

# ТРАНСПОРТНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СЛОЕВ $\text{InMnAs}$ , ПОЛУЧЕННЫХ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*В. В. Рыльков<sup>a,b,c\*</sup>, Б. А. Аронзон<sup>a,b</sup>, А. С. Лагутин<sup>a</sup>, В. В. Подольский<sup>d</sup>,  
В. П. Лесников<sup>d</sup>, М. Гойран<sup>e\*\*</sup>, Ж. Галибер<sup>e\*\*</sup>, Б. Раке<sup>e\*\*</sup>, Ж. Леотин<sup>e\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Институт прикладной и теоретической электродинамики Российской академии наук  
127412, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
141190, Фрязино, Россия*

<sup>d</sup> *Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского  
603950, Нижний Новгород, Россия*

<sup>e</sup> *Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés  
31400, Toulouse Cedex 4, France*

Поступила в редакцию 13 июля 2007 г.,  
после переработки 15 июля 2008 г.

Исследованы магнитотранспортные свойства слоев  $p\text{-InMnAs}$  в импульсных магнитных полях до 30 Тл. Слои получены лазерным осаждением с использованием последующего отжига импульсами рубинового лазера. Обнаружено, что сопротивление в условиях аномального эффекта Холла в парамагнитной области температур в сильных полях (более 20 Тл) оказывается выше, чем в ферромагнитной области (ниже 40 К). Установлено также, что при гелиевых температурах отрицательное магнитосопротивление насыщается в полях около 10 Тл, тогда как поля насыщения аномального эффекта Холла составляют примерно 2 Тл. При  $T \approx 4$  К сопротивление в поле 10 Тл уменьшается более чем в 10 раз. Результаты объясняются мезоскопически неоднородным распределением акцепторных примесей марганца, локальным ферромагнитным переходом и перколяционным характером проводимости пленок в условиях близости системы к переходу диэлектрик–металл. Оценены характерные масштабы магнитоэлектрических неоднородностей из анализа мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора магнитосопротивления.

PACS: 75.50.Pp, 73.50.Jt, 73.61.Ey, 75.70.Ak

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям разбавленных магнитных полупроводников (РМП) типа  $\text{III-Mn-V}$ , как известно, резко возрос после обнаружения в них ферромагнетизма на примере пленок  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с температурой Кюри  $T_C \approx 7.5$  К [1, 2]. Эти магнитные

полупроводники могут быть легко реализованы в виде гетероэпитаксиальных композиций на подложках монокристаллических материалов типа GaAs, что открывает перспективы создания новых устройств спинтроники [2, 3].

Спустя 10 лет после обнаружения ферромагнетизма в  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  сообщалось, что температуру Кюри в этом материале удалось довести до 50 К [4], а недавно — до 90 К [5]. Тем не менее эта темпе-

\*E-mail: vvrylkov@mail.ru

\*\*M. Goiran, J. Galibert, B. Raquet, J. Léotin

ратура все еще меньше, чем в случае  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $T_C = 159$  К [6]). Однако интерес к исследованиям  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  не сводится только к стремлению увеличить  $T_C$ . В частности, именно на примере данного материала была обнаружена возможность управления ферромагнитным упорядочением с помощью эффекта поля [7] или подсветки, возбуждающей неравновесные носители [8]. С другой стороны, данный материал обладает необычными характером беспорядка и структурными особенностями, существенно определяющими его магнитные свойства. Так, например, кристаллические пленки  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , приготовленные с использованием низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии, в зависимости от температуры роста и типа подложки могут обладать как  $n$ -типом проводимости и быть при этом парамагнитными, так и  $p$ -типом проводимости, демонстрируя аномальный эффект Холла (АЭХ) и другие свойства, присущие ферромагнетикам [2]. Легирование  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  атомами галлия приводит к существенному увеличению температуры Кюри (до 110 К) при концентрациях дырок на порядок меньших, чем в случае  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , что объясняется эффектами ближнего порядка в расположении атомов марганца и формированием димеров [9]. Подобного рода структурные образования могут быть ответственными также за наблюдение остаточной намагниченности при температурах до 333 К в пленках  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученных методом металлоорганической фазовой эпитаксии, в отсутствие ферромагнитных кластеров  $\text{MnAs}$  [10]. В полученных таким способом слоях концентрация дырок, однако, относительно невелика (в  $10^3$  раз меньше, чем концентрация марганца), и магнетизм в транспортных свойствах этих структур проявляется слабо [11].

Следует отметить, что ферромагнетизм пленочных РМП, особенно при больших содержаниях магнитной примеси (10 ат.% и выше), зависит не только от условий приготовления (температуры и типа подложки), но и от метода получения пленок. Не случайно в последнее время все чаще используются менее традиционные (в сравнении с низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией) методы получения РМП, такие, например, как ионная имплантация или магнетронное распыление [12], которые позволяют достичь значений  $T_C$  вплоть до комнатной температуры.

Недавно нами было показано, что пленки с достаточно высоким содержанием марганца (около 10 ат.%) в III-V-полупроводниках могут быть также успешно получены методом осаждения из лазер-

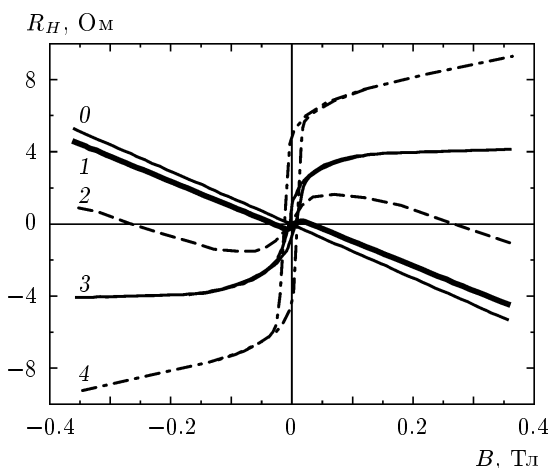
ной плазмы в вакууме [13, 14]. При этом в пленках  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ , полученных данным методом, наблюдался АЭХ, гистерезисный характер которого проявлялся при комнатной температуре, причем тем сильнее, чем выше концентрация дырок [13]. Между тем слои  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученные таким образом, обладали  $n$ -типом проводимости и являлись парамагнитными. Установлено, однако, что отжиг пленок с помощью импульсов рубинового лазера приводит к инверсии типа проводимости. При этом в пленках  $p$ -типа при азотных температурах наблюдается АЭХ, свидетельствующий о ферромагнитном упорядочении материала [14].

