

03,05

Диодные гетероструктуры с ферромагнитным слоем (Ga, Mn)As

© Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова^{1,¶}, Ю.А. Данилов¹, М.В. Дорохин¹, И.Л. Калентьева¹, А.В. Кудрин¹,
А.В. Здоровейщев¹, Е.А. Ларионова¹, В.А. Ковальский², О.А. Солтанович²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт
национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
Нижегород, Россия

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка, Россия

¶ E-mail: vikhrova@nifti.unn.ru

Поступила в Редакцию 31 октября 2019 г.

В окончательной редакции 31 октября 2019 г.

Принята к публикации 31 октября 2019 г.

Изготовлены и исследованы диодные гетероструктуры p -(Ga, Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs, отличающиеся толщиной (от 5 до 50 nm) слоя разбавленного магнитного полупроводника (Ga, Mn)As. Обнаружен эффект отрицательного магнетосопротивления, достигающий 6–8% в магнитном поле 3600 Oe, сохраняющийся до температур 70–80 K и связанный с уменьшением рассеяния носителей заряда благодаря магнитному упорядочению в слое (Ga, Mn)As. Зависимость магнетосопротивления от напряжения прямого смещения является немонотонной, причем максимум магнетосопротивления и диапазон напряжений его наблюдения зависят от толщины слоя (Ga, Mn)As. Магнитополевые зависимости магнетосопротивления имеют гистерезисный вид, обусловленный влиянием напряжений растяжения в выращенном поверх релаксированного InGaAs слое (Ga, Mn)As на появление компоненты намагниченности, перпендикулярной поверхности структуры.

Ключевые слова: импульсное лазерное нанесение, диодная гетероструктура, ферромагнитный полупроводник, отрицательное магнетосопротивление.

DOI: 10.21883/FTT.2020.03.48999.619

1. Введение

Развитие технологии получения разбавленных магнитных полупроводников позволяет разрабатывать перспективные приборы спиновой электроники. Одно из направлений связано с созданием и исследованием p – n -диодов, работающих на основе спин-зависимого транспорта носителей заряда в намагниченных слоях магнитного полупроводника. В рамках этого направления изготавливаются и исследуются p – n -переходы и резонансные туннельные диоды со слоями разбавленных магнитных полупроводников (в основном, используется слой (Ga, Mn)As, где марганец не только предоставляет локализованные магнитные моменты, но и является акцептором, приводя к созданию дырок в валентной зоне [1,2]). Изучаются вольтамперные характеристики диодов, излучательные свойства и зависимость переноса заряда от магнитных свойств (Ga, Mn)As. Например, авторами работы [1] получены ферромагнитные p – n -диоды для различных концентраций легирующей примеси, что позволяет исследовать приборы, работающие как в обычном диффузионном, так и в туннельном режиме. В качестве p -областей диодов использовались однородные ферромагнитные тонкие пленки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0.01$ – 0.09) с хорошим кристаллическим качеством, изготовленные с использованием низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Предполагалось, что при приложении внешнего магнитного поля

параллельно протекающему току могут быть зарегистрированы изменения вольтамперных характеристик диодных структур, обусловленные проявлением ферромагнитных свойств p -слоя (Ga, Mn)As. В частности, может наблюдаться эффект уменьшения сопротивления (Ga, Mn)As вследствие снижения рассеяния спин-поляризованных носителей заряда благодаря упорядочению магнитных моментов ионов Mn (эффект отрицательного магнетосопротивления).

Однако, для магнитного p^+ – n (Ga, Mn)As/GaAs диода, имеющего слаболегированный ($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) немагнитный слой n -типа, авторами [1] не было обнаружено заметного изменения сопротивления в магнитном поле до 1 T во всем температурном интервале $T = 8$ – 300 K. Отсутствие магнетосопротивления объяснялось отсутствием ферромагнетизма в области обеднения p^+ – n -диода: все возможные компоненты тока, то есть избыточный ток, ток рекомбинации и диффузионный ток становятся независимыми от магнитного поля, если в области обеднения нет магнитного упорядочения и расщепления зон. Как известно [3], возникновение ферромагнитных свойств в разбавленном магнитном полупроводнике (Ga, Mn)As обусловлено взаимодействием магнитных моментов ионов марганца посредством участия носителей заряда (дырок), так называемым косвенным обменным взаимодействием Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ). Неоднократно показывалось, что температура Кюри (Ga, Mn)As

зависит от содержания марганца и возрастает с увеличением концентрации дырок [4]. Следовательно, в обедненной области слоя (Ga, Mn)As из-за низкой концентрации носителей заряда ферромагнитные свойства действительно могут отсутствовать.

В $p^{++}-n^{++}$ -переходах (Ga, Mn)As/GaAs, имеющих сильнолегированные p - и n -области, межзонный туннельный ток сильно зависел от магнитного упорядочения при температурах от 10 до 50 К [1]. Относительное уменьшение тока $[I(B) - I(0)]/I(0)$ составляло $\approx 8\%$ и насыщалось по мере увеличения внешнего магнитного поля до 1 Т. Однако при напряжениях смещения, когда преобладают диффузионный и избыточный токи, магнетосопротивление не наблюдалось при любой температуре. Это согласуется с результатами для p^+-n -перехода, обсуждаемыми выше, где диффузионный ток не проявляет магниторезистивного поведения.

