

03,05

Создание ферромагнитного полупроводника GaMnAs комбинированным лазерным методом

© О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, Д.А. Здорвейцев¹, И.Л. Калентьева¹, А.В. Кудрин¹,
В.П. Лесников¹, А.В. Нежданов¹, А.Е. Парафин²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: vikhrova@nifti.unn.ru

Поступила в Редакцию 24 марта 2023 г.

В окончательной редакции 24 марта 2023 г.

Принята к публикации 28 марта 2023 г.

Исследованы слои GaMnAs, изготовленные методом импульсного лазерного нанесения в вакууме на подложках полужолирующего GaAs. В процессе создания структур варьировалась температура подложки в интервале от 200 до 350°C, а толщина слоев составила ~ 50 nm. Образцы изготовленных структур подвергались отжигу импульсами эксимерного KrF-лазера. Анализ спектров комбинационного рассеяния отождествленных образцов с использованием аппроксимации их функциями Лоренца показал, помимо пиков в области LO- и TO-мод GaAs, наличие связанной фонон-плазменной моды. В результате отжига наблюдается значительное возрастание дырочной проводимости слоев (сопротивление уменьшается от значений $R_s \sim 10^7 - 10^9 \Omega$ до $R_s \sim 900 - 3000 \Omega$). Существенным образом изменяется вид магнитопольевой зависимости намагниченности при комнатной температуре: происходит переход от нелинейной характеристики с петлей гистерезиса для исходного образца (появляющейся вследствие присутствия в нем включений соединения MnAs с температурой Кюри выше комнатной) к линейному характеру поведения для отождествленного образца. Изучение гальваномагнитных свойств при температурах от 10 до 150 K показывает существование ферромагнетизма в слоях GaMnAs с температурой Кюри, достигающей 90 K. Наблюдаемые эффекты позволяют заключить, что применяемое импульсное лазерное воздействие приводит к модификации (растворению) включений MnAs, электрической активации Mn и, как следствие, к образованию однофазного ферромагнитного полупроводника GaMnAs.

Ключевые слова: импульсное лазерное нанесение, импульсный лазерный отжиг, ферромагнитный полупроводник.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55491.43

1. Введение

Актуальность исследований в области физики и технологии ферромагнитных полупроводников (ФМП) продолжает возрастать. Речь идет об их применении в создании, в первую очередь, приборов логики и энергонезависимой памяти [1]. Здесь отметим принятое в последнее время изменение в терминологии обозначения магнитных полупроводников. Среди них различают класс разбавленных магнитных полупроводников (в англоязычном сокращении DMS), в который входят, в основном, сильно легированные марганцем полупроводники типа $A^{II}B^{VI}$, и класс ферромагнитных полупроводников (ФМП), к которому относят легированные марганцем или железом полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$, элементарные полупроводники (Ge:Mn, Ge:Fe) и некоторые другие материалы (в частности, легированные переходными атомами широкозонные оксиды), проявляющие наряду с полупроводниковыми и ферромагнитные свойства. Достаточно новой устойчивой тенденцией в мировой литературе по материалам спинтроники явля-

ется курс на исследование и применение их в приборных структурах полупроводников $A^{III}B^V$, сильно легированных железом. Вначале (с 2012 г.) это были узкозонные полупроводники InFeAs и GaFeSb, затем перечень этих соединений расширялся. Согласно последним обзорам публикаций по приборам спиновой электроники [1–5], ферромагнитные полупроводники имеют большие перспективы, поскольку позволяют, в частности, реализовать управление магнитных свойств электрическим полем (в отличие от металлов, где это управление не реализуется) [2], создавать спиновые полевые транзисторы вертикальной конструкции [1], резонансные туннельные диоды [6], приборы с переключением намагниченности за счет спин-орбитального взаимодействия (spin-orbit torque) [2] (при этом необходимые плотности спинполяризованного тока на 2–3 порядка величины ниже, чем для ферромагнитных металлов) и другие приборы (сенсоры, элементы памяти) с увеличенным быстродействием и сниженным энергопотреблением.

Следует указать, что ФМП GaMnAs до сих пор рассматривается в качестве основного материала-