В данной работе представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств слоев  $p$ - $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученных методом осаждения из лазерной плазмы, в магнитных полях до 30 Тл. Показано, что пленки проявляют ферромагнетизм в транспортных свойствах (остаточное холловское сопротивление) вплоть до  $T \approx 90$  К, хотя полевая зависимость АЭХ при этих температурах соответствует парамагнитному поведению. Обнаружено, что сопротивление в парамагнитной области температур в сильных полях оказывается выше, чем при температурах ниже эффективной температуры Кюри  $T_C^* \approx 40$  К. Обнаружено также гигантское отрицательное магнитосопротивление (ОМС) — при  $T \approx 4$  К сопротивление уменьшается в 10 раз. При этом ОМС насыщается в полях около 10 Тл, тогда как поля насыщения АЭХ составляют около 2 Тл. Предложена качественная модель для объяснения обнаруженных особенностей, основанная на представлениях о разбиении образца на изолированные области мезоскопического масштаба с повышенным содержанием дырок, о локальном ферромагнитном переходе и перколяционном характере проводимости пленок в условиях их близости к переходу диэлектрик–металл.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Слои  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с содержанием марганца  $x \approx 10$  ат.% и толщиной около 200 нм были получены на полуизолирующих подложках  $\text{GaAs}$  по технологии, описанной в работах [13, 14], и представляли собой кристаллические пленки мозаичного типа. Температура роста пленок составляла  $450^\circ\text{C}$ , при этом малоугловая разориентация межблочных границ не превышала  $0.4^\circ$ .

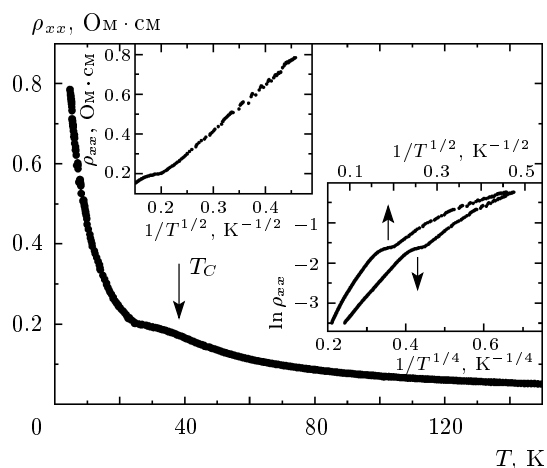
Тестовые измерения магнитопольевых зависимостей эффекта Холла были выполнены в диапазоне



**Рис. 1.** Магнитолевые зависимости холловского сопротивления для слоя InMnAs, отожженного различным количеством лазерных импульсов: 0 — исходный (неотожженный) слой; 1 — отжиг одним импульсом; 2 — двумя импульсами; 3 — четырьмя импульсами; 4 — восемью импульсами. Температура измерений  $T = 77$  К

температур от 300 до 77 К в магнитных полях  $B$  до 0.4 Тл. В исходных образцах полевая зависимость холловского сопротивления  $R_H$  линейна и соответствует  $n$ -типу проводимости с концентрацией электронов примерно  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1, кривая 0). Однако после отжига образца импульсами (длительностью 25 нс) излучения рубинового лазера с плотностью мощности  $W \approx 10^6 \text{ Вт/см}^2$  эта зависимость существенно изменяется при  $T = 77$  К. Как видно из рис. 1, действие одного импульса приводит к появлению небольшого по величине участка с аномальным поведением  $R_H(B)$ . При этом знак аномальной компоненты противоположен знаку нормального эффекта Холла. С увеличением числа воздействующих импульсов излучения величина аномального эффекта Холла возрастает, а нормальная компонента эффекта изменяет знак, что свидетельствует о переходе от электронного к дырочному типу проводимости. При этом магнитолевая зависимость АЭХ приобретает гистерезисный характер. Отметим, что в образцах, отожженных восемью импульсами (кривая 4), достигается состояние «насыщения», в котором зависимость  $R_H(B)$  остается практически без изменений при дальнейшем воздействии лазерных импульсов.

Ниже представлены данные по исследованию в сильных магнитных полях транспортных свойств отожженных слоев  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , в которых наблюда-



**Рис. 2.** Температурная зависимость удельного сопротивления пленки InMnAs. На нижней вставке показана та же самая зависимость в других координатах. Верхняя вставка демонстрирует степенной характер зависимости  $\rho_{xx}(T)$  при температурах ниже  $T_C$  ( $\rho_{xx} \propto 1/T^{1/2}$ )

лась зависимость  $R_H(B)$ , соответствующая кривой 4 на рис. 1. Заметим, что в данных слоях, в отличие от пленок  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ ,  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$  и  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , при комнатных температурах не наблюдается ни магнитооптический эффект Керра, ни ферромагнитный резонанс [14, 15], что указывает на отсутствие ферромагнитных включений MnAs.

Эффект Холла и магнитосопротивление исследовались на образцах, выполненных в геометрии двойного холловского креста с шириной и длиной проводящего канала соответственно 2.5 и 9 мм. Измерения проводились в диапазоне температур 4–100 К в импульсном магнитном поле величиной до 30 Тл, длительностью 0.8 с и временем нарастания 0.08 с. Магнитотранспортные характеристики анализировались в области уменьшения магнитного поля при различных его полярностях.

На рис. 2 приведена температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  образца, для которого из измерений в полях  $B \leq 1$  Тл при  $T = 300$  К были определены величина  $\rho_{xx} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и концентрация дырок  $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Зависимость  $\rho_{xx}(T)$  подобна наблюдаемой в ферромагнитных пленках  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [2, 3, 16–18] с диэлектрическим характером проводимости ( $\rho_{xx} \geq 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  [16–18]). В этом случае при приближении к ферромагнитному переходу сопротивление достаточно сильно возрастает с уменьшением температуры, а ниже  $T_C$  на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  наблюдается область локаль-

ного максимума, сменяющаяся вновь ростом сопротивления. Наличие подобного локального максимума в зависимости  $\rho_{xx}(T)$  часто используется для оценки температуры Кюри [3, 17]. В нашем случае такая оценка дает значение температуры Кюри  $T_C \approx 40$  К (рис. 2). Однако наблюдение при температурах  $T = 77$  К ферромагнитного по характеру АЭХ (см. рис. 1) указывает на то, что найденное по зависимости  $\rho_{xx}(T)$  значение  $T_C = T_C^* \approx 40$  К является эффективным параметром, не отражающим в данном случае перехода в ферромагнитное состояние образца в целом.

Рост сопротивления в диэлектрических образцах при температурах ниже  $T_C$  обычно объясняется эффектами беспорядка и усилением локализации носителей в условиях ферромагнитного перехода, сопровождаемого переходом к прыжковому транспорту носителей [16–18]. При этом зависимость  $\rho_{xx}(T)$  в этой области температур обычно хорошо описывается законом  $\ln \rho_{xx} \propto (T_0/T)^v$  с  $v = 1/4$  [17, 18] и реже — с  $v = 1/2$  [19], отвечающим механизму проводимости с переменной длиной прыжка соответственно в отсутствие и при наличии кулоновской щели [20]. В нашем случае зависимость  $\rho_{xx}(T)$  лучше описывается законом  $\ln \rho_{xx} \propto (T_0/T)^v$  с  $v = 1/4$  (см. нижнюю вставку на рис. 2), хотя и при этом значении  $v$  наблюдаются отклонения от данного закона. Ниже  $T_C^*$  (при  $T \leq 20$  К) кривая  $\rho_{xx}(T)$  лучше всего описывается степенной зависимостью вида  $\rho_{xx} \propto (1/T)^n$  с  $n \approx 1/2$  (см. верхнюю вставку на рис. 2).

