

МИКРОВОЛНОВОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ И НАНОПРОВОЛОКАХ Ge:Mn

Р. Б. Моргунов^{a}, М. Фарле^{b**}, О. Л. Казакова^{c***}*

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

^b *Experimentalphysik, Universität Duisburg-Essen
D-47057, Duisburg, Germany*

^c *National Physical Laboratory, Teddington
TW11 0LW, United Kingdom*

Поступила в редакцию 31 октября 2007 г.

Обнаружено резонансное и нерезонансное поглощение микроволнового излучения в пленках германия с имплантированным в него марганцем концентрацией 2, 4, 8 ат.%. Электронный спиновый резонанс наблюдался в двух температурных интервалах: вблизи точки перехода кластеров Ge_3Mn_5 в ферромагнитное состояние при $T = 295$ К, а также при температурах ниже 60 К, при которых имеет место коллективное упорядочение спинов Mn в кристаллической решетке и наблюдается спин-волновой резонанс. Нерезонансный сигнал микроволнового магнитосопротивления имел немонотонную зависимость от магнитного поля, одинаковую для X - и K -диапазонов микроволнового поля. Анализ полевой зависимости позволил выделить две компоненты производной магнитосопротивления: квазилинейная лоренцева часть, наблюдаемая в сильных полях, а также отрицательная экспоненциальная анизотропная компонента, отвечающая спин-зависимому рассеянию носителей заряда на магнитных примесях. Оценена длина релаксации фазы носителей заряда, которая достигает 350 нм при $T = 2$ К и превышает толщину пленки (120 нм) и размеры кластеров и преципитатов (3–5 нм). В квазидвумерных нанопроволоках Ge:Mn при тех же концентрациях примеси микроволновое магнитосопротивление отсутствует. Эти факты свидетельствуют о квазидвумерном характере проводимости в тонких пленках, а также о том, что измеряемое магнитосопротивление относится к носителям заряда в кристаллической решетке, а не к кластерам примеси.

PACS: 75.75.+a, 73.43.Qt

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимосвязь между магнетизмом и спиновой поляризацией носителей заряда, необходимая для создания ячеек магнитной памяти и развития спинтроники, была обнаружена в полупроводниках, легированных переходными металлами [1–4]. Основная часть исследований была посвящена полупроводникам III–V групп (GaN:Mn , GaAs:Mn и т. п.), в которых низкие температуры Кюри около 2–50 К ограничивают практические применения обнаруженных

ранее эффектов спин-зависимого транспорта [4, 5], магнитооптических спиновых эффектов [6–8] и т. п. Поэтому в последние годы множество работ было посвящено поиску магнитных полупроводников IV группы (Si и Ge), легирование которых переходными металлами (преимущественно Mn) позволяло получить ферромагнитные образцы. Вскоре выяснилось, что ферромагнетизм, обнаруживаемый в объемных образцах Si:Mn и Ge:Mn вблизи комнатной температуры, во многих случаях обусловлен агрегацией примеси в кластеры и образованием устойчивых включений, таких как сплав Ge_3Mn_5 и др. [9–13]. Вместе с тем, имеются экспериментальные свидетельства того, что ферромагнитное

*E-mail: morgunov2005@yandex.ru

**M. Farle

***O. L. Kazakova

упорядочение при высоких концентрациях Mn может иметь дальнедействующий характер и отнюдь не сводится к магнетизму только лишь кластеров примеси [14–22]. Теоретические работы показывают, что спин-поляризованные носители заряда способны обеспечивать косвенное обменное взаимодействие между примесными ионами [4, 23, 24] и приводить к дальнедействующему ферромагнетизму при достаточно высоких концентрациях примеси на уровне 5–10 %.

Главным препятствием на пути решения вопроса о существовании кооперативных спиновых эффектов в магнитных полупроводниках является проблема разделения вкладов в магнитный момент образца от кристаллической решетки с изолированными, растворенными в ней ионами примеси от крупных кластеров, магнетизм которых не может быть использован для управления спин-поляризованным током. Необходимо создать условия для того, чтобы преобладающая доля примеси находилась в диспергированном состоянии, а не агрегировалась в кластеры. Для решения этой проблемы различными группами исследователей были развиты два пути: использование ионной имплантации, позволяющей избежать быстрой диффузии примеси в кластеры [25–27], а также создание наноструктур, в которых энергия поверхности дает существенный вклад в баланс межатомных взаимодействий и кинетику диффузии и открывает дополнительные возможности для регулирования условий кластерообразования и его подавления [28–31]. Последняя методика, конечно, представляет и самостоятельный интерес для развития нанoeлектроники «цифровых» сплавов и новой области наноструктур магнитных полупроводников. Отметим, что разделение вкладов различных магнитных подсистем возможно также при использовании техники электронного спинового резонанса, позволяющего наблюдать и анализировать отдельные резонансные линии, соответствующие различным подсистемам в спектрах магнитного резонанса в полупроводниках III–V групп [32–36] и IV группы [37, 38]. Кроме того, в отличие от обычно используемой СКВИД-магнитометрии, измеряющей интегральный магнитный момент образца и дающей представление лишь о квазистационарных процессах намагничивания, метод электронного спинового резонанса дает прямую информацию о спиновой динамике при частотах магнитного поля около 10–100 ГГц, имеющих ключевое значение для современной нанoeлектроники, быстродействие отдельных элементов которой приближается к указанным значениям.

Цель данной работы заключалась в получении данных о высокочастотных магнитных и электрических свойствах новых германиевых наноструктур (пленок германия с имплантированным в него марганцем и нанопроволок германия, легированного марганцем), в которых концентрация магнитной примеси достаточно высока для возникновения ферромагнетизма диспергированных ионов примеси, а также в обнаружении эффектов ограничения размерности на магнитные и электрические свойства упомянутых квазиодномерных и квазидвумерных наноструктур.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки Ge:Mn были изготовлены методом ионной имплантации ионов Mn^{+} в промышленные пластины монокристаллического германия (100) с удельным сопротивлением 40–57 Ом·см. Имплантация проводилась ионами Mn^{+} с энергией 100 кэВ и флюенсами 10^{16} , $2 \cdot 10^{16}$, $4 \cdot 10^{16}$ ат./см² при $T = 300^{\circ}C$ для подавления эффектов аморфизации. Такое облучение приводило к возникновению приповерхностного слоя Ge, обогащенного ионами марганца со средними концентрациями 2, 4, 8 ат. %, полученными интегрированием по толщине пленки при исследовании распределения в ней примеси. Глубина проникновения ионов марганца в монокристаллический германий не превышала 120 нм (рис. 1а), а их распределение в этом слое имело профиль, близкий к гауссовому. Он был определен в работах [25–27] методом рентгеновской флуоресценции. В данной работе использованы пленки, описанные в работах [25–27], где были подробно рассмотрены структурные, электронные и статические магнитные свойства этих образцов [25–27]. Было установлено, что пленки с концентрацией Mn 4, 8 ат. % содержат кристаллические кластеры Mn_5Ge_3 со средними диаметрами 9.5, 13.1 нм (рис. 1а), а также изолированные ионы Mn в узлах решетки. Пленки с низкой концентрацией Mn (2 ат. %) содержат полупроводниковые аморфные кластеры со средним диаметром 7.5 нм [25–27].

Методика приготовления ориентированных, параллельных друг другу нанопроволок Ge в мембране анодизированного оксида алюминия подробно описана в работах [28, 29]. Легирование нанопроволок марганцем до концентраций 1, 3, 5 ат. % осуществлялось в процессе кристаллизации сверхкритической жидкости в порах, приготовленных в мембране. Изображение пучка нанопроволок, высвобожденных из мембраны, приведено на рис. 1б. На-

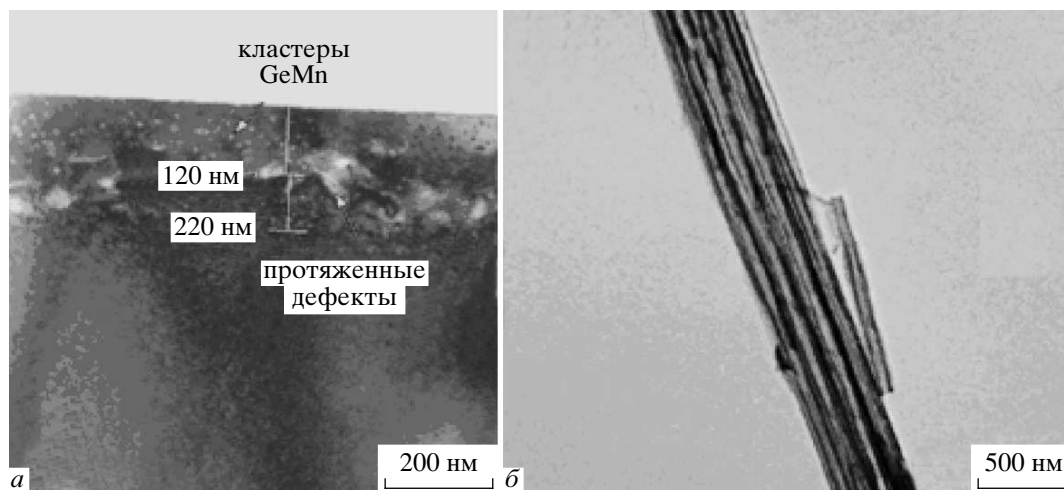


Рис. 1. *а)* Изображение в просвечивающем электронном микроскопе поперечного сечения ионно-имплантированной пленки Ge:Mn 4%. *б)* Кабель, состоящий из нанопроволок Ge:Mn 1%, высвобожденных из мембраны (*б*)