прототипа, на котором отрабатываются принципы, топология и дизайн приборов спинтроники, несмотря на то, что температура Кюри его ниже комнатной температуры. Поэтому важны исследования в направлении разработки методов получения слоев GaMnAs, совместимых с массовым полупроводниковым производством. Основным применяемым методом для получения GaMnAs слоев остается низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (НТ-МЛЭ), обеспечивающая повышенную растворимость марганца в подрешетке атомов III группы и, как следствие, позволяющая получить материал с высокими концентрациями носителей заряда (дырок). В рамках существующих теорий, описывающих механизм ферромагнетизма в слоях GaMnAs, температура Кюри и степень спиновой поляризации носителей заряда зависят от концентраций атомов магнитной примеси и носителей заряда [7]. Для полупроводника GaMnAs удалось достичь температуры Кюри ~ 170 К при концентрации марганца 3–5 at.% [8]. Вместе с тем, увеличение количества марганца, вводимого в процессе роста, выше значения 10 at.% в системе GaMnAs приводит к уменьшению его электрической активности и формированию включений второй ферромагнитной фазы MnAs [9]. Формирование кластеров в ФМП происходит из-за низкого предела равновесной растворимости атомов переходных элементов (в частности, Mn). Образование второй фазы в виде нановключений MnAs при получении GaMnAs изначально рассматривается как нежелательный процесс, поскольку считается, что это нарушает кристаллическую структуру матрицы и препятствует получению желаемой высокой концентрации магнитных моментов и носителей заряда. Наряду с обозначенной проблемой следует отметить, что возможности НТ-МЛЭ по эффективному управлению кристаллическим качеством, магнитными, оптическими и электрическими свойствами получаемых структур со слоем GaMnAs во многом исчерпаны. Следует также отметить, что направление, связанное с исследованием возможности воздействия на ферромагнитные полуметаллические кластеры в полупроводнике уже после их формирования, практически не разработано. Укажем лишь работу [10], где воздействие непрерывным лазером при повышенной температуре (до 580°C) несколько модифицировало геометрические характеристики (уменьшало размеры) небольших (до 12 nm диаметром) кластеров MnAs в матрице GaMnAs, причем результат в некоторой степени зависел от длины волны лазерного излучения. Отметим, что явление объяснено резонансным оптическим поглощением с участием квантованных уровней в кластерах MnAs, и эффект был не слишком заметным, чтобы рекомендовать его как технологический прием.

Перспективным для создания ферромагнитных материалов на основе соединений $A^{III}B^V$ является метод импульсного лазерного нанесения в вакууме или газовой атмосфере. Особый интерес представляет сочетание методов импульсного лазерного нанесения и послеростового лазерного отжига. Ранее нами были опубликованы

результаты подробного исследования сформированных методом импульсного лазерного нанесения при пониженном давлении в газовой атмосфере (водород с добавлением арсина) структур, отличающихся толщиной слоя GaMnAs (от 150 до 400 nm) и подвергавшихся послеростовому импульсному лазерному отжигу [11]. Были продемонстрированы новые возможности определения механизмов и процессов, способствующих дополнительной электрической активации введенной примеси, увеличению температуры Кюри, понижению концентрации дефектов в слоях и воздействию на кластеры второй фазы (MnAs).

В настоящей работе представлены результаты исследования ферромагнитного полупроводника GaMnAs, изготовленного комбинацией метода низкотемпературного импульсного лазерного нанесения в вакууме (ИЛН-В) и импульсного лазерного отжига (ИЛО).

2. Методика эксперимента

Слои соединения GaMnAs наносились на пластины *i*-GaAs (100) (с отклонением 2° к направлению [110]) посредством испарения твердотельных мишеней (нелегированного GaAs и высокочистого марганца) сфокусированным пучком излучения лазера YAG:Nd, работающего на второй гармонике (длина волны 532 nm, энергия в импульсе 280 mJ, длительность импульса 10 ns, площадь пучка на мишени ~ 1.5 mm²). При формировании структур GaMnAs/GaAs варьировалась температура процесса (T_g) от 200 до 350°C . Содержание марганца оценивалось по соотношению количества испаряемого лазером металла и полупроводника и составляло $Y_{\text{Mn}} = 0.17$ (технологическая оценка), толщина слоев достигала ~ 50 nm. Образцы изготовленных структур подвергались импульсному лазерному отжигу с использованием эксимерного лазера LPX-200 (рабочая смесь KrF, длина волны 248 nm, длительность импульса 30 ns, плотность энергии лазерного излучения $P = 400$ mJ/cm²). Структурные свойства исходных и облученных образцов исследованы спектроскопией комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры КРС были получены при комнатной температуре с использованием комплекса NTEGRA Spectra с применением лазера с длиной волны 473 nm. Излучение фокусировалось объективом $100\times$ с апертурой $NA = 0.9$. Мощность лазерного излучения, измеренная с помощью кремниевого фотодетектора 11PD100-Si (Standa Ltd), составляла 0.5 mW. Исследование спектров КРС проводилось в диапазоне $50\text{--}900$ cm⁻¹ с разрешением 0.7 cm⁻¹. Время экспозиции составляло 120 s.

Намагниченность исходных и отожженных структур измерялась при комнатной температуре посредством магнитометра с переменным градиентом поля. Исследования гальваномагнитных свойств структур проводились с использованием источника-измерителя Keithley 2400 и гелиевого криостата замкнутого цик-

ла Janis CCS-300S/202 при температурах 10–300 К в диапазоне магнитных полей ± 3600 Ое. При комнатной температуре измерения эффекта Холла выполнялись в магнитном поле, достигающем значений 2.8 Т. Это позволило более корректно определить тип проводимости, значение постоянной нормального Холла (R_0), подвижность и концентрацию носителей заряда в отожженных образцах.

3. Результаты и обсуждение

Все изготовленные методом импульсного лазерного нанесения слои GaMnAs показывают высокие значения слоевого сопротивления (R_s) при комнатной температуре (табл. 1). Видно, что величина слоевого сопротивления R_s увеличивается от $\sim 10^7$ до $\sim 10^9 \Omega$ с повышением температуры формирования слоя GaMnAs от 200 до 350 °С. После применения импульсного лазерного отжига проводимость пленок GaMnAs возрастает значительным образом ($R_s \sim 880$ – 2970Ω). Рассчитанная по измерениям эффекта Холла концентрация дырок p достигает $\sim 2.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, а эффективная подвижность $\mu_{\text{eff}} \sim 4$ – $5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Данный факт свидетельствует об активационных процессах, возникающих при воздействии импульсного лазерного отжига, приводящих к встраиванию атомов марганца в узлы галлиевой подрешетки и, тем самым, способствующих появлению дырочной проводимости. Причем видно, что при более низких температурах формирования слоев (200 и 250 °С) степень электрической активации примеси значительно выше (табл. 1).

