

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ, ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ СТРУКТУРАХ С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ GaAs/InGaAs/GaAs

В. А. Кульбачинский^{a}, Л. Ю. Щурова^b*

*^a Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

*^b Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 ноября 2008 г.

Проанализированы результаты исследования магнитных и транспортных свойств δ -легированной углеродом и марганцем с разных сторон квантовой ямы GaAs/InGaAs/GaAs при наличии ферромагнитной фазы. Сформулирована термодинамическая модель и с целью определения концентрации свободных носителей заряда проведены расчеты состава системы, состоящей из нейтральных атомов марганца, ионов марганца и дырок в квантовой яме. Вычислены вклады в сопротивление различных механизмов рассеяния дырок, получено хорошее согласие с экспериментальными зависимостями сопротивления от температуры. Получено количественное согласие вычисленных и экспериментальных значений отрицательного магнитосопротивления, связанного с изменением вклада рассеяния на магнитных ионах спин-поляризованной системы носителей заряда.

PACS: 72.15.Gd, 72.20.Dp, 72.25.-b, 73.43.Qt, 73.63.Hs

1. ВВЕДЕНИЕ

Спинтроника или магнетоэлектроника — быстро развивающаяся область науки, фокусирующая свое внимание на явлениях спин-зависимого переноса [1]. В последнее время в связи с возможностью создания спинтронных устройств исследования переноса носителей заряда в магнитных полупроводниках, в первую очередь, в разбавленных магнитных полупроводниках, стали одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела [2–5]. Помимо прикладного значения, разбавленные магнитные полупроводники представляют самостоятельный интерес для фундаментальных физических исследований. Разбавленные магнитные полупроводники содержат лишь несколько процентов магнитных примесей, прямое обменное взаимодействие между которыми пренебрежимо мало. Однако

в разбавленных магнитных полупроводниках обнаружен индуцированный свободными дырками ферромагнетизм. Для описания ферромагнитного состояния в разбавленных магнитных полупроводниках разработаны модели косвенного обмена, изложенные, например, в работе [6], и в этом направлении достигнут значительный прогресс [2, 6, 7], однако ряд вопросов, в частности, вопрос о влиянии неоднородностей распределения магнитных ионов на магнитные и транспортные свойства образцов, во многом остаются неясными и требуют дальнейших исследований [2]. Изучение спин-зависимого переноса носителей заряда, отражающего взаимное влияние транспортных и магнитных свойств, представляет интерес для выявления особенностей ферромагнитного состояния в разбавленных магнитных полупроводниках.

Исследованию транспортных свойств разбавленных магнитных полупроводников посвящено большое число публикаций, однако работ, в кото-

*E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

рых исследуются двумерные системы в присутствии магнитной примеси, существенно меньше, чем посвященных объемным полупроводникам. В качестве примера приведем гетероструктуры типа GaAs/AlGaAs [8] и структуры с квантовыми ямами [5, 9] и ссылки в этих работах.

В исследованных в работах [5, 8, 9] низкоразмерных структурах магнитная примесь была отделена спейсером от двумерного канала проводимости для уменьшения ее влияния на подвижность носителей заряда. Структуры создавались на основе GaAs, а в качестве магнитной примеси выступал марганец, который вводился в структуру в виде δ -слоя и был отделен от квантовой ямы или гетероперехода спейсером. Количество введенных в образец атомов марганца и толщина спейсера подбирались так, чтобы взаимодействие свободных дырок в двумерном канале с магнитной примесью проявлялось наиболее интенсивно в транспортных свойствах.

В полупроводнике GaAs марганец является акцептором до определенной концентрации, при превышении которой марганец становится двойным донором, что приводит к самокомпенсации. Низкотемпературная ферромагнитная фаза, индуцированная дырками в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, разрушается при температурах до 170 К в зависимости от концентрации легирующей примеси и концентрации дырок [2–4]. Марганец, вводимый в GaAs путем ионной имплантации или лазерного испарения, образует гранулы или кластеры [10, 11] MnAs с температурой Кюри $T_C = 315$ К и кластеры $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$, термодинамически стабильная ферромагнитная фаза которых соответствует $x = 0.54\text{--}0.60$ с $T_C > 600$ К [12]. Такие кластеры дают вклад в намагниченность всей структуры, но не в аномальный эффект Холла [9]. Такие неоднородности металлического типа образуются в GaAs как при высоких, так и при относительно низких ($n_{\text{Mn}} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$) уровнях легирования, и могут содержать существенную часть введенных в образец примесей марганца [9]. В структурах с достаточно высоким уровнем легирования марганцем помимо таких кластеров имеются другие неоднородности, связанные со случайным распределением ионов марганца вне кластеров. При достаточно больших уровнях легирования неоднородности распределения акцепторных примесей марганца формируют кулоновский флуктуационный потенциал. Эффекты, связанные с наличием флуктуационного потенциала, рассматривались в работе [9].

В разбавленных магнитных полупроводниках (Ga, Mn)As экспериментально наблюдаются отрицательное магнитосопротивление, которое составляет

проценты в магнитных полях до 8 Тл [13]. Существенной особенностью образцов (Ga, Mn)As, легированных марганцем с помощью лазерного распыления, с двумерным каналом проводимости является значительное большее — десятки процентов — отрицательное магнитосопротивление [9]. Кроме того, в разбавленных магнитных полупроводниках с двумерным каналом проводимости при температуре около 30 К знак магнитосопротивления изменяется с отрицательного на положительный [9]. В литературе имеются модели для описания отрицательного магнитосопротивления в объемных разбавленных магнитных полупроводниках. Например, в образце GaAs с примесью марганца [13] отрицательное магнитосопротивление объяснено влиянием спиновой поляризации носителей заряда на их перенос. В работе [14] в поликристаллическом полупроводниковом ферромагнетике $(\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2})_2\text{FeMoO}_8$, содержащем ферромагнитные гранулы, отрицательное магнитосопротивление объяснено спин-зависимым межгранульным туннелированием. В работе [15] транспортные и магнитотранспортные свойства неоднородного состоящего из магнитной и немагнитной фаз объемного манганата связываются с туннелированием носителей заряда между магнитокоррелированными металлическими областями капель, имеющими размеры большие чем длины туннелирования носителей. Однако для разбавленных магнитных полупроводников с двумерным каналом проводимости физические основы явлений во многом остаются неясными. Теоретические модели разбавленных магнитных полупроводников в основном выясняют природу магнитного состояния [2, 6, 7], но отсутствуют физическая модель и численные расчеты, объясняющие такие явления как отрицательное магнитосопротивление и его особенности, аномальные температурные зависимости сопротивления и пр.

