

Спиновая динамика в ориентированных ферромагнитных нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$

© Р.Б. Моргунов^{*,**,**}, А.И. Дмитриев^{*,**}, У. Tanimoto^{***},
J.S. Kulkarni^{****}, J.D. Holmes^{****}, O.L. Kazakova^{*****}

* Оренбургский государственный университет,
460018 Оренбург, Россия

** Институт проблем химической физики Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

*** Hiroshima University, Graduated School of Science,
739-8526 Higashi Hiroshima, Japan

**** University College Cork, Cork, Ireland

***** National Physical Laboratory, Teddington, U.K.

E-mail: morgunov20062006@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 2 июля 2007 г.

В окончательной редакции 24 октября 2007 г.)

Методом ферромагнитного резонанса исследованы магнитные свойства одномерных ориентированных нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$, выращенных в порах мембран анодированного оксида алюминия. Идентифицированы сигналы электронного спинового резонанса от магнитоупорядоченной подсистемы Co и подсистемы носителей заряда. Определены поле анизотропии 400 Oe и его направление вдоль оси нанопроволок, а также время поперечной релаксации спиновых волн $\sim 10^{-10}$ s при 4 K. Показано, что магнитные свойства нанопроволок в основном обусловлены ферромагнетизмом кластеров сплавов Co и GeCo.

Работа поддержана грантом Президента РФ (МД-6378.2006.2). Авторы признательны IMS (Okazaki, Japan) за предоставление ЭПР-спектрометра.

PACS: 75.75.+a, 76.50.+g

1. Введение

Наноразмерные структуры привлекают значительный интерес своими необычными магнитными свойствами, связанными с поверхностными и квантово-размерными эффектами. Различия в условиях обменных взаимодействий поверхностных атомов по сравнению с объемными взаимодействиями могут влиять на спиновую динамику в наночастицах и их магнитную анизотропию, придавая наноматериалам новые магнитные свойства. Еще Неелем [1] было показано, что релаксационная спиновая динамика весьма чувствительна к размеру наночастиц.

Германиевые нанопроволоки, легированные переходными металлами, интересны в следующих практических аспектах: магнитные наноконпозиты и многослойные материалы становятся все более важными для создания сенсоров и магнитных ячеек памяти высокой плотности записи, германиевые магнитные полупроводники совместимы с современной электроникой. Существенным обстоятельством, с точки зрения практического использования, является изготовление полупроводниковых нанопроволок с высокими температурами Кюри T_c . В настоящее время ведутся активный поиск и синтез новых ферромагнитных разбавленных полупроводников различного состава с высокими температурами Кюри T_c [2,3].

Хотя теоретические предсказания в отношении отдельных материалов выглядят оптимистично [4,5], в настоящее время не существует единой теории, объясняющей процессы обменного взаимодействия в маг-

нитных полупроводниках различных типов. Поэтому исследование германиевых нанопроволок с различным типом магнитной примеси интересно и с точки зрения фундаментальных представлений о магнетизме.

Недавно получены новые результаты при исследовании германиевых нанопроволок, легированных марганцем. Обнаружение в них ферромагнетизма при температурах выше комнатной [6,7] привлекло заметное внимание и поставило множество вопросов, поскольку в объемных макроскопических образцах того же состава температуры Кюри не превышают $\sim 100\text{--}120$ K (имеются в виду ситуации, когда примесь не агрегируется в кластеры). Ранее уже сообщалось о магнитном резонансе в нанопроволоках германия, легированного марганцем [8–11]. Представляется интересным сравнение магнитных свойств нанопроволок, легированных марганцем, со свойствами нанопроволок, легированных другими переходными металлами. Исследование нанопроволок методом ферромагнитного резонанса (ФМР) [12–14] в дополнение к СКВИД-магнитометрии позволяет изучить магнитную анизотропию и параметры спиновой динамики (времена релаксации спиновых волн и т.д.).

Цель настоящей работы заключалась в определении основных параметров спиновой динамики в магнитоупорядоченном состоянии (установлении времени спиновой релаксации, величины поля анизотропии, эффективности взаимодействия нанопроволок друг с другом), а также в разделении вкладов магнитных подсистем в магнитную восприимчивость одномерных ориентированных нанопроволок германия, легированного кобальтом.