нопроволоки с концентрацией марганца 1, 3 ат. % по данным рентгеновской флуориметрии не содержали кластеров Mn_5Ge_3 , наличие которых было установлено только при концентрациях выше 5 ат. %. Нанопроволоки имели диаметр 60 нм и длину 0.1 мм. Средние расстояния между ними составляли около 300 нм, что, как было показано ранее [31], достаточно, для того чтобы пренебрегать их диполь-дипольным магнитным взаимодействием.

В экспериментах использовали спектрометр Varian EMX, оснащенный гелиевым криостатом Oxford Instruments ESR-900. Спектры электронного спинового резонанса были получены в виде зависимостей первой производной поглощенной в образце микроволновой мощности dP/dH от магнитного поля H . Эксперименты проводились в основном при частоте микроволнового поля $\omega = 9.4$ ГГц (X -диапазон) и частоте модуляции 100 кГц в температурном диапазоне $T = 4\text{--}300$ К. В специально отмеченных случаях использовалась также частота $\omega = 24.5$ ГГц (K -диапазон). Использование двух частот микроволнового поля было необходимо для того, чтобы идентифицировать нерезонансный сигнал магнитосопротивления и отличать его от широких линий ферромагнитного резонанса. При увеличении частоты зависимость магнитосопротивления от поля не должна изменяться, в то время как резонансный сигнал должен смещаться в сторону более высоких значений H .

Образцы располагались в пучности магнитной составляющей микроволнового поля в прямоугольном резонаторе. В части экспериментов были про-

ведены опыты в цилиндрическом резонаторе спектрометра РЭ-1305, в котором смещение образцов от оси резонатора в область электрической компоненты микроволнового поля не приводило к искажению спектров магнитного резонанса при комнатной температуре. Сигнал дисперсии не примешивался к исследуемому сигналу поглощения, двукратное интегрирование которого давало мнимую часть магнитной восприимчивости. Варьирование микроволновой мощности, подводимой к резонатору, в диапазоне $10^{-6}\text{--}10^{-2}$ Вт также не оказывало влияния на форму полученных спектров. Микроволновое магнитное поле было всегда перпендикулярно постоянной составляющей поля спектрометра. Угол θ_H между постоянным магнитным полем и плоскостью пленок (осью нанопроволок) регулировался с помощью автоматического гониометра с относительной точностью 0.1° . Ошибка абсолютного значения θ_H не превышала $\pm 5^\circ$.

Парамагнитный монокристаллический образец $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ с чистотой 99.99% был использован для определения количества спинов и калибровки чувствительности спектрометра в наших экспериментах. Для этого образца была получена температурная зависимость его магнитного момента с помощью СКВИД-магнитометра. Это позволило с высокой точностью определить число спинов в нем ($N = 2 \cdot 10^{17}$ ионов Cu^{2+} ($S = 1/2$)) в исследуемом температурном диапазоне $T = 4\text{--}300$ К. В дальнейшем этот образец использовался для подсчета эффективного числа спинов в нанопроволоках и нанопленках Ge:Mn.

Отметим, что микроволновое поле способно проникать в образец на глубину скин-слоя. В полупроводниках с уровнем легирования 1–10 % при комнатной температуре глубина скин-слоя составляет $\delta = (2\rho/\mu_0\omega)^{1/2} \approx 1$ мкм, что превышает толщину исследуемых пленок $d \approx 120$ нм для X - и K -диапазона частот. Поэтому можно считать, что полученные нами данные характеризуют весь объем пленок. В случае нанопроволок, как это было показано в работе [31], глубина проникновения микроволнового поля оказывается меньше их длины. Поэтому полученные данные характеризуют лишь приповерхностные участки нанопроволок длиной около 1 мкм.

Как правило, ЭПР-спектрометр используется для исследования резонансного поглощения микроволновой мощности. Однако ее поглощение зависит не только от резонансной передачи энергии спином, но и от электрических потерь в образце и его сопротивления в магнитном поле. Для низкоомных образцов (микроволновое сопротивление которых $\rho \sim 10^{-3}$ Ом, значительно меньше сопротивления СВЧ-тракта спектрометра $\rho \approx 250$ Ом) поглощаемая мощность прямо пропорциональна сопротивлению образца:

$$P \sim \rho, \quad dP/dH \sim d\rho/dH. \quad (1)$$

Ранее возможности ЭПР-спектроскопии и ее преимущества в бесконтактном исследовании магнитосопротивления в СВЧ-диапазоне были продемонстрированы на магнитных полупроводниках различного типа, в том числе для образцов германия [39–44]. В нашей работе использовались методические приемы, описанные в работах [39–44]. В ряде работ магнитосопротивление пленок Ge:Mn исследовалось также в режиме постоянного тока [45–51]. Однако закономерности микроволнового магнитосопротивления для постоянного тока обычно отличаются от особенностей микроволнового магнитосопротивления, чувствительного к свойствам иных групп носителей заряда.

В нашей работе особое внимание было уделено сравнению фона спектрометра с сигналом магнитосопротивления. В большинстве экспериментов магнитосопротивление образца на несколько порядков величины превышало фоновое значение, обусловленное магнитосопротивлением резонатора и СВЧ-тракта спектрометра. В тех случаях, когда магнитосопротивление образца было мало (сопоставимо с фоном), фон вычитался из полученной зависимости $dP/dH(H)$; для этого использовались измерения с тем же калибровочным образцом, что и при исследовании нанополенок и нанопроволок.

Измерения намагниченности пленок проводили с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUID) марки MPMX 5XL, Quantum Design при температурах 1.8–370 К в постоянном магнитном поле 0–50 кЭ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Поперечное сечение, полученное с помощью ТЕМ-микроскопа, позволяет судить о морфологии пленки Ge:Mn 4% (рис. 1а). Можно выделить наличие трех структурных слоев: 1) магнитный слой толщиной 120 нм, содержащий маленькие Mn_5Ge_3 -кластеры и растворенные ионы Mn, 2) слой разрушенного германия толщиной 100 нм с протяженными крупными дефектами кристаллической решетки и 3) невозмущенная кристаллическая решетка подложки Ge. Нанопроволоки представляли собой поликристаллические структуры, которые могли быть извлечены из мембраны путем ее растворения. При этом в ряде случаев получались нанокабели (рис. 1б). В дальнейшем изложение будет сфокусировано на магнитных свойствах пленок Ge:Mn 4%. Спектры электронного спинового резонанса нанопроволок использовались для сравнения.

Поведение магнитного момента M пленки Ge:Mn 4% обусловлено тремя критическими температурами T_{C1} , T_{C2} , T_{C3} , ниже которых он скачкообразно увеличивался (рис. 2). Две из этих критиче-

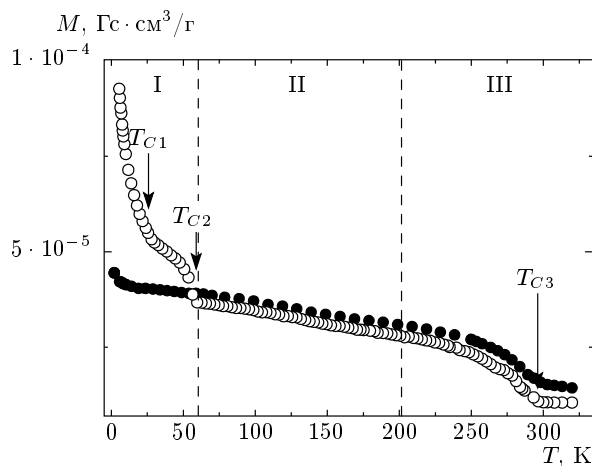


Рис. 2. Зависимости магнитного момента M пленки Ge:Mn 4% от температуры при ориентации магнитного поля $H = 1$ кЭ перпендикулярно плоскости пленки, $\theta = 90^\circ$ (светлые кружки), и вдоль плоскости пленки, $\theta_H = 0$ (темные кружки)

