

Влияние отжига на микроволновое магнетосопротивление в тонких пленках $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$

© А.И. Дмитриев[¶], Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова (O.L. Kazakova)⁺

Институт проблем химической физики Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

⁺ Национальная физическая лаборатория,
Теддингтон, Соединенное королевство Великобритании
(National Physical Laboratory, Teddington, United Kingdom of Great Britain)

(Получена 22 июня 2009 г. Принята к печати 30 июля 2009 г.)

Установлено, что отжиг полученных ионной имплантацией пленок $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ толщиной 120 нм приводит к увеличению микроволнового удельного сопротивления и смене механизма сбоя фазы носителей заряда. Влияние отжига на микроволновые транспортные свойства тонких пленок обусловлено диффузионно-контролируемой агрегацией примесных диспергированных ионов Mn^{2+} в кластеры Ge_3Mn_5 .

1. Введение

Интерес к наноструктурам и тонким пленкам разбавленных магнитных полупроводников IV группы обусловлен их уникальными физическими свойствами, которые имеют место благодаря взаимодействию носителей заряда с магнитными моментами частично заполненных электронных оболочек примесных ионов переходных металлов. Это приводит к тому, что носители заряда могут одновременно участвовать в формировании ферромагнитного упорядочения и магнетосопротивления (МС). Одним из эффективных методов создания разбавленных магнитных полупроводников является ионная имплантация переходных металлов. При имплантации в полупроводниках накапливаются значительные концентрации радиационных дефектов (вакансий, межузельных атомов и т.д.) [1,2]. Дефектообразование сопровождается появлением в запрещенной зоне полупроводника локальных энергетических уровней. Дефекты служат поставщиками или ловушками электронов (донорами или акцепторами), а также являются центрами рекомбинации неравновесных носителей заряда, и поэтому они чувствительны к термообработке. Постимплантационный отжиг может частично восстановить кристаллическую структуру, привести к изменению заполнения ловушек. Отжигу радиационных дефектов в германии посвящено множество работ [1–3]. Известно, что в монокристаллах германия в результате термообработки в диапазоне температур 200–300°C происходят отжиг радиационных дефектов и генерация новых термодефектов [4–6].

Еще один тип возможных эффектов при отжиге тонких пленок $\text{Ge}:\text{Mn}$ может быть связан с диффузионной подвижностью примеси при температурах имплантации и постимплантационного отжига. Отжиг может вызвать: 1) диффузионную миграцию ионов марганца к поверхности; 2) диффузионно-контролируемую агрегацию диспергированных ионов марганца в полупроводниковые кластеры Ge_3Mn_5 и металлические кластеры Mn ;

3) диффузионное перераспределение ионов марганца с возрастанием доли акцепторов (примесных ионов марганца в узлах кристаллической решетки германия) за счет уменьшения доли доноров (примесных ионов марганца в междоузлиях кристаллической решетки германия) [7].

В макроскопических образцах германия вышеперечисленные эффекты детально изучены и хорошо известны. В наноструктурах и тонких пленках существуют более разнообразные физические механизмы МС и ферромагнитного упорядочения, поэтому термообработка может приводить к новым эффектам. В частности, влияние отжига на электрические свойства наноструктур $\text{Ge}:\text{Mn}$ не исследовано. Цель настоящей работы заключалась в анализе эффектов влияния отжига на микроволновое магнетосопротивление в тонких пленках $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$.

2. Методики приготовления образцов и измерений

Тонкие пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ были изготовлены методом ионной имплантации ионов Mn^+ в пластины монокристаллического германия. Глубина проникновения ионов марганца в монокристаллический германий не превышала 120 нм, а их распределение в этом слое имело профиль, близкий к гауссову [8–11]. Структурные и электронные свойства этих образцов были исследованы ранее различными методами [8–11]. Было установлено, что тонкие пленки содержат кристаллические кластеры Ge_3Mn_5 со средним диаметром 9.5 нм, а также диспергированные ионы Mn^{2+} в узлах кристаллической решетки германия. Доля диспергированных ионов составляет 50% от общего количества примеси. Отжиг тонких пленок проводили в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Па) при температуре 240°C в течение 1 ч.