На рис. 3 представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления  $R_H$  при температурах ниже ( $T \leq T_C^* \approx 40$  К, кривые 1 и 2) и выше ( $T = 88$  К, кривая 3) эффективной температуры Кюри. Форма зависимости  $R_H(B)$  подобна наблюдаемой в  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  в условиях существенно преобладания аномальной компоненты эффекта Холла над нормальной [2, 16]. Кривая 3 в целом соответствует парамагнитному поведению АЭХ, хотя обращает на себя внимание небольшое остаточное холловское сопротивление  $R_H(0) \approx 1.6$  Ом, что возможно только при наличии ферромагнитной фазы в образце. Удивительно, однако, что величина АЭХ ( $R_H$ ) в парамагнитной области температур в полях  $B \geq 20$  Тл (кривая 3) начинает явно превышать свое значение в условиях насыщения АЭХ ( $R_{as}$ ) в ферромагнитной области при  $T \leq T_C^* \approx 40$  К.

В однофазных РМП типа III–Mn–V холловское сопротивление  $R_H$  подчиняется соотношению [3]

$$R_H d = \rho_{xy} = R_0 B + R_s M, \quad (1)$$

где  $d$  — толщина слоя РМП,  $R_0$  — константа нор-

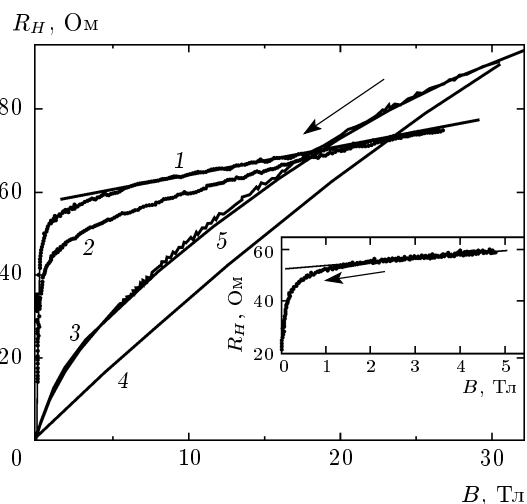


Рис. 3. Зависимости холловского сопротивления  $R_H$  от магнитного поля в InMnAs при различных температурах: 1 —  $T = 25$  К; 2 —  $T = 40$  К; 3 —  $T = 88$  К. Тонкими линиями показаны расчетные зависимости  $R_H(B)$  при  $T = 88$  К, полученные с использованием функций Бриллюэна (кривая 4; см. текст) и Ланжевена (кривая 5). На вставке — зависимость  $R_H(B)$  при  $T = 25$  К в увеличенном масштабе. Стрелками показано направление сканирования по магнитному полю

мального эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца, пропорциональной магнитной индукции  $B$ , а  $R_s$  — константа аномального эффекта Холла, пропорционального намагнитченности  $M$  и определяемого влиянием спин-орбитального взаимодействия на перенос носителей тока. Константа  $R_s \propto \rho_{xx}^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha = 1$  в случае «косого» рассеяния (skew scattering) механизма АЭХ и  $\alpha = 2$  для собственного механизма (intrinsic) и механизма «боковых» прыжков (side jump scattering) [3]. В нашем случае вклад АЭХ является доминирующим (см. рис. 3) и, следовательно,  $R_H \approx (R_s/d)M$ . Поэтому превышение  $R_H$  при  $T = 88$  К своего значения при  $T \leq T_C^* \leq 40$  К выглядит так, как будто намагнитченность насыщения  $M_s$  в парамагнитной области температур больше, чем величина  $M_s$  в ферромагнитном состоянии. Заметим, что подобное поведение невозможно объяснить с позиции известных механизмов АЭХ [3], поскольку  $\rho_{xx}$  растет с уменьшением температуры и при  $T \approx 40$  К почти в три раза выше, чем при  $T = 88$  К.

Другая особенность в поведении зависимостей  $R_H(B)$  заключается в том, что их наклон в сильных полях ( $B \geq 15$  Тл), определяемый  $R_0$ , при  $T \leq T_C^* \approx 40$  К заметно уменьшается. При этом кон-

центрация дырок, найденная из величины  $R_0$  при  $T = 25$  К, составляет  $p \approx 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что почти в два раза превышает значение  $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , найденное при комнатной температуре. Величина  $p \approx 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  соответствует достаточно сильному вырождению InAs: энергии Ферми  $E_F \approx 120$  мэВ. При этом, однако, произведение квазиимпульса Ферми на длину свободного пробега дырок мало:  $k_F l_p < 0.1$  (значение  $l_p$  найдено из величины подвижности дырок  $\mu_p = R_0/\rho_{xx}$ ). Малая величина  $k_F l_p \ll 1$  указывает на достаточно сильные эффекты локализации носителей, в условиях которых невозможно интерпретировать эффект Холла классическим образом.

Наконец отметим, что в окрестности и ниже  $T_C^*$  остаточное сопротивление АЭХ резко возрастает и при  $T = 25$  К (см. вставку на рис. 3) достигает величины 20 Ом, т. е. около 40 % от сопротивления насыщения аномального эффекта Холла  $R_{as}$ , что свидетельствует о высокой остаточной намагниченности образца и наличии ферромагнитной фазы.

Как известно, в случае  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  и  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , приготовленных методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии, при приближении к ферромагнитному переходу начинает наблюдаться ОМС, обусловленное магнитным беспорядком и спин-зависящими эффектами в рассеянии носителей [3]. Величина ОМС возрастает в непосредственной окрестности ферромагнитного перехода и наиболее сильно проявляется в диэлектрических образцах вблизи перехода диэлектрик–металл, достигая гигантской величины [1, 2, 17, 21]. Однако адекватное описание столь большого ОМС до сих пор отсутствует. Отметим также, что в образцах с гигантским ОМС наблюдается существенный парамагнитный вклад в намагниченность, достигающий 60 % от намагниченности насыщения при температурах на порядок меньших  $T_C$  [21]. Однако АЭХ и его корреляция с поведением ОМС в работах [17, 21] не исследовались.

