

# Свойства квантовых ям InGaAs/GaAs с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем в GaAs

© Б.А. Аронзон<sup>\*,\*\*</sup>, А.Б. Грановский<sup>\*\*\*</sup>, А.Б. Давыдов<sup>\*</sup>, Ю.А. Данилов<sup>\*\*\*\*</sup>,  
Б.Н. Звонков<sup>\*\*\*\*</sup>, В.В. Рыльков<sup>\*\*\*</sup>, Е.А. Ускова<sup>\*\*\*\*</sup>

\* Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

\*\* Институт теоретической и прикладной электродинамики,  
127412 Москва, Россия

\*\*\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

\*\*\*\* Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: aronzon@imp.kiae.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 21 мая 2006 г.)

С использованием лазерного испарения металлической мишени в процессе МОС-гидридной эпитаксии развит метод создания 2D-структур, включающих  $\delta$ -легированный Mn-слой в GaAs и квантовую яму (КЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , разделенные GaAs-спейсером толщиной  $d = 4\text{--}6\text{ nm}$ . Показано, что полученные структуры вплоть до комнатных температур обладают ферромагнитными свойствами, обусловленными, вероятнее всего, наличием MnAs-кластеров. В области низких температур ( $T_m \approx 30\text{ K}$ ) выявлен аномальный эффект Холла, который связывается с рассеянием дырок на ионах Mn в GaAs и магнитным обменом между этими центрами и дырками КЯ, определяющим их спиновую поляризацию. При низких температурах обнаружены также особенности в поведении отрицательного магнитосопротивления, указывающие на существенную роль квантовых интерференционных эффектов.

Работа выполнена при поддержке программы РАН „Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника“ и грантов РФФИ № 03-02-17029, 04-02-16158, 04-02-19964, 05-02-16624 и 05-02-17021.

PACS: 73.21.Fg, 72.25.Dc, 75.47.-m, 75.50.Pp

## 1. Введение

Возможность проявления ферромагнетизма в полупроводниковых двумерных (2D) структурах, содержащих вблизи канала магнитные примеси в достаточно больших концентрациях, не только существенно расширяет области применения таких объектов при создании новых устройств спинтроники, но и делает такие структуры весьма привлекательными для исследования новых эффектов, связанных, в частности, с существенной модификацией зонного спектра носителей в условиях размерного квантования и возможностью управления в них обменным взаимодействием между носителями и магнитными ионами, а также с особенностями локализации носителей и магнитного упорядочения в 2D-случае [1–3]. Так, в работе [4] на основе разбавленного магнитного полупроводника (РМП) InMnAs были созданы 2D-структуры, в которых с помощью эффекта поля удалось модулировать концентрацию дырок в пределах всего лишь 5%. Тем не менее оказалось, что такой модуляции достаточно, чтобы заметным образом (почти на порядок величины) изменять аномальную составляющую эффекта Холла (доминирующую в данных объектах при температурах измерений  $T_m < 30\text{ K}$ ), которая связана со спиновой поляризацией дырок и пропорциональна намагнитченности [5]. Отметим также работу [6], в которой на примере 2D-гетероструктур GaAs/AlGaAs

(без затвора) с  $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем в GaAs продемонстрировано увеличение температуры Кюри  $T_c$  до 250 K, т.е. до величины, заметно большей, чем в случае объемных пленок GaMnAs ( $T_c = 159\text{ K}$  [7]). И хотя данные примеры свидетельствуют о важности развития физики и технологии 2D-структур на основе РМП, в настоящее время имеется крайне мало работ, посвященных исследованию их свойств. Это относится и к исследованиям роли беспорядка и эффекта локализации носителей в РМП, на принципиальную важность которых при описании свойств РМП обращено внимание лишь недавно [3]. Заметим, что в случае систем пониженной размерности они должны проявляться наиболее сильно.

Объясняется это, по-видимому, трудностями изготовления указанных 2D-структур, связанными с необходимостью введения в достаточно больших концентрациях магнитных примесей (до  $1 \cdot 10^{21}\text{ atoms Mn/cm}^3$  и выше) и использования для этих целей неравновесных процессов роста, наиболее распространенным из которых является низкотемпературная (температура процесса  $\approx 250^\circ\text{C}$ ) молекулярно-лучевая эпитаксия (НТМЛЭ) [1–7]. В этой связи представляют интерес как выяснение возможности формирования 2D-систем с магнитными примесями другими методами, в частности МОС-гидридной эпитаксией (МОСГЭ), так и исследование их свойств.