Эксперименты по исследованию МС в полупроводниках обычно проводятся на постоянном токе [12–14]. В нашей работе исследование МС проводилось в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне

[¶] E-mail: aid@icp.ac.ru

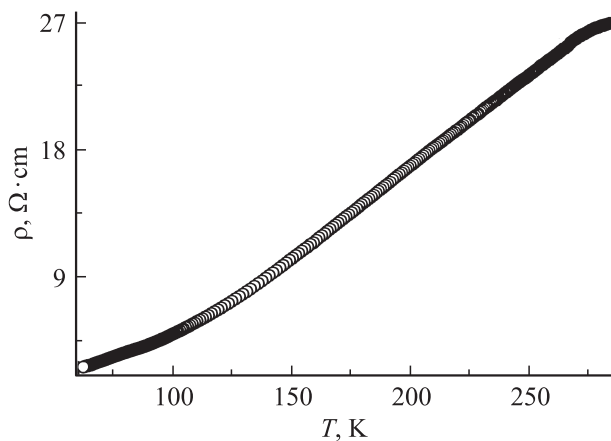


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ неотожженной тонкой пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$.

при помощи спектрометра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Эта методика имеет ряд преимуществ [15–18], например: высокая чувствительность техники ЭПР-спектроскопии к магнеторезистивным эффектам, возможность получения данных для высоких частот, необходимых в современной электронике, отсутствие артефактов, связанных с контактами, и др.

Изменение электрического сопротивления образца в магнитном поле вызывает изменение микроволнового поглощения P . Для регистрации последнего может быть использован ЭПР-спектрометр. Метод основан на том, что в ЭПР-спектрометре регистрируется изменение добротности резонатора Q при изменении магнитного поля H : $dQ/dH \propto dP/dH$. Изменение добротности в свою очередь может быть вызвано не только резонансным поглощением энергии спинами, как это происходит при электронном спиновом резонансе, но и изменением сопротивления образца в магнитном поле [19,20].

При различном соотношении между сопротивлением образца R_0 и суммой волнового сопротивления волновода и импеданса генератора $R_g \approx 250$ Ом наблюдаются взаимно обратные зависимости поглощенной в резонаторе энергии от изменения сопротивления образца. Для высокоомных образцов ($R_0 \gg R_g$) $dP/dH \propto d\sigma/dH$ (здесь σ — проводимость), для низкоомных образцов ($R_0 \ll R_g$) $dP/dH \propto dR_0/dH$. Для того чтобы установить, в каком режиме измеряется СВЧ сопротивление в наших экспериментах, сначала были проведены измерения на постоянном токе стандартным четырехточечным методом. Удельное сопротивление неотожженной тонкой пленки в исследованном интервале температур $T = 60$ – 300 К не превышало 27 Ом·см (рис. 1), т.е. сопротивление образца неотожженной пленки размером 0.3 см было значительно меньше 250 Ом. Пленки до отжига соответствуют случаю, когда $dP/dH \propto dR_0/dH$.

В экспериментах использован ЭПР-спектрометр Varian EMX, оснащенный гелиевым криостатом Oxford