Основная идея работ [1,2] состоит в том, что эффекты ферромагнетизма в магнитных GaAs $p-n$ -диодах можно наблюдать только в случае, когда обе стороны $p-n$ -перехода сильно легированы и диод работает в туннельном режиме. Для таких диодов наблюдался спин-зависимый туннельный ток, проявляющийся как значительное уменьшение общего тока диода с увеличением магнитного поля при низких температурах. Полученные экспериментальные результаты соответствовали данным теоретического исследования механизма протекания тока в диодных структурах с ферромагнитным полупроводниковым слоем [5]. Ферромагнетизм является причиной спинового расщепления зоны проводимости в полупроводниках n -типа или валентной зоны в полупроводниках p -типа. Авторы [5] представляют расчет, который позволяет оценить асимметрию туннелирования для идеального перехода с произвольной спиновой поляризацией на каждой стороне и определяет зависимость тока от напряжения в области перехода. Полученные результаты предсказывают, что самое сильное влияние спиновой поляризации на величину тока происходит только в области отрицательного сопротивления, главной характеристики туннельного диода. Вместе с тем, в литературе представлены данные по получению магниторезистивного эффекта при изучении $p-i-n$ -диодной структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и с ферромагнитным слоем (Ga, Mn)As в качестве полупроводника p -типа проводимости [6]. Авторами [6] показано, что внешнее магнитное поле приводит к уменьшению (на 5% в магнитном поле 3600 Ое при 10 К) сопротивления диода. Причем эффект регистрировался при значениях тока, для которых имеет место инжекция в область $p-n$ -перехода. В режиме источника напряжения изменение сопротивления приводило к увеличению интенсивности электролюминесценции $p-i-n$ -диодной структуры. По мнению авторов [6] указанный эффект обусловлен ферромагнетизмом (Ga, Mn)As и пропадает при температуре, превышающей температуру Кюри (Ga, Mn)As.

Таким образом, как показывают представленные литературные данные, вопросы спин-поляризованного транс-

порта в $p-n$ -диодах типа „ферромагнитный полупроводник/обычный полупроводник“ нуждаются в дальнейшем экспериментальном изучении, разработке теоретических представлений и механизмов влияния ферромагнетизма на зонную структуру вблизи границы раздела p - и n -областей.

Ранее нами были представлены результаты экспериментального изучения диодных гетероструктур $p-(\text{Ga, Mn})\text{As}/n-\text{InGaAs}/n^+-\text{GaAs}$, изготовленных сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения [7]. Исследования электрических свойств диодов в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода, обнаружили отрицательное магнетосопротивление (при температурах меньше 50 К — температуры Кюри (Ga, Mn)As), связанное с уменьшением рассеяния носителей заряда благодаря наличию ферромагнитного упорядочения и со снижением потенциального барьера на границе $p-(\text{Ga, Mn})\text{As}/n-\text{InGaAs}$. Наблюдаемое отрицательное магнетосопротивление демонстрировало немонотонную зависимость от величины прямого смещения с максимумом в области напряжения, соответствующего высоте потенциального барьера $p-n$ -перехода. Также было установлено, что магнитолевая зависимость магнетосопротивления имеет гистерезисный вид, обусловленный влиянием упругих напряжений растяжения в слое (Ga, Mn)As, выращенном поверх релаксированного слоя InGaAs, на анизотропию магнитных свойств [7].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального изучения влияния толщины слоя (Ga, Mn)As на гальваномагнитные свойства диодных гетероструктур $p-(\text{Ga, Mn})\text{As}/n-\text{InGaAs}/n^+-\text{GaAs}$. Подробно исследованы зависимости эффекта отрицательного магнетосопротивления от температуры и напряжения прямого смещения. Проведен анализ зонных диаграмм $p-n$ -гетероперехода с применением модельных расчетов в одномерном приближении.

2. Методика эксперимента

Образцы получены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН). На подложках $n^+-\text{GaAs}$ (001) методом МОСГЭ при температуре 650°C выращивался буферный слой $n-\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (содержание индия $x \sim 0.1$) толщиной $\sim 1.8 \mu\text{m}$, легированный атомами Si ($n \sim 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Затем при 330°C методом ИЛН формировался слой (Ga, Mn)As p -типа проводимости (соотношение времен распыления мишеней Mn и GaAs $t_{\text{Mn}}/t_{\text{GaAs}} = 0.15$) толщиной от 5 до 50 nm и покровный слой GaAs ($\sim 9 \text{ nm}$). Характеристики изготовленных структур приведены в таблице. Ранее было показано, что подобные слои (Ga, Mn)As обладают ферромагнитными свойствами ниже температуры Кюри $\sim 50 \text{ K}$ [8,9].

Поверх слоя (Ga, Mn)As методом электронно-лучевого испарения наносился омический контакт на

Перечень исследованных структур и значения магнетосопротивления. Внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности структур

Образец	h_{GaMnAs} , nm	U_{max} , V	$MR, \%$ $H = 3600 \text{ Oe}$
A	5	0.8	-6.3
B	10	0.9	-8
C	30	1	-3.7
D	50	1.1	-2.3

