

Магнитотранспортные свойства гетеропереходов II типа на основе GaInAsSb/InAs и GaInAsSb/GaSb

© Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев[¶], А.Ф. Липаев, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 августа 2005 г. Принята к печати 14 сентября 2005 г.)

Приведены результаты детального исследования магнитотранспортных свойств разьединенных гетеропереходов II типа в системе GaInAsSb/InAs(GaSb). Впервые обнаружен и исследован электронный канал с высокой подвижностью носителей (до $50\,000\text{--}60\,000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) в изотипной разьединенной гетероструктуре $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$. Изучен эффект истощения электронного канала и переход от полуметаллической к полупроводниковой проводимости при сильном легировании акцепторами четверного твердого раствора. Детально исследованы магнитотранспортные свойства при температурах 4.2–200 К и получены данные об энергетическом спектре и параметрах двумерных носителей на гетерогранице. Экспериментально установлено, что в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ в зависимости от состава могут быть реализованы как ступенчатые гетеропереходы ($x = 0.85$), так и разьединенные ($x = 0.95$), что подтверждается теоретическими расчетами. В гетероструктурах GaInAsSb/InAs:Mn, выращенных на подложках, легированных магнитной примесью Mn с высокой концентрацией ($p > 5 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$), обнаружены аномальный эффект Холла и отрицательное магнитосопротивление, обусловленные обменным взаимодействием ионов Mn в InAs с высокоподвижными электронами в канале на гетерогранице.

PACS: 73.63.Hs, 73.43.Qt, 73.43.-f

1. Введение

Гетеропереходы на основе четырехкомпонентных твердых растворов в системе Ga-In-As-Sb широко используются в настоящее время для создания оптоэлектронных приборов (лазеров, светодиодов и фотодиодов) в спектральном диапазоне 2–5 мкм, актуальном для задач газового анализа и охраны окружающей среды [1–5].

Как впервые было показано Есаки с соавт. [6], в системе GaSb–InAs возможно образование как ступенчатых гетеропереходов II рода, когда скачки потенциалов зоны проводимости и валентной зоны на границе контактирующих материалов имеют одинаковый знак, так и разьединенных гетеропереходов II рода, когда из-за разницы в значениях электронного сродства контактирующих материалов валентная зона широкозонного полупроводника лежит по энергии выше, чем зона проводимости узкозонного. В работах [7,8] было установлено, что в разьединенном гетеропереходе на контакте GaSb/InAs величина энергетического зазора составляет $\Delta = 150\text{ мэВ}$ при $T = 300\text{ К}$. Представляет интерес исследование одиночных гетеропереходов InAs/GaSb, который образуют разьединенные гетеропереходы II типа. Но это наталкивается на серьезную проблему, связанную с образованием дислокаций несоответствия из-за различия периодов решетки InAs (6.0584 \AA) и GaSb (6.096 \AA). Мы поставили перед собой задачу исследовать магнитотранспортные свойства одиночных гетеропереходов II типа. Для этого были созданы два типа изопериодных одиночных гетеропереходов GaInAsSb/InAs и GaInAsSb/GaSb методом жидкостной эпитаксии. Создание изопериодных гетероструктур исключило образова-

ние дислокаций несоответствия и позволило исследовать их свойства. Кроме того, такие изопериодные гетероструктуры позволяют создавать как ступенчатые, так и разьединенные гетеропереходы, изменяя состав четверного твердого раствора GaInAsSb, и исследовать динамику изменения транспортных свойств гетеропереходов II типа при плавном изменении энергетического зазора и изменении типа гетероперехода от разьединенного к ступенчатому гетеропереходу [7–9].

Цель данной работы состоит в обобщении наших экспериментальных исследований одиночных разьединенных гетеропереходов II типа GaInAsSb/InAs и GaInAsSb/GaSb с различным уровнем легирования четверного твердого раствора.

2. Электронный канал с высокой подвижностью носителей на гетерогранице разьединенных гетеропереходов II типа GaInAsSb/InAs

Гетеропереход GaSb–InAs обнаруживает необычные магнитотранспортные свойства благодаря сосуществованию электронов и дырок, которые пространственно разделены и локализованы в самосогласованных квантовых ямах по обе стороны гетерограницы вследствие особенностей разрыва зон на разьединенной гетерогранице II типа [10]. В данной работе мы рассмотрим особенности магнитотранспорта в одиночной изотипной разьединенной гетероструктуре $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ (см. рис. 1). Первым поразительным результатом было наблюдение электронного типа проводимости в иссле-

[¶] E-mail: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

Таблица 1. Основные характеристики гетероструктур $p\text{-Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Zn}$ ($x = 0.17$; $y = 0.22$) с различным уровнем легирования твердого раствора. $T = 77\text{ К}$