Instruments ESP-900. Регистрируемый сигнал был получен в виде зависимости первой производной поглощенной в образце микроволновой мощности dP/dH от магнитного поля H . Эксперименты проводились при частоте микроволнового поля 9.4 ГГц и частоте модуляции 100 кГц в температурном диапазоне $T = 80$ – 300 К. Парамагнитный монокристаллический образец $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ с чистотой 99.99% был использован для калибровки чувствительности спектрометра в наших экспериментах.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показана зависимость производной микроволнового поглощения dP/dH от магнитного поля H в неотожженной пленке при температуре $T = 100$ К. Аналогичная зависимость в неотожженной пленке наблюдалась во всем исследованном диапазоне температур $T = 80$ – 300 К. Резонансная линия калибровочного образца $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ накладывается на сильно нелинейный очень широкий сигнал, амплитуда которого значительно превышает сигнал спектрометра в отсутствие образца. Ранее нами было установлено, что нелинейный очень широкий сигнал имеет нерезонансное происхождение, причиной которого является микроволновое МС образца [11–14]. На рис. 2 также показана зависимость производной микроволнового поглощения dP/dH от магнитного поля H в отожженной пленке при температуре $T = 100$ К. Из рис. 2 видно, что отжиг тонкой пленки приводит к смене знака производной dP/dH . Это обусловлено тем, что в отожженном образце

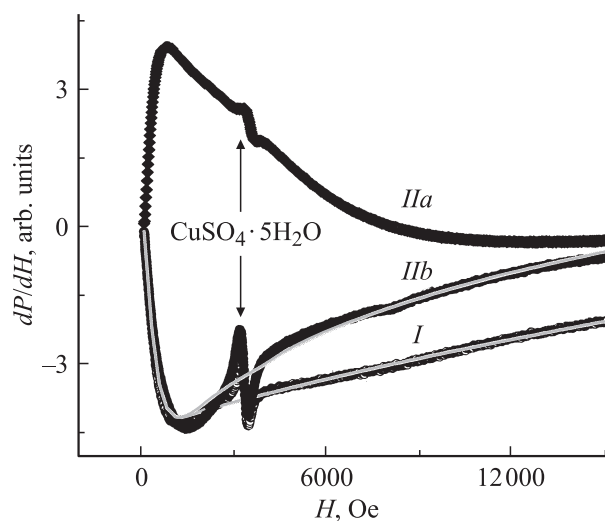


Рис. 2. Производные поглощения микроволновой мощности для тонкой пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$, ориентированной параллельно постоянному магнитному полю спектрометра, при температуре $T = 100$ К до отжига (I) и после отжига (IIa), а также при $T = 300$ К после отжига (IIb). Стрелкой показана резонансная линия калибровочного образца $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$. Сплошные кривые — аппроксимации в рамках модели магнетосопротивления, описанной в тексте.

$dP/dH \propto d\sigma/dH$. Таким образом, в результате отжига происходит увеличение микроволнового сопротивления тонкой пленки (оно становится больше сопротивления СВЧ тракта спектрометра).

Рассмотрим возможные причины изменения микроволнового сопротивления пленок в результате отжига: генерация термодоноров, диффузионная миграция ионов марганца к поверхности, диффузионно-контролируемая агрегация примеси марганца в кластеры Ge_3Mn_5 . Роль термодоноров в изменении микроволнового сопротивления мала, так как их концентрация, как правило, не превышает $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [6], что существенно меньше концентрации легирующей примеси $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Более вероятно, что увеличение микроволнового сопротивления тонкой пленки обусловлено термостимулированными диффузионными процессами, приводящими к обеднению пленок диспергированными ионами марганца и, как следствие, к уменьшению концентрации дырок. Обеднение пленок диспергированными ионами марганца может быть вызвано диффузионно-контролируемой агрегацией акцепторной примеси марганца в кластеры Ge_3Mn_5 или диффузионной миграцией ионов марганца к поверхности. Зная коэффициент объемной диффузии $D_0 \approx 0.1 \text{ см}^2/\text{с}$ и энергию активации диффузии примеси марганца в германии $Q_A \approx 100 \text{ кДж/моль}$ [21], можно оценить расстояние L , проходимое ионом марганца за время термообработки $t = 1 \text{ ч}$ при температуре $T = 240^\circ\text{C}$: $L = \sqrt{tD_0 \exp(-Q_A/RT)} \approx 1000 \text{ нм}$ (здесь R — универсальная газовая постоянная). Полученное значение существенно превышает среднее расстояние 1 нм между ионами марганца и среднее расстояние 40 нм между кластерами Ge_3Mn_5 .