Результаты исследования спектроскопией комбинационного рассеяния исходных и отожженных лазером структур GaMnAs/GaAs представлены на рис. 1, *a*. Спектры КРС изготовленных структур содержат интенсивный узкий пик в области LO-моды (291 cm^{-1}) и слабо выраженный пик для TO-моды (268 cm^{-1}) кристаллического GaAs в соответствии с правилами отбора для геометрии обратного рассеяния. Присутствие TO-моды может быть связано с разупорядочением в слое GaMnAs из-за сильного легирования марганцем, а также с небольшими нарушениями геометрии обратного

Таблица 1. Электрофизические свойства (при 300 К) структур со слоем GaMnAs, изготовленных методом импульсного лазерного нанесения (исходных и отожженных импульсом эксимерного лазера).

Структура	$T_g, ^\circ\text{C}$	Исходный образец	Образец после ИЛО			
		R_s, Ω	R_s, Ω	$\mu_{\text{eff}}, \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	p, cm^{-3}	
A	200	$7 \cdot 10^7$	920	5	$2.6 \cdot 10^{20}$	
B	250	$1.3 \cdot 10^8$	880	5	$2.8 \cdot 10^{20}$	
C	300	$7.6 \cdot 10^8$	1200	5	$2.2 \cdot 10^{20}$	
D	350	$1.5 \cdot 10^9$	2970	4	$1.2 \cdot 10^{20}$	

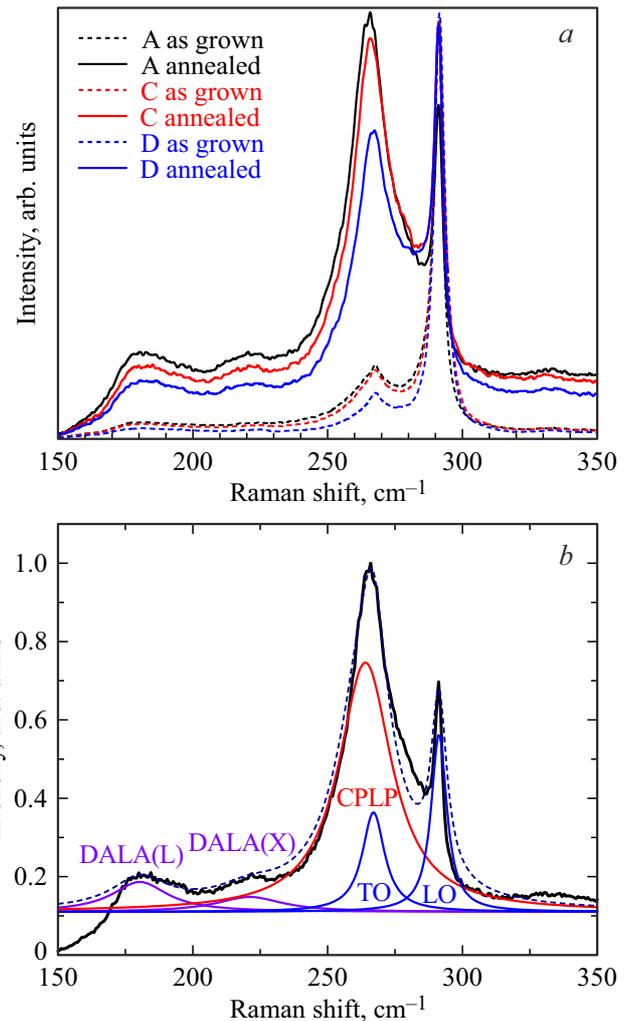


Рис. 1. *a* — Спектры КРС слоев GaMnAs, выращенных методом ИЛН при различных температурах и подвергнутых импульсному лазерному отжигу. *b* — аппроксимация лоренцианами спектра КРС слоя GaMnAs, выращенного при температуре 250 °С и отожженного лазером. Показаны LO- и TO-моды GaAs, связанная фонон-плазменная (CPLP) мода и моды, активированные беспорядком (DALA (L), DALA (X)).

рассеяния света и (или) отклонением ориентации пластины от плоскости (100). После импульсного лазерного воздействия наблюдается значительное уменьшение интенсивности LO-моды. Пик в области TO-моды GaAs уширяется, интенсивность его существенно возрастает, в особенности для образцов, изготовленных при температурах 200 и 250 °С (случаи наибольших значений концентраций дырок после импульсного лазерного отжига). Анализ спектров КРС отожженных образцов с использованием аппроксимации их лоренцианами показал (рис. 1, *b*), что помимо пиков в области LO- и TO-мод кристаллического GaAs, в спектрах присутствует связанная фонон-плазменная мода (CPLP) [12,13]. Связанная фонон-плазменная мода образуется в результате взаимодействия продольных оптических фононов с