основе Au, затем с применением фотолитографии и химического травления изготавливались мезоструктуры диодов диаметром $\sim 500 \mu\text{m}$. Омический контакт к подложке n^+ -GaAs формировался электроискровым вжиганием оловянной фольги. Схематическое изображение изготовленных диодов показано на вставке рис. 2. Исследовались излучательные свойства (электролюминесценция) при температуре 77 К. Изучались вольтамперные характеристики (ВАХ) и магнитополевые зависимости сопротивления диодов. Магнитное поле, варьируемое с помощью электромагнита в диапазоне $H = \pm 3600 \text{ Oe}$, прикладывалось перпендикулярно поверхности структур (НПП), параллельно протекающему току (вставка на рис. 2). Исследования проводились с использованием источника-измерителя Keithley 2400 и гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202 при температурах от 10 до 300 К.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изготовленные диодные гетероструктуры позволяют наблюдать электролюминесценцию, возникающую вследствие межзонных излучательных переходов в слое InGaAs. Спектр электролюминесценции гетероструктур при 77 К регистрировался с лицевой стороны мезы и со стороны подложки GaAs, практически не поглощающей излучение с такой длиной волны ($0.919 \mu\text{m}$). На рис. 1 представлены спектры электролюминесценции для образца D, содержащие пик вблизи 1.35 eV, отвечающий межзонным переходам в слое InGaAs. Данная величина энергии хорошо согласуется с рассчитанной по формуле (1) шириной запрещенной зоны для $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ [10]:

$$E_g(x, T) = 0.42 + 0.625x - [5.8/(T + 300)4.19/(T + 271)] \cdot 10^{-4}T^2x - 4.19 \cdot 10^{-4}T^2/(T + 271) + 0.475x^2. \quad (1)$$

Расчет дает величину ширины запрещенной зоны твердого раствора $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ $E_g = 1.357 \text{ eV}$, что хорошо согласуется с технологически заданными значениями.

Видно, что интенсивность пика в случае регистрации излучения через подложку несколько больше, чем при

регистрации излучения с лицевой стороны мезоструктуры. Вероятно, это связано с потерями излучения из-за наличия металлического контакта. Наблюдение электролюминесценции свидетельствует о достаточно высоком структурном совершенстве слоев образцов исследованных диодов.

Изучение электрических свойств изготовленных диодов показало, что внешнее магнитное поле не оказывает значительного влияния на общий вид их вольтамперных характеристик (рис. 2), но приводит к увеличению тока через $p-n$ -переход при прямом смещении в области участков ВАХ высокого уровня инжекции и

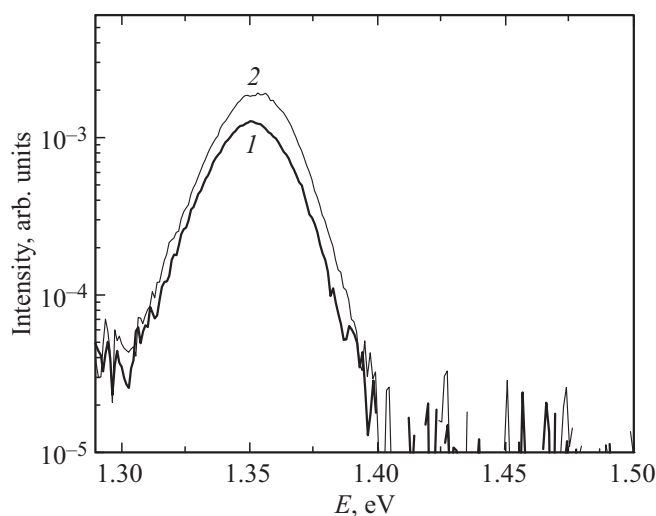


Рис. 1. Спектры электролюминесценции диода D при $T = 77 \text{ K}$, ток $I = 80 \text{ mA}$. Спектр 1 измерен при регистрации излучения с лицевой стороны мезы, спектр 2 — при регистрации излучения со стороны подложки.

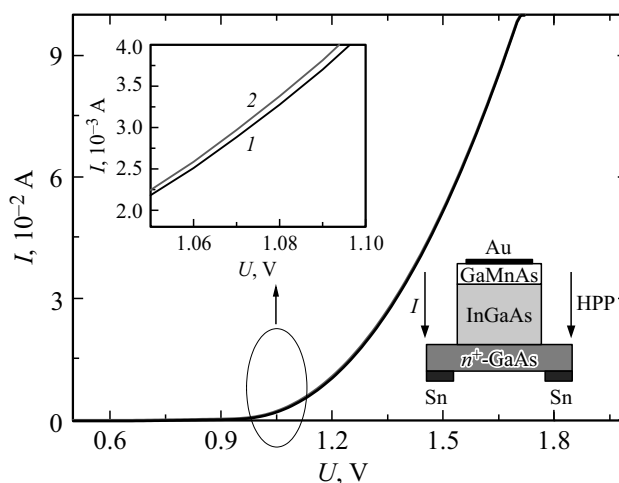


Рис. 2. Прямая ветвь ВАХ структуры со слоем (Ga, Mn)As толщиной 30 nm в отсутствие внешнего магнитного поля (1) и в магнитном поле 3600 Oe (2) при 10 К. Внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно $p-n$ -переходу (НПП). На вставке приведена схема исследованных диодных мезоструктур.

последовательного сопротивления. Как было показано ранее [7], наблюдаемое изменение тока связано с эффектом отрицательного магнетосопротивления (ОМС), обусловленным транспортом спин-поляризованных носителей в слое (Ga, Mn)As, а его величина определяется сопротивлениями слоя (Ga, Mn)As и гетероперехода (Ga, Mn)As/InGaAs. Более подробные исследования эффекта ОМС были выполнены посредством измерения магнитопольных зависимостей сопротивления диодов в режиме источника напряжения. Напряжение прямого смещения варьировалось от 0.7 до 1.4 V. Магнетосопротивление определялось по формуле

$$MR = (R(H) - R(0))/R(0) \cdot 100\%, \quad (2)$$

где $R(H)$ и $R(0)$ — значения сопротивления диода в магнитном поле и без магнитного поля. В качестве $R(0)$ и $R(H)$ брались статические значения сопротивления, то есть отношение напряжения на диоде к току через диод

$$R(0, H) = U/I(0, H), \quad (3)$$

причем напряжение на диоде не изменялось, следовательно, изменение сопротивления связано с изменением тока, протекающего через диод в геометрии, показанной на вставке к рис. 2.