Немонотонную зависимость микроволнового МС $dP/dH \propto dR_0/dH$ от магнитного поля в неотожженной пленке можно разделить на две части: низкополевая часть, в которой наблюдается резкое падение величины dP/dH , и область сильных полей, в которой наблюдается сравнительно плавный (квазилинейный) рост dP/dH . В [15] показано, что хорошая аппроксимация экспериментально полученного сигнала микроволнового МС (рис. 2) может быть достигнута суммированием двух функций:

$$\frac{dP}{dH} = A [1 - \exp(BH^q)] + CH^p, \quad (1)$$

где A, B, C — не зависящие от поля коэффициенты. Показатели степени $p \approx 1$ и $q \approx 1$ отражают физическую природу магнетосопротивления.

При изменении угла θ между плоскостью пленки и направлением постоянного магнитного поля спектрометра значение показателя степени q , характеризующего низкополевую часть микроволнового МС, изменяется в диапазоне 1.0–1.2 (рис. 3, а). Для $\theta = 90^\circ$ (постоянное магнитное поле перпендикулярно пленке) $q = 1.0$. Это значение соответствует МС, которое возникает из-за зеемановского расщепления спиновых состояний

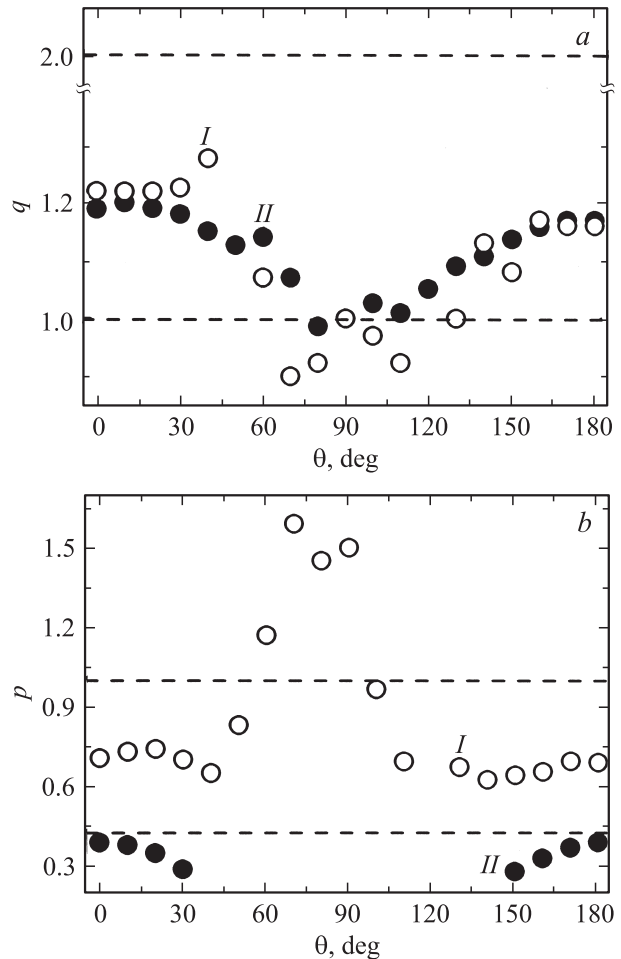


Рис. 3. Ориентационные зависимости показателей степени q (а) и p (б), описывающих соответственно низко- и высокополевую части производной магнетосопротивления тонкой пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ при температуре $T = 300 \text{ К}$ до отжига (I) и после отжига (II). Горизонтальными линиями показаны предсказания моделей, обсуждаемых в тексте.