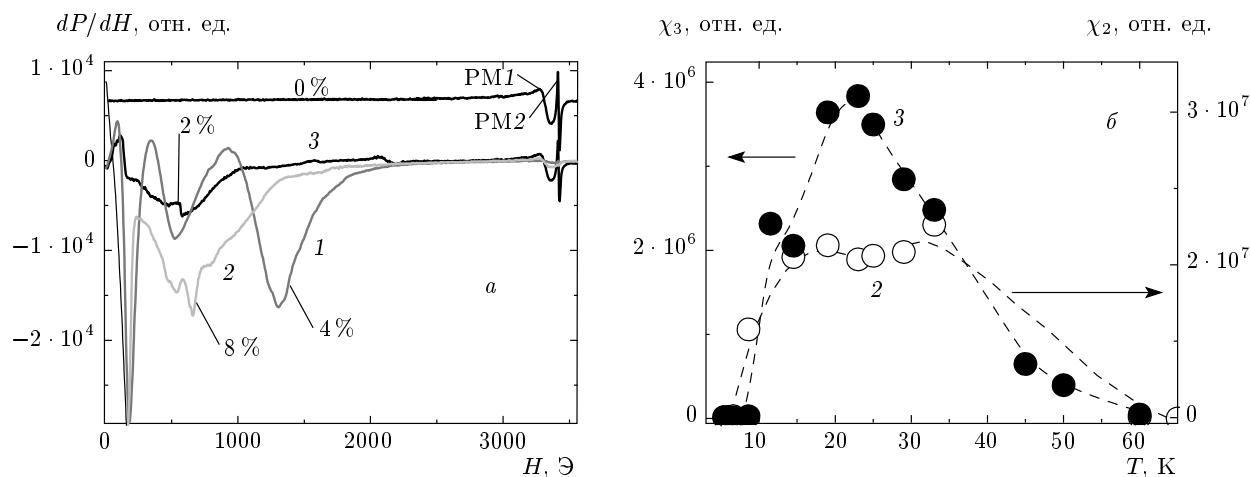


Рис. 3. а) Спектры электронного спигового резонанса пленок Ge:Mn с концентрациями Mn 0, 2, 4, 8 % при $T = 5$ К. Нумерация линий относится к образцу Ge:Mn 4 %. б) Зависимости магнитных восприимчивостей, рассчитанных для линий 2 и 3, от температуры для X-диапазона

ских температур хорошо известны из литературы: $T_{C1} \approx 15$ К соответствует установлению дальнего ферромагнитного порядка, вызванного косвенным обменным взаимодействием спин-поляризованных носителей заряда, а $T_{C3} \approx 295$ К отвечает температуре Кюри кластеров Ge_3Mn_5 . Промежуточная критическая температура T_{C2} , насколько известно авторам, ранее не наблюдалась в пленках германия, легированных марганцем. Температура T_{C2} , в принципе, может соответствовать ферромагнитному упорядочению в кластерах новых типов, возникающих при имплантации и отсутствующих при других методах легирования. Кроме того, T_{C2} может также отвечать переходу пленки в состояние с дальним магнитным порядком. Анизотропия температурной зависимости магнитного момента (рис. 2) свидетельствует в пользу последнего предположения, а также позволяет считать, что ось легкого намагничивания пленки направлена перпендикулярно ее плоскости при $T < 60$ К.

Наличие нескольких критических температур в пленках приводит к тому, что спектры электронного спигового резонанса сильно меняются в зависимости от температурной области их исследования. В соответствии с наблюдаемыми различиями в ЭПР-спектрах можно выделить три температурные области: I — низкотемпературную ($T = 4\text{--}60$ К), II — промежуточную ($T = 60\text{--}200$ К) и III — высокотемпературную область ($T = 200\text{--}300$ К) (рис. 2). Далее приведены результаты опытов в каждой из этих областей.

3.1. Низкотемпературная область

В температурном диапазоне $T = 4\text{--}60$ К спектры магнитного резонанса пленок Ge:Mn в X-диапазоне содержали несколько пиков (рис. 3а). Наилучшие возможности для разделения этих пиков наблюдались для пленок с концентрацией Mn 4 %. Их спектр содержал три линии (обозначенные 1–3) в низкополевой части спектра ($H < 2$ кЭ) и две слабые линии PM1 и PM2 при $H \approx 3.4$ кЭ (вблизи g -фактора, равного 2). Поскольку линии PM1 и PM2 были обнаружены нами также в исходном германии, они соответствовали посторонней парамагнитной примеси и в дальнейшем не будут обсуждаться. Линии 1–3, характеризующие пленки Ge:Mn, наблюдались в сравнительно узком температурном диапазоне $T = 4\text{--}60$ К (рис. 3б). Для каждой линии ($i = 1\text{--}3$) была подсчитана величина $\chi = aIH_{pp}^2$ (где I — амплитуда линии, H_{pp} — ее ширина, $a \approx 1$ — постоянный коэффициент), пропорциональная соответствующему вкладу в магнитную восприимчивость χ_i . Сходные между собой температурные зависимости $\chi_i(T)$ показаны на рис. 3б для линий 2 и 3. Сравнение интегральных интенсивностей с контрольным образцом показало, что значения χ_i для всех трех линий на два порядка величины превышают магнитную восприимчивость всех имеющихся в пленке ионов Mn^{2+} $N = 2.6 \cdot 10^{14}$, подсчитанную в предположении, что они не взаимодействуют друг с другом (т.е. парамагнитны). Это означает, что реально наблюдаемые линии магнитного резонанса нельзя отнести к парамагнитным ионам и их про-

исхождение нужно приписывать ферромагнитному резонансу в кластерах сплавов (например, Mn_5Ge_3) или ферромагнитному резонансу всей пленки в целом в случае дальнего магнитного порядка. Отметим, что исчезновение линий 1–3 хорошо коррелирует с резким уменьшением магнитного момента при $T > 60$ К. Подобные особенности температурного поведения спектра магнитного резонанса наблюдаются и в других пленках с другими концентрациями Mn. Вариации концентрации Mn приводят к небольшому перераспределению интенсивностей линий 1–3.

Исследование ориентационной зависимости линий 1–3 при $T = 4$ К путем вращения образца вокруг оси, параллельной пленке, позволило выявить, что анизотропия этих линий одинакова. Для линии 1 угловая зависимость показана на рис. 4а. Это позволяет предполагать, что линии характеризуют коллективное возбуждение спиновой плотности в образце, а не вклады отдельных кластеров различного типа, так как в последнем случае можно было бы ожидать различий в угловых зависимостях резонансного поля этих кластеров. Следовательно, причиной анизотропии могут быть такие факторы, как магнитоупругая и магнитокристаллическая анизотропия. Угловая зависимость линии 1 показывает, что имеется перпендикулярная составляющая намагниченности пленки, а сам вектор намагниченности направлен под некоторым (не прямым) углом к пленке. Сходные результаты получены и для линий 1 и 3.

Одной из причин возникновения нескольких линий ферромагнитного резонанса могут быть магнитоупругие колебания, зависящие от формы и размеров образца. Для проверки вклада этого фактора в наблюдаемый нами спектр мы сравнили спектры образцов прямоугольной и неправильной форм, которые примерно в 2 раза отличались друг от друга по площади. Установлено, что количество, положение и форма линий 1–3 не зависят от размеров и формы образца (рис. 4б). Следовательно, существование нескольких резонансных линий обусловлено особенностями спиновой динамики, не связанными с упругими колебаниями образца. Таким образом, наиболее вероятной причиной существования нескольких резонансных пиков с одинаковой угловой симметрией резонансного поля представляется спин-волновой резонанс.

3.2. Промежуточные температуры

На рис. 5а показаны спектры производной микроволнового поглощения $dP/dH(H)$ при $T = 100$ К.

Эти спектры значительно отличаются от тех, которые наблюдаются при низкой температуре. Линии 1–3 в промежуточном интервале температур отсутствуют, а наблюдаются лишь две линии РМ1 и РМ2, отвечающие примесным парамагнитным центрам в подложке. Эти линии лежат на сильно нелинейном широком сигнале, амплитуда которого значительно превышает сигнал спектрометра в отсутствие образца (рис. 5а). Для выяснения природы этого широкого сигнала были получены спектры в двух диапазонах: X -диапазон ($\omega \approx 10$ ГГц) и K -диапазон ($\omega \approx 24.5$ ГГц). Установлено, что в то время как резонансные линии сдвигаются в результате увеличения частоты в сторону примерно в 2.5 раза более сильных полей, широкий сигнал практически не изменяется (рис. 5б). Это является прямым доказательством его нерезонансной природы и свидетельствует о том, что причиной возникновения широкого сигнала является магнитосопротивление образца. Заметим, что германиевый образец (без имплантированного в него марганца) не имеет сколько-нибудь заметного широкого сигнала при той же чувствительности спектрометра, определяемой по амплитуде калибровочного образца (рис. 5а).