Ранее для легирования различными примесями эпитаксиальных слоев GaAs, выращиваемых методом МОСГЭ, мы использовали испарение вещества примеси с помощью излучения АУГ:Nd-лазера, работающего в режиме модулированной добротности [8]. В настоящей работе этот способ введения примеси применен для легирования марганцем квантово-размерных структур на основе арсенида галлия.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Выращивание эпитаксиальных структур проводилось в горизонтальном кварцевом реакторе в атмосфере  $H_2$ , очищенного диффузией через Pd-мембрану. Исходными веществами являлись триметил галлия, триметил индия и арсин, а для лазерного распыления использовались мишени из Mn марки осч и нелегированного GaAs. Подложками служили пластины полупроводящего GaAs (100). Перед созданием 2D-структур была отработана технология выращивания низкотемпературных слоев арсенида галлия, сильно легированного Mn, подробности которой описаны в [9]. Максимальная достигнутая концентрация электрически активного акцепторного марганца в однородных пленках GaMnAs составляла  $N_{Mn} = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и соответствовала значениям  $N_{Mn}$  в слоях, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [10].

2D-структуры содержали  $\delta(Mn)$ -легированный слой в GaAs и расположенную под ним квантовую яму (КЯ)  $In_xGa_{1-x}As$  ( $x \approx 0.19$ ) шириной  $\approx 12 \text{ nm}$ , разделенные спейсерным слоем GaAs толщиной  $d = 4-6 \text{ nm}$ . Буферный слой, КЯ и спейсер выращивались при  $620^\circ\text{C}$ , а нанесение  $\delta(Mn)$ -легированного слоя и покровного слоя GaAs было выполнено при  $380^\circ\text{C}$ . Таким образом были изготовлены структуры А, В и С, различающиеся между собой двумя технологическими параметрами: толщиной спейсерного слоя между КЯ и  $\delta(Mn)$ -легированным слоем и концентрацией Mn. Схематическое изображение структур приведено на рис. 1,а. Значения толщины

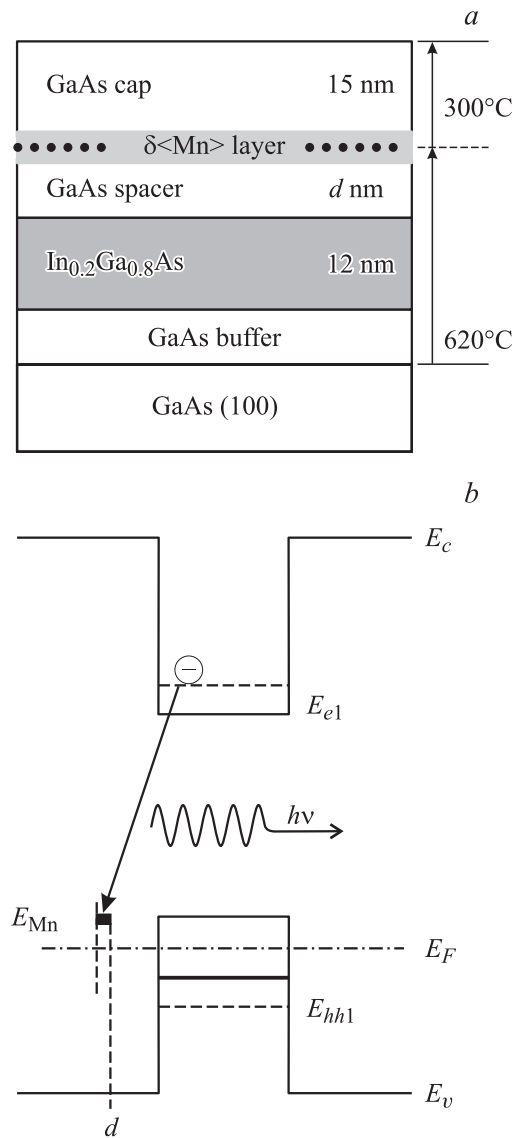


Рис. 1. а) — структура с квантовой ямой  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  ( $x \approx 0.2$ ) и  $\delta(Mn)$ -легированным слоем в GaAs. б) — зонная диаграмма структуры с квантовой ямой.

Технологические параметры и электрические характеристики структур

Параметр	Структура			
	А	В	С*	
$d, \text{ nm}$	6	6	4	
$Q_{Mn}, \text{ ML}$	2	0.5	1	
$T_m = 300 \text{ K}$	$R_S, \Omega/\square$	$6.1 \cdot 10^4$	$2.7 \cdot 10^4$	$4.4 \cdot 10^3$
	$p_S, \text{ cm}^{-2}$	$9.4 \cdot 10^{11}$	$5.6 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{13}$
	$\mu_{\text{eff}}, \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{ s}$	110	410	110
$T_m = 77 \text{ K}$	$R_S, \Omega/\square$	$5.3 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^4$	$3.3 \cdot 10^3$
	$p_S, \text{ cm}^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{10}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$2.2 \cdot 10^{12}$
	$\mu_{\text{eff}}, \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{ s}$	1730	2520	890

\* Структура С содержит также  $\delta(C)$ -легированный слой, находящийся ниже КЯ и отделенный от нее спейсером толщиной 6 nm.