Данные по магнитолевой зависимости сопротивления исследуемых образцов при различных температурах приведены на рис. 4. Видно, что ОМС проявляется в парамагнитной области и, как и в случае  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , заметно возрастает в области ферромагнитного перехода. В наших условиях, однако, отсутствует даже тенденция выхода сопротивления на насыщение в полях  $B \approx 30$  Тл, хотя АЭХ, определяемый намагниченностью, достигает насыщения уже при  $B \approx 2$  Тл (см. вставку на рис. 3). Отрицательное магнитосопротивление насыщается лишь при  $T = 4.2$  К и  $B \approx 10$  Тл (см. рис. 4б), причем

сопротивление в этих условиях уменьшается более чем в 10 раз.

Таким образом, обращают на себя внимание следующие необычные результаты, которые нуждаются в объяснении: локальный максимум в температурной зависимости сопротивления, который свидетельствует о ферромагнитном переходе; заметное превышение сопротивления в условиях АЭХ в парамагнитной области температур по сравнению с величиной его насыщения  $R_{as}$  в ферромагнитном состоянии; большое ОМС ниже  $T_C^*$ , которое не насыщается в полях до 30 Тл, хотя поля насыщения АЭХ составляют несколько тесла.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

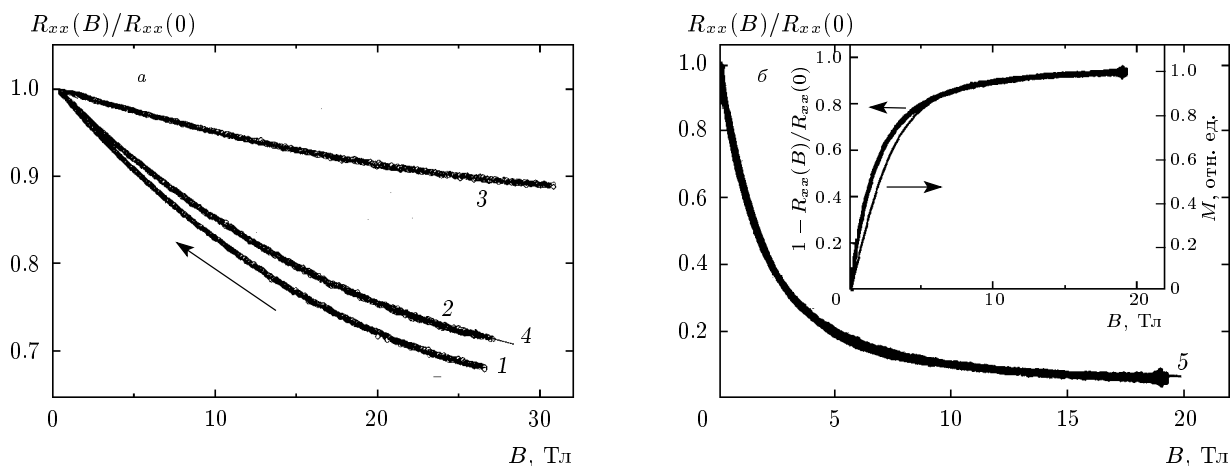
Прежде всего отметим, что полученные результаты невозможно объяснить с позиции однородно легированного магнитного полупроводника. Дополнительно это подтверждается и анализом намагниченности. Действительно, в парамагнитном состоянии полевое поведение намагниченности (и, соответственно, АЭХ) в однородном полупроводнике должно хорошо описываться модифицированной функцией Бриллюэна [21, 22]:

$$M = M_s B_s \frac{Sg\mu_B H}{k_B(T + T_{AF})}, \quad (2)$$

где  $S = 5/2$  — спин марганца,  $g = 2$  — фактор Ланде. Параметр  $T_{AF}$  учитывает антиферромагнитный по характеру суперобмен между атомами марганца. Однако в нашем случае заметная разница в полевом поведении функции Бриллюэна и АЭХ в парамагнитной области температур ( $T = 88$  К) очевидна (ср. кривые 3 и 4 на рис. 3). В наших условиях полевая зависимость холловского сопротивления описывается функцией Ланжевена

$$L(y) = \text{cth } y - 1/y,$$

где  $y = N\mu_B H/kT$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $N\mu_B$  — магнитный момент включений. Сплошной кривой 5 на рис. 3 представлен результат такой подгонки с использованием двух типов включений с  $N = 10$  и  $N = 250$ , вес которых соответственно 0.9 и 0.1. Это свидетельствует о суперпарамагнитном характере поведения АЭХ, обусловленном существованием ферромагнитных включений малых размеров даже при  $T \approx 2T_C^*$ . Хорошее согласие между экспериментальной (кривая 3) и расчетной (кривая 5) зависимостями  $R_H(B)$  указывает на существенную роль в наших образцах эффектов ближнего по-



**Рис. 4.** Нормированные магнитополевые зависимости магнитосопротивления InMnAs, полученные при различных температурах: *a* —  $T = 25$  К (1), 40 К (2), 88 К (3), стрелка указывает направление сканирования по магнитному полю; *б* —  $T = 4.2$  К. Тонкие линии — расчет кривых магнитосопротивления при  $T = 40$  (кривая 4) и 4.2 К (кривая 5) с использованием модифицированной функции Бриллюэна для намагниченности  $M$  и выражения  $R_{xx}(B)/R_{xx}(0) = \exp(-M/M_0)$ . Вставка демонстрирует корреляцию между поведением магнитосопротивления и намагниченности, описываемой функцией Бриллюэна

рядка в расположении атомов марганца, приводящих к формированию магнитных кластеров типа молекулярных [23]. С подобного рода образованиями связывались и аномалии в ферромагнетизме слоев  $(\text{In}_y\text{Ga}_{1-y})_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  и  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , обнаруженные в работах [9, 10].

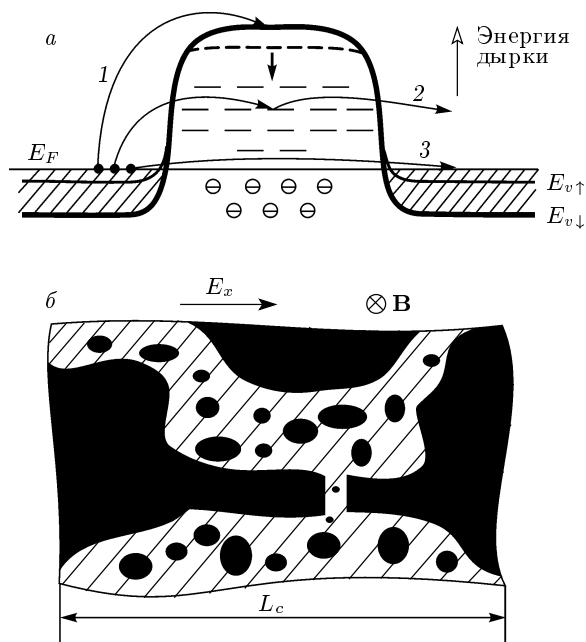
С другой стороны, мы попытались выявить корреляцию между поведением магнитосопротивления и намагниченности с помощью выражения (2), полагая, что  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx} \propto f(M)$ , где  $f(M)$  — монотонная функция намагниченности (приблизительный вид функции  $f(M)$  определим ниже). Оказалось, что такая корреляция явно имеет место вплоть до  $T = 4.2$  К (см. вставку на рис. 4б).