На рис. 3, *a* приведены магнитопольные зависимости магнетосопротивления, полученные для диода С (с толщиной слоя (Ga, Mn)As 30 nm) при различных напряжениях прямого смещения (температура измерений = 10 K). В данном случае эффект отрицательного магнетосопротивления наиболее ярко (~ 3.7%) проявляется при напряжении прямого смещения, равном 1.0 V. Магнитопольная зависимость сопротивления имеет гистерезисный вид, и это свидетельствует о присутствии ненулевой составляющей вектора намагниченности в направлении, перпендикулярном поверхности слоя (Ga, Mn)As. Подобная ориентация вектора намагниченности появилась вследствие влияния напряжений растяжения в слое (Ga, Mn)As, изготовленном поверх релаксированного буферного слоя InGaAs [9]. Уменьшение напряжения до $U = 0.9$ V существенным образом изменяет вид зависимости $MR(H)$, и магнитопольная зависимость сопротивления состоит из двух областей: сопротивление уменьшается для магнитного поля $H < 2000$ Oe и увеличивается при $H > 2000$ Oe. Первый участок можно связать со снижением сопротивления слоя (Ga, Mn)As и гетероперехода (Ga, Mn)As/InGaAs в результате намагничивания [7]. Второй участок обусловлен положительным магнетосопротивлением немагнитных слоев структуры и определяется, главным образом, изменением сопротивления слоя InGaAs (эффект положительного магнетосопротивления для полупроводников с высокой подвижностью). Можно заключить, что при смещении, равном 0.9 V, вклады уменьшения сопротивления ферромагнитного слоя (Ga, Mn)As и увеличения сопротивления немагнитных слоев гетероструктуры сопоставимы по величине.

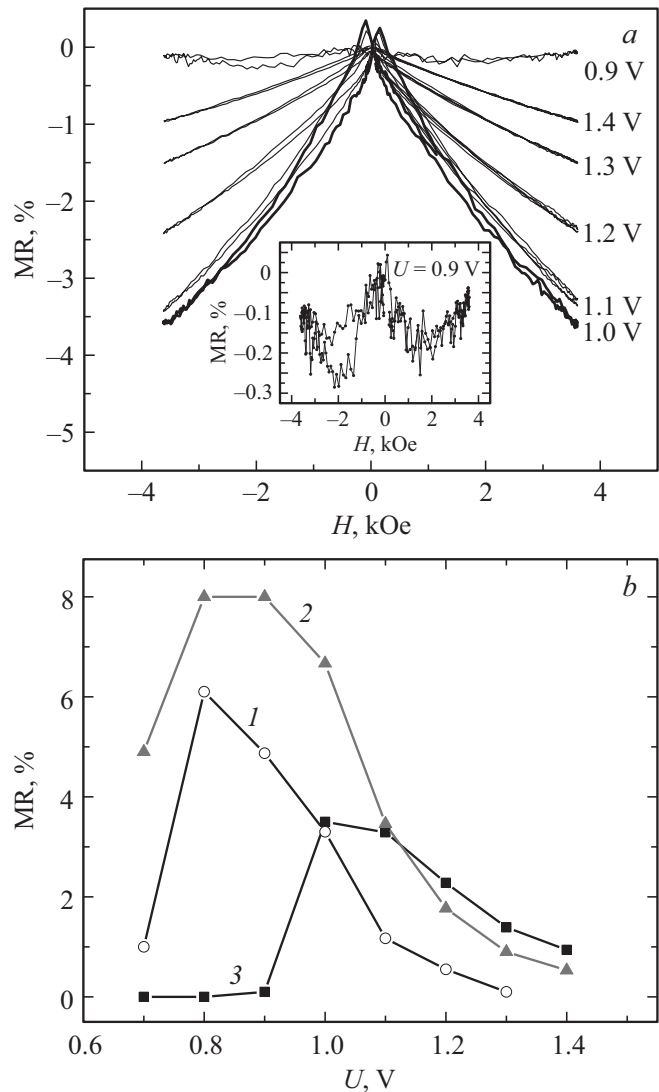


Рис. 3. *a* — магнитопольные зависимости магнетосопротивления для различных напряжений прямого смещения для диода С при температуре 10 K. На вставке показана более подробно зависимость $MR(H)$ для напряжения прямого смещения $U = 0.9$ V. *b* — зависимости модуля магнетосопротивления от величины прямого смещения при 10 K в поле 3600 Oe для диодов А (1), В (2), С (3).

С ростом напряжения смещения, при $U > 1.0$ V, величина эффекта отрицательного магнетосопротивления существенно снижается, гистерезисный характер зависимости $MR(H)$ не так явно выражен и практически не наблюдается при напряжении 1.4 V. Наблюдаемые изменения можно объяснить следующим образом. По мере увеличения напряжения на диоде величина модуля магнетосопротивления слоя (Ga, Mn)As снижается вследствие увеличения доли неполяризованных по спину носителей заряда, участвующих в переносе тока через этот слой. Другими словами, ослабевает влияние ферромагнитных свойств (Ga, Mn)As на транспортные свойства диода.