спейсерных слоев и содержание марганца для указанных структур приведены в таблице. Структура С кроме КЯ и  $\delta(Mn)$ -легированного слоя включала также  $\delta(C)$ -легированный слой, встроенный в буфер и сформированный с помощью осаждения углерода из  $CCl_4$  [11].

Предварительное исследование эффективных параметров структур было проведено на образцах размером  $\sim 6 \times 6 \text{ mm}$  в геометрии Ван-дер-Пау. Контакты были изготовлены путем прижима индиевых точек и вжигания их при  $\approx 250^\circ\text{C}$  в течение 3 min. При двух фиксированных температурах (300 и 77 К) измерялись поверхностное сопротивление  $R_S$  и коэффициент Холла в постоянном магнитном поле  $\sim 3000 \text{ G}$ ; далее рассчитывалась концентрация носителей  $p_S$ , приведенная к поверхности, и их эффективная подвижность  $\mu_{\text{eff}}$ .

Магнитные свойства структур были исследованы с помощью измерений намагниченности при комнатной температуре на вибрационном магнитометре-анизометре с чувствительностью  $\sim 1 \cdot 10^{-8}$  emu [12].

Образцы для исследования магнитосопротивления и эффекта Холла были выполнены с использованием фотолитографии в виде мезаструктур в стандартной форме двойного креста (ширина проводящего канала  $W = 1$  mm, длина  $L = 4$  mm). Измерения проводились в интервале температур 30–300 K с помощью электрометрической вакуумированной вставки, погружаемой в гелиевый транспортный сосуд Дьюара, с намотанным на нее компактным сверхпроводящим соленоидом на 3 T.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Все исследованные структуры обнаруживали дырочную проводимость. Электрические характеристики структур, измеренные на образцах типа Ван-дер-Пау, приведены в таблице. Отметим, что в структурах A и B ни буферный слой, ни спейсеры, ни КЯ не были специально легированы. Следовательно, несмотря на неравновесность процесса введения Mn (температура 380°C), часть его замещает атомы Ga, образуя акцепторы [5]. Обращает на себя внимание то, что концентрация дырок в образцах с легированием только марганцем не превышает  $1 \cdot 10^{12}$  cm $^{-2}$  (при 300 K). Это свидетельствует о невысокой растворимости атомов Mn в узлах кристаллической решетки GaAs при  $\delta$ -легировании (по данным [13], равновесный предел растворимости Mn в GaAs составляет  $8 \cdot 10^{19}$  cm $^{-3}$ ). Между тем введение дополнительного  $\delta$ (C)-легированного слоя позволяет увеличить концентрацию дырок более чем на порядок величины (образец C). Следует отметить высокие значения эффективной подвижности дырок при температуре 77 K. Для контрольных структур, содержащих только  $\delta$ (C)-легированный слой, встроенный в нелегированный буфер (без КЯ), значения эффективной подвижности увеличивались с уменьшением величины  $p_S$ , но не превышали 530 cm $^2$ /V · s (для 77 K) при самых низких  $p_S \approx 8 \cdot 10^{11}$  cm $^{-2}$ . Данный факт свидетельствует о том, что продольный транспорт в структурах A, B и C осуществляется дырками по КЯ, особенно при пониженных температурах.

Выполненное нами в [9] исследование фотолюминесценции (ФЛ) в структурах, подобных изучаемым здесь, позволило предложить зонную схему, приведенную на рис. 1, b. На ней энергия, соответствующая энергии активации акцепторного уровня Mn в GaAs,  $E_{Mn} - E_v$  равна 0.104 eV, что совпадает с данными [14]. Энергия перехода зона-зона в напряженной КЯ In $_x$ Ga $_{1-x}$ As в GaAs шириной 2 nm при  $x \approx 0.2$ , т. е. величина  $E_{e1} - E_{hh1}$ , равна 1.315 eV. В работе [9] указано, что наблюдаемый дополнительный пик ФЛ в структурах с  $\delta$ (Mn)-легированным слоем связан с процессом излучательной