Мы представляем модель, в рамках которой описываются термодинамические, транспортные и магнитотранспортные свойства δ -легированных разбавленных магнитных полупроводников с квантовой ямой. Модель сформулирована для структур с относительно низким уровнем легирования марганцем, когда распределение примесей марганца в твердом растворе $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ можно считать однородным и влияние флуктуационного потенциала случайно распределенных примесей марганца вне кластеров еще не существенно. Вычислены подвижности дырок, рассчитаны температурные зависимости сопротивления и магнитосопротивление в (Ga, Mn)As/InGaAs. Результаты численных расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

2. СТРУКТУРЫ

В настоящей работе исследовались магнитные и гальваномагнитные свойства δ -легированной марганцем и углеродом с разных сторон квантовой ямы GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x = 0.17$) шириной 10 нм, выращенные в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета. Формирование слоя марганца (со спейсером 3 нм) с одной стороны ямы осуществлялось путем лазерного напыления [9, 11]. Концентрация марганца контролировалась продолжительностью напыления. Для увеличения концентрации дырок в квантовой яме было проведено δ -легирование углеродом с другой стороны ямы (со спейсером 10 нм с целью уменьшения влияния рассеяния на ионизованных примесях на подвижность носителей заряда в квантовой яме). Сверху структуры закрывались покровным слоем GaAs толщиной 30 нм. Итак, структура образца с квантовой ямой In_{0.17}Ga_{0.83}As следующая: 1) GaAs-подложка (100 нм); 2) буферный слой GaAs (0.5 мкм); 3) δ -слой углерода; 4) GaAs-спейсер; 5) квантовая яма In_{0.17}Ga_{0.83}As; 6) GaAs-спейсер; 7) δ -слой марганца; 8) покровный слой GaAs (30 нм).

Марганец в GaAs является акцептором, структуры обладали проводимостью p -типа. Для измерения сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла были сформированы двойные холловские мостики. Некоторые параметры исследованных образцов приведены в таблице. Отметим некоторый разброс в концентрации дырок и сопротивлении образцов при увеличении концентрации марганца. Это связано с особенностями МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления марганца [11], что приводит к большой неоднородности в слое с марганцем.

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления исследованных образцов. Для образца 415, не легированного марганцем, сопротивление резко растет при понижении температуры и образец диэлектризуется при температурах ниже 100 К. Для образцов 417–420 с относительно низким уровнем легирования марганцем наблюдается квазиметаллическая (не активационная) проводимость. В этом случае в области температур 70–40 К со стороны высоких температур сопротивление R_s растет с уменьшением T , достигая пологого максимума. В образце 421 с большим содержанием марганца поведение $R_s(T)$ кардинально изменяется. В этом случае зависимость носит активационный характер, причем наблюдаются две области с заметно различными энергиями активации проводимости: при $T \geq 25$ К энергия

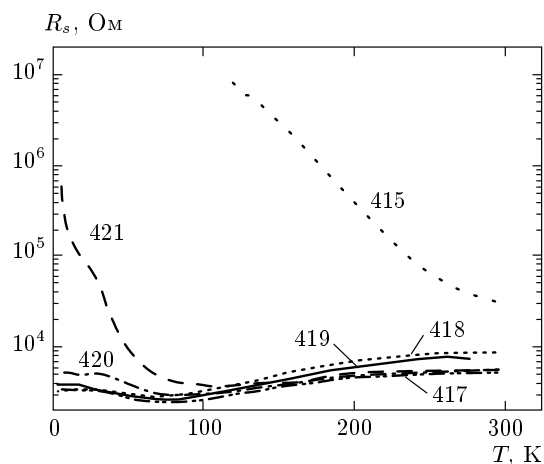


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления исследованных образцов

$\varepsilon_1 = 11$ мэВ, а при $T < 25$ К энергия $\varepsilon_2 = 1.4$ мэВ. Такие температурные зависимости сопротивления наблюдались в пленках Ga_{1-x}Mn_xAs, в которых содержание марганца превышало некоторое критическое значение $x = x_c \approx 0.05-0.06$ [2, 13, 16]. При таком содержании марганца концентрация свободных дырок в квантовой яме уменьшается и металлический характер поведения $R(T)$ сменяется полупроводниковым. В настоящее время установлено [2], что такое поведение связано с особенностями атомов марганца, которые при пересыщении ими GaAs начинают занимать междоузельные положения, где они уже выступают в качестве двойных метастабильных доноров, приводя к компенсации акцепторных примесей замещения Mn. Установлено также, что низкотемпературный отжиг таких дефектов приводит к обратному переходу в металл [17].

Магнитный момент образцов измерялся СКВИД-магнитометром Quantum Design Co. Ltd. в интервале температур 4.2–400 К в магнитном поле до 7 Тл, приложенном параллельно поверхности образца. Во всех образцах с марганцем наблюдался ферромагнетизм вплоть до 400 К (приборное ограничение СКВИД-магнитометра). На рис. 2 показана температурная зависимость намагниченности образца 419 в нулевом магнитном поле (магнитном поле Земли) (ZFC — zero field cooling) и в магнитном поле 5 Тл (FC — field cooling). При $T = 315$ К наблюдается особенность, связанная с переходом в ферромагнитное состояние кластеров MnAs [2].

Кроме того, и при всех температурах вплоть до 400 К в образце наблюдались характерные

Таблица. Холловская подвижность μ и концентрация p дырок, сопротивление на квадрат R_s при разных температурах в зависимости от количества осажденного Mn

Структура	Концентрация, Mn, см^{-2}	$T = 300 \text{ K}$			$T = 4.2 \text{ K}, 16 \text{ K}, 77 \text{ K}$		
		$\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$p, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$R_s, \text{Ом}/\square$	$\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$p, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$R_s, \text{Ом}/\square$
415	0	300	1.85	11300	Изолятор (77 К)	Изолятор (77 К)	Изолятор (77 К)
419	$3.4 \cdot 10^{14}$	450	3.4	4070	4670 (4.2 К)	0.35 (4.2 К)	3820 (4.2 К)
418	$4.4 \cdot 10^{14}$	200	3.7	8730	5200 (4.2 К)	0.37 (4.2 К)	3240 (4.2 К)
420	$6.6 \cdot 10^{14}$	190	5.7	5780	1930 (77 К)	1.2 (77 К)	2670 (77 К)
417	$10 \cdot 10^{14}$	160	6.8	5880	1920 (77 К)	1.4 (77 К)	2320 (77 К)
421	$13 \cdot 10^{14}$	150	7.9	5290	100 (16 К)	0.58 (16 К)	112240 (16 К)

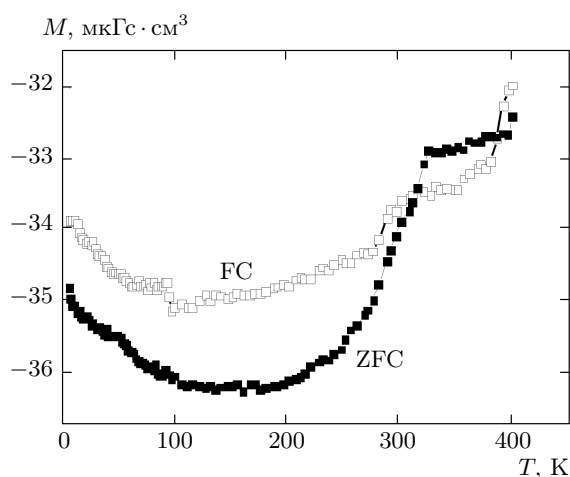


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности образца 419 после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле 5 Тл (FC)