№ образца	Введенная примесь		Знак носителей тока		$ R_{\square} $, $10^6\text{ см}^2/\text{Кл}$		$ \mu_H $, $10^3\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
	Вид примеси	Концентрация, ат%	По термоэдс в твердом растворе	По знаку R_{\square} при $H = 2\text{ кЭ}$	$H = 2\text{ кЭ}$	$H = 10\text{ кЭ}$	$H = 2\text{ кЭ}$	$H = 10\text{ кЭ}$
1	—	—	p	n	4.5	4.3	65.0	64.0
2	Te	10^{-4}	p	n	4.45	3.85	57.4	55.0
3	Te	$2 \cdot 10^{-4}$	p	n	4.0	3.35	52.8	44.8
4	Te	$4 \cdot 10^{-4}$	p	n	4.1	3.0	46.6	34.5
5	Te	10^{-3}	p	n	3.25	1.6	45.0	18.6
6	Te	$5.8 \cdot 10^{-3}$	n	n	0.19	0.1	11.4	6.2
7	Te	$1.2 \cdot 10^{-2}$	n	n	0.1	0.05	11.8	5.6
8	Zn	$3 \cdot 10^{-3}$	p	n	4.9	3.35	49.0	33.3
9	Zn	$4 \cdot 10^{-3}$	p	n	2.7	2.4	24.4	19.8
10	Zn	$8 \cdot 10^{-3}$	p	n	0.27	0.03	2.1	0.21
11	Zn	$1.2 \cdot 10^{-2}$	—	p	0.002	0.005	0.02	0.08

Примечание. R_{\square} — коэффициент Холла, рассчитанный на квадрат плоскости образца; μ_H — холловская подвижность.

дуюемой гетероструктуре $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ с нелегированным или слабо легированным слоем четверного твердого раствора, выращенного методом жидкофазной эпитаксии на подложке $p\text{-InAs}$ [11–14]. В отличие от квантовых ям на основе гетероперехода $p\text{-GaSb}/n\text{-InAs}$ в данном случае в образовании гетероперехода участвовали полупроводники с p -типом проводимости.

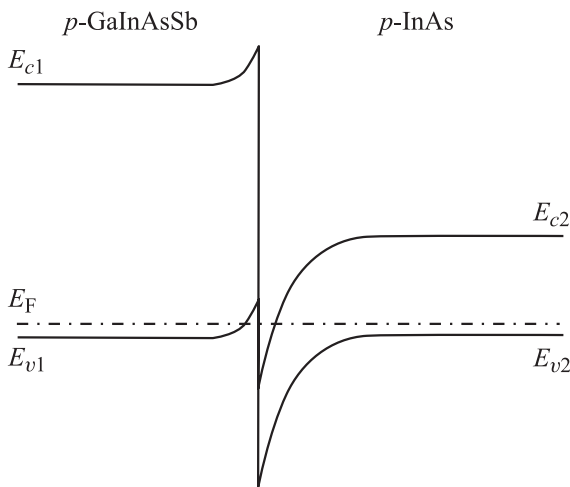


Рис. 1. Энергетическая схема структуры $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ для нелегированных твердых растворов.

Электронный канал с высокой холловской подвижностью носителей ($50\,000\text{--}70\,000\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) впервые был обнаружен в изотипных гетероструктурах $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ при $T = 77\text{ К}$ [12,13]. Кроме того, существование электронного канала в $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ было визуально продемонстрировано при исследовании на сканирующем туннельном микроскопе поверхности скола гетероструктуры при комнат-

ной температуре. Наблюдалось резкое увеличение туннельного тока в месте локализации p – p -гетероперехода [11]. Холловская подвижность μ_H в таких гетероструктурах — как с нелегированным твердым раствором, так и слабо легированным Te — в слабом магнитном поле ($H < 5\text{ кЭ}$) практически не зависит от температуры в интервале $4.2\text{--}77\text{ К}$ (образцы 1 и 2, рис. 2, табл. 1). Незначительное уменьшение подвижности μ_H (до 10%) при $T \approx 4\text{ К}$ указывает на то, что механизм рассеяния в этом интервале температур определяется главным образом рассеянием носителей на неоднородности гетерограницы [15,16]. Исследуемые эпитаксиальные структуры были получены методом ЖФЭ с высоким качеством границы раздела. Толщина переходного слоя на гетерогранице составляла 3–4 монослоя ($\sim 12\text{ \AA}$), что было показано с помощью просвечивающей электронной микроскопии [17]. Планарность эпитаксиального роста и границы раздела GaInAsSb/InAs были подтверждены наличием толщинных осцилляций при исследовании образцов методом двухкristальной рентгеновской дифрактометрии. Кулоновское рассеяние в электронном канале может быть сильно уменьшено из-за пространственного

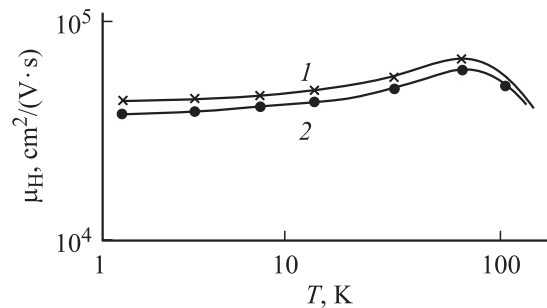


Рис. 2. Зависимости холловской подвижности μ_H при $H = 10\text{ кЭ}$ от температуры. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

разделения зарядов на гетерогранице. Высокое значение холловской подвижности и ее слабая температурная зависимость были сопоставимы с результатами для структур GaSb/InAs/GaSb с одиночными квантовыми ямами, выращенными молекулярно-пучковой эпитаксией [18].