2. Методика экспериментов и приготовление образцов

Нанопроволоки $\text{Ge}_x\text{Co}_{1-x}$ ($x = 1, 3\%$) синтезированы внутри пор в мембранах анодированного оксида алюминия с использованием метода сверхкритической жидкости [5,6]. Мембраны имели толщину 55–60 μm , а диаметр пор составлял 60 нм, чем и определялись длина L и диаметр нанопроволок d . Синтез нанопроволок проводился при температуре 873 К и давлении 37.5 МПа в сверхкритическом состоянии CO_2 в процессе распада октакарбонила дикообальта $\text{Co}_2(\text{CO})_8$ и дифенилгерманита (Ph_2GeH_2). Структурные и химические характеристики полученных нанопроволок определяли с помощью электронного просвечивающего микроскопа, рентгеновской дифракции, рентгеновской фотоэлектронной микроскопии, рентгеновской флуоресценции. Результаты проведенных анализов позволили установить, что нанопроволоки состоят из поликристаллического германия. Атомы кобальта были неравномерно распределены в кристаллической решетке германия, образуя нанокластеры в объеме нанопроволок. Средняя плотность нанопроволок в мембране составляет $1.5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$ (что соответствует среднему расстоянию между нанопроволоками $D \sim 300 \text{ nm}$).

Спектры магнитного резонанса были получены с помощью спектрометра X-диапазона Bruker ESR-300 при температурах $T = 4\text{--}140 \text{ K}$ в криостате Oxford Instruments. Температура образца в резонаторе в процессе записи спектров поддерживалась с точностью $\pm 0.1 \text{ K}$. Образец помещали в пучность магнитной составляющей микроволнового поля. Измеряемый сигнал магнитного резонанса был пропорционален первой производной мнимой части магнитной восприимчивости $d\chi/dH$. Специальные меры предосторожности были предприняты для контроля частоты микроволнового поля, которая измерялась электронным частотомером с периодом 0.5 с. Добротность резонатора в процессе измерений контролировалась. Мощность СВЧ-излучения в резонаторе составляла $6 \cdot 10^{-4} \text{ W}$, частота модуляции 100 kHz. Измерения намагниченности M выполнены с помощью SQUID-магнитометра MPMS XL (Quantum Design) при температуре 4 К и в постоянном магнитном поле до 50 кОе. Магнитное поле было приложено вдоль оси нанопроволок (перпендикулярно плоскости мембраны), а полученные значения магнитного момента образца скорректированы с учетом диамагнитного момента мембраны.

3. Результаты

Основное внимание в настоящей работе было уделено исследованию нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$. Поэтому далее без специальных упоминаний имеются в виду образцы этого типа. Спектр магнитного резонанса нанопроволок при направлении магнитного поля спектрометра перпендикулярно плоскости пластины (вдоль оси нанопроволок) в интервале температур $T = 4\text{--}8 \text{ K}$ состоял из двух