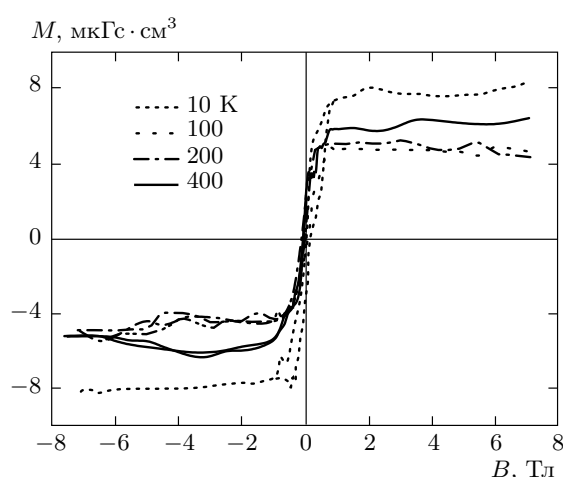


Рис. 3. Зависимость магнитного момента образца от магнитного поля для образца 419 (диамагнитный вклад подложки GaAs вычтен)

для ферромагнетика петли гистерезиса (рис. 3). Ферромагнетизм при более высоких температурах связан с наличием ферромагнитных кластеров MnAs и $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$. В $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$ термодинамически стабильная ферромагнитная фаза найдена при $x = 0.54-0.60$, причем T_C превышает 600 К [12]. Заметим также, что для $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$ характерны высокие значения коэрцитивной силы, порядка 3 кЭ, и то, что кластеры $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}$ не образуются при

температурах отжига ниже 300 °С. Ферромагнетизм в образце при $T < 60 \text{ K}$ может быть связан как с дальним магнитным порядком в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, так и с наличием ферромагнитных кластеров. Дальний ферромагнитный порядок в (Ga, Mn)As обычно подавляется при температурах вблизи 60 К [8]. При температурах выше примерно 60 К намагниченность насыщения определяется в основном ферромагнитными кластерами, причем

в интервале температур 40–315 К основную роль, по-видимому, играют кластеры MnAs ($T_C \approx 315$ К) при незначительном количестве суперпарамагнитных кластеров Mn_xGa_{1-x} .

Из анализа результатов измерений намагниченности и температурных зависимостей сопротивления можно сделать вывод, что для исследованных образцов существенная часть марганца содержится в кластерах. Однако распределение марганца в слое для образцов с различным уровнем легирования может различаться. Для структур с высоким уровнем легирования прыжковый характер проводимости указывает на локализацию дырок в поле кулоновского флуктуационного потенциала ионов марганца. Квазиметаллический характер сопротивления низколегированных образцов (при всех температурах) дает основания предполагать, что в таких образцах локализация носителей заряда не существенна.

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Согласно экспериментальным данным, приведенным в таблице, концентрация дырок в квантовой яме при температуре 300 К составляет единицы процентов (для образца 419 — один процент) от концентрации введенных в образец примесей. Это связано с несколькими обстоятельствами. Во-первых, в полупроводнике GaAs марганец является акцептором до определенной, очень незначительной концентрации, при превышении которой марганец становится двойным донором, что приводит к самокомпенсации. В исследованных образцах марганец высаживался в виде δ -слоя, т. е. в концентрациях, существенно превышающих предел растворимости, что и привело к сильной компенсации. И, во-вторых, для создания слоя марганца использовалось лазерное испарение мишени [11]. При таком способе легирования δ -слой существенно неоднороден и значительная часть марганца содержится в кластерах. Данные измерений намагниченности подтверждают наличие кластеров MnAs и Mn_xGa_{1-x} .

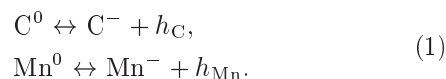
При разрушении дальнего ферромагнитного упорядочения в слое с примесью марганца при $T_C \approx 60$ К [8,9] в структурах не наблюдалось изменения намагниченности, характерного для точки фазового перехода, поскольку намагниченность в этой области в основном определяется ферромагнитными кластерами, имеющими более высокую температуру Кюри. По-видимому, в исследуемой системе такие кластеры (металличе-

ские гранулы) представляют собой образования с ближним магнитным порядком, отделенные от твердого раствора $Ga_xMn_{1-x}As$ барьером Шоттки. Заметим, что пространственно-двумерные системы с ближним магнитным порядком обладают существенно большей устойчивостью по сравнению с пространственно-трехмерными системами [18].

Хотя кластеры в исследуемых в этой работе структурах могут определять намагниченность всего образца, однако в измерениях не наблюдалось заметного влияния кластеров на величину аномального эффекта Холла, что указывает на незначительное их влияние на перенос дырок в квантовой яме [9].

В этой работе вычисления проведены для структур с относительно низким уровнем легирования марганцем, когда распределение примесей марганца в плоскости, перпендикулярной оси роста образца, можно считать однородным (роль неоднородностей распределения ионов марганца в твердом растворе $Ga_xMn_{1-x}As$ и эффекты локализации свободных носителей в полях кулоновского флуктуационного потенциала ионов марганца еще не существенны). Численные расчеты представлены для образца 419. Концентрацию примесей марганца вне кластеров мы оценивали, исходя из данных для концентрации свободных дырок в квантовой яме при температурах 4.2 и 300 К (представленных в таблице).

Для вычисления температурной зависимости концентрации свободных носителей заряда в квантовой яме мы рассматривали систему из свободных дырок (h), образовавшихся вследствие ионизации марганца (h_{Mn}) и углерода (h_C), и атомов Mn^0 и C^0 , ионов Mn^- и C^- . В системе протекают процессы акцепторизации



Квантовая яма в исследуемой структуре отличается от прямоугольной из-за легирования и наличия дырок в квантовой яме. Однако, как показали оценки для рассматриваемого здесь образца с низким уровнем легирования, отклонение формы ямы от прямоугольной незначительно влияет на результаты расчетов.

Примесь углерода в GaAs является мелким акцептором с энергией ионизации в объемном GaAs равной 26.2 мэВ [19]. Уровень углерода лежит по энергии ниже нулевого (самого высокого) уровня размерного квантования тяжелых дырок в InGaAs, в результате углерод в исследуемой структуре является полностью ионизованным. Мы полагали, что

число свободных дырок ионизованного углерода не изменяется с температурой.

Примесь марганца в объемном GaAs — акцептор с энергией связи 100–110 мэВ [20, 21]. Уровень марганца в GaAs выше нулевого уровня размерного квантования в InGaAs, примесь марганца частично ионизована.

При температуре $T = 4.2$ К наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза (см. далее рис. 6). В осцилляциях наблюдается одна частота от одной заполненной зоны размерного квантования в квантовой яме. Из этой частоты концентрация двумерных электронов составляет $3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что согласуется с данными по эффекту Холла. Поскольку степень ионизации примесей Mn при гелиевых температурах пренебрежимо мала, мы предполагали, что все дырки в квантовой яме при $T = 4.2$ К возникают в результате ионизации атомов углерода, $n_h = n_{hC} = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

При $T = 300$ К концентрация свободных дырок из измерений эффекта Холла равна $n_h = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При высоких температурах свободные дырки в квантовой яме образуются вследствие ионизации как углерода, так и марганца. Данные для концентрации дырок при $T = 300$ К мы использовали для определения концентрации примесей марганца, участвующих в ионизации (1).

В системе из атомов Mn^0 , ионов Mn^- и дырок, образовавшихся вследствие ионизации углерода и марганца, устанавливается термодинамическое равновесие и имеется равенство химических потенциалов:

$$\mu_{\text{Mn}^0} = \mu_{\text{Mn}^-} + \mu_h, \quad (2)$$

где μ_{Mn^0} , μ_{Mn^-} , μ_h — химические потенциалы соответственно атомов Mn^0 , ионов Mn^- и дырок.