В изотипной одиночной разьединенной гетероструктуре II типа p -GaInAsSb/ p -InAs наблюдалась интенсивная электролюминесценция в спектральном диапазоне 0.3–0.4 эВ при температурах 4–77 К [19–21]. Спектры электролюминесценции содержали две полосы излучения с энергиями фотона $h\nu_1 = 0.311$ эВ и $h\nu_2 = 0.368$ эВ при малом уровне инжекции. При увеличении уровня инжекции наблюдался сдвиг полос излучения в сторону более высоких энергий фотона и перераспределение интенсивности между пиками электролюминесценции. Низкоэнергетическая полоса излучения $h\nu_1$ доминировала при малых уровнях инжекции и демонстрировала слабый „голубой сдвиг“ порядка 4 мэВ в интервале токов накачки 50–100 мА, тогда как интенсивность высокоэнергетической полосы $h\nu_2$ возрастала суперлинейно с ростом тока накачки и наблюдался сильный сдвиг пика люминесценции до 12 мэВ. Как было показано в работах [22,23], энергетический спектр электронного канала носит сложный характер. Наблюдение двух полос излучения $h\nu_1$ и $h\nu_2$ было объяснено непрямыми (туннельными) излучательными переходами через гетерограницу и рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах. Эти две полосы излучения связаны с наличием двух уровней размерного квантования для электронов, что было подтверждено результатами исследования интерфейсной электролюминесценции в магнитном поле при низких температурах [21]. При исследовании квантовых гальваномагнитных явлений нами было установлено, что перенос заряда осуществляется носителями двух размерно-квантовых подзон с двумерными концентрациями $N_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $N_s = 4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3. Исследование параметров электронного канала в гетероструктурах p -Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/InAs : Zn ($x = 0.17, y = 0.22$)

Изопериодные твердые растворы p -Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} ($x = 0.17, y = 0.22$) с резкой гетерограницей выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложках p -InAs : Zn ($p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Слои твердого раствора были нелегированными или слабо легированными Те, оставаясь p -типа. Толщина слоев твердых растворов была порядка 2 мкм. Для изучения гальваномагнитных эффектов из таких структур были изготовлены прямоугольные образцы с потенциальными зондами на поверхности эпитаксиальной пленки. Измерялись коэффициент Холла, электропроводность σ , подвижность μ_H , поперечное $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ и продольное $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$

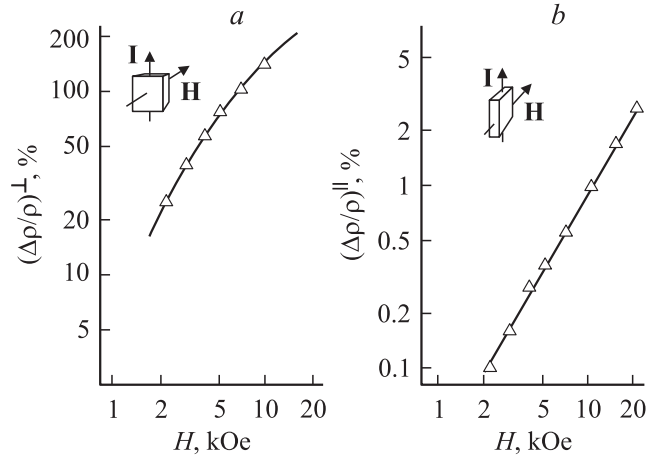


Рис. 3. Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля при различной ориентации образца 1 (табл. 1) в магнитном поле, $T = 77$ К.

магнитосопротивление в зависимости от температуры при $T = 77–200$ К и от напряженности магнитного поля до 20 кЭ; $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ измерялось при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$, $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$ — при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, где \mathbf{n} — нормаль к плоскости гетероструктуры, см. вставки на рис. 3, a, b . Исследовался также эффект Шубникова–де-Гааза при $T = 1.5–20$ К в магнитных полях вплоть до $H = 50$ кЭ.

Исследования магнитотранспортных свойств в гетероструктурах p -GaInAsSb/ p -InAs в слабых магнитных полях (до 20 кЭ) при температуре $T = 77–200$ К позволили установить ряд характеристик электронного канала на гетерогранице (подвижность, концентрацию электронов, ширину канала), а также оценить вклад канала, подложки и четверного эпитаксиального слоя твердого раствора в общий магнитотранспорт гетероструктуры при этих температурах.

Полезную информацию о свойствах гетероструктур можно получить при исследовании поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)^\perp$. В слабых магнитных полях $(\Delta\rho/\rho)^\perp \propto H^2$ (рис. 3, a), а при $H > 3$ кЭ наблюдается тенденция к насыщению зависимости $(\Delta\rho/\rho)^\perp = f(H)$. Сопоставляя эти результаты с критерием сильного поля для лоренцовского магнитосопротивления $\mu H/c = 1$, можно оценить значение подвижности в исследуемых гетероструктурах $\mu \approx 50\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что согласуется с определенным ранее из эффекта Холла значением подвижности в электронном канале μ_H (рис. 2).

При вращении образца в магнитном поле от $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ (рис. 3, a) до $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (рис. 3, b) обнаружена анизотропия магнитосопротивления: значения $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ на порядок меньше по сравнению с $(\Delta\rho/\rho)^\parallel$. Такая анизотропия характерна для размерных эффектов, когда проводимость определяется квазидвумерным слоем, в качестве которого выступает электронный канал на гетерогранице твердого раствора и подложки p -InAs [24].