Аналогичное немонотонное поведение зависимости ОМС от напряжения прямого смещения было зарегистрировано для всех исследованных диодов, отличающихся толщиной ферромагнитного слоя GaMnAs (см. таблицу и рис. 3, *b*). Величина отрицательного магнетосопротивления, положение максимума магнетосопротивления (U_{\max}) в магнитном поле $H = 3600$ Ое и диапазон напряжений его наблюдения зависят от толщины слоя (Ga, Mn)As. Видно, что наибольшая величина MR (6–8%) наблюдается для структуры со слоем (Ga, Mn)As толщиной 10 nm. При толщине слоя 5–10 nm эффект ОМС регистрируется от меньших величин прямого смещения (0.7 V) по сравнению с толщиной слоя 30 nm, для которого отрицательное MR наблюдается, начиная с напряжения $U = 0.9$ V. Обнаруженное влияние толщины слоя разбавленного магнитного полупроводника на перенос носителей заряда в диодных гетероструктурах p -(Ga, Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs, вероятно, обусловлено следующими факторами: концентрацией дырок (уровнем легирования) в (Ga, Mn)As, толщинами обедненной области в слоях (Ga, Mn)As, InGaAs, и, как следствие, особенностями зонной структуры исследованных гетеропереходов.

Для оценки влияния зонной структуры на магнитотранспортные свойства были проведены модельные расчеты энергетических зонных диаграмм в одномерном приближении с использованием программы 1D Poisson/Schrödinger [11]. Рассчитанные энергетические диаграммы валентной зоны (E_V) и зоны проводимости (E_C) для образца D приведены на рис. 4. Расчеты выполнены для температуры 77 K. Концентрация донорной примеси в слое InGaAs составляла $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Концентрация акцепторной примеси в слое (Ga, Mn)As принималась равной $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ на основании исследований гальваномагнитных свойств контрольных образцов, представляющих собой слои GaMnAs толщиной около 50 nm, выращенные методом ИЛН на пластинах полуизолирующего GaAs при тех же технологических условиях, что и диодные гетероструктуры (температура подложки и содержание марганца). Поскольку толщина p -области изучаемых диодных структур значительно меньше диффузионной длины электронов ($L_n \sim 170$ (240) nm при температуре 15 (80) K согласно данным [12] для GaMnAs, изготовленного методом молекулярно-лучевой эпитаксии), то можно отнести данный класс структур к мелким p - n -переходам. В работе [13] представлена аналитическая модель, описывающая электрические характеристики мелких p - n -переходов с металлическим контактом, изготовленных на основе кремниевых структур. В цитируемой работе было показано, что в отличие от обычного p - n -диода на электрические характеристики диода с тонкой p -областью оказывает влияние близкое расположение границы металл–полупроводник, а также образование потенциального барьера (барьера Шоттки) в полупроводнике вблизи этой границы. Поэтому при расчетах зонных диаграмм арсенид-галлиевых структур,

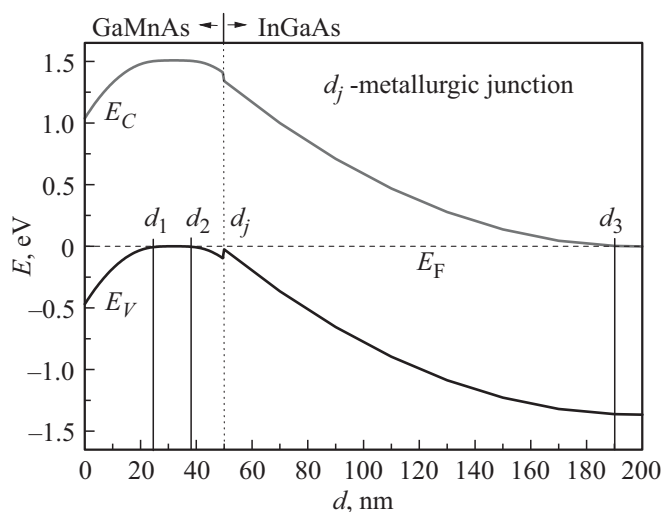


Рис. 4. Рассчитанная в одномерном приближении с использованием программы 1D Poisson/Schrödinger [11] энергетическая диаграмма валентной зоны (E_V) и зоны проводимости (E_C) для образца D с толщиной слоя (Ga, Mn)As 50 nm. Пунктирной линией отмечено положение уровня Ферми (E_F). Расчеты выполнены для температуры 77 K. Концентрация акцепторной примеси в слое (Ga, Mn)As принималась равной $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, концентрация донорной примеси в слое InGaAs составляла $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. При расчетах учитывалось наличие барьера Шоттки (0.47 eV для p -GaAs при 77 K согласно [14]), обусловленного присутствием контакта на основе золота на поверхности p -(Ga, Mn)As: обозначениями d_1 , d_2 и d_3 отмечены границы области обеднения барьера Шоттки, p - и n -областей пространственного заряда p - n -перехода.

одна из которых представлена на рис. 4, учитывалось наличие барьера Шоттки (0.47 eV согласно данным [14] для p -GaAs при 77 K), обусловленного присутствием контакта на основе золота на поверхности p -(Ga, Mn)As. Обозначениями d_1 , d_2 и d_3 отмечены границы области обеднения барьера Шоттки, области пространственного заряда p - n -перехода и квазинейтральной p -области.

Следует отметить, что при таких высоких концентрациях марганца в слоях (Ga, Mn)As, используемых в диодных структурах, формируется примесная зона. Проводимость в p -области осуществляется за счет дырок валентной и примесной зон [15]. Само значение концентрации ($\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при 300 K и $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при 77 K) представляет собой эффективную концентрацию дырок по двум каналам проводимости (дырки валентной зоны и дырки примесной зоны). Необходимо отметить, что в используемых нами одномерных модельных расчетах не учитывалось наличие примесной зоны, а использовалось эффективное значение концентрации дырок.