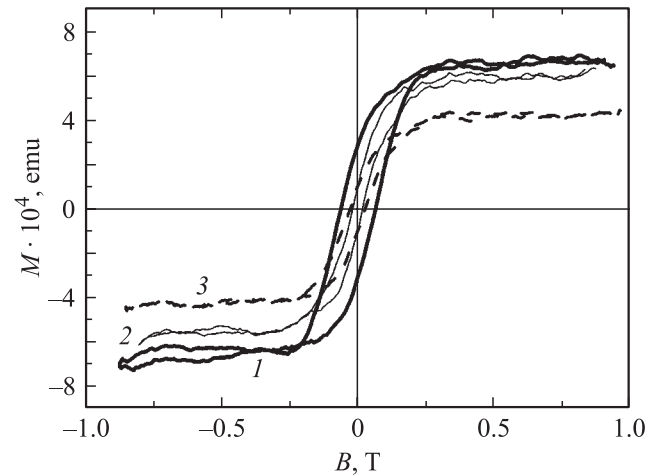


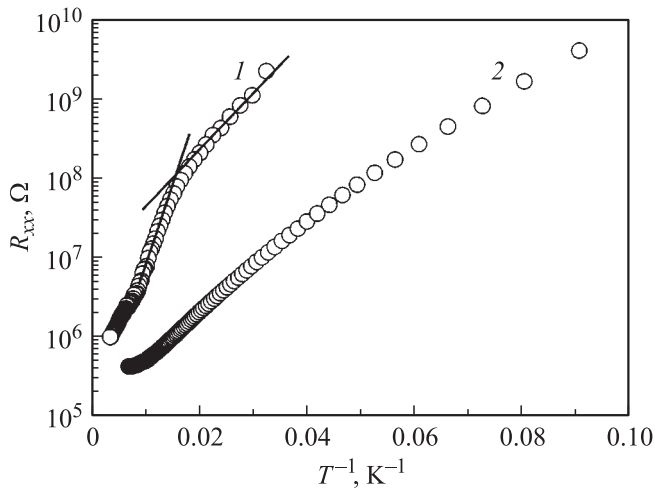
Рис. 2. Магнитопольные кривые намагниченности для структур с  $\delta$ (Mn)-легированным слоем и квантовой ямой. 1 — структура A, 2 — структура C, 3 — структура B.

рекомбинации с участием туннельно-близкого к яме уровня марганца (рис. 1, b).

Результаты измерений полевой зависимости намагниченности  $M$  при комнатной температуре представлены на рис. 2. Вид кривых  $M(B)$  и петля гистерезиса указывают на наличие в образцах ферромагнитной фазы. Величина коэрцитивной силы варьируется от 27 до 65 mT. При этом зависимости  $M(B)$  выходят на насыщение в достаточно малом магнитном поле 0.25–0.3 T по сравнению с кривыми  $M(B)$ , полученными для однофазных растворов GaMnAs (атомы Mn преимущественно замещают Ga, выступая в качестве акцепторов) [5], что свидетельствует, вероятнее всего, о присутствии в структурах ферромагнитных кластеров типа MnAs с  $T_c = 318$  K [15]. Из представленных на рис. 2 данных следует также, что увеличение количества введенного Mn приводит к росту намагниченности насыщения, т. е. к росту содержания кластеров.

Формирование фазы MnAs может быть вызвано сегрегацией Mn из твердого раствора в GaAs вследствие превышения предела растворимости и образования соединения его с As при температуре выращивания покровного GaAs-слоя.

Исследования проводимости и эффекта Холла были сосредоточены в основном на структурах A и B, поскольку они заметно различались по содержанию Mn в  $\delta$ -легированном слое. Для этих образцов температурная зависимость носит активационный характер (рис. 3). При этом при температурах ниже 30 K сопротивление структур достигает нескольких G $\Omega$ , что делает результаты измерений эффекта Холла ненадежными. Величина энергии активации проводимости в образце B приблизительно постоянна и составляет 12 meV. Данная величина соответствует энергии активации носителей с акцепторных уровней Mn, расположенных в GaAs, в первую подзону КЯ. Это обстоятельство подтверждает,



**Рис. 3.** Температурные зависимости продольного сопротивления  $R_{xx}$  для структур *A* (1) и *B* (2).

что дырочная проводимость осуществляется по КЯ, а не по  $\delta(\text{Mn})$ -слою. Выше отмечалось, что энергия ионизации Mn в исследуемых слоях GaAs (рис. 1, *b*)  $E_{\text{Mn}} - E_v$  составляет 104 meV. Согласно расчетам, выполненным для напряженной КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в GaAs шириной 12 nm при  $x \approx 0.2$ , величина разрыва валентной зоны на границе квантовой ямы (рис. 1, *b*) равна  $E_{v\text{QW}} - E_v = 86$  meV, а уровень размерного квантования дырок ( $E_{v\text{QW}} - E_{hh1}$ ) в яме отстоит от ее потолка на 5 meV. Далее, если учесть, что уровень Ферми в структуре при низких температурах расположен по энергии ниже уровней изолированных акцепторов на величину  $\Delta = E_{\text{Mn}} - E_F$ , определяемую кулоновской энергией [16] (при малой компенсации акцепторов и их концентрации  $N_{\text{Mn}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , согласно [16],  $\Delta \approx 10$  meV), то для энергии активации проводимости получим величину  $E_F - E_{hh1} = (E_{\text{Mn}} - E_v) - \Delta - (E_{v\text{QW}} - E_v) + (E_{v\text{QW}} - E_{hh1}) = 13$  meV, совпадающую с экспериментально найденным значением.