носителей заряда с энергиями „хвоста“ локализованных состояний вблизи уровня Ферми [22]. Эти состояния являются вырожденными в нулевом магнитном поле. Приложение внешнего магнитного поля вызывает зеемановское расщепление и сдвиг энергий локализованных состояний. В результате изменяется вероятность захвата носителей заряда в ловушки и в конечном итоге подвижность данной части носителей заряда. Если магнитное поле отклоняется от нормали к пленке, значение q отклоняется от 1 и достигает $q = 1.2$ при $\theta = 0^\circ$ (поле лежит в плоскости пленки). Это означает, что модель зеемановского расщепления локализованных состояний недостаточна для описания низкополевой части МС, что может быть объяснено примешиванием дополнительной анизотропной компоненты МС. Для проверки этого предположения нами была получена температурная зависимость q (рис. 4). При понижении температуры в пленках до отжига значение q достигает 2. Значение

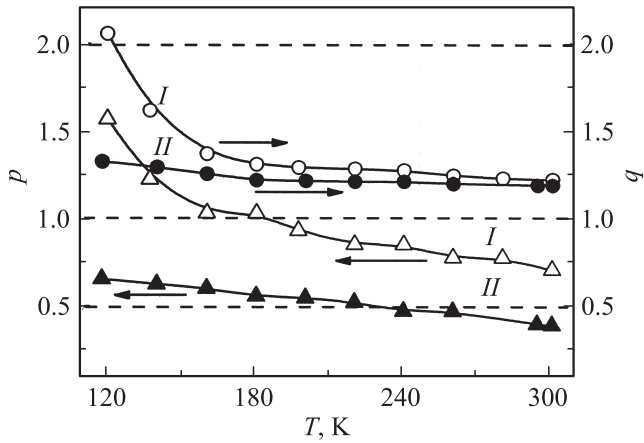


Рис. 4. Температурные зависимости показателей степени q и p , описывающих соответственно низко- и высокополювую части производной микроволнового магнетосопротивления тонкой пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ до отжига (I) и после отжига (II) при ориентации постоянного магнитного поля спектрометра в плоскости пленки. Горизонтальными линиями показаны предсказания различных моделей, обсуждаемых в тексте.

$q = 2$ соответствует модели анизотропного МС [23], согласно которой магнитное поле изменяет вероятность захвата носителей заряда, участвующих в прыжковой проводимости. Наличие этого дополнительного МС приводит к зависимости показателя степени q от угла между постоянным магнитным полем спектрометра и плоскостью пленки.

Значение показателя степени p , характеризующего высокополювую часть микроволнового МС в неотожженной пленке, при вращении пленки изменяется в диапазоне 0.8–1.6 (рис. 3, *b*), т. е. величина p варьируется около значения $p = 1$, которое соответствует квадратичной лоренцевой зависимости сопротивления от магнитного поля. Такая зависимость с $p = 1$ наблюдается во всех полупроводниках и металлах в результате орбитального движения носителей заряда в магнитном поле. Отклонение значения p от 1 типично для систем пониженной размерности [24]. Например, относительно низкое значение, $p = 0.5$ –0.8, предсказано теоретически для двумерной сильно дефектной полупроводниковой системы с высоким уровнем легирования. Влияние структурного беспорядка и сильного легирования может приводить к спин-зависимому рассеянию носителей заряда на анизотропных кластерах, согласно [25]. Еще одной причиной анизотропии магниторезистивных свойств может быть анизотропия квазиодномерного беспорядка, возникшего вследствие образования проводящих каналов вдоль траекторий имплантированных ионов.

В отожженной тонкой пленке при высоких температурах, $T > 100$ К, зависимость $dP/dH = f(H)$ имеет такой же вид, как и в неотожженной (рис. 2). Это обусловлено тем, что рост температуры вызывает уменьшение сопротивления отожженной тонкой пленки, в которой снова начинает выполняться соотношение $dP/dH \propto dR_0/dH$.