Были изучены осцилляции Шубникова–де-Гааза при низких температурах ($T = 1.25–20$ К) в магнитных по-

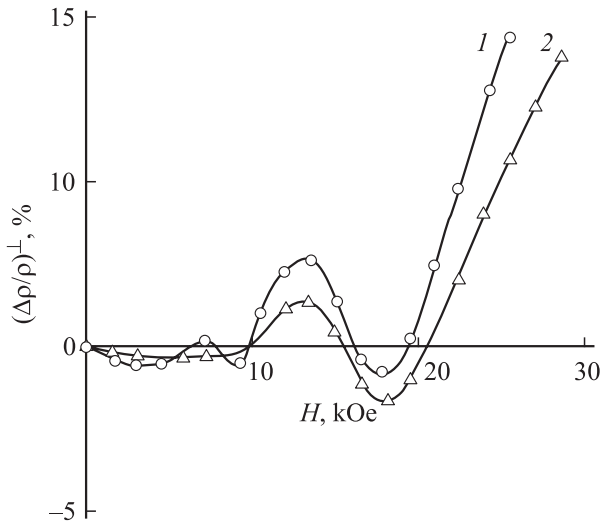


Рис. 4. Осцилляции магнитосопротивления в образце $\text{Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$. T , К: 1 — 1.25, 2 — 4.2.

лях $H \leq 50$ кЭ. На рис. 4 представлены осцилляции магнитосопротивления для нелегированного образца $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{AsSb}/p\text{-InAs}$ для температур $T = 1.25$ и 4.2 К в полях до 30 кЭ.

Из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза была определена эффективная масса носителей тока m^* по формуле [25]

$$\frac{A_1}{A_2} \frac{T_1}{T_2} = \frac{\text{sh}(2\pi^2 k_F T_2 \frac{m^*}{\hbar c H})}{\text{sh}(2\pi^2 k_F T_1 \frac{m^*}{\hbar c H})}, \quad (1)$$

где A_1 и A_2 — амплитуды осцилляций магнитосопротивления в магнитном поле H при температурах T_1 и T_2 , k_F — квазиимпульс электрона с энергией Ферми.

Полученная величина $m^* = 0.026m_0$ близка к значению эффективной массы электронов в InAs, что подтверждает тот факт, что электронный канал расположен на гетерогранице со стороны арсенида индия. Аналогичное значение эффективной массы для верхней электронной подзоны E_2 ($m_2 = 0.027m_0$) было получено при измерении поглощения в условиях циклотронного резонанса в одиночной структуре $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ в полях до 130 кЭ при $T = 1.5$ К [26].

Из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза $(\Delta H)^{-1}$ были найдены значения электронного квазиимпульса k_F на уровне Ферми:

$$k_F^2 = \frac{2e}{c\hbar(\Delta H)^{-1}}, \quad (2)$$

а из соотношения амплитуд при одной и той же температуре, но разных магнитных полях H , определена температура Дингла T_D , характеризующая уширение уровней Ландау [25]:

$$\frac{A_1(H_1)}{A_2(H_2)} = \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} \exp\left[-2\pi^2 k_F T_D \frac{m^* c}{\hbar e} \left(\frac{1}{H_1} - \frac{1}{H_2}\right)\right]. \quad (3)$$

Были получены значения $T_D = 1.7$ мэВ и 5 мэВ при $T = 1.5$ и 4.2 К соответственно.

Из температуры Дингла T_D был определен параметр уширения уровней Ландау Γ и значение квантового (одночастичного) времени релаксации τ_i соответственно:

$$\Gamma = \pi k T_D = 2.4 \cdot 10^{-4} T_D \text{ (эВ)}, \quad (4)$$

$$\tau_i = \frac{\hbar}{\Gamma} \approx 10^{-13} \text{ с}. \quad (5)$$

4. Истощение электронного канала в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Zn}$ ($x = 0.17$, $y = 0.22$) при различном уровне легирования твердого раствора

Параметры самосогласованных квантовых ям, образованных на гетерогранице в разбеденных гетеропереходах II типа, и свойства электронного канала зависят от уровня легирования полупроводников, составляющих гетероструктуру.

Нами было изучено влияние легирования твердого раствора $\text{Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ донорной и акцепторной примесью на гальваномагнитные свойства гетероперехода [14]. Схематически энергетические диаграммы гетероструктур в системе $\text{GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ для твердых растворов, сильно легированных донорной (Te) и акцепторной (Zn) примесью, представлены на рис. 5. Основные параметры исследованных образцов приведены в табл. 1. Знак напряжения Холла для всех исследованных образцов (кроме образца 11, табл. 1) всегда указывал на электронный характер проводимости гетероструктуры независимо от типа и количества легирующей примеси, вводимой в расплав в концентрациях: Te до 0.01 ат% и Zn до 0.008 ат%. Надо отметить, что мы измеряем „суммарную“ подвижность носителей тока в гетеропереходе, который состоит из узкозонного слоя InAs, широкозонного слоя твердого раствора GaInAsSb и электронного канала, который образуется на границе гетероперехода.