В образце *A* энергия активации заметно больше (22 meV), причем она уменьшается с понижением температуры (до 15 meV). Это может быть связано с тем, что увеличенное (в 4 раза) по сравнению со структурой *B* количество марганца, осажденного в  $\delta$ -слое, вызывает уширение легированного слоя (возможно, за счет диффузии). Соответствующее уменьшение толщины слейсера по сравнению с задаваемым технологией выращивания значением может привести к тому, что центры Mn, эффективно определяющие электроперенос в структуре, приближены к границе КЯ настолько, что волновые функции акцепторных состояний заметно проникают в КЯ, в силу чего происходит их заглупление и распределение по энергии.

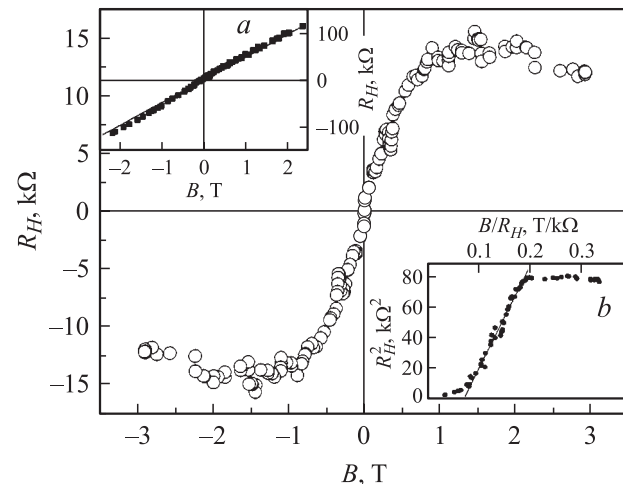
В отличие от приведенных выше данных магнитных измерений влияния ферромагнитной фазы на эффект Холла или, иными словами, вклада аномальной составляющей холловского сопротивления (пропорциональной

намагниченности) при комнатной температуре в данном образце (образец *A*) обнаружить не удалось. Напряжение на холловских контактах изменяется линейно с магнитным полем во всем диапазоне его изменения. С понижением температуры измерений вплоть до  $T_m = 30$  K зависимость холловского напряжения от магнитного поля в целом остается линейной. Однако для образца *B* удается выделить сигнал, нелинейно зависящий от величины магнитной индукции  $B$ . Он был получен вычитанием прямой линии, соответствующей вкладу нормального эффекта Холла, из экспериментально найденной зависимости холловского сопротивления от магнитного поля. Нелинейная составляющая сигнала отвечает аномальному эффекту Холла (АЭХ) и для  $T_m = 30$  K представлена на рис. 4. Известно, что в магнитных материалах поле Холла  $E_h$  складывается из двух компонент [17]

$$E_h = R_0 B j_x + 4\pi R_s M j_x, \quad (1)$$

где  $B$  — магнитная индукция,  $M$  — намагниченность,  $j_x$  — плотность тока,  $R_0$  — коэффициент нормального эффекта Холла, обусловленного действием силы Лоренца, а  $R_s$  — коэффициент АЭХ, связанный с асимметрией рассеяния спин-поляризованных носителей тока в условиях спин-орбитального взаимодействия.

Приведенная на рис. 4 зависимость аналогична зависимости АЭХ в Mn-содержащих слоях на основе GaSb и GaAs [18,19], в которых наблюдается вклад от АЭХ, преобладающий над нормальной составляющей эффекта Холла. Заметим, однако, что в [18,19] исследовались объекты, в которых концентрация марганца существенно превышала критическую величину, отвечающую переходу металл-изолятор; иными словами, измерения проводились при концентрациях марганца, соответствующих



**Рис. 4.** Магнитополевая зависимость аномальной составляющей эффекта Холла для образца *B* при  $T_m = 30$  K. На вставках: *a* — зависимость от магнитного поля полного холловского сопротивления  $R_H$ , включающего нормальную и аномальную составляющие, *b* — зависимость  $R_H^2$  от  $B/R_H$  для аномальной составляющей эффекта Холла.

металлической проводимости. В нашем случае ситуация другая: АЭХ проявляется, когда изменение концентрации носителей с понижением температуры измерений носит активационный (диэлектрический) характер. Отметим также, что знаки нормального эффекта Холла (положительный) и АЭХ совпадают, как и в случае образцов  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с большим содержанием Mn [19].