Таблица 2. Положение основных фононных мод, определенное по аппроксимации лоренцианами спектров КРС для отожженных лазером структур GaMnAs/GaAs

$T_g, ^\circ\text{C}$	200	250	300	350
$\omega_{\text{TO}}, \text{cm}^{-1}$	267	267	267	267
$\omega_{\text{LO}}, \text{cm}^{-1}$	291	291	291	291
$\omega_{\text{CPLP}}, \text{cm}^{-1}$	265	264.8	266.5	270

плазмонами, ее интенсивность и положение в спектре определяются плотностью плазмонов (концентрацией дырок в нашем случае). Кроме того, вследствие разупорядочения кристаллической решетки в спектрах КР появляются пики, обусловленные активацией продольных акустических фононных мод в X-точках (DALA(X)) и L-точках (DALA(L)) зоны Бриллюэна, которые обычно запрещены в спектре комбинационного рассеяния первого порядка [12,13].

В табл. 2 приведены результаты аппроксимации функциями Лоренца спектров КРС отожженных лазером структур GaMnAs/GaAs, выращенных при различных температурах: частотные положения LO-, TO- и CPLP-мод.

Хорошо известно, что для GaAs *n*-типа взаимодействие между LO-фононом и электронным плазмоном при высокой концентрации электронов приводит к появлению двух пиков в спектре комбинационного рассеяния L_+ и L_- . В первом случае наблюдается сильное синее смещение с увеличением концентрации электронов, во втором — положение моды L_- остается практически неподвижным, близким к частоте TO-фонона. В GaAs *p*-типа из-за сильного дырочного плазмонного затухания наблюдается только одна фонон-плазмонная мода, которая смещается от LO- к TO-частоте с ростом концентрации дырок. Другими словами, мода CPLP в спектре *p*-GaAs обычно расположена между модами TO и LO (в интервале от 268 до 291 cm^{-1}) [14]. Вместе с тем, в случаях, когда концентрация примеси высока (для марганца это 3 at.% и выше) отмечают наблюдение фонон-плазмонной моды ниже TO-моды (частотное красное смещение) из-за деформационного воздействия, учитывающего примеси [12,13]. На рис. 2 представлено положение связанной фонон-плазмонной моды при различных концентрациях дырок, позволяющее провести сопоставление с литературными данными, приведенными в работе [13] для слоев GaMnAs с содержанием марганца до 8.3%, изготовленных методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией. Полученные нами результаты исследования спектроскопией комбинационного рассеяния изготовленных импульсным лазерным нанесением в вакууме и отожженных лазером структур GaMnAs/GaAs находятся в хорошем соответствии с этими литературными данными.

Импульсный лазерный отжиг оказывает значительное влияние на магнитные свойства слоев GaMnAs. В част-

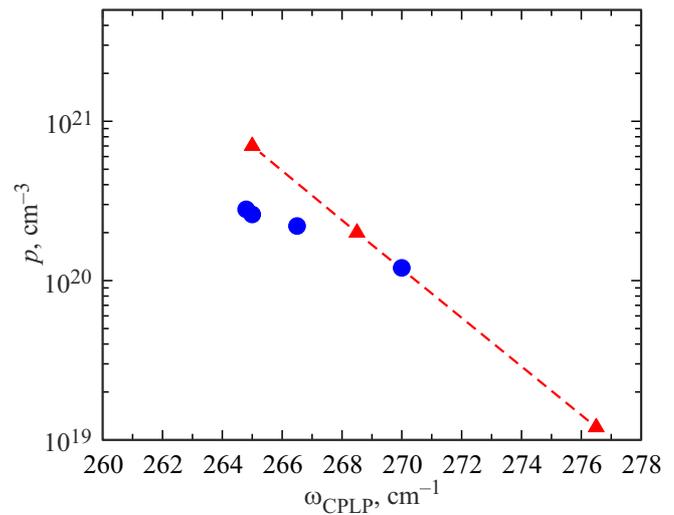


Рис. 2. Концентрации дырок и частотное положение связанной фонон-плазмонной моды для отожженных лазером структур GaMnAs/GaAs. Также приведены данные (пунктирная линия и символы треугольники) работы [13] для слоев GaMnAs с содержанием марганца до 8.3%, изготовленных методом НТ-МЛЭ.

ности, после ИЛО наблюдается существенное изменение вида магнитолевой зависимости намагниченности ($M(H)$) при комнатной температуре. Так, для всех исходных образцов наблюдались нелинейные характеристики $M(H)$ с петлей гистерезиса вследствие присутствия в них включений ферромагнитного соединения MnAs с температурой Кюри выше комнатной (рис. 3, кривая 1). В случае отожженных образцов зависимости $M(H)$ имеют линейный характер и определяются диамагнитным поведением подложки GaAs (рис. 3, кривая 2). Магнитолевая зависимость намагниченности непосредственно слоя GaMnAs (кривая 3, полученная вычитанием кривой 2 из кривой 1) содержит гистерезис с коэрцитивным полем около 80 Ое и не достигает насыщения в диапазоне используемых магнитных полей. Последнее может быть обусловлено вкладом парамагнитной составляющей и/или ориентаций вектора намагниченности под углом к плоскости слоя.