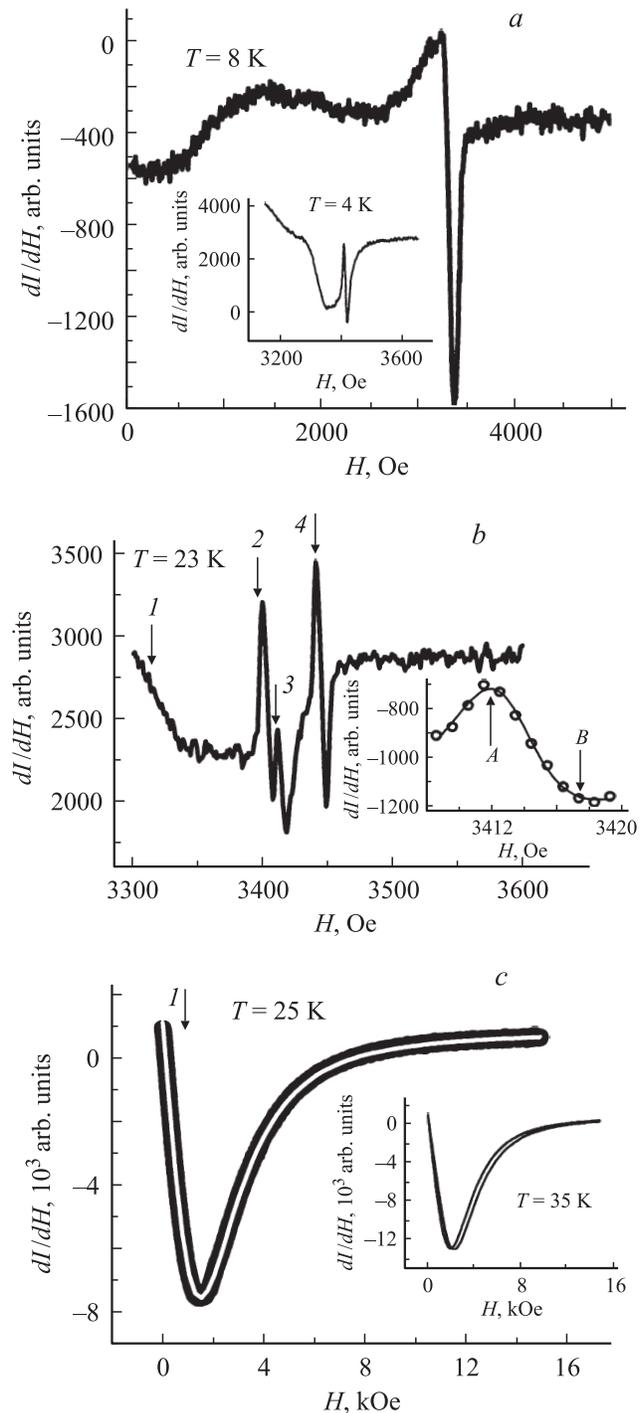


Рис. 1. *a)* Спектр спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$ при $T = 8 \text{ K}$. На вставке — участок спектра при $T = 4 \text{ K}$. *b)* Участок спектра магнитного резонанса нанопроволок при ориентации постоянного магнитного поля вдоль оси нанопроволок при $T = 23 \text{ K}$. На вставке — спектр спинового резонанса при $T = 23 \text{ K}$ асимметричной линии спектра 3. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация. *c)* Спектр спинового резонанса при ориентации постоянного магнитного поля спектрометра вдоль осей нанопроволок при температуре 25 К. Светлая линия — аппроксимация. На вставке показаны спектры магнитного резонанса нанопроволок при $T = 35 \text{ K}$, записанные дважды в условиях, различающихся ориентацией образца в резонаторе на 180° .

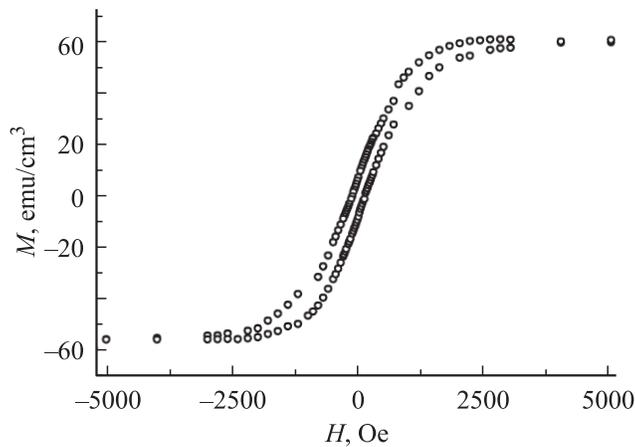


Рис. 2. Петля гистерезиса в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$ при $T = 4\text{ К}$.

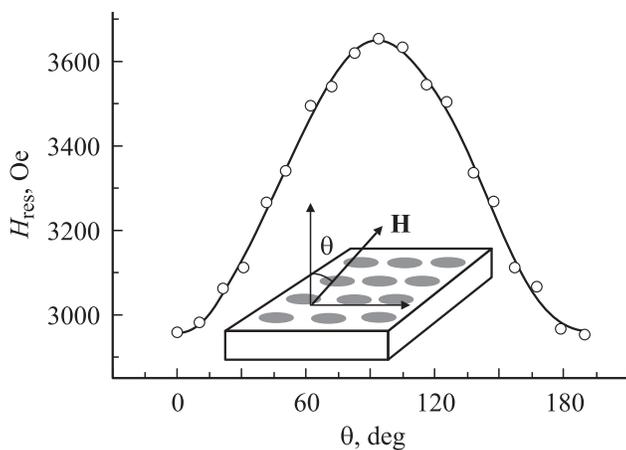


Рис. 3. Зависимость значения резонансного поля H_{res} линии 1 ферромагнитного резонанса от угла θ между постоянным магнитным полем \mathbf{H} спектрометра и осью нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$, отсчитываемого, как показано на вставке. $T = 35\text{ К}$. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация.