Таким образом, получается, что, как и в случае пленок  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [21], в наших образцах при температурах, заметно меньших температуры Кюри, наряду с ферромагнитной присутствует и парамагнитная фаза. Причины этого, на наш взгляд, заключаются в следующем. Во-первых, пленки  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , полученные на подложках GaAs, обладают большим количеством донорных дефектов (из-за рассогласования решеток InAs и GaAs), что может обуславливать их  $n$ -тип проводимости [2]. Во-вторых, при большом содержании марганца ( $x \geq 0.1$ ) и высоких температурах роста (450 °С, как и в работах [10, 11]) эффекты ближнего порядка в расположении атомов марганца, приводящие к формированию димеров,

существенно подавляют его электрическую активность акцепторного типа [4, 9–11]. Поэтому не удивительно, что пленки, полученные методом осаждения из лазерной плазмы при 450 °С, обладали  $n$ -типом проводимости. Импульсный лазерный отжиг приводит к существенной активации примесей марганца (увеличению концентрации дырок) в случае слоев не только  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , но и  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  и  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$  [14, 15]. Вследствие случайно-неоднородного распределения примесей марганца возникают области с повышенной (носители заряда вырождены) и с пониженной (сильнокомпенсированные области) концентрацией дырок. Области с пониженной концентрацией дырок, несмотря на большое содержание в них марганца, могут оставаться при низких температурах парамагнитными, поскольку ферромагнетизм материалов III–Mn–V индуцирован свободными дырками [3]<sup>1</sup>.

Рисунок 5а иллюстрирует разбиение объема образца на области с высокой и низкой (парамагнитные) концентрацией дырок, а также изгиб потолка валентной зоны и формирование вырожденных дырочных капель. С понижением температуры в

<sup>1</sup> В пленках  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  обедненные дырками области при содержании марганца более 5 ат.% возникают вследствие его преимущественного вхождения в межузельные положения кристаллической решетки, где они выступают в качестве двойных доноров [3, 6].



**Рис. 5.** *а)* Схематическое представление дырочного транспорта в InMnAs между вырожденными ферромагнитными областями (заштрихованные области), разделенными компенсированными парамагнитными прослойками. Стрелка 1 изображает надбарьерный транспорт дырок, стрелки 2, 3 — прыжковый перенос дырок между вырожденными областями соответственно с участием промежуточных состояний и путем прямого туннелирования. Знаки «—» и «⊖» — свободные и заполненные дырочные состояния;  $E_{v\uparrow}$  и  $E_{v\downarrow}$  — положение краев спиновых подзон дырок со спином вверх и вниз в отсутствие магнитного поля. Штриховая линия изображает изгиб края валентной зоны в парамагнитной прослойке для подзоны со спином вниз в магнитном поле. *б)* Характерный фрагмент среды размером порядка радиуса корреляции  $L_c$  перколяционного кластера. Черным обозначены вырожденные области InMnAs с металлической проводимостью; заштрихована диэлектрическая компонента среды, содержащая мелкомасштабные дырочные капли

областях с достаточно высокой концентрацией дырок происходит локальный ферромагнитный переход внутри капель, что приводит к расщеплению спиновых подзон дырок. Таким образом, образец можно рассматривать как двухкомпонентную среду, состоящую из ферромагнитных металлических образований в диэлектрической парамагнитной матрице, напоминающую системы с гигантским ОМС в условиях их фазового расслоения (см. работу [24] и ссылки там), или как металл-диэлектрический на-

нокомпозит [25]. В отличие, однако, от нанокompозитов в нашем случае энергия для перехода дырки из одной капли в другую (зарядовая энергия  $\epsilon_c$ ) лимитируется сверху относительно невысокими барьерами, разделяющими ферромагнитные области, что может приводить к иному механизму ОМС, существенно более сильному, чем в нанокompозитах (см. ниже).

Температурная зависимость сопротивления полученных объектов объясняется транспортом дырок по металлическим каплям, разделенным диэлектрическими промежутками (рис. 5б). При высоких температурах дырки преодолевают эти промежутки активационным образом, а при  $T < T_C^*$  происходит переход к их туннельному транспорту (см. рис. 5а), как и в работах [17–19]. Вероятно, этот переход обусловлен уменьшением размеров диэлектрических прослоек и/или увеличением барьеров на путях протекания дырок в условиях локального ферромагнитного перехода, усиливающего их локализацию. Далее учтем, что хотя исследуемая система обладает диэлектрическим характером проводимости, она близка к переходу металл–диэлектрик (при уменьшении температуры от 300 до 4 К сопротивление возрастает в 30 раз).

В рамках сделанного предположения, отмеченные выше особенности транспортных свойств слоев  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  можно объяснить, используя представления о перколяционной проводимости и эффекте Холла двухкомпонентных систем типа металл–плохой проводник (см. работу [26] и ссылки там). В нашем случае металл — это вырожденные дырочные пятна, а плохой проводник («диэлектрик») — парамагнитные области между ними компенсированного  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , содержащие изолированные атомы марганца. При критическом содержании  $x_{mc}$  доли металлической фазы в такой системе происходит перколяционный переход, который характеризуется шириной  $\Delta = |x_m - x_{mc}| = (\sigma_d/\sigma_m)^m$ , где  $\sigma_d$  и  $\sigma_m$  — проводимости диэлектрической и металлической компонент среды, а  $m \approx 0.385$  и  $m \approx 0.388$  соответственно для двумерного и трехмерного случаев [26]. Важно, что в области перехода ( $|x_m - x_{mc}| \leq \Delta$ ) эффективная проводимость среды  $\sigma(x_m)$  определяется обеими компонентами [26]:

$$\sigma(x_m) \approx \sigma_m^{1-s} \sigma_d^s, \tag{3}$$

где  $s = 0.5$  и  $s \approx 0.62$  соответственно для двумерного и трехмерного случаев. Поэтому в этих условиях роль вклада  $\sigma_m$  от металлических капель в проводимость системы важна. В частности, хорошо уста-

новлено, что температурная зависимость величины  $\rho_m = 1/\sigma_m$  имеет максимум вблизи ферромагнитного перехода, что проявляется в нашем случае в виде перегиба на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  при  $T = T_C^*$  (см. рис. 2). При более низких температурах в условиях туннельного транспорта дырок вклад в температурную зависимость проводимости могут давать квантовые поправки в  $\sigma_m$ , что обеспечивает степенной характер зависимости  $\rho_{xx}(T) \propto T^{-1/2}$  (см. рис. 2). В частности, подобная зависимость наблюдалась в нанокompозитах в непосредственной близости к переходу диэлектрик–металл [27]. С другой стороны, в диэлектрических нанокompозитах в условиях, когда зарядовая энергия достаточно мала ( $\varepsilon_c \leq kT$ ) и нарушается бoльцмановская статистика, сопротивление описывается степенным законом  $\rho_d = 1/\sigma_d \propto T^{-1}$  [28, 29], что согласно выражению (3) также может приводить к зависимости типа  $\rho_{xx}(T) \propto T^{-1/2}$ .