В проводящих ферромагнетиках наличие гистерезиса в магнитных измерениях обычно сопровождается гистерезисом на кривых зависимости АЭХ от магнитного поля. Отсутствие гистерезиса на кривой АЭХ в наших измерениях и отсутствие самого эффекта при комнатной температуре на первый взгляд противоречат результатам магнитных измерений, из которых следует наличие ферромагнитной фазы, заведомо обладающей АЭХ. Для объяснения этого кажущегося противоречия рассмотрим полупроводник, содержащий как гранулы металлического ферромагнетика, так и магнитные (типа ионов марганца) и немагнитные примеси. Пренебрежем наличием барьеров Шоттки на границе ферромагнетика и полупроводника и будем полагать, что имеет место протекание тока через гранулы металла. Тогда можно воспользоваться методом эффективной среды. В рамках данного метода удельное холловское сопротивление  $\rho_H$  такого композита может быть записано в виде [20]

$$\rho_H = \frac{x}{x + y \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2 \left(\frac{\rho + 2\rho_1}{\rho + 2\rho_2}\right)^2} [R_{01}B_1 + 4\pi R_{s1}M_1] \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^2 + \frac{y}{y + x \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^2 \left(\frac{\rho + 2\rho_1}{\rho + 2\rho_2}\right)^2} [R_{02}B_2 + 4\pi R_{s2}M_2] \left(\frac{\rho}{\rho_2}\right)^2, \quad (2)$$

где  $\rho$  — полное удельное сопротивление композита, индекс 1 относится к металлическим гранулам с объемной концентрацией  $x$ , а индекс 2 — к полупроводниковой матрице с объемной концентрацией  $y = 1 - x$ . Учитывая, что для исследуемых образцов  $x \ll y$ ,  $\rho_2 \gg \rho_1$  и  $\rho \approx \rho_2$ , а также, что для ферромагнитных металлов  $4\pi R_{s1}M_1 \gg R_{01}B_1$ , получаем из (2)

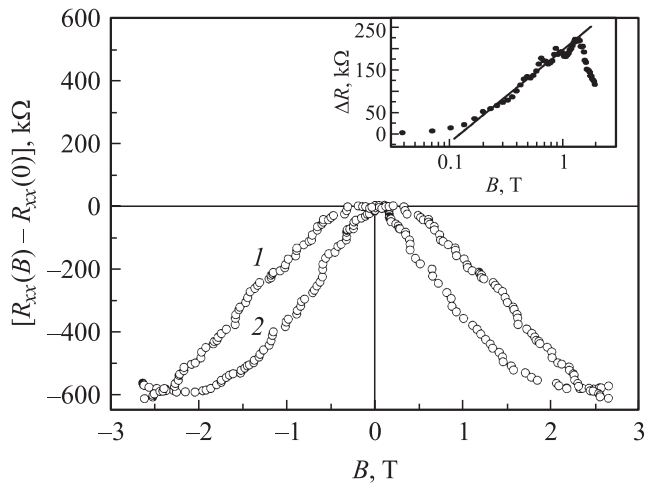
$$\rho_H = 36\pi x R_{s1}M_1 + y [R_{02}B_2 + 4\pi R_{s2}M_2]. \quad (3)$$

Как видно из этого выражения, вклады в эффект Холла от матрицы и металлических гранул неаддитивны, что связано с их различными сопротивлениями. Несмотря на некоторое увеличение вклада металлических гранул (в 9 раз), во-первых, их малая концентрация и, во-вторых, тот факт, что коэффициент АЭХ металла  $R_{s1}$  много меньше коэффициента нормального эффекта Холла полупроводника  $R_{02}$ , дают возможность пренебречь первым членом в выражении (3), т.е. вкладом АЭХ от металлических гранул. Именно поэтому даже в том случае, когда образец представляет собой композит ферромагнетик–полупроводник и возможно протекание тока через гранулы металла, гистерезиса холловского

сопротивления не наблюдается. В то же время в данном конкретном случае структур, где проводимость осуществляется по КЯ, а слой марганца находится на некотором удалении от нее, различие результатов магнитных измерений и данных по АЭХ связано, скорее всего, с тем, что магнитные измерения регистрируют намагниченность образца как целого (в том числе гранул MnAs), а АЭХ определяется наличием спин-поляризованных носителей в КЯ.