На рис. 6 представлены зависимости холловской подвижности гетероструктуре μ_H от количества вводимой примеси в твердый раствор для гетероструктур $\text{Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$. В гетероструктурах со слабо легированными слоями твердого раствора (Te < 0.001 ат%, Zn < 0.004 ат%) величина подвижности $\mu_H \approx 50\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ практически не отличается от значения подвижности в гетероструктурах с нелегированными слоями. При более высоком уровне легирования теллуром значение холловской подвижности уменьшается в 5 раз: $\mu_H = 10\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $H = 2$ кЭ. При сильном легировании цинком (Zn > 0.004 ат%) наблюдается еще более резкое падение подвижности.

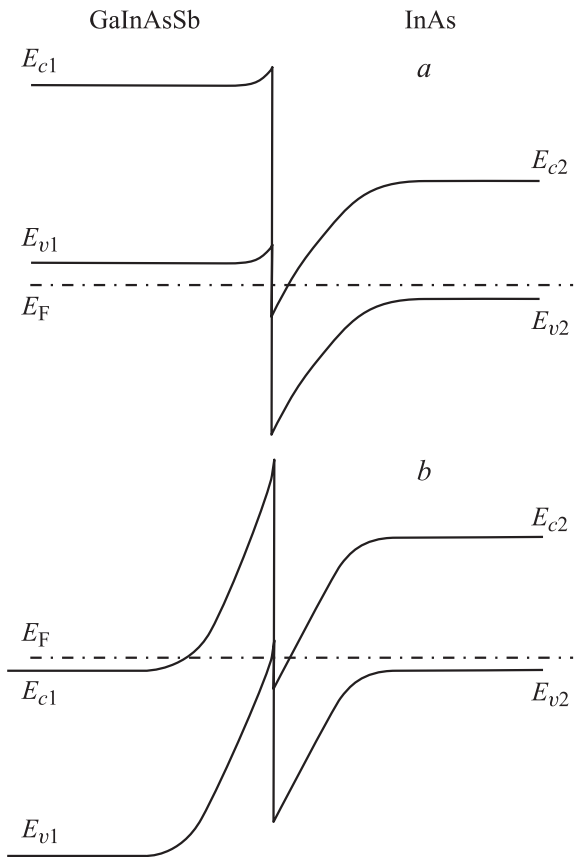


Рис. 5. Энергетические схемы структур $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ для твердых растворов: *a* — сильно легированных цинком, *b* — сильно легированных теллуром.

На рис. 6 штриховыми линиями изображены зависимости подвижности в пленках твердых растворов GaInAsSb от концентрации примеси Te и Zn в них, полученные нами в работе [27]. Видно, что подвижность электронов в гетероструктурах GaInAsSb/ $p\text{-InAs}$ начинает уменьшаться именно там, где в твердом растворе при легировании Te наблюдается переход к n -типу проводимости (уровень Ферми расположен в зоне проводимости), а при легировании Zn — там, где наступает вырождение дырочного газа (уровень Ферми — в валентной зоне).

На рис. 7 представлены значения коэффициента Холла R_{\square} в гетероструктурах в зависимости от напряженности магнитного поля H . В образцах с нелегированными и слабо легированными Te и Zn слоями твердых растворов коэффициент Холла практически не изменялся с ростом магнитного поля. При сильном легировании Te (см. образцы 6 и 7, рис. 7, *a*, табл. 1) коэффициент Холла в гетероструктуре при малых магнитных полях падает с ростом H , а при $H > 9$ кЭ перестает зависеть от напряженности магнитного поля. При этом значение холловской подвижности в гетероструктуре уменьшается до значений $\mu_H \approx 6000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{с})$ при $H = 10$ кЭ

и $T \approx 77$ К (см. табл. 1) и становится сравнимым с подвижностью эпитаксиального слоя твердого раствора. Это свидетельствует о том, что в образцах с сильно легированным Te эпитаксиальным слоем подвижность носителей тока в гетеропереходе, скорее всего, представляет собой суперпозицию — некую усредненную величину от подвижности носителей в электронном канале и в образующих гетеропереход слоях. Проводимость осуществляется двумя сортами носителей тока: высо-