3.3. Высокотемпературная область

При увеличении температуры ($T \geq 220$ К) резонансные пики a – d снова появляются на фоне магнитосопротивления в диапазоне полей $H = 1$ – 4 кЭ (рис. 6а). Линии c и d расположены очень близко друг к другу. На вставке рис. 6б они изображены при ориентации внешнего поля, приводящей к их максимальному расщеплению. Для обозначения высокотемпературных линий электронного спинового резонанса введены другие обозначения, потому что нет никаких оснований для того, чтобы считать одинаковой природу низкотемпературных и высокотемпературных линий. Физический смысл этого различия будет обсужден далее. Интегральные интенсивности линий a – d , пропорциональные вкладу в магнитную восприимчивость χ_i , на два порядка больше, чем магнитная восприимчивость калибровочного образца, и на 4 порядка величины превышают расчетное значение магнитной восприимчивости для случая парамагнитных ионов марганца. Линии РМ1 и РМ2, будучи малы по амплитуде, оказываются полностью закрытыми линиями c и d . Температурные зависимости магнитных восприимчивостей, соответствующих этим линиям, немонотонны и имеют максимум при $T = 260$ – 270 К (рис. 6б), что немного ниже температуры Кюри T_{C3} , измерен-

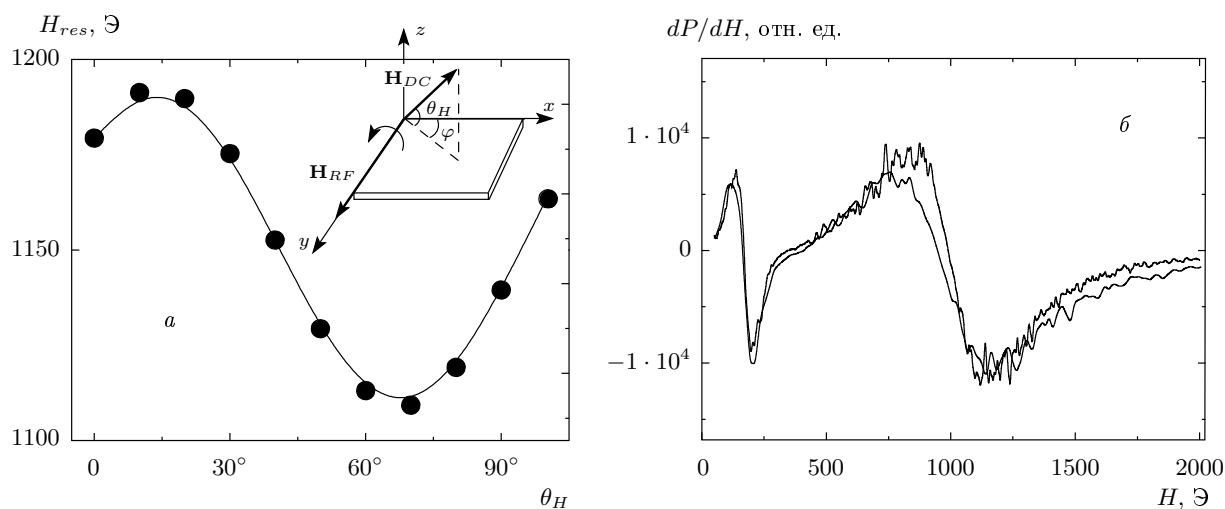


Рис. 4. *а*) Угловая зависимость линии 1 (см. рис. 3*а*) при вращении образца вокруг оси, параллельной плоскости пленки Ge:Mn 4%, при $T = 4$ К. Сплошной линией показана аппроксимация угловой зависимости, описанная в тексте. На вставке показана схема вращения образца. *б*) Спектры электронного спинового резонанса пленки Ge:Mn 4% различной формы и размеров, нормированные на площадь пленки при $T = 16$ К. Магнитное поле направлено под углом $\theta_H = 90^\circ$ к пленке (X-диапазон)

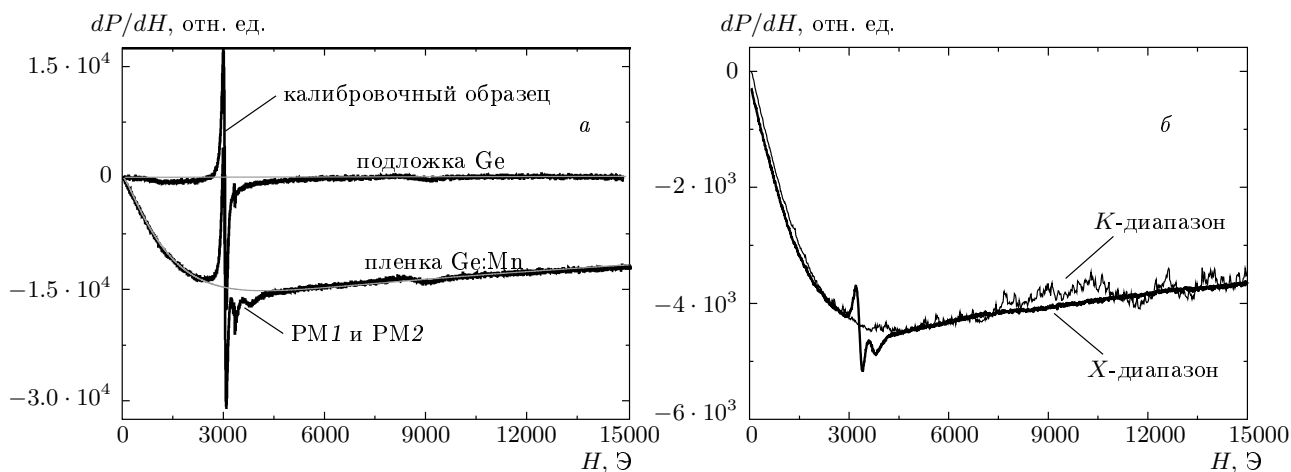


Рис. 5. Спектры производной поглощения микроволновой мощности при $T = 100$ К для пленки Ge:Mn 4%, перпендикулярной направлению магнитного поля спектрометра: *а*) записанные в X-диапазоне для пленки Ge:Mn 4% и подложки Ge, не содержащей Mn, запаянных в ампуле вместе с калибровочным образцом $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$, *б*) записанные в X- и K-частотных диапазонах СВЧ в отсутствие калибровочного образца. Сплошная линия на рис. 5*а* является аппроксимацией с помощью модели магнитосопротивления, описанной в тексте

ной СКВИД-магнитометром (рис. 2). Таким образом, высокотемпературный магнитный переход сопровождается появлением резонансных линий *a-d*, которые при температурах выше $T \geq 310$ К исчезают.

Ориентационная зависимость резонансного поля линий *c* и *d* при высоких температурах показана

на рис. 7. Можно видеть, что угловая зависимость (рис. 7) сильно изменяется по сравнению с зависимостью в области низких температур (ср. с рис. 4*а*), т. е. магнитокристаллическая анизотропия проявляет сильную температурную зависимость. Согласно данным аппроксимации, описанным далее, наблюдаемая угловая зависимость с четырьмя максимумами

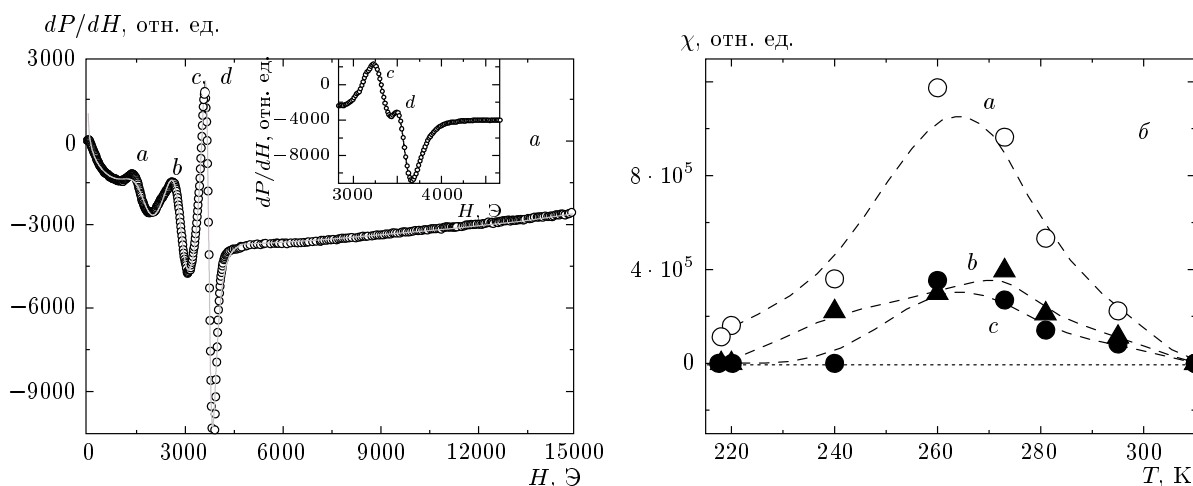


Рис. 6. а) Спектры электронного спинового резонанса при $T = 262$ К в пленке Ge:Mn 4% (X -диапазон). Магнитное поле параллельно пленке. На вставке показаны линии c и d в условиях максимального расщепления. Сплошной линией показана аппроксимация спектра четырьмя лоренцевыми линиями и нелинейным сигналом магнитосопротивления. б) Зависимости магнитных восприимчивостей, рассчитанных для пиков a, b, c , от температуры