линий (рис. 1, *a*). В интервале температур $T = 8\text{--}23\text{ К}$ спектр состоял из четырех линий (рис. 1, *b*). Линии 2, 4 имели форму Лоренца, а линия 3 — асимметричную форму Дайсона (см. вставку к рис. 1, *b*). При увеличении температуры выше 23 К линия 1, вероятно отвечающая ФМР в нанопроволоках, резко увеличивалась по амплитуде и ширине по сравнению с линиями 2–4, так что при высоких температурах последние становились не видны (рис. 1, *c*). На то, что линия 1 отвечает ФМР, указывают ее большая ширина, много большая ширины линий, характерных для парамагнитного резонанса, g -фактор, значительно меньший величины $g = 2$, характерной для парамагнитного резонанса, и специфическая форма линии. Для подтверждения того, что наблюдаемая линия 1 является линией ФМР, спектр магнитного резонанса при постоянной температуре $T = 35\text{ К}$ записывался дважды:

после первоначальной записи спектра образец поворачивали на угол 180° и снова записывали спектр. Несовпадение этих двух спектров (см. вставку к рис. 1, *c*) указывает на наличие остаточной намагниченности в образце, т.е. на ферромагнитное упорядочение внутри нанопроволок.

Наличие ферромагнитного упорядочения подтверждается измерениями магнитного момента на СКВИД-магнитометре, так как при температуре 4 К наблюдается гистерезис намагниченности образца (рис. 2). Полученная гистерезисная кривая типична для ферромагнетиков, т.е. наблюдается насыщение в полях $\approx 2\text{ кОе}$, а коэрцитивная сила H_C составляет 300 Ое. Намагниченность насыщения M_S равна 60 эму/см^3 .

Исследование ориентационной зависимости значения резонансного поля H_{res} линии 1, отвечающей ФМР, позволяет определить магнитную анизотропию нанопроволок и эффективность взаимодействия нанопроволок друг с другом. Вращение мембраны с нанопроволоками относительно постоянного поля спектрометра при $T = 35\text{ К}$ приводило к изменению значения резонансного поля H_{res} линии 1 (рис. 3). Максимум на ориентационной зависимости резонансного поля H_{res} указывает на наличие одноосной магнитной анизотропии типа „легкая ось“ вдоль оси нанопроволок.

Температурные зависимости основных параметров спектров линий 1 и 3 (резонансного поля H_{res} и ширины

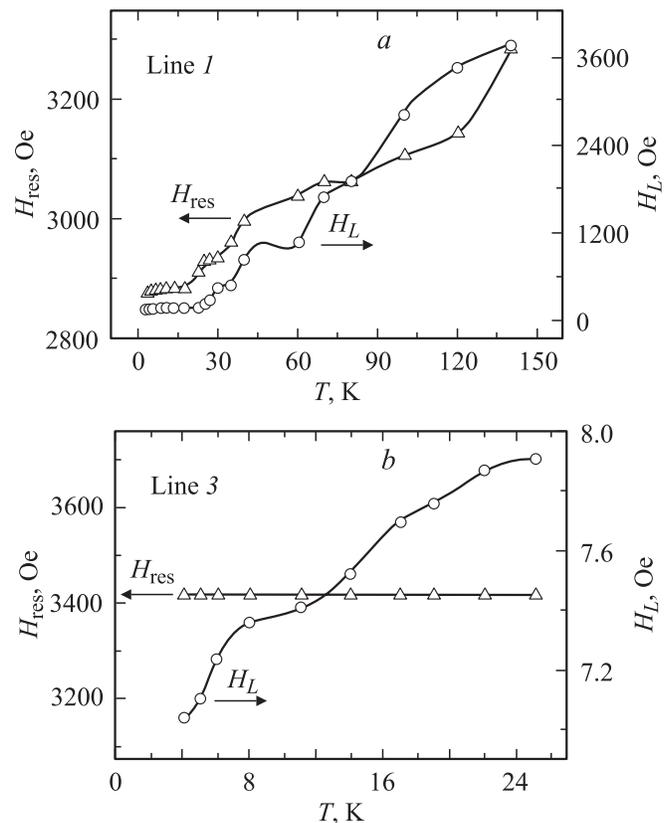


Рис. 4. Температурные зависимости ширины линии H_L и резонансного поля H_{res} линий 1 (*a*) и 3 (*b*) при ориентации магнитного поля вдоль нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$.