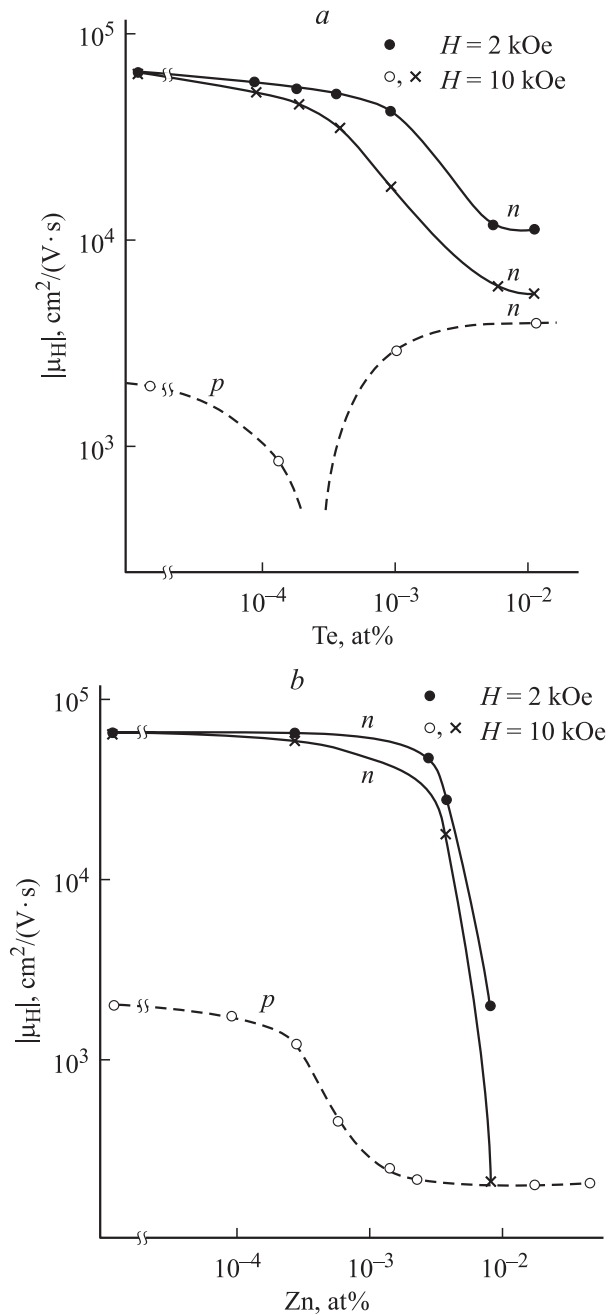


Рис. 6. Холловская подвижность μ_H при $T = 77$ К и $H = 10$ кЭ в зависимости от уровня легирования твердого раствора: *a* — теллуром, *b* — цинком. Сплошные линии — гетероструктуры GaInAsSb/InAs, штриховые линии — твердые растворы GaInAsSb. Символами n и p обозначен тип проводимости.

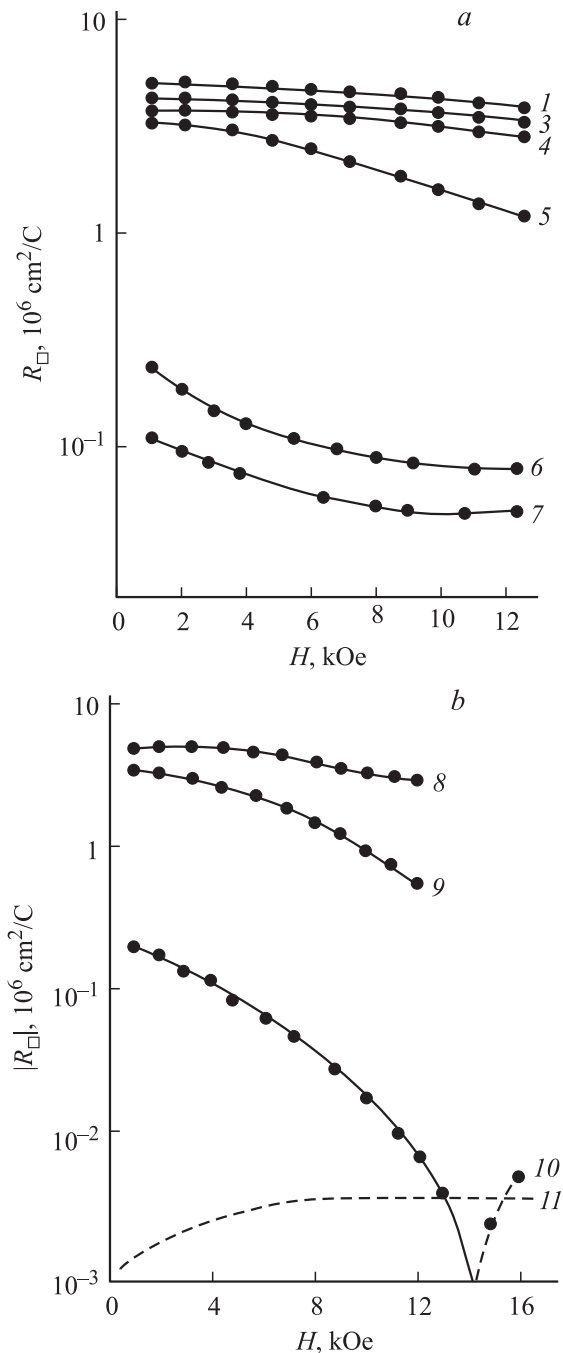


Рис. 7. Коэффициент Холла R_H в зависимости от напряженности магнитного поля H для образцов, легированных: *a* — теллуром, *b* — цинком. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1. Сплошные линии — *n*-тип, штриховые линии — *p*-тип. $T = 77 \text{ K}$.

коподвижными электронами в квазидвумерном канале с $\mu > 10\,000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{с})$ и электронами с более низкой подвижностью $\mu \approx 6000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{с})$ в объеме эпитаксиального слоя.

При высоком уровне легирования твердого раствора акцепторной примесью Zn наблюдается более резкое падение R_H с ростом магнитного поля, вплоть до инверсии

знака напряжения Холла (см. образец 10, рис. 7, *b*). Такая зависимость характерна для проводимости, обусловленной также двумя сортами носителей тока, но разного знака: в слабом поле основную роль играют высокоподвижные электроны, сосредоточенные на гетерогранице, а в сильном поле становится заметной дырочная проводимость в твердом растворе, которая увеличивается с ростом уровня легирования. В сильно легированном образце 11 тип проводимости всегда оставался дырочным.