Попробуем интерпретировать полученные эффекты изменения магнитолевых зависимостей намагниченности отожженных лазером образцов с учетом представленных ранее результатов анализа модификации свойств гетеронаноструктур со слоем GaMnAs на поверхности вследствие воздействия эксимерного лазера [15]. В цитируемой работе слой GaMnAs на поверхности квантоворазмерной гетероструктуры был изготовлен импульсным лазерным нанесением при пониженном давлении в присутствии газа-носителя (водород с добавлением арсина). Для таких структур были получены расчетные значения распределения температуры в образце в результате поглощения излучения эксимерного лазера при ИЛО. Начальные условия моделирования процесса лазерного

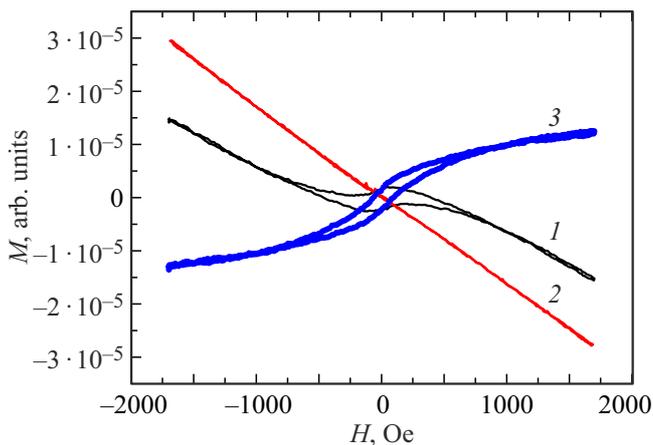


Рис. 3. Магнитополевые зависимости намагниченности при комнатной температуре измерений для исходного (кривая 1) и отожженного (кривая 2) образцов структуры со слоем GaMnAs, изготовленным при 300°C. Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости слоя. Зависимость 3 (соответствующая $M(H)$ слоя GaMnAs) получена вычитанием кривой 2 (отвечающей диамагнитному вкладу подложки GaAs) из кривой 1.

воздействия определялись оптическими свойствами слоя GaMnAs в области длины волны излучения эксимерного лазера (коэффициенты отражения и поглощения, потери излучения на рассеяние вследствие наличия шероховатой поверхности), коэффициентом теплопроводности и толщиной самого слоя [15]. Кроме того, использовались полученные температурные зависимости коэффициента теплопроводности (k) исходных образцов гетеронаноструктур со слоем GaMnAs и было установлено, что для температурного диапазона от 20 до 100°C коэффициент теплопроводности GaMnAs в 1.5–2 раза меньше, чем для GaAs (при температуре 20°C k составлял 38.5 и 59 W/m · K для (Ga, Mn)As и GaAs соответственно) [11]. При расчетах распределения температуры вдоль толщины образца и во времени с учетом этих данных было показано, что в приповерхностном тонком слое GaMnAs (10–20 nm) вследствие поглощения лазерного излучения может достигаться температура, близкая к температуре плавления GaAs (1515 K). Также известна температура плавления соединения MnAs эквиатомного состава, которая составляет 936°C (1209 K) [16]. Следовательно, из-за лазерного воздействия возникают условия, когда температура в области слоя GaMnAs значительно превышает указанное значение и поэтому можно ожидать, что включения MnAs с более низкой температурой плавления, чем матрица, могут значительным образом модифицироваться в отожженном образце. Под модифицированием можно предполагать частичный или полный распад включений MnAs, диффузию и встраивание атомов марганца в положение замещения атомов галлия, вследствие чего сильно возрастает концентрация дырок и регистрируется существенное

уменьшение слоевого сопротивления отожженных образцов. При этом можно ожидать, что чем тоньше слой GaMnAs, тем больше вероятность наблюдения подобной модификации. Это заключение подтверждается результатами, опубликованными нами ранее в работе [11] для структур GaMnAs/GaAs с содержанием марганца $Y_{Mn} \sim 0.13–0.15$ (технологическая оценка), полученных методом импульсного лазерного нанесения в газовой атмосфере при температуре 330°C и облученных эксимерным лазером. В частности, показано, что существенные изменения с включениями ферромагнитного соединения MnAs происходят для структуры с толщиной слоя GaMnAs 150 nm. Вследствие этих изменений отклик от фазы MnAs не регистрируется в спектре рентгеновской дифракции, кластеры не видны на высокоразрешающем изображении просвечивающей электронной микроскопии отожженного образца, и магнитополевая зависимость намагниченности при комнатной температуре показывает отсутствие ферромагнетизма [11].

С другой стороны, все температурные зависимости слоевого сопротивления отожженных структур GaMnAs/GaAs содержат максимумы (отмечены стрелочками), обусловленные фазовым переходом ферромагнетик–парамагнетик (рис. 4). На рисунке приведены значения температур, соответствующих этим максимумам сопротивлений (T_{max}). Эту температуру принято считать температурой Кюри. При этом магнитополевые зависимости сопротивления Холла при температурах, меньших T_{max} , имеют нелинейный вид с петлей гистерезиса, и наблюдается отрицательное магнетосопротивление с областями, отвечающими анизотропному магнетосопротивлению (рис. 5). Такое поведение гальваномагнитных характеристик служит подтверждением ферромагнетизма структур GaMnAs/GaAs, полученных