Вольт-амперные характеристики диодов с тонкой p -областью (или n -областью) имеют промежуточный вид между ВАХ диода Шоттки и глубокого p - n -перехода [13]. По сравнению с ВАХ обычного p - n -диода они содержат ряд особенностей. Во-первых, отмечается возрастание тока насыщения обратной ветки диодной

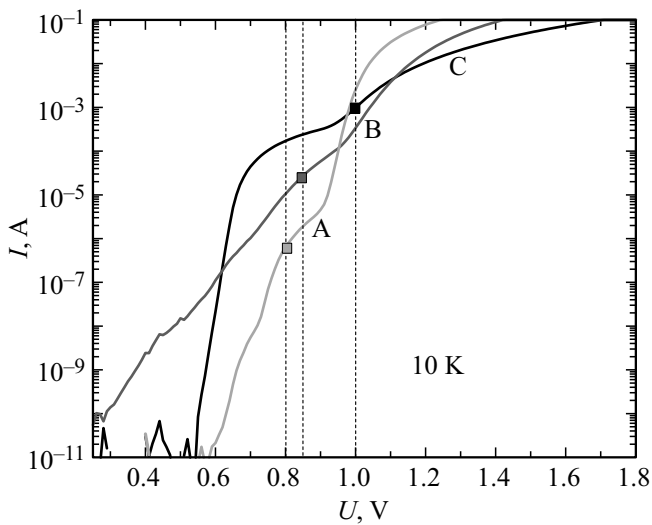


Рис. 5. Прямая ветвь ВАХ диодных гетероструктур А (толщина слоя GaMnAs = 5 nm), В (10 nm) и С (30 nm) при температуре измерений 10 К. Квадратными символами отмечены напряжения прямого смещения, для которых эффект отрицательного магнетосопротивления был максимальным (таблица).

характеристики, поскольку его величина становится обратно пропорциональной толщине p -области (d_p) вместо диффузионной длины носителей заряда (электронов, L_n). В режиме прямого смещения при низких значениях приложенного напряжения уменьшается потенциальный барьер p - n -перехода, а контакт Шоттки в p -области остается без изменений. При дальнейшем увеличении напряжения на ВАХ регистрируется область насыщения тока, когда обратно смещенный контакт Шоттки в p -области не может поддерживать дальнейшее увеличение дырочного тока через p - n -переход. Ток начинает увеличиваться снова, когда p -область становится полностью обедненной из-за обратно смещенного барьера Шоттки: обеднение приводит к увеличению электронного тока из полупроводника в металл и устройство тогда по существу ведет себя как диод Шоттки. Другими словами, на ВАХ мелкого p - n -перехода наблюдается участок, характеризующий насыщение дырочного тока через p - n -переход, а дальнейшее увеличение тока с ростом напряжения смещения обусловлено возрастанием тока электронов из полупроводника в металл [13].

Экспериментальные результаты, а именно, прямые ветви ВАХ диодных структур А (толщина слоя GaMnAs = 5 nm), В (10 nm) и С (30 nm) при температуре измерений 10 К (рис. 5), содержат участки, которые могут быть интерпретированы как участки насыщения тока (вблизи напряжений от 0.8 до 1 В в зависимости от конкретной структуры). Затем при дальнейшем увеличении прямого смещения наблюдается нарастание тока. Учитывая приведенное выше объяснение происхождения подобного вида вольт-амперных характеристик для мелких p - n -переходов, можно пред-

положить, что при небольшом прямом смещении в проводимости через p - n -переход преобладает дырочный ток и при этом эффект ОМС нарастает (рис. 3, б). Далее достигается насыщение дырочного тока, и регистрируется максимальный магнеторезистивный эффект. Квадратными символами (рис. 5) для каждой структуры отмечены напряжения прямого смещения, при которых эффект отрицательного магнетосопротивления был максимальным (например, для диодной структуры А это наблюдается при $U = 0.8$ В). При дальнейшем увеличении напряжения в проводимости доминирует ток электронов из полупроводника в металл (структура ведет себя как барьер Шоттки), и при этом магнетосопротивление быстро уменьшается (рис. 3, б). Таким образом, можно предположить, что наблюдаемый эффект отрицательного магнетосопротивления связан с протеканием дырочного тока в диодной структуре. Особенности гальваномагнитных свойств ферромагнитного полупроводника (GaMn)As, являющего материалом p -типа и источником дырок в диодной структуре, допускают возможность преобладания в переносе заряда спин-поляризованных дырок. Вместе с тем механизм переноса спин-поляризованных дырок через p - n переход дырок остается неясным, и его установление требует дальнейших исследований.

Также можно предположить, что с уменьшением толщины слоя (Ga, Mn)As улучшается кристаллическое качество гетерограницы (Ga, Mn)As/InGaAs, а сами области ферромагнитного упорядочения в матрице слоя (Ga, Mn)As, дающие основной вклад в появление ОМС, становятся более однородными и кристаллически совершенными. В результате снижается рассеяние спин-поляризованных носителей заряда и ферромагнитное упорядочение (Ga, Mn)As проявляется сильнее в транспортных свойствах диодов. Для большой толщины слоя (Ga, Mn)As накопление упругих напряжений приводит к их релаксации за счет снижения кристаллического совершенства и формирования кластеров MnAs [8,9,16].