Тяжелые атомы Mn^0 и ионы Mn^- в δ -слое образуют двумерные подсистемы с бoльцмановской статистикой. Химические потенциалы подсистем атомов Mn^0 и ионов Mn^- :

$$\mu_{\text{Mn}^0} = I_{\text{Mn}^0} + k_B T \ln \left\{ \frac{n_{\text{Mn}^0}}{g_{\text{Mn}^0}} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_{\text{Mn}^0} k_B T} \right) \right\}, \quad (3)$$

$$\mu_{\text{Mn}^-} = I_{\text{Mn}^-} + k_B T \ln \left\{ \frac{n_{\text{Mn}^-}}{g_{\text{Mn}^-}} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_{\text{Mn}^-} k_B T} \right) \right\}, \quad (4)$$

где I_{Mn^0} — энергия связи дырок на атоме Mn^0 в GaAs, I_{Mn^-} — потенциал ионов Mn^- в GaAs, n_{Mn^0} и n_{Mn^-} — поверхностные концентрации атомов Mn^0 , ионов Mn^- , g_{Mn^0} и g_{Mn^-} — их статистические веса (здесь будем полагать, что $g_{\text{Mn}^0} = g_{\text{Mn}^-} = 1$).

Дырочная подсистема, согласно экспериментальным данным для концентрации свободных носителей заряда в квантовой яме, имеет фермиевскую

статистику при $T = 4.2$ К, $\varepsilon_F = \pi\hbar^2 n_h / m_h \gg k_B T$ (ε_F — энергия Ферми дырок, n_h — концентрация дырок) и бoльцмановскую при $T = 300$ К, $\varepsilon_F \ll k_B T$. Для вычисления состава (концентрации дырок) использовалась точная формула для химического потенциала идеальной системы свободных носителей заряда пространственно-двумерной системы:

$$\mu_h = \sum_i \left\{ I_{hi} + k_B T \ln \left[\exp \left(\frac{2\pi n_{hi} \hbar^2}{g m_h k_B T} \right) - 1 \right] \right\}, \quad (5)$$

где суммирование проводится по всем подзонам размерного квантования дырок, I_{hi} — i -й энергетический уровень размерного квантования дырок, n_{hi} — двумерная концентрация дырок в i -й подзоне, $g = 2$ — статистический вес, учитывающий вырождение дырок по спину, $m_h = 0.35m_0$ — масса дырок в $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.17$).

В исследуемой структуре первый уровень размерного квантования тяжелых дырок отстоит от нулевого, наиболее высокого, уровня на величину энергии, приблизительно равную 18 мэВ. Первая и следующие подзоны размерного квантования оказываются слабозаполненными и существенно не влияют на результаты расчетов. Далее будем учитывать заполнение дырками только нулевой подзоны с концентрацией $n_h = n_{hC} + n_{h\text{Mn}}$, образовавшейся в результате полной ионизации углерода, n_{hC} , и частичной ионизации марганца, $n_{h\text{Mn}}$.

Система уравнений (2)–(5), совместно с уравнением электронейтральности

$$n_{\text{Mn}^-} = n_{h\text{Mn}} \quad (6)$$

и уравнением, учитывающим сохранение полного числа частиц, участвующих в процессе (1),

$$n_{\text{Mn}} = n_{\text{Mn}^0} + n_{h\text{Mn}}, \quad (7)$$

образуют полную систему уравнений, необходимых для расчета состава исследуемой системы. Из этой системы получаем уравнение для расчета $n_{h\text{Mn}}$ при заданных значениях уровня легирования марганцем, n_{Mn} , и углеродом, $n_C = n_{hC}$:

$$\ln \left\{ \frac{n_{h\text{Mn}}}{n_{\text{Mn}} - n_{h\text{Mn}}} \times \left[\exp \left(\frac{(n_{h\text{Mn}} + n_{hC}) \cdot 2\pi\hbar^2}{g_h m_h k_B T} \right) - 1 \right] \right\} - \frac{\Delta I}{k_B T} = 0. \quad (8)$$

Здесь ΔI — энергия активации примесей марганца на уровень размерного кантования дырок.

Потенциал ионов марганца I_{Mn^-} различен в магнитной, $I_{Mn^-} = I_{Mn^-}^{FM} = I_{Mn^-}^{NM} + I^{FM}$, и немагнитной, $I_{Mn^-} = I_{Mn^-}^{NM}$, фазах. В магнитной фазе ионы Mn^- находятся в более выгодном энергетическом состоянии, их энергетическое положение изменяется вследствие обменно-корреляционных взаимодействий на величину энергии I^{FM} . Из-за уменьшения энергии активации марганца в ферромагнитной фазе повышается концентрация свободных дырок в квантовой яме.

Для численных вычислений $n_{h_{Mn}}$ в зависимости от температуры T при заданных параметрах n_{h_c} и $n_{h_{Mn}}$ мы использовали выражение, которое следует из формулы (8):

$$n_{h_{Mn}} = KTW \left\{ \frac{n_{h_{Mn}}}{KT} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta I}{k_B T}\right) \right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{n_{h_c}}{KT}\right) + \frac{n_{Mn}}{KT} \exp\left(-\frac{\Delta I}{k_B T} - \frac{n_{h_c}}{KT}\right) \right\}, \quad (9)$$

где $K = gm_h k_B / 2\pi\hbar^2$, $W\{x\}$ — функция Ламберта, являющаяся обратной функции $y = x \exp(x)$. Заметим, что W -функция Ламберта была введена в аппарат математической физики сравнительно недавно [22], но сразу получила признание и нашла широкое применение в задачах математической физики [23]. Здесь W -функция оказалась весьма удобной для численных расчетов.

При достаточно высоких температурах (для рассматриваемой структуры при температурах больших, чем температура ферромагнитного фазового перехода $T_C \approx 60$ К в твердых растворах $Ga_{1-x}Mn_xAs$) система частиц может быть описана в приближении бoльцмановского газа. В этой ситуации уравнение (8) имеет аналитическое решение:

$$n_{h_{Mn}} = -\frac{1}{2} \left\{ n_{h_c} + KT \exp\left(-\frac{\Delta I}{k_B T}\right) \right\} + \\ + \frac{1}{2} \left\{ \left\{ n_{h_c} + KT \exp\left(-\frac{\Delta I}{k_B T}\right) \right\}^2 + 4n_{Mn} \times \right. \\ \left. \times KT \exp\left(-\frac{\Delta I}{k_B T}\right) \right\}^{1/2}. \quad (10)$$

4. РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ ДЫРОК

Численные расчеты проведены для образца 419 (см. таблицу) с достаточно низкой концентрацией

примесей марганца и квазиметаллической зависимостью сопротивления от температуры (см. рис. 1).

