поведении проявляется на полевых зависимостях намагничивания. Для пленки с примесью гранул гексагонального кобальта петля гистерезиса имеет замкнутый вид в полях  $H \leq 500$  Oe, тогда как для пленки, состоящей в своей основе из гранулярного гексагонального кобальта, эта область соответствует начальной участку кривой намагничивания. Такое поведение объяснимо, если принять во внимание [13], что при переходе в наноразмерный масштаб магнитная анизотропия частиц увеличивается более чем на порядок по сравнению с объемным материалом. Т.е. для пленки с  $t_{\text{Ge}} = 5.8$  nm мы имеем ансамбль сильно анизотропных, случайно ориентированных и взаимодействующих между собой частиц гексагонального кобальта, а на этом фоне кубический кобальт существенного вклада не дает.

Результаты, полученные для пленок серии II, описываются в рамках стандартного подхода, и никаких новых представлений для объяснения привлекать не требуется. Как видно из рис. 1, *e-h* и рис. 2, *b*, структура пленки является столь мелкозернистой, что ее можно рассматривать как сплошную. При изменении температуры поведение намагниченности подчиняется закону „ $T^{3/2}$ “, а полевая зависимость соответствует поведению материала кобальта.

## 5. Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований установлено, что в зависимости от технологических режимов получения пленок, структура и состояние магнитного слоя кобальта существенно зависят от состояния германия (аморфный или кубический полупроводник) на интерфейсе металл-полупроводник.

При  $t_{\text{Ge}} < 2.5$  nm (аморфная фаза Ge) Co имеет аморфную фазу. При больших толщинах Ge (переходе его в кубическую фазу), у Co возникает гексагональная

фаза, увеличивающаяся по отношению к кубической фазе. Поскольку поле анизотропии гексагонального кобальта больше, чем кубического, то при малых толщинах германия и кобальта намагниченность выходит на насыщения в меньших полях.

Выбор скорости осаждения и подбор толщины германия позволяет создавать магнитные слои кобальта с определенным типом поведения намагниченности за счет перераспределения магнитных фаз кобальта. В заключение заметим, что полученные экспериментальные результаты являются важными не только в плане отработки технологии получения магнитных пленок, пригодных для использования в устройствах функциональной электроники. Они устанавливают связь технологического режима, особенностей структуры полупроводниковых образований с магнитными характеристиками пленок.

Результаты исследований межслоевых взаимодействий будут представлены в другой работе.

Авторы выражают благодарность Д.А. Марушенко за исследования на атомно-силовом микроскопе.

## Список литературы

- [1] I. Žubić, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, R323 (2004).
- [2] S. Toscano, B. Briner, H. Hopster, M. Landolt. *JMMM* **114**, L6 (1992).
- [3] B. Briner, M. Landolt. *Phys. Rev. Lett.* **73**, R340 (1994).
- [4] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, В.П. Кононов. *Письма в ЖЭТФ* **68**, 287 (1998).
- [5] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, С.Г. Овчинников, Е.В. Еремин, М.А. Панова, С.Н. Варнаков. *Письма в ЖЭТФ* **80**, 560 (2004).
- [6] G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, D.A. Velikanov, A.V. Svalov, M.A. Panova. *Phys. Lett. A* **309**, R155 (2003).
- [7] В.О. Васьковский, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Свалов, Н.Н. Щеголева. *ФНТ* **33**, 439 (2007).
- [8] J. Decoster, H. Bemelmans, S. Degroote, R. Moons, J. Verheyden, A. Vantomme, G. Langouche. *J. Appl. Phys.* **81**, 5349 (1997).
- [9] C.P. Slichter. *Principles of magnetic resonance* / Ed. Springer-Verlag R58 (1980).
- [10] Г.И. Фролов, В.С. Жигалов, В.К. Мальцев. *ФТТ* **42**, 326 (2000).
- [11] G.S. Patrin, C.-G. Lee, I.A. Turpanova, S.M. Zharkov, D.A. Velikanov, V.K. Maltsev, L.A. Li, V.V. Lantsev. *JMMM* **306**, R218 (2006).
- [12] G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, Bon-Heun Koo, Keesam Shin. *Phys. Lett. A* **359**, 149 (2006).
- [13] D. Sander. *J. Phys.: Cond. Matter* **16**, R603 (2004).