Далее мы покажем, что размер дырочных капель велик (около 1 мкм) и заметно превышает толщину пленки, что обуславливает двумерный характер данной двухкомпонентной перколяционной системы. В этой ситуации естественно ожидать заметного вклада дырочных капель в зависимость  $\rho_{xx}(T)$ . Однако немонотонное температурное поведение АЭХ (см. рис. 3) и обнаруженные особенности ОМС (см. рис. 4) в существенной степени определяются присутствием парамагнитной (диэлектрической) компоненты среды.

Действительно, коэффициент Холла двумерной двухкомпонентной системы описывается соотношением [26]

$$R(x_m) = \frac{\mu_m - \mu_d}{\sigma_m - \sigma_d} + \frac{\sigma_m \mu_d - \sigma_d \mu_m}{\sigma_m^2 - \sigma_d^2} \times \left[ 1 + \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma^2(x_m)} \right], \quad (4)$$

где  $\sigma$  — эффективная поверхностная проводимость среды, а  $\mu_m$  и  $\mu_d$  — холловские подвижности соответственно в металлических пятнах и в диэлектрических областях среды. При выполнении условий  $\sigma_m \gg \sigma_d$  и  $\sigma_m \mu_m \gg \sigma_d \mu_d$  выражение (4) можно упростить. При этом для холловского сопротивления среды получим

$$R_H(x_m) \approx R_{Hm} \left[ 1 + \frac{\rho_m}{\rho_d} \left( \frac{R_{Hd}}{R_{Hm}} - 1 \right) A \right]. \quad (5)$$

Здесь  $R_{Hm}$  и  $R_{Hd}$  — холловские сопротивления соответственно металлической и диэлектрической компонент среды,  $A = \sigma_d \sigma_m / \sigma^2(x_m)$  — величина по-

рядка единицы в области перколяционного перехода (на диэлектрической стороне  $A \geq 1$ ). Из выражения (5) следует, что измеряемое в окрестности перехода холловское сопротивление в значительной степени определяется металлической компонентой среды. Тем не менее вклад диэлектрической компоненты в эффект Холла может играть заметную роль, а его немонотонное изменение с уменьшением температуры может приводить к усилению эффекта Холла в парамагнитной области в сравнении с его величиной в ферромагнитном состоянии. Это следует из рассмотрения возможных каналов переноса носителей в диэлектрических областях (см. рис. 5а). В области высоких температур должен доминировать перенос дырок между металлическими каплями (обозначен стрелкой 1), обусловленный их термическим забросом на край подвижности валентной зоны  $E_v$  диэлектрических областей. При этом при  $4kT \geq E_v - E_F$  холловское сопротивление диэлектрической компоненты  $R_{Hd}$  оказывается примерно равным  $R_{Hm}$ , а измеряемое холловское сопротивление среды  $R_H \approx R_{Hm}$ , см. (5). С уменьшением температуры величина  $R_{Hd}$  будет расти в силу уменьшения концентрации дырок в валентной зоне и увеличения сопротивления парамагнитных областей. При этом, однако, должна усиливаться роль прыжкового транспорта дырок между металлическими областями (с участием промежуточных состояний и путем прямого туннелирования дырок между ними; см. рис. 5а), который дает чрезвычайно малый вклад в эффект Холла [30]. На примере исследований легированных полупроводников (см. книгу [20]) известно, что коэффициент Холла с понижением температуры достигает максимума в условиях, когда прыжковая проводимость сравнивается с проводимостью носителей по свободной зоне и затем экспоненциально падает. В нашем случае в области промежуточных температур  $T_i$  при  $R_{Hd} \gg R_{Hm}$  измеряемое холловское сопротивление, согласно формуле (5), равно

$$R_H(T_i) \approx R_{Hm}(T_i) \left[ 1 + \frac{\rho_m(T_i) R_{Hd}(T_i)}{\rho_d(T_i) R_{Hm}(T_i)} A \right], \quad (6)$$

тогда как в области низких температур  $T_l$  при доминировании прыжкового транспорта в проводимости диэлектрической компоненты  $\sigma_d (R_{Hd} \ll R_{Hm})$  —

$$R_H(T_l) \approx R_{Hm}(T_l) \left[ 1 - \frac{\rho_m(T_l)}{\rho_d(T_l)} A \right] \approx R_{Hm}(T_l). \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) видно, что вклад диэлектрической компоненты может привести к максимуму в зависимости  $R_H(T)$  и, следовательно, к



усилению АЭХ в парамагнитной области температур по сравнению с его величиной в ферромагнитной области, где транспорт носителей носит прыжковый характер. В частности, в поле 30 Тл в парамагнитной области при  $T = 88$  К намагниченность изолированных атомов марганца, согласно (2), составляет примерно  $0.5M_s$ . При этом для холловского сопротивления металлической компоненты имеем  $R_{Hm}(88 \text{ К}) \approx 0.5R_{Hm}(25 \text{ К})$ . Поэтому если при  $T = 88$  К  $A\rho_m R_{Hd}/\rho_d R_{Hm} \geq 1$  в выражении (6), то холловское сопротивление пленки  $R_H(88 \text{ К}) \geq R_H(25 \text{ К})$ . Заметим, что фактор превышения АЭХ зависит от его механизма и наиболее велик для собственного механизма и механизма боковых прыжков, для которых  $R_H \propto \rho_{xx}^2$  [3], и, соответственно,  $A\rho_m R_{Hd}/\rho_d R_{Hm} \propto \rho_d/\rho_m$ .

Нормальная составляющая эффекта Холла в этой ситуации также ведет себя немонотонно, что может привести к завышенному значению концентрации дырок при низких температурах (см. (7)). Наиболее достоверными для оценки эффективной концентрации дырок в металлических мезоскопических областях представляются данные измерений эффекта Холла при  $T = 300$  К, которые дают величину  $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях в однородно-легированных пленках  $\text{In}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$  ( $x \approx 0.1$ ) ферромагнитный переход происходит в интервале температур от 30 до 50 К согласно результатам работы [4], что совпадает с оценкой температуры Кюри  $T_C^* \approx 40$  К, отражающей локальный характер перехода в нашем случае (см. рис. 2).