Рассмотрим более подробно параметры гетероструктуры с твердым раствором GaInAsSb, сильно легированным Zn. Можно предположить, что при сильном легировании твердого раствора проводимость в гетероструктуре описывается формулами для двухслойной модели. При трехмерной проводимости по слоям толщиной b_1 (*n*-тип) и b_2 (*p*-тип) и в слабом магнитном поле ($H < 1-2 \text{ кЭ}$) имеем¹:

$$R_H = \frac{R_1 \sigma_1^2 b_1 - R_2 \sigma_2^2 b_2}{\sigma^2 b}, \quad (6)$$

$$\mu_H = \frac{\mu_1^2 n_1 b_1 - \mu_2^2 p_2 b_2}{\sigma b}, \quad (7)$$

где b — общая толщина, σ — общая проводимость гетероструктуры, а индексы 1 и 2 обозначают слой: $R_i \equiv R_H^{(i)}$, $\mu_i \equiv \mu_H^{(i)}$. Если слой 1 — квазидвумерный электронный канал с концентрацией электронов N_s , то можно записать:

$$\mu_H = \frac{\mu_1^2 N_s - \mu_2^2 p_2 b_2}{\sigma b}. \quad (8)$$

Мы полагаем, что вклад эпитаксиального слоя (член $\mu_2^2 p_2 b_2$) в общую измеренную подвижность μ_H в гетероструктурах *p*-GaInAsSb/*p*-InAs при сильном легировании твердого раствора должен оставаться практически таким же, как в образцах с нелегированными слоями, поскольку с ростом концентрации дырок на 2 порядка одновременно уменьшается на порядок их подвижность. Поэтому можно утверждать, что наблюдаемое уменьшение подвижности в образцах с сильно легированными Zn эпитаксиальными слоями связано не с большим влиянием эпитаксиального слоя твердого раствора, а с уменьшением подвижности в самом электронном канале, что может быть обусловлено истощением электронного канала и проявлением дополнительного механизма рассеяния на гетерогранице.

Для образцов, сильно легированных Zn, были сделаны оценки вкладов в общую проводимость электронного канала и четверного твердого раствора. При концентрации дырок $p_2 = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (образец 11, табл. 2) твердый раствор сильно вырожден, положение уровня Ферми при $T = 77 \text{ K}$ соответствует $E_F = 0.023 \text{ эВ}$ в валентной зоне и электронный канал практически не проявляется. С ростом температуры уровень Ферми поднимается к потолку валентной зоны. В температурной

¹ Здесь и далее символом R_H обозначен коэффициент Холла в „трехмерных“ единицах измерения $\text{см}^3/\text{Кл}$.

Таблица 2. Параметры твердого раствора и электронного канала в гетероструктурах Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/p-InAs:Zn (x = 0.17, y = 0.22) с различным уровнем легирования твердого раствора примесью Zn. T = 77 K

№ образца	Твердый раствор				Электронный канал					
	p ₂ , 10 ¹⁸ см ⁻³	μ ₂ , см ² /(В·с)	E _v -E _F , мэВ		μ ₁ , см ² /(В·с)		N _s , 10 ¹¹ см ⁻²		d, Å	
			77 K	200 K	77 K	200 K	77 K	200 K	77 K	200 K
8	0.1	2000	-14	-60	50 000	40 000	1	-	400	-
10	2	200	+16	-5	35 000	5 000	13	6.4	110	150
11	6	80	+23	+16	-	1 000	-	80	-	50

зависимости R_□ (рис. 8) наблюдается смена знака эдс Холла с повышением температуры, при этом основную роль начинают играть электроны в электронном канале. В точке смены типа проводимости выполняется условие

$$R_H = 0, \quad \mu_1^2 N_s = \mu_2^2 p_2 b_2.$$

Тогда, считая, что при H = 1 кЭ, подвижность μ_H определяется только ее значением в электронном канале (μ₁ = 1000 см²/(В·с), табл. 2), можно оценить двумерную концентрацию носителей в электронном канале N_s = 8 · 10¹² см⁻² (табл. 2).

Такой же расчет был произведен для образца 10 с менее легированным эпитаксиальным слоем (p₂ = 2 · 10¹⁸ см⁻³, рис. 9). При этой концентрации дырок положение уровня Ферми соответствует значению E_F = 0.016 эВ при T = 77 K. Инверсия знака Холла в

этом образце наблюдается только в более сильном магнитном поле H = 20 кЭ при T = 130 K, а в слабом поле при H = 1 кЭ измеренная подвижность при всех температурах отражает электронную подвижность в канале. Значения электронной подвижности также позволили оценить двумерную концентрацию N_s = 1.3 · 10¹² см⁻² при T = 77 K и N_s = 6.4 · 10¹¹ см⁻² при T = 200 K.