Из результатов, полученных для однофазных растворов  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [5], следует, что АЭХ может наблюдаться не только в области низких температур, где состояние образца является ферромагнитным, но и в области более высоких температур, отвечающих его парамагнитному поведению. Естественно, что в последнем случае АЭХ проявляется заметно слабее. В [5] для определения магнитного состояния образца в условиях проявления АЭХ предложено использовать процедуру, развитую в [21] (построение зависимости  $M^2$  от  $B/M$ ), которая позволяет находить спонтанное холловское сопротивление  $R_H^S$ , пропорциональное спонтанной намагниченности  $M_S$ . В нашем случае для нахождения  $R_H^S$  необходимо, согласно [21], построить зависимость  $R_H^2$  от  $B/R_H$  и экстраполировать ее линейную часть до пересечения с осью ординат. Если такая экстраполяция дает величину  $(R_H^S)^2 > 0$ , то образец является ферромагнитным, в обратном случае — парамагнитным. Для структуры  $B$  при  $T = 30$  К (см. вставку  $b$  на рис. 4) линейная экстраполяция приводит к явному отрицательному значению  $(R_H^S)^2$ , что означает отсутствие ферромагнитного упорядочения при данной температуре. Поэтому не удивительно, что вклад АЭХ в данном случае мал по сравнению с нормальной компонентой эффекта Холла. В образце  $A$  с большей величиной энергии активации и соответственно заметно меньшей концентрацией дырок при низких температурах выделить вклад АЭХ на фоне гораздо более сильного сигнала нормального эффекта Холла не удается, хотя содержание Mn в этом образце заметно больше, чем в структуре  $B$ . Ситуация здесь, по-видимому, подобна наблюдаемой в объемных пленках  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученных методом НТМЛЭ [5]. В [5] установлено, что существует оптимальное содержание марганца ( $x = 0.05 - 0.06$ ), при котором формируются монокристаллические пленки со структурой цинковой обманки, в которых заметная доля атомов Mn замещает Ga, выступая в качестве акцепторов. При большем содержании  $x$  наблюдаются эффекты образования кластеров MnAs, а главное, заметная часть дополнительно введенных атомов Mn начинает входить в междоузлия, где они выступают в качестве двойных доноров, приводя к уменьшению концентрации дырок и снижению температуры Кюри [5,7]. Связано это с тем, что ферромагнитное упорядочение в (III, Mn)V-материалах возможно лишь в результате косвенного обмена через свободные дырки (либо дырки примесной зоны), тогда как прямой обмен между ионами Mn в данных системах носит антиферромагнитный характер. Поэтому





**Рис. 5.** Кривые магнитосопротивления для образца  $B$  при  $T_m = 30$  К.  $1$  — продольная геометрия (поле параллельно 2D-каналу и перпендикулярно току),  $2$  — поперечная геометрия (поле перпендикулярно пленке). На вставке — зависимость разности магнитосопротивления для продольной и поперечной геометрий  $\Delta R$  от  $\ln B$ .

уменьшение концентрации носителей приводит к подавлению в них ферромагнетизма [5,7]. Учитывая это обстоятельство и сравнивая данные по структурам  $A$  и  $B$ , можно заключить, что для достижения максимальных температур, при которых наблюдается АЭХ, в случае КЯ необходим оптимальный выбор условий как для положения  $\delta(\text{Mn})$ -легированного слоя относительно КЯ, так и для содержания в нем Mn.

Обсудим далее природу отрицательного магнитосопротивления (ОМС), ярко проявляющегося в образце  $B$  (рис. 5). В настоящее время принято считать, что величина ОМС в разбавленных магнитных полупроводниковых системах определяется в основном локализационными эффектами в проводимости, обусловленными как усилением рассеяния носителей в условиях магнитного беспорядка (спин-зависимое рассеяние), так и квантовыми интерференционными поправками [19,22]. Структуры с КЯ предоставляют уникальную возможность выяснить относительную роль этих факторов. Действительно, если магнитное поле направить параллельно КЯ (2D-каналу проводимости), то ОМС, связанное с интерференционными эффектами, должно отсутствовать [23], тогда как ОМС, обусловленное магнитным беспорядком, может изменяться лишь вследствие особенностей магнитной анизотропии исследуемых систем. Заметим, что в случае  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -слоев ось легкого намагничивания лежит обычно в плоскости пленки, т.е. ОМС проявляется сильнее в ситуации, когда магнитное поле параллельно пленке. Результаты наших экспериментов показывают, что ОМС в продольной геометрии (поле параллельно 2D-каналу и перпендикулярно току; кривая  $1$  на рис. 5) в структурах с КЯ наблюдается, причем оно имеет заметно меньшую величину, чем в поперечной геометрии

(поле перпендикулярно пленке; кривая  $2$  на рис. 5). Представляется естественным связать различие ОМС для продольной и поперечной геометрий  $\Delta R$  с квантовыми интерференционными поправками к проводимости. В 2D-случае величина  $\Delta R$  должна логарифмически зависеть от магнитного поля в области полей, в которых магнитная длина оказывается меньше диффузионной длины потери фазы  $L_\varphi$  [24]. Представленная на вставке к рис. 5 зависимость  $\Delta R$  от  $\ln B$  показывает, что этот факт действительно имеет место в нашем случае. Оцененная согласно [24] величина  $L_\varphi$  составляет  $\approx 40$  nm и превышает длину свободного пробега дырок ( $\approx 10$  nm), найденную по их подвижности:  $\mu_h = 140$  cm<sup>2</sup>/V · s при  $T_m = 30$  К. Подобные условия часто реализуются и при наблюдении квантовых поправок к проводимости в обычных (без магнитных примесей) КЯ InGaAs/GaAs с сильным беспорядком [25].