Эволюция кривых магнитополевой зависимости сопротивления с ростом температуры измерений для образца С со слоем (Ga, Mn)As толщиной 30 nm представлена на рис. 6. Характеристики $MR(H)$ были измерены при напряжении прямого смещения $U_{max} = 1.0$ В, когда эффект ОМС был наибольшим для данного образца (см. таблицу). С увеличением температуры измерений величина отрицательного MR монотонно падает до $\sim 0.15\%$ при 80 К.

В случае образцов А и В были получены аналогичные результаты. Для каждого образца при соответствующем прямом смещении анализировалось поведение максимального значения $MR(U_{max})$, зарегистрированного в поле 3600 Ое при температурах от 10 до 120 К (рис. 6, б). Видно, что для диодных структур со слоем (Ga, Mn)As (А, В и С) отрицательное магнетосопротивление сохраняется до температур 70–80 К, что обусловлено температурой Кюри разбавленного магнитного полупроводника. Характер зависимости — затянутый с насыще-

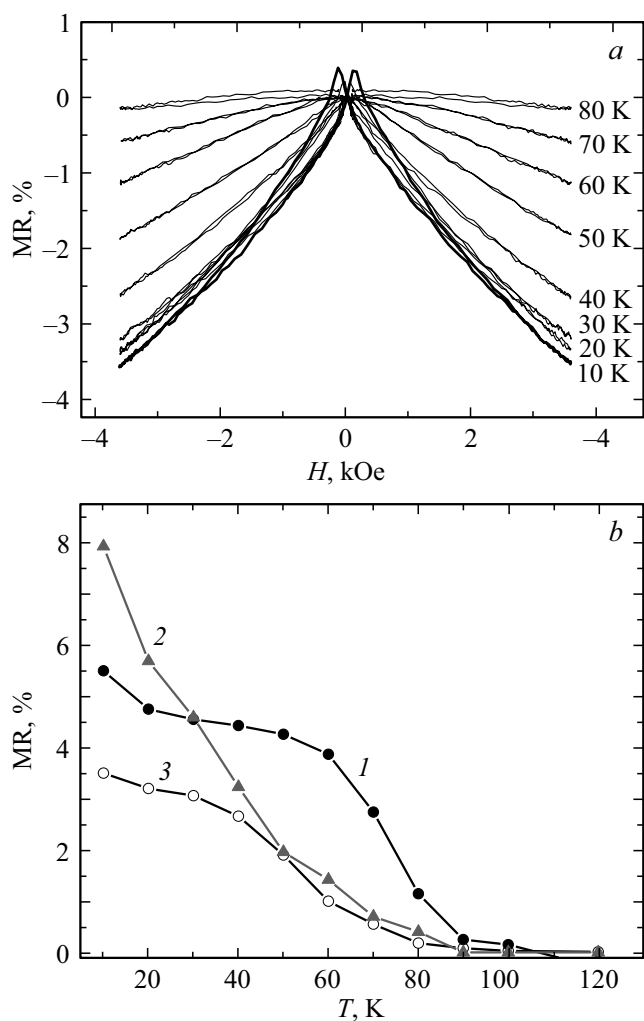


Рис. 6. *a* — магнитопольевые зависимости магнетосопротивления диода *C* со слоем (Ga, Mn)As толщиной 30 nm для температур измерения от 10 до 80 K при напряжении прямого смещения 1 V ($H = 3600$ Oe, магнитное поле — НРР). *b* — температурные зависимости модуля магнетосопротивления в поле 3600 Oe для диодов *A*, *B* и *C* при значениях напряжения прямого смещения, для которых эффект ОМС был максимальным. Зависимость (1) соответствует структуре *A* при $U = 0.8$ В, зависимость (2) — структуре *B* при $U = 0.9$ В, и зависимость (3) соответствует структуре *C* при $U = 1$ В.

нием вначале или быстро спадающий — по-видимому, определяется особенностями ферромагнитных свойств (Ga, Mn)As, которые могут зависеть от толщины слоя (Ga, Mn)As.

В частности, как показано в работах [17,18], ферромагнитные свойства эпитаксиальной однофазной пленки (Ga, Mn)As (в частности, температура Кюри) зависели от ее толщины. Авторы [17,18] изучали структуры со слоем $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ толщиной от 5 до 30 nm, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, и обнаружили, что максимумы на температурных зависимостях слоевого сопротивления образцов смещаются от 121 до 75 K с увеличением толщины слоя $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$

от 5 до 30 nm, что указывает на уменьшение температуры Кюри с увеличением толщины пленки. Наблюдаемое увеличение температуры Кюри с уменьшением толщины слоя (Ga, Mn)As авторы [17,18] связывают с представленной в работе [19] зависимостью магнитной анизотропии от толщины слоя для ферромагнитного полупроводника (Ga, Mn)As.

Представленные в данной статье результаты исследования транспортных свойств диодных гетероструктур $p\text{-(Ga, Mn)As/n-InGaAs/n}^+\text{-GaAs}$ также обусловлены зависимостью магнитных свойств (Ga, Mn)As от его толщины, что согласуется с приведенными выше литературными данными.

4. Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о наличии спин-зависимого транспорта в диодных гетероструктурах $p\text{-(Ga, Mn)As/n-InGaAs/n}^+\text{-GaAs}$, что делает их перспективными для применения в спиновой электронике.

В отличие от распространенного в литературе мнения о наблюдении влияния магнитных свойств $p\text{-(Ga, Mn)As}$ на электрические характеристики диодов только в случае сильного легирования p - и n -областей и создания условий для возникновения спин-зависимого туннельного тока, представленные в настоящей работе данные показывают возможность наблюдения эффекта отрицательного магнетосопротивления в $p\text{-}n$ -диодах и управления его величиной посредством изменения толщины слоя $p\text{-(Ga, Mn)As}$ при температурах ниже температуры Кюри (Ga, Mn)As.