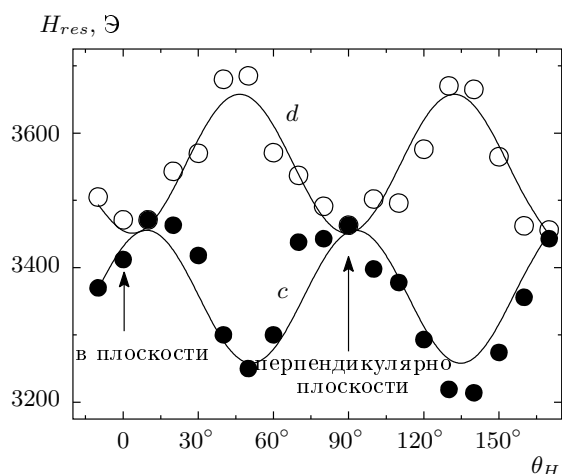


Рис. 7. Ориентационная зависимость резонансного поля H_{res} для линий c и d при $T = 292$ К в пленке Ge:Mn 4%. Сплошными линиями показана аппроксимация угловой зависимости, описанная в тексте. Схема вращения образца показана на вставке к рис. 4а. При $\theta_H = 0$ постоянное магнитное поле лежит в плоскости пленки

свидетельствует об отсутствии нормальной компоненты намагниченности пленки и показывает, что вектор намагниченности \mathbf{M} при высоких температурах лежит в плоскости пленки. Угловая зависимость резонансной линии b имеет два максимума. Наблюдаемые различия угловых зависимостей говорят о том, что в высокотемпературной области ре-

зонансные пики нельзя объяснить коллективными спиновыми возбуждениями. Наиболее вероятно то, что отдельные пики характеризуют угловую зависимость резонансных полей кластеров различных типов, определенным образом ориентированных в кристаллической решетке. Это согласуется с данными рентгеноструктурного анализа [25–27], которые показывают, что кластеры Ge_5Mn_3 ориентированы легкой кристаллографической осью c перпендикулярно поверхности пленки Ge:Mn 4%.

Таким образом, совместное использование ЭПР-спектроскопии и СКВИД-магнитометрии позволяет нам различать вклады коллективных спиновых возбуждений и различных ферромагнитных кластеров в кристаллической решетке.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Электронный спиновый резонанс

В результате имплантации ионов M магнитные свойства пленок Ge:Mn зависят от двух подсистем: 1) кластеры Ge_3Mn_5 со средними размерами 9.5 нм и расстоянием между ними около 42 нм и 2) индивидуальные ионы Mn, растворенные в германиевой матрице [25–27]. Эти две подсистемы имеют существенно различные температуры Кюри: $T_{C1} \approx 15$ К (растворенные ионы Mn, обмен между которыми происходит с помощью спин-поляризованных носителей заряда) [14, 17] и $T_{C3} = 290\text{--}295$ К (кластеры Mn_5Ge_3) [9, 10]. В наших экспериментах найде-

на добавочная температура Кюри $T_{C2} = 60$ К, которая может принадлежать кластерам новых типов, образующихся при имплантации, либо эта температура может соответствовать перколяционному порогу установления дальнедействующего обменного взаимодействия [52]. При высоких температурах ($T > 220$ К) спиновая корреляционная длина носителей заряда становится меньше расстояния между кластерами. Поэтому дальний магнитный порядок становится невозможен. Поэтому наблюдаемые нами резонансные линии $a-d$ соответствуют спиновым возбуждениям в ферромагнитных кластерах GeMn различных типов. Это предположение подтверждается наблюдением различий в ориентационных зависимостях линий $a-d$, анизотропия которых характеризует анизотропию кластеров GeMn.

При температуре ниже T_{C1} обе магнитные подсистемы переходят в ферромагнитное состояние с дальним магнитным порядком. Магниторезонансные пики отвечают коллективным спиновым возбуждениям. В работе [53] показано, что спин-волновой резонанс может существовать в неоднородных ферромагнитных пленках в однородном микроволновом поле. При закреплении спинов на поверхности пленки силами магнитной анизотропии спин-волновой резонанс может наблюдаться как в магнитном поле перпендикулярном пленке, так и в параллельной ориентации [53]. Для случая спин-волнового резонанса в перпендикулярной ориентации и гауссова распределения намагниченности по сечению неоднородной пленки выполняется следующая зависимость резонансного поля H_{res} n -й линии от номера спин-волновой моды n [53]:

$$H_{res} = H_0 - \frac{D}{d^2} \left[\frac{3\pi}{2} \left(n + \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad (2)$$

где D — объемная константа жесткости, d — толщина пленки. Неоднородность системы, обусловленная присутствием кластеров Mn_5Ge_3 , вероятно, вызывает значительное уширение резонансных пиков. На рис. 8 показана аппроксимация экспериментальной зависимости функцией $H_{res} \approx (n^{2/3})$, которая показывает хорошее совпадение теоретических представлений с экспериментальными данными. В зависимости от угла θ_H показатель степени n варьируется вблизи значения $2/3$ в диапазоне 0.4–0.7, что может быть объяснено отклонением распределения намагниченности в пленке от чисто гауссова закона. Этот результат подтверждает спин-волновую природу низкотемпературных резонансных максимумов. Об этом же свидетельствуют одинаковые угловые зависимости резонансного поля и темпера-

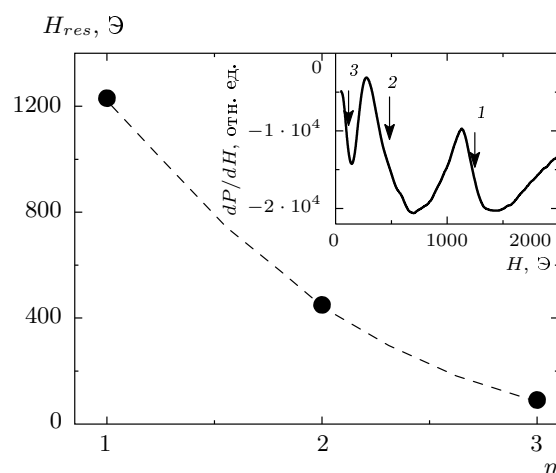


Рис. 8. Зависимость резонансного поля H_{res} от номера пика n в пленке Ge:Mn 4 % при $T = 5$ К. Штриховая линия — аппроксимация, описанная в тексте. На вставке показаны положения резонансных пиков при $T = 5$ К. Магнитное поле перпендикулярно пленке $\theta_H = 90^\circ$

турные зависимости соответствующих магнитных восприимчивостей линий. Оценка константы обменной жесткости при $T = 5$ К для всех исследованных пленок с разными концентрациями Mn дает $D \approx 10^{-6}$ эрг · см².

Отметим, что верхняя температурная граница существования линий $a-d$ заметно превышает T_{C1} и практически совпадает с T_{C2} , что позволяет полагать наличие дальнего магнитного порядка в исследуемых пленках вплоть до $T_{C2} = 60$ К. Этот результат повышения температуры в результате перколяционного перехода был предсказан теоретически в работе [53]. Таким образом, при низких температурах наблюдается дальний магнитный порядок, который невозможен из-за магнетизма кластеров и относится целиком ко всей кристаллической решетке вместе с растворенными в ней изолированными ионами примеси и ее кластерами.