В этом случае микроволновое сопротивление отожженной тонкой пленки также было аппроксимировано выражением (1). Отжиг пленок не приводит к заметному изменению ориентационной зависимости значения q при температуре $T = 300$ К (рис. 3). При высоких температурах в пленках до отжига и после отжига значения q практически совпадают (рис. 4). Однако различия видны при низких температурах (рис. 4). При понижении температуры в пленках до отжига значение q достигает 2, которое соответствует модели анизотропного МС [23], в то время как в отожженной тонкой пленке значение q остается заметно меньше 2. Таким образом, отжиг тонких пленок приводит к тому, что анизотропная часть МС вносит заметный вклад в общее МС пленок при низких температурах, $T < 100$ К. Еще более заметные изменения в результате отжига видны на высокополювом участке квазилоренцевой МС. В пленках после отжига значение p заметно меньше 1 (рис. 3, *b*). На рис. 3, *b* в интервале $\theta = 40$ –140° отсутствуют точки, так как в этом диапазоне углов велика погрешность в определении показателя степени p . Влияние отжига пленки на квазилоренцеву компоненту МС, вероятно, вызвано изменением дефектности пленки и анизотропии кластеров при высокой температуре.

Минимуму (максимуму) на кривой микроволнового МС отвечает характеристическое магнитное поле H_ϕ , в котором нарушается фазовая когерентность носителей заряда [19,20]. Поле H_ϕ связано с длиной сбоя фазы L_ϕ соотношением [19,20]

$$L_\phi = \sqrt{\frac{\hbar c}{4H_\phi e}}, \quad (2)$$

где \hbar — постоянная Планка, c — скорость света, e — заряд электрона. Температурная зависимость длины сбоя фазы $L_\phi \propto \sqrt{\tau_\phi}$ обусловлена зависимостью от

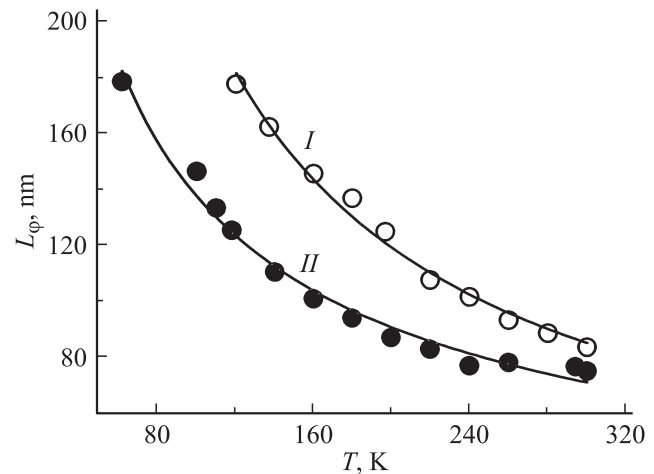


Рис. 5. Температурные зависимости длины сбоя фазы L_ϕ носителей заряда в тонкой пленке $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ до отжига (I) и после отжига (II). Сплошные линии — аппроксимации формулой $L_\phi \propto \sqrt{T^{-\alpha}}$.