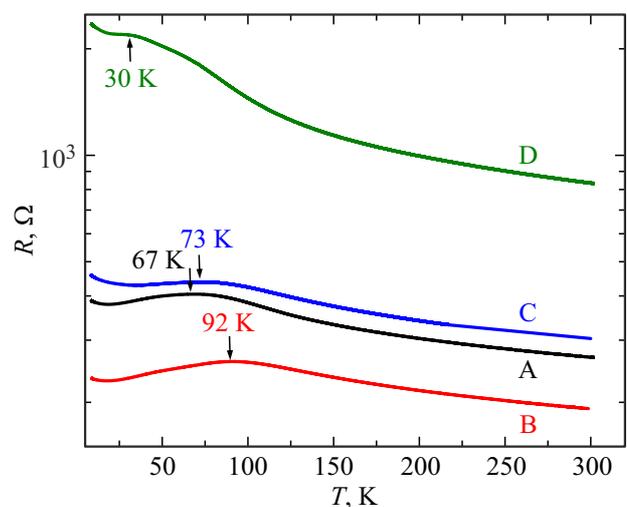


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления отожженных структур со слоем GaMnAs, изготовленным при различных температурах. Описание структур приведено в табл. 1.

сочетанием методов импульсного лазерного нанесения в вакууме и последующего лазерного отжига.

Как известно, сопротивление Холла описывается выражением

$$R_H = R_0\mu_0 H/d + R_A\mu_0 M/d, \quad (1)$$

где d — толщина слоя, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, H — напряженность магнитного поля, M — намагниченность; R_0 — константа нормального эффекта Холла; R_A — константа аномального эффекта Холла. В правой части первый член описывает вклад нормального эффекта Холла, второй член — вклад аномального эффекта Холла (АЭХ). Как видно из рис. 5, *a*, при температурах ниже температуры Кюри преобладает АЭХ и холловское сопротивление в этом случае можно определить выражением $R_H \sim R_A\mu_0 M/d$. Этот факт используется для определения спонтанного сопротивления Холла R_H^S [17], которое пропорционально спонтанной

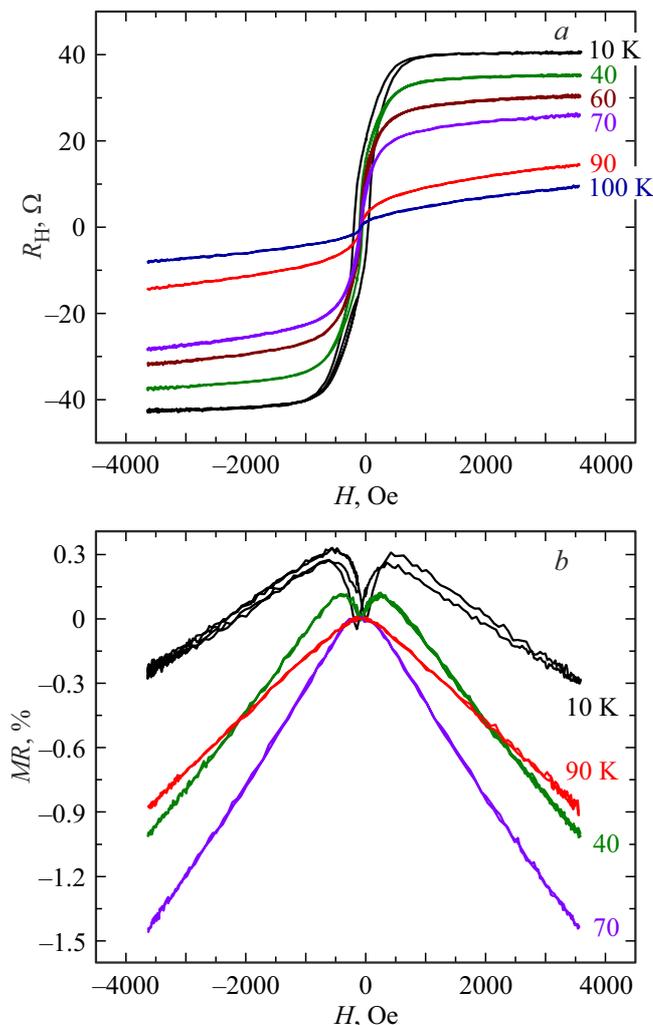


Рис. 5. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла (*a*) и магнетосопротивления (*b*) для отожженного лазером образца структуры В со слоем GaMnAs, изготовленным ИЛН при 250°C.