Если поле приложено в плоскости изотропной пленки, то спин-волновой резонанс наблюдается при частоте ω_0 , описываемой соотношением

$$\omega_0 = \gamma [H(H + 4\pi M + H_s)]^{1/2} - \delta\omega_0, \quad (3)$$

где $\gamma = g\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность насыщения, $H_s = 2K_s/Md$ — поле поверхностной анизотропии, d — толщина пленки и $\delta\omega_0$ — частотный сдвиг, вызванный перенормировкой энергии волны. В двумерной системе угловая

зависимость резонансного поля H_{res} для линии 1 может быть записана в виде

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{H_1 H_2},$$

$$H_1 = H_{res} \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M_{eff} \cos 2\theta, \quad (4)$$

$$H_2 = H_{res} \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M_{eff} \cos^2 \theta,$$

где θ_H — угол между плоскостью пленки и внешним постоянным магнитным полем, θ — угол между вектором намагниченности пленки \mathbf{M} и плоскостью пленки. Аппроксимация экспериментальной угловой зависимости резонансного поля при $T = 4$ К системой уравнений (4) показана на рис. 4а. Аппроксимация позволяет получить угол наклона намагниченности пленки к ее плоскости $\theta = (23 \pm 5)^\circ$, который показывает, что неоднородная пленка обладает сложным полем анизотропии, не лежащим в плоскости пленки или в перпендикулярном к ней направлении.

При высоких температурах ориентационная зависимость имеет другую симметрию. Применение системы уравнений (4) к анализу угловой зависимости резонансного поля при высокой температуре приводит к значению $\theta = (3 \pm 5)^\circ$, указывающему на то, что вектор намагниченности лежит в плоскости пленки (рис. 7).

4.2. Магнитосопротивление

Бесконтактная техника исследования микроволнового сопротивления может быть эффективно использована для измерений магнитосопротивления в легированных полупроводниках. Немонотонную зависимость магнитосопротивления от поля можно разделить на две части: низкополевая часть, в которой наблюдается резкое убывание величины dP/dH , и область сильных полей, в которой имеет место сравнительно плавный (квазилинейный) рост dP/dH . Лучшая аппроксимация низкополевой части зависимости $dP/dH(H)$ может быть получена с помощью экспоненциальной функции $dP/dH = A(1 - \exp(-BH^q))$, где A и B — не зависящие от поля коэффициенты. Квазилинейная часть магнитосопротивления в сильных магнитных полях была аппроксимирована функцией $dP/dH = CH^p$, где C — константа. Численные значения постоянных A и C зависят от многих факторов, таких как геометрия и размеры образца и т. п. Показатели степени $p \approx 1$ и $q \approx 1$ отражают физическую природу магнитосопротивления и поэтому более интересны для рассмотрения. В дальнейшем основное внимание будет сфокусировано на обсуждении значений

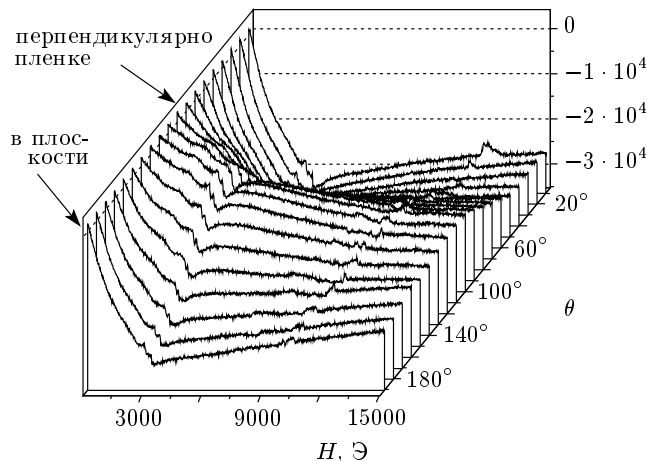


Рис. 9. Угловая зависимость сигнала магнитосопротивления пленки Ge:Mn 4% при $T = 270$ К

этих коэффициентов и их температурных и угловых зависимостей.

Хорошая аппроксимация экспериментально полученного сигнала магнитосопротивления (рис. 5а и рис. 6а) была достигнута суммированием двух упомянутых функций:

$$dP/dH = A(1 - \exp(-BH^q)) + CH^p. \quad (5)$$

Сходные выражения были использованы другими авторами для аппроксимации полевых зависимостей магнитосопротивления в других полупроводниках [47, 54].

Угловые зависимости микроволнового магнитосопротивления показаны на рис. 9, а угловые зависимости $q(\theta)$ и $p(\theta)$ соответствующих коэффициентов q и p , полученных в результате аппроксимации, приведены на рис. 10. Обсудим сначала низкополевую часть магнитосопротивления. При вращении образца вокруг оси, лежащей в его плоскости (см. вставку рис. 4а), значение q систематически изменяется в диапазоне 1.0–1.2 (рис. 10а). Для $\theta = 90^\circ$ (постоянное магнитное поле перпендикулярно пленке) $q = 1.0$. Это значение соответствует магнитосопротивлению, которое возникает благодаря зеемановскому расщеплению спиновых состояний носителей заряда с энергиями вблизи «хвоста» локализованных состояний ферми-уровня [53]. Эти состояния являются вырожденными в нулевом магнитном поле. Приложение внешнего поля вызывает зеемановское расщепление и сдвиг состояний. В результате изменяется вероятность захвата носителей заряда в локализованные состояния и, в конечном итоге, подвижность данной части носителей заряда. В рамках этой

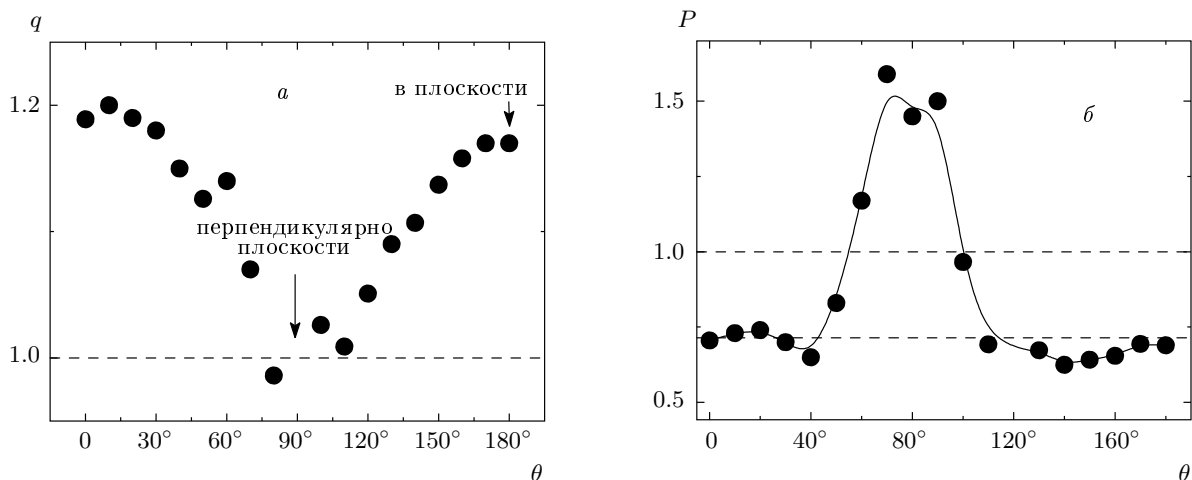


Рис. 10. Угловые зависимости показателей степени q (а) и p (б), описывающих, соответственно, низко- и высокополевую части производной магнитосопротивления пленки Ge:Mn 4% при $T = 270$ К. Ошибка измерений равна размеру символов. Верхняя горизонтальная штриховая линия соответствует предсказанию модели классического лоренцева магнитосопротивления, нижняя — лоренцево магнитосопротивление в двумерных системах

модели значение коэффициента B должно быть приблизительно равно $4 \cdot 10^{-4} \text{ Э}^{-1} \sim \mu_0 \mu_B g S(S+1)/kT$ (k — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора, T — температура, S — эффективный спин носителей заряда). Это значение хорошо согласуется с экспериментально установленным значением при комнатной температуре $B = (2-4) \cdot 10^{-4} \text{ Э}^{-1}$.