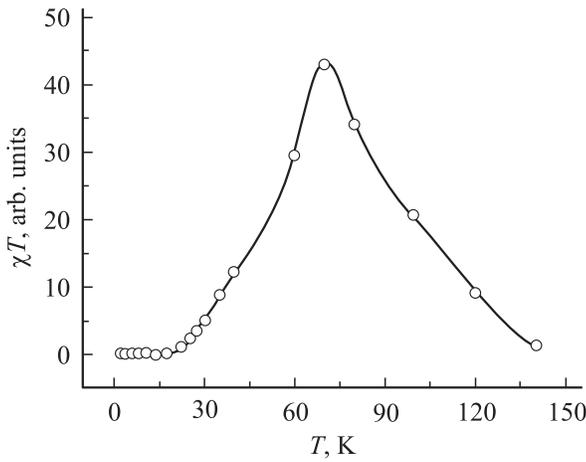


Рис. 5. Температурная зависимость произведения температуры T на магнитную восприимчивость χ , соответствующую линии I , при ориентации постоянного магнитного поля вдоль оси нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$. Произведение χT нормировано на его значение при $T = 140$ К.

резонансной линии H_L) представлены на рис. 4, *a* и *b* соответственно. Из них видно, что ширина и резонансное поле линии I (рис. 4, *a*) в окрестности температуры 25 К претерпевают резкий скачок и далее плавно возрастают с повышением температуры. Ширина линии I монотонно слабо возросла во всем исследованном интервале температур, а значение резонансного поля не зависело от температуры (рис. 4, *b*).

Резкое изменение вида спектра при температуре ~ 25 К (рис. 1) и основных параметров линии I (рис. 4, *a*) свидетельствует о том, что при температуре ~ 25 К в нанопроволоках происходит изменение магнитного состояния, которое может объясняться магнитным переходом внутри кластеров Co . Наличие максимума на температурной зависимости произведения магнитной восприимчивости на температуру $\chi T / \chi T_{T=140\text{К}}$, полученной из двукратного интегрирования линии I (рис. 5), а также гистерезиса намагниченности, обнаруженного при 4 К и отсутствующего при температурах выше 25 К (рис. 2), указывает на ферромагнитный характер намагниченности нанопроволок при низких температурах. Поэтому температуру $T = 25$ К можно рассматривать как температуру Кюри кластеров Co , содержащихся в нанопроволоках.

4. Обсуждение

Движение вектора магнитного момента под действием магнитного поля в ферромагнитных образцах описывается уравнением Ландау–Лифшица, учитывающим затухание прецессии магнитного момента образца,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}] - \alpha [\mathbf{M}[\mathbf{M}, \mathbf{H}]], \quad (1)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности образца; γ — гиромагнитное отношение; \mathbf{H} — вектор напряженности эффек-

тивного магнитного поля (включает внешнее постоянное поле спектрометра, поле магнитной анизотропии и размагничивающее поле), α — безразмерный параметр затухания, зависящий от размеров образца (характеризуется как диполь-дипольное взаимодействие внутри спиновой системы ферромагнетика, так и взаимодействие спиновой системы с другими системами, например с фоновыми решетками). Решив уравнение Ландау–Лифшица (1), можно получить выражение для формы линии ФМР при фиксированной частоте микроволнового поля ω :

$$\frac{d\chi}{dH} = \frac{d}{dH} \times \left(\frac{1}{\pi} \frac{AH_{\text{res}}H_L[(H_{\text{res}}^2 + H_L^2)H^2 + H_{\text{res}}^4]}{[(H - H_{\text{res}})^2H_{\text{res}}^2 + H_L^2H^2][(H + H_{\text{res}})^2H_{\text{res}}^2 + H_L^2H^2]} \right), \quad (2)$$

где A — амплитуда линии, H_{res} — резонансное поле, H_L — ширина линии.

Для определения основных параметров линии I — резонансного поля H_{res} и ширины линии H_L , позволяющих изучить магнитную анизотропию нанопроволок и спиновую динамику, была выполнена аппроксимация линии I уравнением (2).