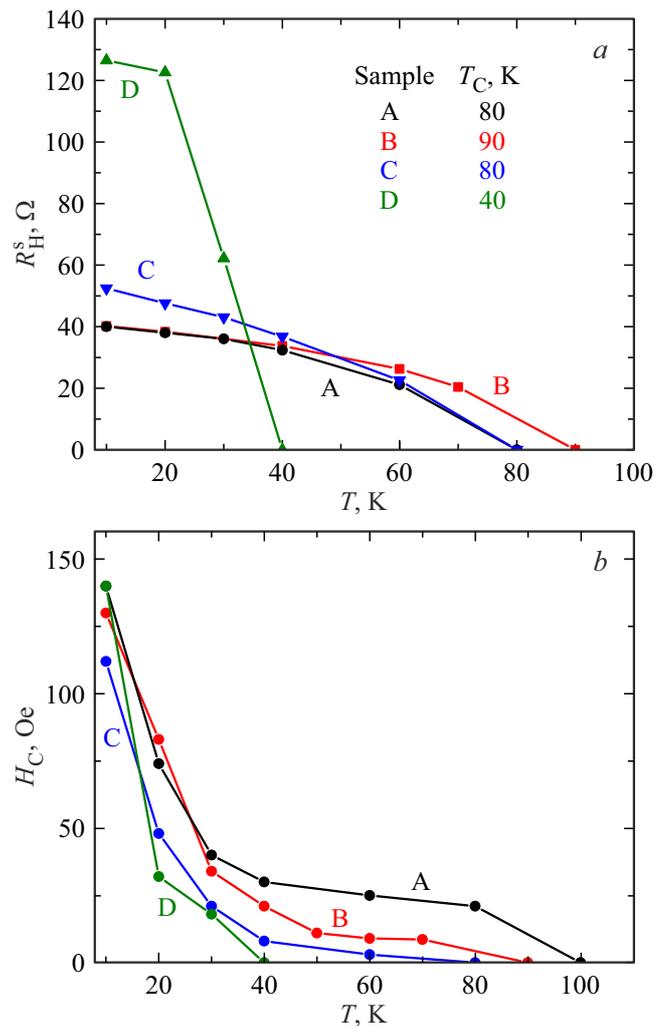


Рис. 6. *a* — Температурные зависимости холловского спонтанного сопротивления, пропорционального спонтанной намагниченности и определенного с использованием процедуры Арротта, и *b* — температурные зависимости коэрцитивного поля структур со слоем GaMnAs, изготовленным при различных температурах методом импульсного лазерного нанесения и отожженным лазером (описание в табл. 1).

намагниченности M_S и характеризует ферромагнитное упорядочение в структурах. Была использована процедура Арротта [18], заключающаяся в построении зависимости $M^2(H/M)$ и нахождении M_S путем экстраполяции ее линейной части до пересечения с осью ординат. Определение R_H^S осуществлялось аналогичным образом, но с использованием зависимостей $R_H^2(H/R_H)$.

Если линейная экстраполяция $R_H^2(H/R_H)$ к $H = 0$ дает $(R_H^S)^2 > 0$, то это означает наличие ферромагнитного упорядочения для данной температуры измерений. Если величина $(R_H^S)^2 < 0$, то ферромагнетизм отсутствует. На рис. 6, *a* представлены полученные описанным выше методом зависимости $R_H^S(T)$. Представленные данные позволяют также определить температуру фазового перехода ферромагнетик–парамагнетик для каждой исследу-

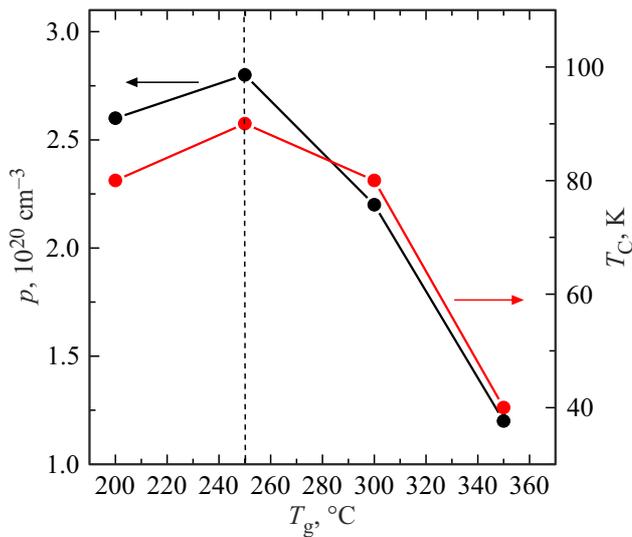


Рис. 7. Концентрация дырок при комнатной температуре и температура Кюри, полученная из температурных зависимостей спонтанного холловского сопротивления, для структур GaMnAs/GaAs, изготовленных методом ИЛН при различных температурах и отожженных лазером (табл. 1).

дованной структуры (вставка на рис. 6, *a*). Из сопоставления полученных данных с результатами оценки температуры Кюри по положению максимума на соответствующих температурных зависимостях сопротивления (рис. 4) можно заключить, что наилучшее совпадение в определении T_C обоими методами наблюдается для структуры В, в случае образцов А, С и D оценка T_C по положению максимального сопротивления дает заниженные величины. Это наблюдение подтверждается полученными зависимостями коэрцитивного поля от температуры (рис. 6, *b*). Так, для структур А и D на магнитопольных зависимостях сопротивления Холла регистрируется гистерезис при температурах выше 70 и 30 К, соответственно, что свидетельствует о наличии ферромагнитных свойств у слоя GaMnAs.

На рис. 7 представлены концентрация дырок при комнатной температуре и температура Кюри, полученная из температурных зависимостей спонтанного холловского сопротивления, для структур GaMnAs/GaAs, изготовленных методом ИЛН при различных температурах и отожженных лазером.

Сопоставление этих двух зависимостей позволяет сделать два вывода: 1) поведение концентрации дырок и температуры фазового перехода ферромагнетик–парамагнетик в зависимости от температуры выращивания структур выглядит подобным; 2) существует некоторая температура формирования слоев GaMnAs (около 250 °C), оптимальная с точки зрения получения наибольших значений концентрации носителей и T_C после лазерного воздействия.