температуры времени сбоя фазы τ_ϕ носителей заряда. Зависимость $L_\phi(T)$ была аппроксимирована выражением $L_\phi \propto \sqrt{T^{-\alpha}}$ (рис. 5). Показатель степени α определяется механизмом сбоя фазы носителей заряда. Как правило, время сбоя фазы τ_ϕ в полупроводниках приблизительно совпадает с характерным временем электрон-электронного (τ_{e-e}) или электрон-фононного (τ_{e-ph}) взаимодействия [19]. Время τ_{e-ph} зависит от числа фононов $n(\mathbf{q})$ в каждой моде, которое определяется выражением $n(\mathbf{q}) = k_B T / \hbar \omega(\mathbf{q})$ (здесь k_B — постоянная Больцмана, $\omega(\mathbf{q})$ — фононная частота, \mathbf{q} — фононный волновой вектор). Поскольку число рассеивателей линейно растет с температурой, так же себя ведет и частота $(\tau_{e-ph})^{-1}$ электрон-фононного рассеяния, т.е. $\tau_{e-ph} \propto T^{-1}$ [26]. При электрон-электронном рассеянии в силу принципа Паули для обоих сталкивающихся электронов после акта рассеяния конечные состояния должны быть не заняты и находиться в слое $k_B T$ теплового размытия поверхности Ферми. Вероятность такого события пропорциональна $(k_B T / E_F)^2$ (E_F — энергия Ферми), что обуславливает зависимость $\tau_{e-e} \propto T^{-2}$ [26]. Известно, что в неупорядоченных проводниках из-за конечности длины свободного пробега электронов, связанной с дефектами, $\tau_{e-e} \propto T^{-3/2}$ [27]. В неотожженных тонких пленках экспериментальное значение $\alpha \approx 1.6$ (сбой фазы в результате электрон-электронного взаимодействия), а в отожженных тонких пленках было получено $\alpha \approx 1.1$ (сбой фазы в результате электрон-фононного взаимодействия). Таким образом, отжиг образцов приводит к смене механизма сбоя фазы носителей заряда. Ранее было установлено, что в Ge при уменьшении концентрации акцепторов происходит смена механизма сбоя фазы [20]. При высоких концентрациях акцепторов сбой фазы происходит из-за электрон-электронного взаимодействия, при понижении концентрации акцепторов сбой фазы происходит из-за электрон-фононного взаимодействия. В нашем случае смену механизма сбоя фазы в результате отжига логично связать с уменьшением концентрации диспергированных ионов Mn^{2+} , находящихся в узлах кристаллической решетки германия и являющихся акцепторами. Часть ионов Mn^{2+} в процессе отжига диффундирует в кластеры Ge_3Mn_5 . При этом происходит смена характера движения носителей заряда и изменение механизма неупругого рассеяния носителей заряда в результате отжига тонкой пленки. При уменьшении концентрации диспергированных ионов Mn^{2+} после отжига тонкой пленки носители заряда основное время проводят на примесных центрах и перескоки с одной примеси на другую достаточно редки. Частота таких перескоков гораздо ниже частоты СВЧ поля спектрометра. В этом случае постоянное магнитное поле спектрометра приводит к эффективному сжатию волновой функции локализованного носителя заряда и перескоки, во время которых происходит поглощение СВЧ мощности, становятся менее вероятными. В неотожженной тонкой пленке концентрация растворенной

примеси (и, значит, носителей заряда) больше, что приводит к ослаблению локализации из-за экранирования носителями заряда кулоновского потенциала примесных ионов марганца. Таким образом, в неотожженной тонкой пленке частота перескоков может быть больше частоты СВЧ поля спектрометра. В этом случае ситуация приближается к такой, как если бы носители свободно двигались в примесной зоне.

4. Заключение

Сравнение микроволновых транспортных свойств тонких пленок $Ge_{0.96}Mn_{0.04}$ до и после отжига свидетельствует о влиянии термообработки ($240^\circ C$) на их электрофизические характеристики, проявляющиеся в увеличении микроволнового сопротивления, смене механизма сбоя фазы носителей заряда, а также о влиянии отжига на спин-зависимое рассеяние носителей заряда и перераспределение вкладов трех компонент в полное магнетосопротивление (квазилоренцево магнетосопротивление; магнетосопротивление, возникающее из-за зеемановского расщепления локализованных состояний вблизи уровня Ферми; магнетосопротивление, обусловленное спин-зависимым рассеянием носителей заряда на примесях). Наблюдаемые в результате отжига тонких пленок $Ge_{0.96}Mn_{0.04}$ эффекты, вероятно, обусловлены диффузионно-контролируемой агрегацией примеси марганца в кластеры Ge_3Mn_5 и (или) диффузионным перераспределением ионов марганца к поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Авторы признательны инновационному центру НЦХ РАН за электронно-микроскопические исследования и Л.И. Буравову за измерения электрического сопротивления образцов.