Концентрация примесей марганца, n_{Mn} , участвующих в процессе (1), вычислена из условия, что при температуре $T = 300$ К концентрация свободных дырок равна полученной из измерений эффекта Холла, $n_h(300 \text{ К}) = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$:

$$n_{Mn} = n_{h_{Mn}}(300 \text{ К}) + n_{Mn^0}(300 \text{ К}) = \\ = (n_h(300 \text{ К}) - n_c) + (n_h(300 \text{ К}) - n_c)^2 \times \\ \times \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_h k_B} \right) T^{-1} \frac{1}{g_h} \exp\left(\frac{\Delta I}{k_B T}\right).$$

Значения энергии активации примесей марганца, ΔI , подбирались так, чтобы получить соответствие расчетных и экспериментальных значений температурной зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле. Мы использовали величины $\Delta I = 10.3$ мэВ в магнитной и 15 мэВ в немагнитной фазе, эти величины хорошо согласуются с нашими оценками для энергии активации примесей марганца, локализованных в GaAs на первый размерно квантованный уровень в InGaAs. Величина уменьшения энергии активации марганца в ферромагнитном состоянии согласуется с результатами вычислений магнитных взаимодействий в легированных марганцем разбавленных магнитных полупроводниках (Ga, Mn)As, представленных в работе [6].

Мы получили значение $n_{Mn} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что значительно меньше величины введенных атомов марганца, которая оценивается как $3.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (см. таблицу). Как уже отмечалось, основная часть примесей марганца образует кластеры и не участвует в процессах акцепторизации. В работе [24] отмечался тот факт, что в исследуемых здесь структурах марганец в основном содержится в кластерах.

Результаты расчетов концентрации свободных дырок в квантовой яме представлены на рис. 4а. На рис. 4б показаны зависимости энергии Ферми дырок в яме и их тепловой энергии от температуры.

Для вычисленных концентраций свободных дырок энергия Ферми оказывается выше их тепловой энергии для $T < 20$ К. В этой области температур число дырок, образовавшихся вследствие ионизации марганца, значительно меньше углеродных дырок.

В интервале температур от 20 К до температуры магнитного фазового перехода в твердом растворе $Ga_{1-x}Mn_xAs$ $T_C \approx 57$ К энергия Ферми дырок мало отличается от тепловой энергии. С увеличением температуры линейно растет тепловая энергия, но и фермиевская энергия увеличивается из-за повышения степени ионизации марганца. Аккуратный рас-

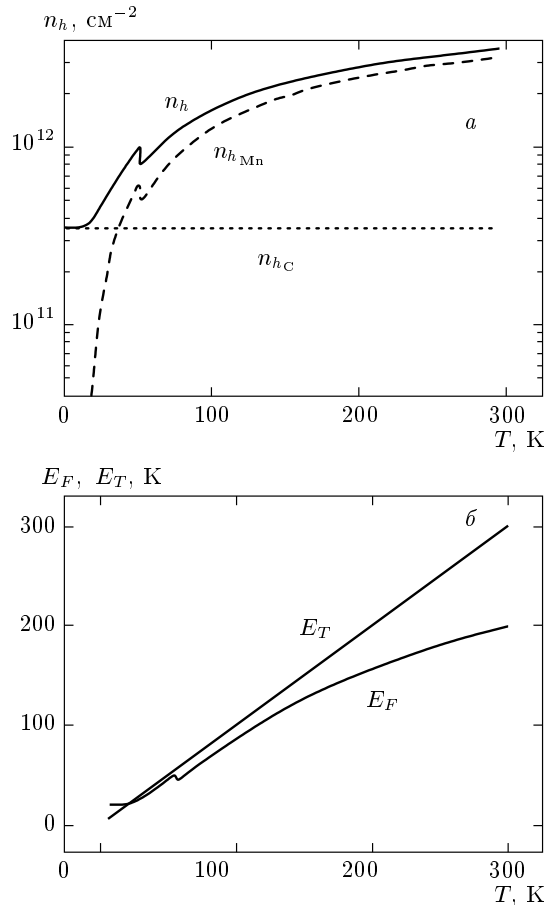


Рис. 4. Концентрация свободных дырок в квантовой яме (а) и зависимость энергии Ферми для вычисленной концентрации свободных дырок в квантовой яме и их тепловой энергии в зависимости от температуры (б)

чет состава в этой области температур требует рассмотрения частично вырожденной дырочной подсистемы, а также учета изменения энергии активации примесей марганца при изменении магнитного состояния ее ионной подсистемы. В этой области зависимость концентрации свободных дырок от температуры и параметров системы (T , n_{h_C} и n_{Mn}) выражается через W -функцию Ламберта (формула (9)). Учет вырождения дырочного газа увеличивает величину концентрации дырок в интервале температур $T = 40\text{--}60$ К приблизительно в 1.5 раза.

При разрушении состояния с дальним магнитным порядком в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (при переходе из ферромагнитной в немагнитную фазу) при температуре Кюри T_C концентрация свободных дырок скачком уменьшается. Здесь уменьшение числа свободных дырок обусловлено скач-

кообразным изменением химического потенциала ионов Mn^+ в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ вблизи $T_C \approx 57$ К. Из-за уменьшения концентрации дырок в квантовой яме при $T > T_C$ их энергия Ферми оказывается ниже тепловой энергии (см. рис. 4б), и при $T > T_C$ вся система реагирующих частиц описана в приближении бoльцмановского газа. Выражение для температурной зависимости концентрации дырок от температуры в этой области упрощается (формула (10)).

5. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Температурная зависимость сопротивления в нулевом магнитном поле (см. рис. 1) имеет немонотонный характер и зависит как от концентрации свободных дырок в двумерном канале, так и от механизма рассеяния, который является преимущественным при данной температуре. Для вычисления вкладов различных механизмов рассеяния дырок в квантовой яме мы использовали формулы из работ [13, 25, 26], преобразовав их для исследуемой здесь системы.

5.1. Вклад рассеяния на магнитных ионах

Поскольку исследуется разбавленный магнитный полупроводник, наиболее важно выяснить, насколько существенным является рассеяние на магнитных ионах, сопровождающееся переворотом спина. Для вычисления вклада рассеяния на магнитных ионах формула из работы [13], справедливая в одночастичном приближении для объемных полупроводников, была преобразована для двумерной системы:

$$\rho_{\text{magn}} = \frac{\pi k}{n_h e^2} \frac{m_h^2 J_{pd}^2 L}{\hbar^3} n_s [S(S+1) - \langle S \rangle^2], \quad (11)$$

где $k = k_F(T) = (2\pi n_h(T))^{1/2}$ — волновой вектор дырки при ее латеральном движении в квантовой яме, e — элементарный заряд, $n_h = n_{h_C} + n_{h_{Mn}}$ — концентрация свободных дырок в квантовой яме, m_h — масса дырки, J_{pd} — параметр магнитного взаимодействия, L — ширина квантовой ямы, n_s — концентрация рассеивающих магнитных ионов Mn^+ , $S = 5/2$ — спин ионов Mn^+ , $\langle S \rangle$ — усредненная по температуре величина S , $\langle S \rangle^2 \approx S^2$ в ферромагнитной фазе (при $T < T_C \approx 57$ К).