В рамках модели двухкомпонентной среды удается непротиворечивым образом описать и механизм ОМС, определяемый существованием в полученных пленках  $\text{In}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$  диэлектрической (парамагнитной) фазы. В подобной двухфазной ситуации [24] механизм ОМС связывался с выстраиванием магнитных моментов двумерных капель вдоль поля и уменьшением спин-зависящих эффектов в рассеянии носителей, что в условиях близости к переходу диэлектрик–металл приводило к гигантскому ОМС. В нашем случае возможен, однако, иной сценарий.

При температурах  $T < T_C^* \approx 40$  К в исследуемых пленках наблюдается остаточное сопротивление в условиях АЭХ (см. рис. 3). Поэтому в намагниченном состоянии в нулевом поле магнитные моменты соседних металлических областей направлены одинаковым образом. При этом, в силу обменного взаимодействия, спиновые подзоны дырок подвержены расщеплению по энергии внутри данных областей. Однако в парамагнитных диэлектрических прослойках между ними такое расщепление отсутствует (см.

рис. 5а). Очевидно, что перенос основных носителей (на рис. 5а со спином вниз) в этих условиях будет контролироваться барьером между ферромагнитными и парамагнитными областями, высота которого в магнитном поле уменьшается вследствие эффекта Зеемана. Последний в парамагнитных полупроводниках II–Mn–VI и III–Mn–V определяется намагниченностью (а не полем, как в случае, например,  $\alpha\text{-GdSi}$  [31]) вследствие того, что эти полупроводники характеризуются сильным обменным  $p\text{-}d(s\text{-}d)$ -взаимодействием [32–34]. Следуя подходу работ [31] к описанию ОМС, определяемого только термическим забросом носителей на край подвижности, получим соотношение

$$R_{xx}(B) = R_{xx}(0) \exp\left[-\frac{M_p(B)}{M_0}\right], \quad (8)$$

где  $M_p$  — намагниченность парамагнитных областей, описываемая соотношением (2), а  $M_0$  — константа размерности намагниченности. В нашем случае сопротивление парамагнитных областей при низких температурах определяется туннельными переходами (см. рис. 5а) и также экспоненциально зависит от высоты барьера:

$$R_t \propto \exp\left[\left(\frac{E_v - E_F}{E_0}\right)^\beta\right].$$

Здесь  $\beta = 1/2$  и  $\beta = 3/8$  соответственно для прямого тунелирования дырок между ферромагнитными областями и для переходов с участием промежуточных состояний (примесной зоны) в режиме переменной длины прыжка [20]. Полагая, что в этих условиях уменьшение высоты барьера в магнитном поле не велико ( $\delta(E_v - E_F) \propto M_p \ll E_v - E_F$ ), получим соотношение, аналогичное (8), но с иной константой  $M_0$ .

Выше на рис. 4 сплошными линиями показаны расчетные кривые магнитосопротивления, полученные с использованием соотношений (8) и (2) путем подгонки к экспериментальным зависимостям  $R_{xx}(B)$  при  $T = 4.2$  и  $T = 40$  К. Видно, что расчетные кривые достаточно хорошо описывают экспериментальные зависимости. Найденные при этом значения параметра  $T_{AF}$ , отражающего антиферромагнитный суперобмен между атомами марганца, составляют соответственно 6 К и 5 К. Насколько нам известно, вклад антиферромагнитного обменного взаимодействия в полупроводниках III–Mn–V детально не исследовался, хотя его проявления явно наблюдались (см., например, работы [21]). В случае полупроводников II–Mn–VI данное взаимодействие

играет важную роль и достигает величин примерно 10 К [22].

В основе изложенной выше модели, позволяющей объяснить основные закономерности в поведении эффекта Холла и магнитосопротивления, лежат представления о перколяционном характере проводимости пленок и одновременно об их близости к переходу диэлектрик–металл. В этих условиях радиус корреляции  $L_c$  бесконечного кластера, характеризующий масштаб неоднородности среды [35], должен совпадать по порядку величины с размерами мезоскопических металлических областей (см. рис. 5б). Поэтому очевидно, что для обоснования сделанных выше предположений желательно оценить масштаб  $L_c$ . Такую оценку можно получить из исследований мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления  $R_{xy}$ , отражающих изменение топологии токовых путей протекания под действием внешних факторов (температуры, электрического и магнитного полей). Данная методика была апробирована нами на примере исследования как немагнитных [36], так и магнитных перколяционных систем [27, 37].

В нашем случае оценка характерных масштабов неоднородностей возможна из анализа магнитопольевой зависимости электрической асимметрии потенциалов холловских зондов:  $R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2$ , где  $R_{xy}^+$ ,  $R_{xy}^-$  — поперечные сопротивления, отвечающие положительному и отрицательному направлениям магнитного поля. Значение  $R_a$  изменяется не только в силу неточности совмещения зондов и магниторезистивного эффекта, но и вследствие перестройки перколяционного кластера [37] под действием магнитного поля.

На рис. 6 приведены нормированные магнитопольевые зависимости сопротивления асимметрии  $R_a$  и продольного сопротивления  $R_{xx}$ , полученные при  $T = 25, 40$  К. Видно, что до полей  $B \approx 7$  Тл поведение  $R_a(B)$  кардинально отличается от поведения  $R_{xx}(B)$ , что свидетельствует о существенно перколяционном характере проводимости исследуемых пленок. Наблюдаемое отклонение зависимости  $R_a(B)$  от  $R_{xx}(B)$  можно интерпретировать как эффективное смещение  $\Delta l_a \sim L_c$  холловских зондов, которое по оценке, полученной согласно методике работы [37], достигает нескольких микрометров. Таким образом, предположение о большом размере металлических областей (превышающем толщину пленки) оказывается оправданным. Заметим, что зарядовая энергия областей такого размера составляет около 0.1 мэВ, что заметно меньше  $kT$  при гелиевых температурах, что, по-видимому, является основной

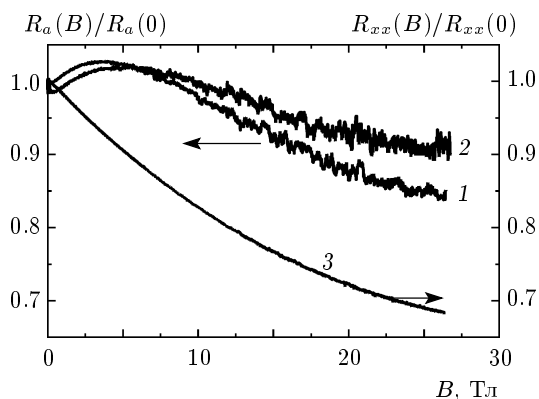


Рис. 6. Нормированные магнитопольевые зависимости сопротивления асимметрии  $R_a(B) = [R_{xy}(B) + R_{xy}(-B)]/2$  при  $T = 25$  К (кривая 1) и  $T = 40$  К (кривая 2). Для сравнения показана также в нормированном виде кривая магнитосопротивления  $R_{xx}(B)$  при  $T = 25$  К (кривая 3)