Авторы [1,2,5] рассматривают только спиновое расщепление валентной зоны в результате ферромагнетизма (Ga, Mn)As и говорят об отсутствии ферромагнитных свойств в обедненной p -области из-за недостаточной концентрации дырок, то есть появления ферромагнитных свойств связывают только с дырками, возникающими в валентной зоне.

Вместе с тем известно, что вследствие сильного легирования марганцем образуется примесная зона в (Ga, Mn)As и существует дырочная проводимость по этой зоне. В литературе обсуждаются два предположения: (1) примесная зона марганца примыкает к валентной зоне; (2) примесная зона лежит в запрещенной зоне вблизи примесного уровня марганца. В частности, как следует из недавней публикации [20], основанной на экспериментальных исследованиях электронной структуры вблизи уровня Ферми в ферромагнитном полупроводнике (Ga, Mn)As посредством измерений отражения света с разрешением по времени, уровень Ферми лежит в запрещенной зоне $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ для всех исследованных образцов с $x = 1\text{--}6\%$, а появление ферромагнетизма обусловлено спин-поляризованными дырками примесной зоны, отделенной от валентной зоны.

В связи с этим можно предположить, что с понижением температуры до 10 K (значительно ниже точки

Кюри для (Ga, Mn)As) дырки валентной области замерзают и проводимость в слое GaMnAs реализуется по примесной зоне. Дырки примесной зоны не только обеспечивают транспорт, концентрация их достаточна, чтобы „создать“ ферромагнитные свойства в (Ga, Mn)As. По-видимому, для объяснения появления эффекта отрицательного магнетосопротивления при температурах от 10 до 70 К в транспортных свойствах диодных гетероструктур p -(Ga, Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs следует учитывать присутствие примесной зоны и ферромагнетизма, возникающего благодаря взаимодействию ионов марганца посредством дырок примесной зоны. Дальнейшие исследования в данной области планируется направить на разработку механизма протекания тока через диод „ферромагнитный полупроводник/обычный полупроводник“.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда — грант № 19-19-00545. Исследования электролюминесценции диодов выполнено в рамках работ по гранту Президента РФ МД-1708.2019.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Holmberg, N. Lebedeva, S. Novikov, P. Kuivalainen, M. Malfait, V.V. Moshchalkov. Phys. Status Solidi A **204**, 791 (2007).
- [2] H. Holmberg, N. Lebedeva, S. Novikov, P. Kuivalainen, M. Malfait, V.V. Moshchalkov. IEEE Transact. Magn. **42**, 2712 (2006).
- [3] T. Dietl, H. Ohno. Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014).
- [4] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka. Appl. Phys. Lett. **80**, 3120 (2002).
- [5] E. Comesana, M. Aldegunde, G.A. Gehring, A.J. Garcia-Loureiro. Proc.of the 2009 Spanish Conf. on Electron Devices (February 2009) Santiago de Compostela, Spain. (2009). 160.
- [6] А.В. Кудрин, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Мальшева. Письма в ЖТФ **37**, 24, 57 (2011).
- [7] Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин, И.Л. Калентьева, Е.А. Ларионова, В.А. Ковальский, О.А. Солтанович. ФТП **53**, 351 (2019).
- [8] О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов Б.Н. Звонков, В.И. Ковалев, З.Э. Кунькова, В.В. Подольский, М.В. Сапожников, А.И. Сучков, М.П. Темирязева. Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 37 (2007).
- [9] Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Кудрин, М.В. Сапожников. ФТТ **52**, 2124 (2010).
- [10] <http://www.ioffe.ru/index.php?row=32&subrow=0#>
- [11] <http://www3.nd.edu/~gsnider/>
- [12] C.P. Weber, E.A. Kittlaus, K.B. Mattia, C.J. Waight, J. Haggmann, X. Liu, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. Appl. Phys. Lett. **102**, 182402 (2013).
- [13] M. Popadic, G. Lorito, L.K. Nanver. IEEE Transact. Electron Devices **56**, 116 (2009).
- [14] W.G. Spitzer, C.A. Mead. J. Appl. Phys. **34**, 3061 (1963).
- [15] A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, I.L. Kalentyeva, A.A. Konakov, V.K. Vasiliev, D.A. Pavlov, Yu.V. Usov, B.N. Zvonkov. J. Magn. Magn. Mater. **478**, 84 (2019).
- [16] Д.Е. Николичев, А.В. Боряков, С.Ю. Зубков, Р.Н. Крюков, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин. ФТП **48**, 839 (2014).
- [17] B.S. Sorensen, J. Sadowski, S.E. Andresen, P.E. Lindelof. Phys. Rev. B **66**, 233313 (2002).
- [18] C. Hernandez, F. Terki, S. Charar, J. Sadowski, D. Maude, V. Stanciu, P. Svedlindh. Acta Phys. Polonica A **103**, 613 (2003).
- [19] F. Matsukura, A. Shen, Y. Sugawara, T. Omiya, Y. Ohno, H. Ohno. Compound Semiconductors 1998: Proceedings of the Twenty-Fifth Int. Symp. **162**, 547 (1998).
- [20] T. Ishii, T. Kawazoe, Y. Hashimoto, H. Terada, I. Muneta, M. Ohtsu, M. Tanaka, S. Ohya. Phys. Rev. B **93**, 241303 (2016).

Редактор Ю.Э. Кутаев