Список литературы

- [1] Р.Ф. Коноплева, С.Р. Новиков, Э.Э. Рубинова, В.П. Садиков, Н.А. Ухин. ФТП, **4**, 1517 (1970).
- [2] N. Fukuoka, H. Saito. Jpn. J. Appl. Phys., **23**, 203 (1984).
- [3] V. Nagesh, J.W. Farmer. J. Appl. Phys., **63**, 1549 (1988).
- [4] J. Bloem, C. Haas, P.J. Penning. J. Phys. Chem. Sol., **12**, 22 (1959).
- [5] F. Callens, P. Clauws, P. Matthys, E. Boesman, J. Vennik. Phys. Rev. B, **39**, 11 175 (1989).
- [6] H.H.T. Bekman, T. Gregorkiewicz, I.F.A. Hidayat, C.A.J. Ammerlaan. Phys. Rev. B, **42**, 9802 (1990).
- [7] Y. Wang, J. Zou, Z. Zhao, X. Han, X. Zhou, K.L. Wang. J. Appl. Phys., **103**, 066 104 (2008).
- [8] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna, F. D'Amico, R. Gunnella. Appl. Phys. Lett., **90**, 242 105 (2007).
- [9] M. Passacantando, L. Ottaviano, F.D. Orazio, F. Lucari, M. De Biase, G. Impellizzeri, F. Priolo. Phys. Rev. B, **73**, 195 207 (2006).

- [10] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna, R. Gunnella, E. Principi, A. Di Cicco, G. Impellizzeri, F. Priolo. *J. Appl. Phys.*, **100**, 063 528 (2006).
- [11] L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi, A. Continenza, R. Gunnella, A. Verna, G. Bihlmayer, G. Impellizzeri, F. Priolo. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 061 907 (2006).
- [12] Y.D. Park, A. Wilson, A.T. Hanbicki, J.E. Mattson, T. Ambrose, G. Spanos, B.T. Jonker. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2739 (2001).
- [13] H. Li, Y. Wu, Z. Guo, P. Luo, S. Wang. *J. Appl. Phys.*, **100**, 103 908 (2006).
- [14] S. Itaya, Y. Yamamoto, H. Hori. *J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*, **18**, 83 (2005).
- [15] R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando, L. Ottaviano, O. Kazakova. *Phys. Rev. B*, **78**, 045 206 (2008).
- [16] O. Kazakova, R. Morgunov, J. Kulkarni, J. Holmes, L. Ottaviano. *Phys. Rev. B*, **77**, 235 317 (2008).
- [17] Р.Б. Моргунов, М. Farle, О.Л. Kazakova. *ЖЭТФ*, **134**, 141 (2008).
- [18] R. Morgunov, Y. Tanimoto, O. Kazakova. *Sci. Technol. Adv. Mater.*, **9**, 024 207 (2008).
- [19] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП*, **34**, 774 (2000).
- [20] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *ФТП*, **36**, 826 (2002).
- [21] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [22] L. Kubelik, A. Triska. *Czech. J. Phys. B*, **23**, 123 (1973).
- [23] V.I. Shklovskii, B.Z. Spivak. In: *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak, V. Shklovskii (Elsevier, Amsterdam, 1991).
- [24] M.M. Parish, P.V. Littlewood. *Nature*, **426**, 162 (2003).
- [25] C. Timm. *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, 1865 (2003).
- [26] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела*, пер. с англ. под ред. М.И. Каганова (М., Мир, 1979).
- [27] В.Ф. Гантмахер. *Электроны в неупорядоченных средах* (М., Физматлит, 2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of annealing on microwave magnetoresistance in thin films $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$

A.I. Dmitriev, R.B. Morgunov, O.L. Kazakova⁺

Institute of Problems of Chemical Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia
⁺ National Physical Laboratory,
Teddington, United Kingdom of Great Britain

Abstract Annealing of $\text{Ge}_{0.90}\text{Mn}_{0.04}$ thin films obtained by ion implantation, with 120 nm thickness results in increase of microwave resistivity and dephasing of charge carriers. Effect of annealing on microwave transport properties of thin films arises due to diffusion-controlled aggregation of dispersed Mn^{2+} ions with Ge_3Mn_5 clustering.