причиной неэкспоненциальной зависимости  $\rho_{xx}(T)$  при низких температурах (см. рис. 2).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на наш взгляд, своеобразие исследованных пленок  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $x \approx 0.1$ ) заключается, с одной стороны, в достаточно большом содержании в них донорных дефектов, а с другой — в неоднородном распределении активных (акцепторных) примесей марганца, возникающих после импульсного лазерного отжига. В результате этого в пленках имеются сильновырожденные области мезоскопических размеров с повышенной концентрацией дырок, отделенные друг от друга узкими компенсированными прослойками. С понижением температуры вырожденные области оказываются ферромагнитными, тогда как компенсированные области остаются парамагнитными вплоть до гелиевых температур. В соответствии с моделью двухкомпонентных сред [26] эффект Холла в этом случае определяется в основном транспортом дырок внутри вырожденных областей. При этом, однако, сильный рост холловского сопротивления парамагнитных областей с понижением температуры (до тех пор пока в них доминирует перенос дырок по краю подвижности) может приводить к немоному поведению АЭХ и его усилению в парамагнитном состоянии в сильных полях по сравнению с величиной насыщения АЭХ ниже температуры Кюри. При переходе к прыжковому транспорту

дырок данный вклад подавляется и АЭХ практически целиком определяется ферромагнитными областями. Существованием парамагнитных областей объясняются особенности отрицательного магнитосопротивления, определяемого эффектом Зеемана и уменьшением потенциальных барьеров на путях переноса дырок между ферромагнитными металлическими образованиями в магнитном поле. Большой размер ферромагнитных образований подтвержден наблюдением мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора магнитосопротивления, анализ которых позволил оценить радиус корреляции перколяционного кластера (масштаб магнитоэлектрических неоднородностей) в несколько микрометров.

Работа выполнена при поддержке Европейской программы EUROMAGNET, РФФИ (гранты №№ 07-02-00927, 08-02-00719) и Международного научно-технического центра (проект G-1335).

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2664 (1992).
2. H. Ohno, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 110 (1999); H. Ohno and F. Matsukura, *Sol. St. Comm.* **117**, 179 (2001).
3. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
4. T. Slupinski, A. Oiwa, S. Yanagi, and H. Munekata, *J. Cryst. Growth* **237–239**, 1326 (2002).
5. T. Schallenberg and H. Munekata, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 042507 (2006).
6. K. W. Edmonds, P. Boguslavski, K. Y. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037201 (2004).
7. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura et al., *Nature* **408**, 944 (2000).
8. S. Koshihara, A. Oiwa, M. Hirasawa et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4617 (1997).
9. T. Slupinski, H. Munekata, and A. Oiwa, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1592 (2002); T. Slupinski, H. Munekata, and A. Oiwa, *J. Supercond. and Novel Magnetism* **16**, 45 (2003).
10. A. J. Blattner and B. W. Wessels, *Appl. Surf. Sci.* **221**, 155 (2004); Y. L. Soo, S. Kim, Y. H. Kao et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 481 (2004).
11. S. J. May, A. J. Blattner, and B. W. Wessels, *Phys. Rev. B* **70**, 073303 (2004).
12. P. R. Bandaru, J. Park, J. S. Lee et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112502 (2006); X. C. Liu, Z. H. Lu, Z. L. Lu et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 073903 (2006).
13. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, К. И. Маслаков и др., *ЖЭТФ* **127**, 838 (2005).
14. Yu. A. Danilov, E. S. Demidov, Yu. N. Drosdov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **300**, e24 (2006).
15. Yu. A. Danilov, V. P. Lesnikov, Yu. N. Nozdryn et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **300**, e28 (2006).
16. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev. B* **57**, 2037R (1998).
17. A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck et al., *Phys. Rev. B* **56**, 13103 (1997).
18. Sh. U. Yuldashev, H. C. Jeon, H. S. Im et al., *Phys. Rev. B* **70**, 193203 (2004).
19. Y. Satoh, D. Okazawa, A. Nagashima, and J. Yoshino, *Physica E* **10**, 196 (2001).
20. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
21. A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo et al., *Sol. St. Comm.* **103**, 209 (1997); A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo et al., *Physica B* **249–251**, 775 (1998).
22. T. Dietl, in *Handbook on Semiconductors*, Vol. 3b, ed. by T. S. Moss, North-Holland, Amsterdam (1994), p. 1251; J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
23. Mark van Schilfgaarde and O. N. Mryasov, *Phys. Rev. B* **63**, 233205 (2001).
24. J. Jaroszynski, T. Andrearczyk, G. Karczewski et al., *Phys. Rev. B* **76**, 045322 (2007).
25. B. A. Aronzon, S. V. Kapelnitsky, and A. S. Lagutin, in *Physico-Chemical Phenomena in Thin Films and at Solid Surfaces*, Vol. 34, ed. by L. Trakhtenberg, S. Lin, and O. Ilegbusi, Elsevier Sci. Publ., Amsterdam (2007), p. 581.
26. Б. И. Шкловский, *ЖЭТФ* **72**, 288 (1977); А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* **59**, 641 (1970).
27. B. Raquet, M. Goiran, N. Negre et al., *Phys. Rev. B* **62**, 17144 (2000); A. Carl, G. Dumpich, and E. F. Wassermann, *Phys. Rev. B* **50**, 4802 (1994).
28. C. J. Adkins, in *Metal-Insulator Transitions Revisited*, ed. by P. P. Edwards and C. N. R. Rao, Taylor & Francis (1995), p. 191.

29. Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев и др., ФТТ **41**, 944 (1999).
30. Т. Holstein, Phys. Rev. **124**, 1329 (1961); Ю. М. Гальперин, Е. П. Герман, В. Г. Карпов, ЖЭТФ **99**, 343 (1992).
31. S. Caprara, V. V. Tugushev, and N. K. Chumakov, ЖЭТФ **128**, 351 (2005); S. Caprara, N. K. Chumakov, S. Gudenko, and V. Tugushev, Phys. Rev. B **74**, 104204 (2006).
32. T. Wojtowicz, T. Dietl, M. Sawicki et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 2419 (1986).
33. D. Heiman, Y. Shapira, S. Foner et al., Phys. Rev. B **29**, 5634 (1984).
34. G. D. Sanders, Y. Sun, F. V. Kyrychenko et al., Phys. Rev. B **68**, 165205 (2003).
35. А. С. Скал, Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, ФТТ **17**, 506 (1975).
36. B. A. Aronzon, V. V. Rylkov, A. S. Vedeneev, and J. Leotin, Physica A **241**, 259 (1997); Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, В. В. РЫЛЬКОВ, ФТП **39**, 844 (2005); Б. А. Аронзон, А. С. Веденеев, А. А. Панфоров, В. В. РЫЛЬКОВ, ФТП **40**, 1082 (2006).
37. В. В. РЫЛЬКОВ, Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов и др., ЖЭТФ **121**, 908 (2002).