Концентрация рассеивающих магнитных ионов равна сумме ионов Mn^+ , образовавшихся в резуль-

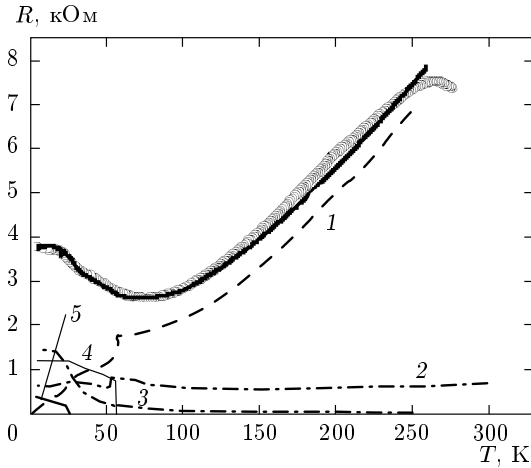


Рис. 5. Экспериментальная (кружки) и суммарная теоретическая (сплошная линия) зависимости сопротивления от температуры для структуры 419. Отдельно показаны вклады в сопротивление для различных механизмов рассеяния: 1 — фоновое, 2 — сплавное, 3 — кулоновское, 4 — спин-флип, 5 — рассеяние на шероховатостях интерфейса

тате компенсации, $n_{Mn\ comp}$, и образовавшихся в результате процесса (1), $n_{Mn^-}(T) = n_{h_{Mn}}(T)$, а именно

$$n_S(T) = n_{Mn\ comp} + n_{h_{Mn}}(T).$$

Мы проводили расчеты для величины $n_{Mn\ comp} = 4.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, поэтому $n_{Mn\ comp} > n_{h_{Mn}}(T)$ при $T < T_C$, что приблизительно соответствует степени компенсации $K = 0.6$ введенных в образец примесей марганца [9, 24].

Рассеяние с переворотом спина имеет квантовую природу и может представлять самостоятельный механизм рассеяния для фермиевской системы дырок. Для невырожденного газа дырок рассеяние с переворотом спина сопровождается другими механизмами рассеяния и составляет только проценты их вклада. Поэтому для больцмановского газа дырок (при температурах выше температуры магнитного фазового перехода T_C) мы не учитывали рассеяние на магнитных ионах. Для вырожденного (и частично вырожденного, $k_B T \leq \epsilon_F$) газа дырок при $T < T_C$ мы использовали величину $J_{pd} \approx 100 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ [6].

Согласно нашим расчетам (рис. 5), вклад магнитного рассеяния оказывается определяющим в интервале температур $30 \text{ К} < T < 60 \text{ К}$.

5.2. Вклад рассеяния на ионизованных примесях

Для вычисления вклада рассеяния на ионизованных центрах использовалась формула

$$\frac{1}{\tau_{ion}} = \frac{m_h e^4}{4\pi \epsilon_0^2 \chi^2 \hbar^3} \int dZ N(Z) \int_0^\pi d\theta \frac{1 - \cos \theta}{q^2 \epsilon(q, T)^2} \times \left[\int_0^L dz \zeta_0(z)^2 e^{-q|z-Z|} \right]^2. \quad (12)$$

Здесь τ_{ion} — время релаксации дырок вследствие их рассеяния на кулоновских центрах, ϵ_0 — электрическая постоянная (в системе СГС $\epsilon_0 = 1$), $\chi = 13.2$ — диэлектрическая проницаемость InGaAs, $N(Z)$ — функция распределения примесных ионов в направлении роста структуры z , Z — координата примесных ионов в направлении z , $\epsilon(q, T)$ — статическая диэлектрическая функция [25], $q^2 = 2k^2(1 - \cos \theta)$, k — волновой вектор дырок, делокализованных в плоскости квантовой ямы InGaAs, L — ширина квантовой ямы InGaAs, $\zeta_0(z) = (2/L)^{1/2} \sin(\pi z/L)$ — волновая функция дырок на первом уровне размерного квантования.

Основной вклад в кулоновское рассеяние дают находящиеся в барьере примесные ионы ($Z > z$). В выражении (12)

$$\int_0^L dz \zeta_0(z)^2 e^{-q|z-Z|} = 4\pi^2 e^{-qZ_i} \frac{e^{qL} - 1}{qL(q^2 L^2 + 4\pi^2)}.$$

Предполагая, что ионизованные примеси располагаются в δ -слое, $N(Z) = N_i \delta(Z - Z_i)$, мы получили выражение для обратного времени релаксации дырок на ионах примесей

$$\frac{1}{\tau_{ion}} = \frac{4\pi^3 m_h e^4}{\chi^2 \hbar^3} N_i \times \int_0^\pi d\theta e^{-2qZ_i} \frac{1 - \cos \theta}{q^4 \epsilon(q, T)^2} \frac{(e^{qL} - 1)^2}{L^2 (q^2 L^2 + 4\pi^2)^2}, \quad (13)$$

где $N_i = 4.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ — поверхностная концентрация ионов Mn^- в δ -слое (60% от общего числа атомов марганца, в соответствии со степенью компенсации), $N_i(T) = n_{Mn\ comp} + n_{h_{Mn}}(T) \approx n_{Mn\ comp}$ при $T < T_C$. Вклад рассеяния на ионизованных примесях является существенным при низких температурах, $T \leq 60 \text{ К}$ (см. рис. 5).

5.3. Вклад рассеяния на акустических фононах

Обратное времени релаксации дырок при рассеянии на акустических фононах вычислялось по формуле

$$\frac{1}{\tau_{ac}} = \frac{m_h k_B D^2 T}{2\pi \hbar^2 c_l} \int_0^\pi d\theta \frac{1 - \cos \theta}{\varepsilon(q, T)} \int_0^L dz \zeta_0(z)^4, \quad (14)$$

где $D = 1.4 \cdot 10^{-11}$ эрг — деформационный потенциал для GaAs, c_l — модуль упругости, $c_l = v_s^2 \rho = 7.4 \cdot 10^{11}$ см⁻¹·с⁻², v_s — скорость звука, ρ — плотность In_xGa_{1-x}As ($x = 0.17$).

В выражении (14)

$$\int_0^L dz \zeta_0(z)^4 = 1.542/L.$$

Вклад в сопротивление рассеяния на акустических фононах является основным при $T > T_C$ (см. рис. 5).

5.4. Вклад сплавного рассеяния

Квантовая яма In_xGa_{1-x}As представляет собой напряженную решетку. Вследствие внедрения индия в матричную решетку GaAs возникают локальные деформации и степень напряженности решетки растет с увеличением содержания индия. Такие локально напряженные области InGaAs вызывают сплавное рассеяние дырок.

Для расчета вклада сплавного рассеяния использовалась формула [25]

$$\frac{1}{\tau_{al sc}} = \frac{m_h a^3 (\delta E_V)^2 x(1-x)}{\pi \hbar^3} \times \int_0^\pi d\theta \frac{1 - \cos \theta}{\varepsilon(q, T)^2} \int_0^L dz \zeta_0(z)^4.$$

Здесь $\tau_{al sc}$ — время релаксации дырок вследствие их сплавного рассеяния, a — характерный размер области локального напряжения, приблизительно равный постоянной кристаллической решетки для In_{0.17}Ga_{0.83}As ($a \approx 3$ Å), $\delta E_V = 700$ мэВ — флуктуационный потенциал в напряженной решетке InGaAs. Сплавное рассеяние дает вклад при $T > T_C$ меньший, но сравнимый с вкладом рассеяния на акустических фононах (см. рис. 5).