Если магнитное поле отклоняется от нормали к пленке, то значение q отклоняется от единицы и достигает $q = 1.2$ при $\theta = 0$ (поле лежит в плоскости пленки). Это означает, что упомянутая выше модель зеемановского расщепления локализованных состояний становится недостаточной для описания низкополевой части магнитосопротивления. Это может быть объяснено примешиванием дополнительной анизотропной компоненты магнитосопротивления, а также анизотропией эффективного магнитного поля, которое складывается из внешнего магнитного поля и внутреннего поля, создаваемого ферромагнитными кластерами. Для проверки этого предположения нами была получена температурная зависимость $q(T)$ (рис. 11). При температуре $T \approx 150$ К значение q достигает двух и насыщается. Это значение соответствует известной модели анизотропного магнитосопротивления, предложенной Шкловским и Эфросом [55], согласно которой магнитное поле изменяет вероятность захвата носителей заряда, участвующих в прыжковой проводимости, путем деформации их волновой функции. Согласно работе [55], зависимость относительного из-

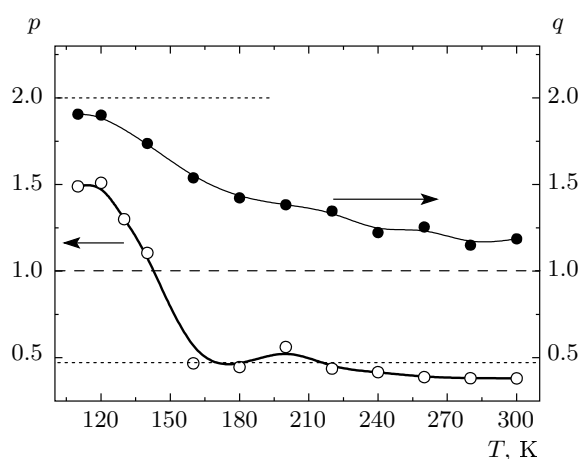


Рис. 11. Температурные зависимости показателей степени q (а) и p (б), описывающих, соответственно, низко- и высокополевую части производной магнитосопротивления пленки Ge:Mn 4% при ориентации магнитного поля в плоскости пленки $\theta_H = 90^\circ$. Ошибка измерений равна размеру символов. Горизонтальными штриховыми линиями показаны (сверху вниз) предсказания моделей соответственно Шкловского–Эфроса; магнитосопротивления, вызванного зеемановским расщеплением спиновых уровней; лоренцева магнитосопротивления в двумерных системах

менения сопротивления от магнитного поля описывается функцией $\Delta\rho/\rho \propto \exp(-AH^2)$. Наличие это-

го дополнительного магнитосопротивления объясняет также угловую зависимость показателя степени q . В то же время, анизотропия внутреннего поля должна была бы влиять лишь на коэффициенты A и C , оставляя постоянным значение q .

Высокополевая часть магнитосопротивления описывается квазилинейной функцией $dP/dH \sim \sim CH^p$, где величина p систематически изменяется при вращении образца в диапазоне 0.75–1.60 (рис. 10б). При $\theta = 0$ (поле лежит в плоскости пленки) $p = 0.75$, при $\theta = 90^\circ$ (поле перпендикулярно пленке) $p = 1.5$ –1.6. Эти значения p варьируются около единицы, которая соответствует квадратичной зависимости сопротивления от магнитного поля. Такая зависимость является классическим лоренцевым магнитосопротивлением, наблюдаемым во всех полупроводниках и металлах в результате изменения орбитального движения носителей заряда в магнитном поле. Отклонение значения p от единицы типично для систем пониженной размерности [56]. Например, относительно низкое значение $p = 1.5$ –1.8 предсказано теоретически для двумерной сильно дефектной полупроводниковой системы с высоким уровнем легирования, что вполне соответствует исследуемым в наших экспериментах пленкам. Влияние структурного беспорядка и сильного легирования может приводить к спин-зависимому рассеянию носителей заряда на анизотропных кластерах согласно работе [52]. Еще одной причиной анизотропии транспортных свойств может быть анизотропия квазиодномерного характера беспорядка, возникшего вследствие образования проводящих каналов вдоль траекторий имплантированных ионов.

На рис. 12б для сравнения со спектрами пленок (рис. 12а) приведены спектры электронного спинового резонанса нанопроволок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 1$ –5 %) [31]. Важно отметить, что магнитосопротивление полностью исчезает в одномерных нанопроволоках со сходным химическим составом. Этот факт является сильным доказательством роли ограничений размерности в формировании магнито-транспортных свойств наноструктур Ge:Mn .

Сигнал электронного спинового резонанса в нанопроволоках также существенно отличается от сигнала в пленках, несмотря на одинаковые концентрации ионов марганца в них. Помимо распределения резонансных пиков, одним из главных отличий является существование резонансного спектра во всем температурном интервале 4–300 К в нанопроволоках. Это может объясняться как различиями в типах кластеров, агрегирующихся в квазиодномерной

и квазидвумерной системах, так и различием валентных состояний марганца, а также другими факторами.

Ранее было показано, что по положению минимума нерезонансного сигнала магнитосопротивления можно оценить длину фазовой релаксации носителей заряда L_φ [41–46]. Мы применили эту процедуру для исследования L_φ в пленках в диапазоне температур $T = 4$ –300 К (рис. 13). Для пленок с концентрацией Mn 4 ат. % зависимость $L_\varphi(T)$ насыщается при низких температурах ($T \leq 15$ К), где длина фазовой релаксации имеет максимальное значение $L_\varphi \approx 350$ нм. Таким образом, длина фазовой релаксации значительно меньше толщины скин-слоя во всем диапазоне температур. С другой стороны, L_φ превышает толщину пленки ($d = 120$ нм) в диапазоне температур $T = 4$ –100 К. Трудно представить, что дефектный слой, разделяющий магнитную пленку и кристаллический германий, может быть «прозрачным» для носителей заряда, прохождение которых через дефектную зону не нарушит их фазы. Поэтому отсутствие расфазирования на расстояниях, превышающих толщину магнитной пленки (к которой относится измеряемое магнитосопротивление), свидетельствует о том, что носители заряда преимущественно движутся в двух измерениях в плоскости пленки, и, следовательно, магнитосопротивление имеет двумерный характер. При высоких температурах ($T > 150$ К) длина фазовой релаксации уменьшается до $L_\varphi \approx 70$ нм, т. е. становится меньше толщины магнитной пленки (рис. 13). Это значение остается по-прежнему значительно большим, чем расстояние между кластерами Mn_5Ge_3 , которое составляет 42 нм для концентрации марганца 4 ат. %. Это означает, что кластеры Mn_5Ge_3 при высоких температурах не дают заметного вклада в магнитосопротивление и в экспериментах регистрируется решеточное магнитосопротивление. Кроме того, поскольку длина релаксации фазы значительно превышает размеры самих кластеров, их вкладом в измеряемое нами магнитосопротивление также можно пренебречь.

5. ВЫВОДЫ

Исследованы основные закономерности поглощения микроволновой мощности в пленках Ge, в которые имплантирован марганец в концентрациях 2, 4 и 8 ат. %. При высоких температурах ($T = 220$ –300 К) резонансные пики соответствуют ферромагнитным кластерам Mn_5Ge_3 . Низкотемпе-

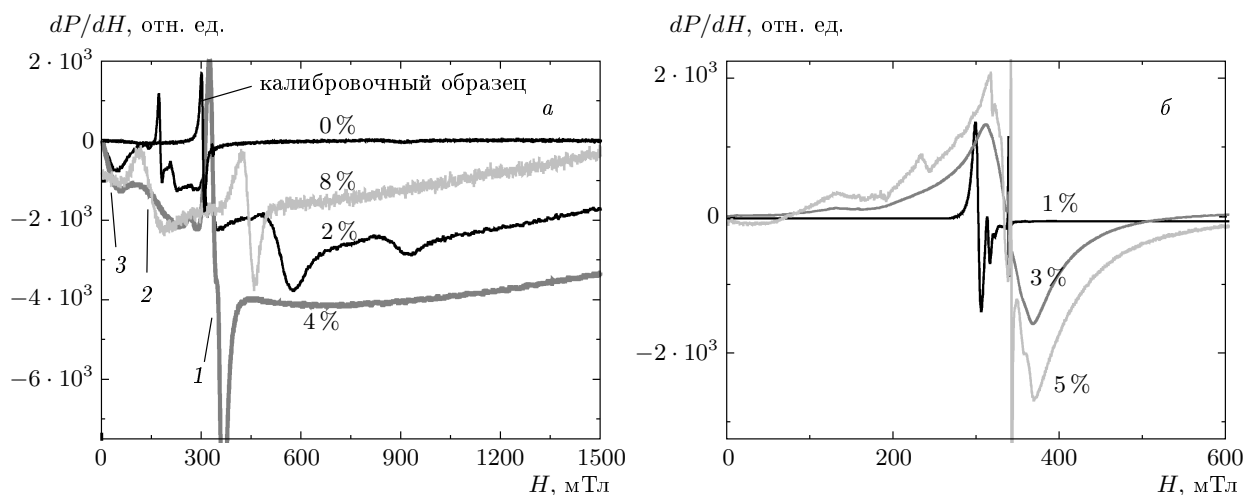


Рис. 12. Спектры электронного спинового резонанса в пленках Ge с имплантированными в него ионами Mn с концентрациями 0, 2, 4, 8 % при $T = 290$ К (а), в нанопроволоках Ge:Mn с концентрациями Mn 1, 3, 5 % при $T = 290$ К (б). Нумерация пиков относится к пленкам с концентрацией Mn 4 %