Известно также выражение, связывающее резонансное поле H_{res} с магнитными характеристиками образца при фиксированной частоте микроволнового поля ω [15],

$$(h\nu/\mu_B g)^2 = (H_{\text{res}} \cos(\theta_a - \theta) + H_a \cos^2(\theta_a)) \times (H_{\text{res}} \cos(\theta_a - \theta) + H_a \cos(2\theta_a)), \quad (3)$$

которое учитывает поле анизотропии H_a , его направление по отношению к оси нанопроволок θ_a и угол между постоянным магнитным полем спектрометра и осью нанопроволок (здесь h — постоянная Планка, ν — частота микроволнового поля, μ_B — магнетон Бора, g — g -фактор ионов кобальта, равный 2). Для определения поля анизотропии H_a была выполнена аппроксимация ориентационной зависимости значения резонансного поля для линии I уравнением (3) (рис. 3). В результате аппроксимации было получено значение поля анизотропии $H_a = 400$ Ое для нанопроволок $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$ при 35 К. Легкая ось намагниченности направлена вдоль оси нанопроволок.

Соотношение диаметра нанопроволоки и среднего расстояния между проволоками d/D сильно влияет на коэрцитивную силу и поле анизотропии. Так, в [5] установлено, что увеличение этого соотношения ведет к росту поля анизотропии. Поле анизотропии определяется в основном фактором формы и фактором заполнения $f = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3}D^2}$ и может быть оценено по формуле [5]:

$$H_a = 2\pi M_S - 4\pi M_S f, \quad (4)$$

где первый член уравнения обусловлен поверхностной анизотропией, второй — взаимодействием между нанопроволоками. Фактор f определяет размерность

магнитного материала: если $f \rightarrow 1$, то имеет место предельный случай двумерной нанопленки, образуемой неразличимыми сильно взаимодействующими нанопроволоками; если $f \rightarrow 0$, то имеет место случай невзаимодействующих одномерных нанопроволок. В нашем случае $f = 0.015$, т.е. исследуемые образцы представляли собой совокупность слабо взаимодействующих нанопроволок. Из уравнения (4) найдем поле анизотропии $H_a = 370$ Ое при $T = 4$ К. Постоянную анизотропии K_{eff} можно найти из уравнения

$$H_a = 2K_{\text{eff}}/M_S.$$

Зная намагниченность насыщения M_S и величину поля анизотропии, получим $K_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ при $T = 4$ К, что на порядок величины ниже, чем соответствующее значение для кобальтовых наночастиц, внедренных в немагнитную матрицу [16,17].

Параметры спиновой динамики наноразмерных структур чувствительны к ограничениям размеров образца. Оценим время поперечной релаксации спинов τ_{\perp} . Для этого воспользуемся системой уравнений [16]

$$\begin{cases} H_L = \frac{2\alpha^2}{\gamma\tau_{\perp}(1+\alpha^2)}, \\ \alpha = \frac{1}{\tau_{\perp}\omega_0}, \\ \omega_0 = \gamma H_a, \end{cases}$$

где ω_0 — собственная частота прецессии магнитного момента нанопроволоки в поле анизотропии H_a в отсутствие внешнего магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерный параметр затухания, фигурирующий в уравнении Ландау–Лифшица. Время поперечной релаксации спиновых волн для одномерных невзаимодействующих нанопроволок получается равным $\tau_{\perp} = 1.06 \cdot 10^{-10}$ с при $T = 4$ К. Это значение на порядок величины больше соответствующего значения, полученного для сферических наночастиц кобальта, внедренных в немагнитную матрицу ($\tau_{\perp} \sim 10^{-11}$ с) [16]. Из приведенных сравнений следует, что магнетизм исследуемых образцов не сводится к магнетизму кластеров Со. Однако, как показано в [18], значения постоянной анизотропии и времен спиновой релаксации магнитных сплавов GeCo могут существенно отличаться от соответствующих значений для кластеров чистого кобальта, поэтому нельзя исключать вклада в магнитные свойства от кластеров GeCo, которые присутствуют в нанопроволоках, согласно данным электронной микроскопии. Не исключено, что определенный вклад в магнитные свойства нанопроволок могут вносить диспергированные ионы Со, связанные косвенным обменным взаимодействием через электроны проводимости [19]. Однако выделение вклада этого дальнего магнетизма на основании данных, полученных в нашей работе, не представляется возможным.

Линия 3 характерна для спектров магнитного резонанса носителей заряда в полупроводниках [20,21].