## 4. Заключение

Таким образом, показана принципиальная возможность формирования с помощью МОС-гидридной эпитаксии 2D-структур на основе КЯ InGaAs/GaAs с  $\delta(\text{Mn})$ -легированными слоями, обладающими магнитными свойствами вплоть до комнатных температур. Выявлено, что главным образом ионы Mn вносят вклад в АЭХ, в то время как вклад от кластеров MnAs в этот эффект несуществен, несмотря на обусловленный ими относительно сильный ферромагнетизм. Особенности поведения ОМС при низких температурах указывают на существенную роль в рассеянии носителей заряда квантовых интерференционных эффектов и впервые демонстрируют возможность использования 2D-структур для изучения систем с сильным магнитным беспорядком.

## Список литературы

- [1] B. Lee, T. Jungwirth, A.H. MacDonald. *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 393 (2002).
- [2] F. Matsukura, D. Chiba, Y. Ohno, T. Dietl, H. Ohno. *Physica E* **16**, 104 (2003).
- [3] C. Timm. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, R1865 (2003).
- [4] F. Matsukura, D. Chiba, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani, H. Ohno. *Physica E* **12**, 351 (2002).
- [5] H. Ohno, F. Matsukura. *Solid State Commun.* **117**, 179 (2001).
- [6] A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017 201 (2005).
- [7] K.W. Edmonds, P. Boguslawski, K.Y. Wang, R.P. Campion, S.N. Novikov, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M.B. Nardelli, J. Bernholc. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037 201 (2004).
- [8] Б.Н. Звонков, В.В. Подольский, В.П. Лесников, С.А. Ахлестина, Л.М. Батукова, Е.Р. Демидова, Ю.Н. Дроздов, И.Г. Малкина, Д.О. Филатов, Т.Н. Янькова. *Высокочастотные вещества* **4**, 114 (1993).

- [9] Ю.В. Васильева, Ю.А. Данилов, Ант.А. Ершов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, С.В. Гуденко, В.В. Рыльков, А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, Н.С. Перов, А.Н. Виноградов. ФТП **39**, 87 (2005).
- [10] К.С. Журавлев, Т.С. Шамирзаев, Н.А. Якушева. ФТП **32**, 791 (1998).
- [11] Л.М. Батукова, Т.С. Бабушкина, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина, Т.Н. Янькова. Неорган. материалы **29**, 309 (1993).
- [12] N. Perov, A. Radkovskaya. Proc. of 1&2 Dimensional Magnetic Measurements and Testing. Bad-Gastain, Austria, (2000). Vienna Magnetic Group Report (2001). P. 104.
- [13] С.К. Кузнецова. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **11**, 950 (1975).
- [14] D.A. Woodbury, J.S. Blakemore. Bull. Am. Phys. Soc. **18**, 381 (1973).
- [15] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 792 с.
- [16] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [17] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский, О.А. Котельникова. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. Изд-во МГУ, М. (1992). 158 с.
- [18] X. Chen, M. Na, M. Cheon, S. Wang, H. Luo, B.D. McCombe, X. Liu, Y. Sasaki, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, S.J. Potashnik, P. Schiffer. Appl. Phys. Lett. **81**, 511 (2002).
- [19] K.W. Edmonds, R.P. Campion, K.-Y. Wang, A.C. Neumann, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, P.C. Main. J. Appl. Phys. **93**, 6787 (2003).
- [20] A.B. Granovsky, A.V. Vedyayev, F. Brouers. J. Magn. Magn. Mater. **136**, 229 (1994).
- [21] A. Arrott. Phys. Rev. **108**, 1394 (1957).
- [22] T. Dietl, F. Matsukura, H. Ohno, J. Cibert, D. Ferrand. Preprint. Cond-mat/0306484 (2003).
- [23] J.S. Meyer, A. Altland, B.L. Altshuler. Phys. Rev. Lett. **89**, 206 601 (2002).
- [24] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2003). 176 с.
- [25] G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, A.A. Birukov. Phys. Rev. B **65**, 235 322 (2002).