Первый вывод согласуется с литературными данными, поскольку температуру Кюри в GaMnAs, учитывая тот

факт, что она пропорциональна концентрации Mn_{Ga} и концентрации электрически-активных дырок (p) [19], чаще всего определяют следующим образом:

$$T_C \sim [\text{Mn}_{\text{Ga}}] \cdot p^{1/3}, \quad (2)$$

где $p = [\text{Mn}_{\text{Ga}}] - 2([\text{As}_{\text{Ga}}] + [\text{Mn}_i])$. Следовательно, максимальная температура фазового перехода ферромагнетик–парамагнетик достигается при максимальном значении концентрации дырок, акцепторов Mn_{Ga} и минимальных концентрациях точечных дефектов донорного типа: антиструктурный дефект мышьяк в положении галлия (As_{Ga}) и марганец в междоузлии (Mn_i).

Второй вывод касается развиваемой в настоящей работе технологии получения ферромагнитных однофазных слоев GaMnAs, основанной на сочетании методов импульсного лазерного нанесения и послеростового импульсного лазерного отжига.

4. Заключение

Таким образом, показано, что использование импульсного лазерного отжига для послеростовой обработки слоев GaMnAs, изготовленных импульсным лазерным нанесением в вакууме при низких температурах подложки (200–350 °C), значительным образом влияет на их структурные, электрофизические и магнитные свойства. В частности, в спектрах комбинационного рассеяния света для отожженных образцов появляется интенсивная связанная фонон-плазменная мода, при этом наблюдается значительное возрастание дырочной проводимости слоев (слоевое сопротивление уменьшается на пять порядков величины). Магнитные свойства слоев GaMnAs также изменяются существенным образом: исходные структуры показывали нелинейные с петлей гистерезиса магнитопольные зависимости намагниченности при комнатной температуре измерений, связанные с присутствием в слоях включений ферромагнитного полуметаллического соединения MnAs. После лазерного отжига зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля становятся линейными, а изучение гальваномагнитных свойств при низких температурах (от 10 до 150 К) показывает существование ферромагнетизма в слоях GaMnAs с температурой Кюри, достигающей 90 К. Наблюдаемые эффекты позволяют заключить, что применяемое импульсное лазерное воздействие приводит к модификации (растворению) включений MnAs, электрической активации Mn и, как следствие, к образованию однофазного ферромагнитного полупроводника GaMnAs.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансировании Российским научным фондом (грант № 23-29-00312).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Tanaka. Jpn. J. Appl. Phys. **60**, 010101 (2021).
- [2] C. Song, B. Cui, F. Li, X. Zhou, F. Pan. Prog. Mater. Sci. **87**, 33 (2017).
- [3] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Dieny, P. Pirro, B. Hillebrands. J. Magn. Magn. Mater. **509**, 166711 (2020).
- [4] L.B. Chandrasekar, K. Gnanasekar, M. Karunakaran. Superlatt. Microstruct. **136**, 106322 (2019).
- [5] S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami, S.N. Piramanayagam. Mater. Today **20**, 9, 530 (2017).
- [6] M. Tanaka, S. Ohya, P.N. Hai. Appl. Phys. Rev. **1**, 011102 (2014).
- [7] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. Science **287**, 1019 (2000).
- [8] K. Khazen, H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, A. Mauger, L. Chen, J.H. Zhao. Phys. Rev. B **81**, 235201 (2010).
- [9] K. Takamura, F. Matsukura, Y. Ohno, H. Ohno. J. Appl. Phys. **81**, 8, 4862 (1997).
- [10] P.N. Hai, W. Nomura, T. Yatsui, M. Ohtsu, M. Tanaka. Appl. Phys. Lett. **101**, 193102 (2012).
- [11] I.L. Kalentyeva, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, Yu.M. Kuznetsv, A.V. Kudrin, D.V. Khomitsky, A.E. Parafin, P.A. Yunin, D.V. Danilov. J. Magn. Magn. Mater. **556**, 169360 (2022).
- [12] I.T. Yoon, T.W. Kang. J. Magn. Magn. Mater. **321**, 2257 (2009).
- [13] W. Limmer, M. Glunk, S. Mascheck, A. Koeder, D. Klarer, W. Schoch, K. Thonke, R. Sauer, A. Waag. Phys. Rev. B **66**, 205209 (2002).
- [14] K. Wan, J.F. Young. Phys. Rev. B **41**, 10772 (1990).
- [15] O.B. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, Ю.М. Кузнецов, А.В. Нежданов, А.Е. Парафин, Д.В. Хомицкий, И.Н. Антонов. ФТТ **63**, 3, 346 (2021).
- [16] J. Paitz. Krist. Techn. **7**, 9, 999 (1972).
- [17] H. Ohno. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 110 (1999).
- [18] A. Arrott. Phys. Rev. **108**, 1394 (1957).
- [19] Y.L. Soo, G. Kioseoglou, S. Kim, X. Chen, H. Luo, Y.H. Kao, Y. Sasaki, X. Liu, J.K. Furdyna. Appl. Phys. Lett. **80**, 2654 (2002).

Редактор К.В. Емцев