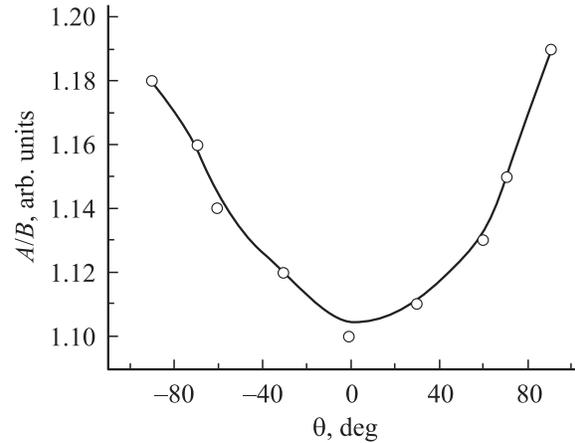


Рис. 6. Ориентационная зависимость отношения положительной части A к отрицательной B асимметричной линии Дайсона 3 в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.97}\text{Co}_{0.03}$.

Асимметрия линии 3, вероятно, обусловлена проводимостью нанопроволок. Если бы асимметрия была вызвана, например, поликристаллическостью нанопроволок и сильной разориентацией отдельных кристаллитов, то отношение положительной части A к отрицательной части B асимметричной линии 3 (см. вставку к рис. 1, b) не должно было бы зависеть от ориентации нанопроволок в магнитном поле. Поскольку в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$ линии 2–4 видны только в узком диапазоне температур, были проведены измерения аналогичных линий в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.97}\text{Co}_{0.03}$. В них наблюдается ориентационная зависимость величины A/B (рис. 6). В работе [9] при исследовании магнитных свойств германиевых нанопроволок, легированных марганцем, методом ЭПР авторами наблюдалась аналогичная линия в спектре, и было установлено, что она отвечает делокализованным носителям заряда. Отметим, что в работе [22] были выполнены измерения магнитной восприимчивости германия p -типа и было доказано, что дырки вносят вклад в его магнитную восприимчивость. Аппроксимируя линию 3 выражением, взятым из [23],

$$\frac{d\chi}{dH} = \frac{d}{dH} \left[A \left(\frac{H_L + \kappa(H - H_{\text{res}})}{(H - H_{\text{res}})^2 + \delta H^2} + \frac{H_L + \kappa(H + H_{\text{res}})}{(H + H_{\text{res}})^2 + \delta H^2} \right) \right],$$

можно определить основные параметры спектра магнитного резонанса: A — амплитуда линии, H_{res} — резонансное поле и H_L — ширина линии, κ — отношение рассеянной СВЧ-мощности к поглощенной, δ — безразмерный коэффициент, равный отношению толщины скин-слоя к толщине образца. Из этой аппроксимации вытекает, что толщина скин-слоя составляет $\delta \sim 1 \mu\text{m}$, что значительно меньше толщины образца и длины нанопроволок. Поэтому полученные нами данные (за исключением СКВИД-измерений) относятся к тонкому приповерхностному слою. Знание величины δ позволяет

также оценить удельное сопротивление ρ нанопроволок при 4 К:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0 \nu}}.$$

Здесь $\delta \sim 10^{-6}$ м — толщина скин-слоя, определенная из аппроксимации, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная, $\nu = 9.57$ GHz — частота СВЧ-поля. Получаем $\rho = 2.3 \cdot 10^{-3}$ $\Omega \cdot \text{cm}$, что согласуется с данными об удельном сопротивлении Ge, легированного 1% примеси переходных металлов [24,25].

Температурное поведение спектра спинового резонанса в районе 25 К (рис. 1) указывает на резкое изменение магнитного состояния при температуре $T_c = 25$ К, что подтверждается температурной зависимостью величины $\chi T / \chi T_{T=140\text{К}}$ линии 1 (рис. 4). Наличие максимума на температурной зависимости величины χT и возникновение магнитного гистерезиса при низких температурах свидетельствуют о том, что температура 25 К является температурой Кюри для кластеров Co в исследуемых нанопроволоках.

Интенсивности и ширины линий 2 и 4 в широком интервале температур $T = 25\text{--}140$ К малы по сравнению с соответствующими значениями для линии 1. Ширины линий 2 и 4 и их g -факторы близки к соответствующим значениям для линий спектра магнитного резонанса на оборванных связях (дефектах кристаллической решетки) в германии $g = 2.023$ [26]. Это указывает на то, что наблюдаемые линии, возможно, соответствуют магнитному резонансу на оборванных связях (дефектах кристаллической решетки) в германии, которые могли образоваться при легировании кобальтом.