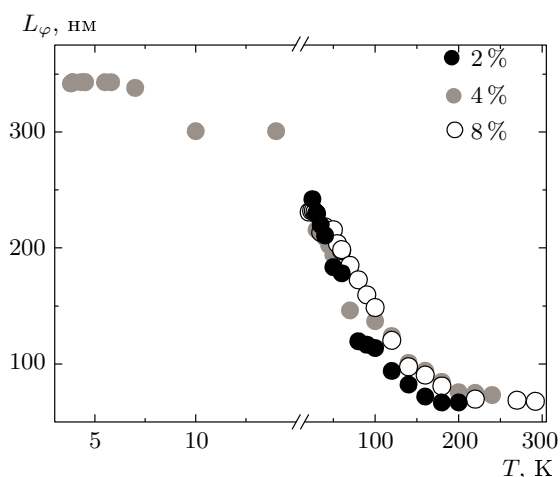


Рис. 13. Температурные зависимости длины фазовой релаксации носителей заряда в пленках Ge:Mn с концентрациями Mn 2, 4, 8 %. Размер символов соответствует ошибке измерений

ратурный ферромагнитный резонанс ($T = 4-60$ К) может быть интерпретирован как спин-волновой резонанс в неоднородной пленке с законом дисперсии $H_{res} \propto n^{2/3}$. Наблюдение спин-волнового резонанса при низких температурах свидетельствует о существовании дальнего магнитного порядка в пленке и кооперативных спин-волновых явлениях, вызываемых резонансным микроволновым полем.

Микроволновое магнитосопротивление состоит из двух основных компонент: положительное классическое лоренцево магнитосопротивление и отрицательное магнитосопротивление, возникающее из-за зеемановского расщепления локализованных состояний вблизи уровня Ферми. Ориентационная зависимость высокополевой части магнитосопротивления объясняется примешиванием еще одной (третьей) компоненты магнитосопротивления, обусловленной спин-зависимым рассеянием носителей заряда на примесях. Эта часть магнитосопротивления становится доминирующей при низких температурах. Анализ полевой зависимости магнитосопротивления позволил оценить длину релаксации фазы носителей заряда, которая увеличивается от 70 нм до 350 нм при понижении температуры от 300 К до 4 К. Поскольку длина фазовой релаксации при всех температурах значительно превышает размеры кластеров, установленные закономерности микроволнового магнитосопротивления следует относить к кристаллической решетке, а не к проводимости кластеров. Сравнение магнитосопротивления в пленках и нанопроволоках Ge:Mn свидетельствует о влиянии ограничений размерности на спин-зависимое рассеяние носителей заряда в системе Ge:Mn и демонстрирует подавление магнитосопротивления при переходе к квазиодномерной системе. Обнаружены различия сигналов электронного спинового резонанса в нанопроволоках и тонких пленках.

Авторы признательны М. Passacantando и L. Ottaviano (CNR и Dipartimento di Fisica, Università dell'Aquila, 67010 Coppito L'Aquila, Italy) за образцы пленок, предоставленные для исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. D. Awschalom and M. E. Flatte, *Nature Physics* **3**, 153 (2007).
2. Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, *УФН* **175**, 629 (2005).
3. T. Dietl, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 165204 (2007).
4. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek et al., arXiv:cond-mat/0603380v2.
5. A. Ney, J. S. Harris Jr., and S. S. P. Parkin, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 4397 (2006).
6. V. F. Motsnyi, P. Van Dorpe, W. Van Roy et al., *Phys. Rev. B* **68**, 245319 (2003).
7. J. Wang, G. A. Knodaparast, J. Kono et al., *J. Mod. Opt.* **51**, 2771 (2004).
8. B. Sun, D. Jiang, Z. Sun et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 083104 (2006).
9. R. P. Panguluri, C. Zeng, H. H. Weitering et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **242**, R67 (2005).
10. C. Bihler, C. Jaeger, T. Vallaitis et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 112506 (2006).
11. S. Sugahara, K. L. Lee, S. Yada et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, L 1426 (2005).
12. A. Verna, F. D'Orazio, L. Ottaviano et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **204**, 145 (2007).
13. A. Stroppa and M. Peressi, *Phys. Stat. Sol. (a)* **204**, 44 (2007).
14. A. P. Li, J. F. Wendelken, J. Shen et al., *Phys. Rev. B* **72**, 195205 (2005).
15. F. Tsui, L. He, L. Ma et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 177203 (2003).
16. C. Jaeger, C. Bihler, T. Vallaitis et al., *Phys. Rev. B* **74**, 045330 (2006).
17. M. Passacantando, L. Ottaviano, F. D'Orazio et al., *Phys. Rev. B* **73**, 195207 (2006).
18. H. Braak, R. R. Gareev, D. E. Burgler et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 46 (2005).
19. S. H. Song, M. H. Jung, and S. H. Lim, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 036211 (2007).
20. R. R. Gareev, Yu. V. Bugoslavsky, R. Schreiber et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 222508 (2006).
21. D. M. Druzhnov, E. S. Demidov, Yu. A. Danilov et al., *Magnetic Resonance in Solids (Electronic Journal)* **8**, 43 (2006).
22. S. Kim, S. E. Park, Y. C. Cho et al., *J. Korean Phys. Soc.* **49**, S518 (2006).
23. A. Continenza, G. Profeta, and S. Picozzi, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2147 (2007).
24. S. Picozzi, M. Lezaic, and S. Blugel, *Phys. Stat. Sol. (a)* **203**, 2738 (2006).
25. L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 063528 (2006).
26. L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061907 (2006).
27. L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 1 (2007).
28. O. Kazakova, J. S. Kulkarni, J. D. Holmes et al., *Phys. Rev. B* **72**, 094415 (2005).
29. J. S. Kulkarni, O. Kazakova, and J. D. Holmes, *Appl. Phys. A (Special Issue on Nanowires)* **85**, 277 (2006).
30. B. Daly, D. C. Arnold, J. S. Kulkarni et al., *Nano Micro Small* **2**, 1299 (2006).
31. Р. Б. Моргунов, А. И. Дмитриев, Y. Tanimoto и др., *ФТТ* **49**, 285 (2007).
32. X. Liu, Y. Y. Zhou, and J. K. Furdyna, *Phys. Rev. B* **75**, 195220 (2007).
33. T. G. Rappoport, P. Redlinski, X. Liu et al., *Phys. Rev. B* **69**, 125213 (2004).
34. S. T. B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003).
35. K. Sato, T. Fukushima, and H. Katayama-Yoshida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, L682 (2007).
36. X. Liu and J. K. Furdyna, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, R245 (2006).
37. R. B. Morgunov, A. I. Dmitriev, Y. Tanimoto et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, e824 (2007).
38. R. B. Morgunov, Y. Tanimoto, I. B. Klenina et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 210 (2007).
39. C. B. Friedberg and M. W. P. Strandberg, *J. Appl. Phys.* **40**, 2475 (1969).

40. A. I. Veinger, A. G. Zabrodskii, and T. V. Tisnek, *Phys. Stat. Sol. (b)* **230**, 107 (2002).
41. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек и др., *Физика и техника полупроводников* **32**, 557 (1998).
42. R. Rentzsch and A. N. Ionov, *Phys. Stat. Sol. (c)* **1**, 37 (2004).
43. A. I. Veinger, A. G. Zabrodskii, T. V. Tisnek et al., *Sol. St. Comm.* **133**, 455 (2005).
44. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек и др., *Физика и техника полупроводников* **41**, 812 (2007).
45. Y. D. Park, A. Wilson, A. T. Hanbicki et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2739 (2001).
46. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек и др., *Физика и техника полупроводников* **34**, 774 (2000).
47. I. Kubelik and A. Triska, *Czech. J. Phys. B* **23**, 123 (1973).
48. S. H. Song, S. H. Lim, M. H. Jung et al., *J. Korean Phys. Soc.* **49**, 2386 (2006).
49. S. Itaya, Y. Yamamoto, and H. Hori, *J. Supercond: Incorporating Novel Magnetism* **18**, 83 (2005).
50. S. S. Yu, T. T. L. Anh, Y. E. Ihm et al., *Current Appl. Phys.* **6**, 545 (2006).
51. H. Li, Y. Wu, Z. Guo et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 103908 (2006).
52. C. Timm, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R1865 (2003).
53. B. Hoekstra, R. P. Stapele, and J. M. Robertson, *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
54. R. P. Khosla and J. R. Fischer, *Phys. Rev. B* **2**, 4084 (1970).
55. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 271.
56. M. M. Parish and P. B. Littlewood, *Nature* **426**, 162 (2003).