5.5. Вклад рассеяния на шероховатостях интерфейса

Обычно рассеяние на шероховатостях границы барьера и ямы дает заметный вклад в сопротивление носителей заряда в квантовой яме только при низких температурах для узких квантовых ям. Для оценки вклада рассеяния на шероховатостях интерфейса использовалась формула [24, 25]

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{m_h \Delta^2 \Lambda^2}{\hbar^3} F_{00}^2 \int_0^\pi d\theta \frac{1 - \cos \theta}{\varepsilon^2(q, T)} e^{-q^2 \Lambda^2 / 4}, \quad (15)$$

где τ_R — время релаксации на шероховатостях интерфейса, $\Delta(r)$ и Λ — соответственно средняя высота ступеньки и корреляционная длина,

$$\langle \Delta(r) \Delta(r') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{|r - r'|}{\Lambda^2}\right),$$

$$q^2 = 2k^2(1 - \cos \theta).$$

Поскольку в формуле (15)

$$F_{00} = \frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{d\xi_0(z)}{dz} \frac{d\xi_0(z)}{dz} = \left(\frac{\partial E_1}{\partial L}\right)^{1/2} \left(\frac{\partial E_1}{\partial L}\right)^{1/2} = \frac{\hbar^2}{m_h} \pi^2 L^{-3}$$

(где $E_1 = (\hbar^2/2m_h)(\pi/L)^2$ — энергия первого уровня размерного квантования), выражение для обратного времени релаксации на шероховатостях интерфейса принимает вид

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{\Delta^2 \Lambda^2 \hbar \pi^4 L^{-6}}{m_h} \int_0^\pi d\theta \frac{1 - \cos \theta}{\varepsilon^2(q, T)} e^{-q^2 \Lambda^2 / 4}. \quad (16)$$

Численные значения обратного времени релаксации по формуле (16) существенно зависят от параметров Δ и Λ . Мы для оценок использовали параметры из работы [26]: $\Delta \approx 5$ Å (Δ по величине близка к постоянной решетки в In_{0.17}Ga_{0.83}As), $\Lambda \approx 200$ Å и величина Λ слабо зависит от температуры. Отметим, что хотя вклад рассеяния на латеральных шероховатостях относительно мал, однако без учета вклада этого рассеяния характер расчетной зависимости сопротивления от температуры заметно отличается от экспериментальной.

В температурных зависимостях сопротивления ферромагнитных структур (Ga, Mn) обычно при $T = T_C$ наблюдается особенность (см., например, [8, 10]), вызванная изменением рассеяния свободных носителей заряда на магнитных ионах при

разрушении состояния с дальним магнитным порядком в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. В наших вычислениях зависимости сопротивления от температуры для образца 419 особенность слабо выражена, почти не заметна. Это связано с тем, что уменьшение сопротивления вследствие выключения рассеяния на магнитных ионах компенсируется увеличением сопротивления из-за скачкообразного уменьшения концентрации свободных дырок вблизи $T = T_C$. Вычисленные температурные зависимости для системы частиц с магнитным фазовым переходом хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 5). Отметим, что наши оценки температурных зависимостей для образца 419 в предположении, что фазовый переход отсутствует, дают зависимость, существенно отличающуюся от экспериментальной.

Наблюдающееся экспериментально изменение наклона зависимости $R(T)$ в области температур 30 К (см. рис. 5) связано, согласно нашим вычислениям, с изменением механизма рассеяния, который дает основной вклад в сопротивление: преимущественно кулоновское рассеяние сменяет магнитное.

6. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

На рис. 6 приведено магнитосопротивление для структуры 419. В магнитных полях примерно до 5 Тл наблюдается отрицательное магнитосопротивление. При $T = 4.2$ К виден эффект Шубникова – де Гааза от одной заполненной зоны размерного квантования тяжелых дырок. Экспериментальные зависимости для отрицательного магнитосопротивления не удается описать в рамках известной модели слабой локализации в диффузионном пределе [27], так как интерференция, ответственная за слабую локализацию носителей заряда, разрушается уже в полях $H_c = \hbar c / el^2$, меньших 1 Тл (l — диффузионная длина перемещения дырок, равная, согласно приведенным выше расчетам, величине $1.8 \cdot 10^{-6}$ см в интервале температур 4.2–20 К). Отрицательное магнитосопротивление не описывается и в приближении за диффузионным пределом [28, 29], так как оно наблюдается до сильных магнитных полей с другой зависимостью от магнитного поля.

В предыдущем разделе была построена термодинамическая модель, которую мы использовали для вычисления числа дырок со спином, направленным по магнитному полю, $n_{h\uparrow}$, и против магнитного поля, $n_{h\downarrow}$, и степени поляризации в магнитном поле. Наибо-

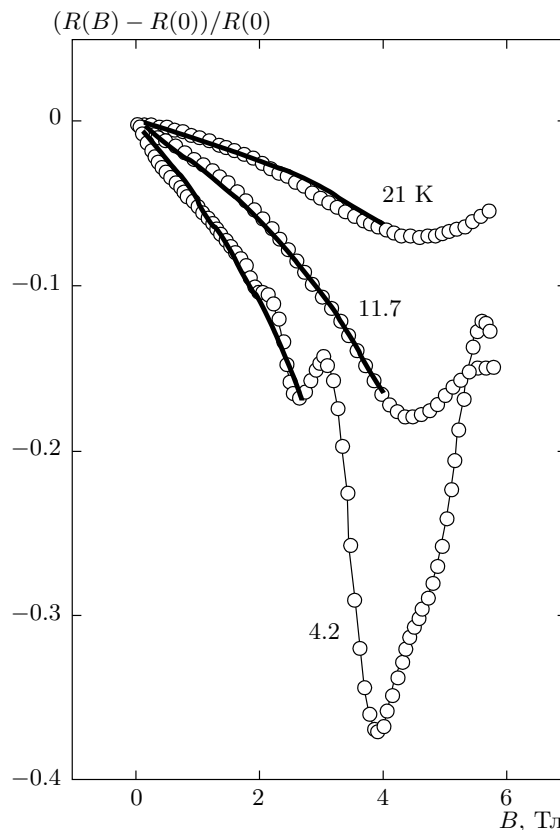


Рис. 6. Отрицательное магнитосопротивление структуры 419 при трех температурах. При $T = 4.2$ К наблюдается эффект Шубникова – де Гааза. Точки — экспериментальные данные, расчет — сплошные линии

лее простая модель получается при $T \leq 21$ К, когда степень акцепторизации марганца мала, и дырки в квантовой яме образуются в результате ионизации углерода. В системе дырок имеют место процессы $h\uparrow \leftrightarrow h\downarrow$.