5. Выводы

Идентифицированы сигналы электронного магнитного резонанса от магнитоупорядоченной подсистемы и подсистемы подвижных носителей заряда (предположительно дырок) в нанопроволоках $\text{Ge}_{0.99}\text{Co}_{0.01}$. Обнаружено, что при температуре $T_c \sim 25$ К в образцах происходит резкое изменение магнитного состояния, связанное с переходом кластеров кобальта или его сплавов с германием в ферромагнитное состояние. Определены значение поля анизотропии 400 Ое, время поперечной релаксации спиновых волн $1.06 \cdot 10^{-10}$ с, а также удельное микроволновое сопротивление нанопроволок $2.3 \cdot 10^{-3}$ $\Omega \cdot \text{cm}$ при температуре 4 К. Установлено, что на магнитные свойства нанопроволок не оказывает влияния присутствие соседних нанопроволок.

Список литературы

- [1] L. Neel, C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **5**, 99 (1949).
- [2] Sh. Kuroda, N. Nishizawa, K. Takita, M. Mitome, K. Osuch, T. Dietl. Nature **7**, 646 (2007).
- [3] T. Dietl. Nature **2**, 440 (2003).
- [4] U. Ebels, J.L. Duvail, P.E. Wigen, L. Piraux, L.D. Buda, K. Ounadjela. Phys. Rev. B **64**, 144421 (2001).

- [5] C. Ramos, M. Vazquez. Physica B: Cond. Matter **354**, 195 (2004).
- [6] J.S. Kulkarni, O. Kazakova, D. Erts, M. Morris, M.T. Shaw, J.D. Holmes. J. Mater. Chem. **17**, 3615 (2005).
- [7] O. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, S.O. Demokritov. Phys. Rev. B **72**, 094415 (2005).
- [8] C. Timm. J. Phys.: Cond. Matter **15**, 1865 (2003).
- [9] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Y. Tanimoto, И.Б. Кленина, O.L. Kazakova, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes. ФТТ **49**, 285 (2007).
- [10] R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, Y. Tanimoto, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. J. Magn. Magn. Mater. **310**, 824 (2007).
- [11] R.B. Morgunov, Y. Tanimoto, I.B. Klenina, J.S. Kulkarni, J.D. Holmes, O.L. Kazakova. J. Magn. Magn. Mater. **316**, 210 (2007).
- [12] B.D. Yuhas, D.O. Zitoun, P.J. Pauzauskie, R. He, P. Yang. Angew. Chem. Int. Ed. **44**, 1 (2005).
- [13] H. Garcia-Miquel, S.M. Bhagat, S.E. Lofland, G.V. Kuryandskaya, A.V. Svalov. J. Appl. Phys. **94**, 1868 (2003).
- [14] K. Katsumata. J. Phys.: Cond. Matter **12**, 589 (2000).
- [15] С.В. Вонсовский. Ферромагнитный резонанс. Физматлит, М. (1961). 344 с.
- [16] M. Respaud, M. Goiran, J.M. Broto, F. Lioni, L. Thomas, B. Barbara, T. Ould Ely, C. Amiens, B. Chaudret. Europhys. Lett. **47**, 1 (1999).
- [17] M. Jamet, W. Wernsdorfer, C. Thirion, D. Mailly, V. Dupuis, P. Mélinon, A. Perez. Phys. Rev. Lett. **86**, 20 (2001).
- [18] M. Takahashi, H. Shoji, S. Kadowaki, D.D. Djayaprawira, Y. Komori, H. Domon. Appl. Phys. Lett. **76**, 23 (2000).
- [19] A. Stroppa, S. Picozzi, A. Continenza, A.J. Freeman. Phys. Rev. B **68**, 155203 (2003).
- [20] F.J. Dyson. Phys. Rev. **98**, 349 (1955).
- [21] G. Feher, A.F. Kip. Phys. Rev. **98**, 337 (1955).
- [22] D.K. Stevens, J.W. Cleland, J.H. Crawford, jr., H.C. Schweinler. Phys. Rev. **100**, 1084 (1955).
- [23] M. Peter, D. Shaltier, J.H. Wernick, H.J. Williams, J.B. Mock, R.C. Sherwood. Phys. Rev. **126**, 1395 (1962).
- [24] A.P. Li, J.F. Wendelken, J. Shen, L.C. Feldman, J.R. Thompson, H.H. Weitering. Phys. Rev. B **72**, 195205 (2005).
- [25] S. Yu, T.T. Lan Anh, Y.E. Ihm et al. J. Appl. Phys. **6**, 545 (2006).
- [26] M.H. Brodsky, R.S. Title. Phys. Rev. Lett. **11**, 581 (1969).