Из термодинамического условия равенства химических потенциалов следует, что

$$\mu_{h\downarrow} = \mu_{h\uparrow}$$

и из уравнения сохранения числа частиц

$$n_h = n_{h\uparrow} + n_{h\downarrow}$$

следует решение для концентрации дырок

$$n_{h\uparrow} = \frac{m_h k_B T}{2\pi\hbar^2} \ln(F_{h\uparrow}),$$

где

$$F_{h\uparrow} = \frac{1}{2 \exp(\Delta E / k_B T)} F_{h\uparrow},$$

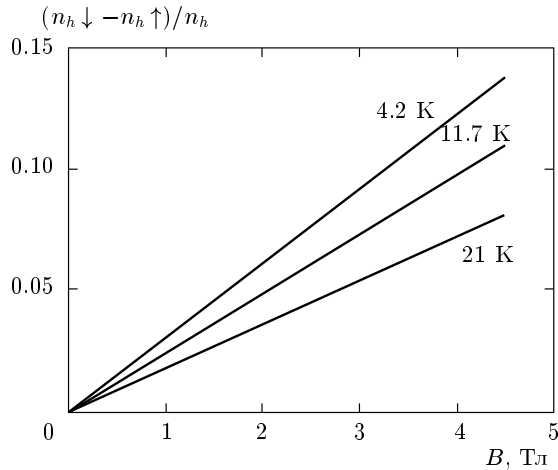


Рис. 7. Поляризация системы дырок в магнитном поле при разных температурах

$$FF^\uparrow = \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) - 1 + \left[\exp\left(\frac{2\Delta E}{k_B T}\right) - 2 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + 1 + 4 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{2\pi n_h \hbar^2}{m_h k_B T}\right) \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Энергия состояний дырок со спином против поля и со спином по полю различается на величину энергии спинового расщепления $\Delta E = 2\mu_B g H$, где μ_B — магнетон Бора, $g = 0.45$ — значение g -фактора в InGaAs [30].

В магнитном поле из-за спиновой поляризации часть дырок не принимает участия в рассеянии на магнитных ионах. Эффективное время релаксации на ионах увеличивается пропорционально $(n_{h\downarrow} - n_{h\uparrow})/n_h$, и мы полагали, что времена релаксации для других механизмов рассеяния остаются без изменения.

Влияние поляризации приводит к уменьшению сопротивления от магнитного поля по закону, близкому к линейному. Слабый квадратичный вклад лоренцевских сил дает увеличение сопротивления, поэтому на вычисленных зависимостях магнитосопротивления имеется прогиб. Результаты расчетов количественно согласуются с экспериментальными и показаны на рис. 6 сплошными линиями.

Отрицательное сопротивление изменяется на положительное с увеличением магнитного поля. Мы связываем это изменение с падением спиновой поляризации дырочной системы при пересечении уровней Ландау с уровнем Ферми. Расчет поляризации $(n_{h\downarrow} - n_{h\uparrow})/n_h$ приведен на рис. 7.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В работе проанализированы результаты измерений магнитных и транспортных свойств δ -легированного разбавленного магнитного полупроводника (Ga, Mn)As/InGaAs при наличии дополнительной ферромагнитной фазы в кластерах MnAs и Mn_xGa_{1-x} . Вычисления проведены для структуры с низким уровнем легирования в предположении однородно распределенного марганца в слое вне кластеров. Сформулирована термодинамическая модель, и с целью определения температурной зависимости концентрации дырок в квантовой яме проведены расчеты системы, состоящей из нейтральных атомов марганца, ионов марганца и дырок в квантовой яме. Вычислена степень поляризации дырок в квантовой яме во внешнем магнитном поле.

Проанализированы особенности рассеяния дырок в квантовой яме на магнитных ионах марганца в δ -слое, отделенном от квантовой ямы спейсером, и вычислен вклад рассеяния дырок с переверотом спина в сопротивление; рассчитаны температурные зависимости сопротивления с учетом вклада различных механизмов рассеяния и проведено сравнение с экспериментом для образцов GaAs/InGaAs, δ -легированных марганцем.

Проведены вычисления отрицательного магнитосопротивления и показано, что в области слабых полей (0–3.5 Тл) отрицательное магнитосопротивление связано с изменением вклада рассеяния поляризованных дырок на магнитных ионах. Получено согласие экспериментальных и рассчитанных значений отрицательного магнитосопротивления.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Bratkovsky, Rep. Prog. Phys. **71**, 1 (2008).
2. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A. H. MacDonald, Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).
3. I. Žutić, O. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
4. В. А. Иванов, Т. Г. Аминов, В. М. Новотворцев, В. Т. Калинин, Изв. АН, сер. хим. № 11, 2255 (2004).
5. В. А. Кульбачинский, П. В. Гурин, П. М. Тарасов, А. Б. Давыдов, Ю. А. Данилов, О. В. Вихрова, ФНТ **33**, 239 (2007).
6. P. M. Krstaji, F. M. Peeters, V. A. Ivanov, V. Fleurov, and K. Kikoin, Phys. Rev. B **70**, 195215 (2004).

7. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
8. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017201 (2005).
9. Б. А. Аронзон, В. А. Кульбачинский, П. В. Гурин, А. Б. Давыдов, В. В. Рыльков, А. Б. Грановский, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, Y. Horikoshi, and K. Onomitsu, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 27 (2007).
10. В. А. Кульбачинский, П. В. Гурин, Ю. А. Данилов, Е. И. Малышева, Y. Horikoshi, and K. Onomitsu, *ФТП* **41**, 674 (2007).
11. Ю. В. Васильева, Ю. Н. Данилов, Ф. Ф. Ершов и др., *ФТП* **39**, 87 (2005).
12. M. Tanaka, J. P. Harbison, J. de Boeck et al., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1565 (1993).
13. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev. B* **57**, 2037R (1998).
14. D. Serrate, J. M. De Teresa, P. A. Algarabel et al., *Phys. Rev. B* **71**, 104409-1 (2005).
15. К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков, М. Ю. Каган, И. В. Бродский, А. В. Клапцов, *ЖЭТФ* **125**, 648 (2004).
16. H. Ohno and F. Matsukura, *Sol. St. Comm.* **117**, 179 (2001).
17. K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3010 (2003).
18. L. Shchurova, *J. Phys.: Conf. Ser.* **100**, 99 (2008).
19. D. J. Ashen, P. J. Dean, D. T. J. Hurle, J. B. Mullin, A. M. White, and P. D. Greene, *J. Phys. Chem. Sol.* **36**, 1041 (1975).
20. A. M. Yakunin, A. Y. Silov, P. M. Koenraad, J. H. Wolter, W. Van Roy, J. De Boeck, J. M. Tang, and M. E. Flatté, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 216806 (2004).
21. T. Jungwirth, Jairo Sinova, A. H. MacDonald, B. L. Gallagher, V. Novák, K. W. Edmonds, A. W. Rushforth, R. P. Campion, C. T. Foxon, L. Eaves, E. Olejník, J. Mašek, S.-R. Eric Yang, J. Wunderlich, C. Gould, L. W. Molenkamp, T. Dietl, and H. Ohno, *Phys. Rev. B* **76**, 125206 (2007).
22. R. M. Corless, G. H. Gonnet, D. E. J. Hare et al., *Adv. Comp. Math.* **5**, 329 (1996).
23. F. Shafee, *J. Appl. Math.* **72** (6), 785 (2007).
24. V. A. Kulbachinskii, P. V. Gurin, O. V. Vikhrova, Yu. A. Danilov, and B. N. Zvonkov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **100**, 042025 (2008).
25. T. Uhumu, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki, and H. Akiyama, *J. Appl. Phys.* **93**, 1586 (2003).
26. T. Noda and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1651 (1990).
27. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
28. M. I. Dyakonov, *Sol. St. Comm.* **92**, 711 (1994).
29. S. McPhail, C. E. Yasin, A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, M. Pepper, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **70**, 245311 (2004).
30. N. J. Traynor and R. T. Harley, *Phys. Rev. B* **51**, 7361 (1995).