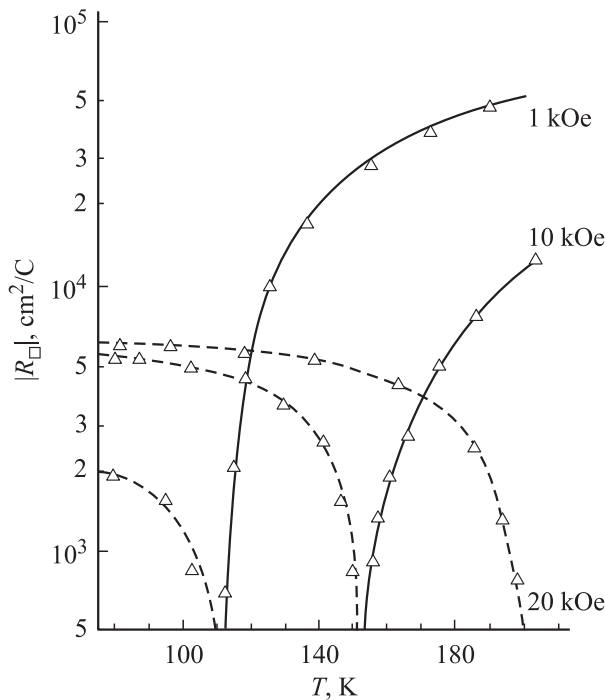


Рис. 8. Зависимости коэффициента Холла R_□ от температуры для образца 11 (табл. 2) при напряженностях магнитного поля H, указанных цифрами у кривых. Сплошные линии — R_□ < 0 (n-тип), штриховые линии — R_□ > 0 (p-тип).

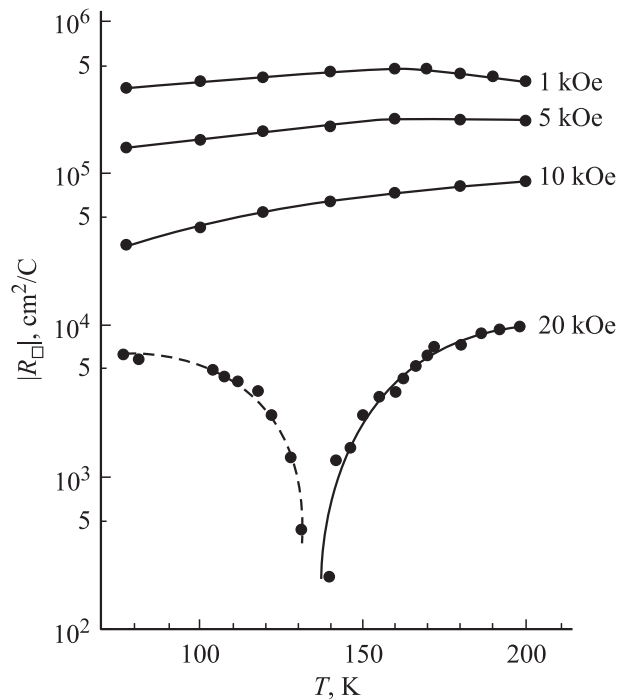


Рис. 9. Зависимости коэффициента Холла R_□ от температуры при различных напряженностях магнитного поля для образца 10 (табл. 2). Цифры у кривых указывают величину магнитного поля. Сплошные линии — R_□ < 0 (n-тип), штриховые линии — R_□ > 0 (p-тип).

Используя представления двумерной модели [25], можно определить ширину электронного канала d по формуле

$$d = \left[\left(\frac{3}{4} \right)^2 \frac{a_B}{\pi N_s^*} \right]^{1/3}, \quad (9)$$

где N_s^{*} = N_{depl} + 11/32 N_s, N_{depl} — остаточная концентрация примеси в обедненном слое, a_B — боровский радиус.

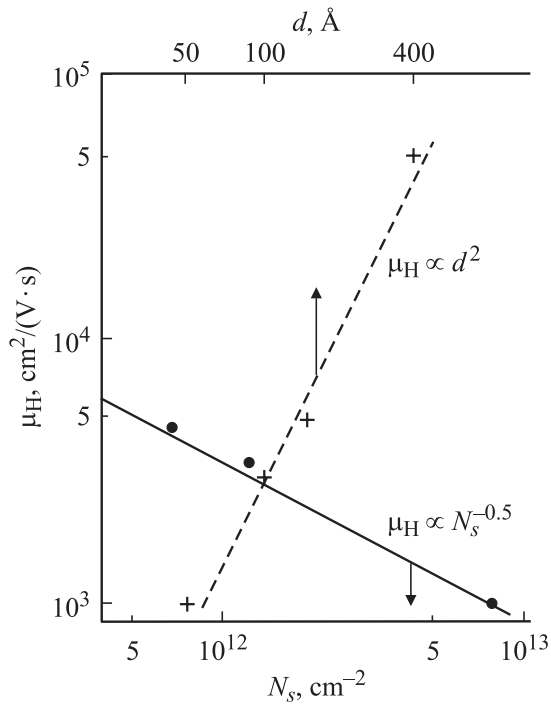


Рис. 10. Подвижность электронов μ_n в канале в зависимости от двумерной концентрации электронов N_s (сплошная прямая). Штриховая линия — зависимость подвижности μ_n от ширины электронного канала d . $T = 77$ К.

Полученные значения d приведены в табл. 2 и на рис. 10. Подвижность в электронном канале пропорциональна $N_s^{-0.5}$ и d^2 . Аналогичные результаты были получены в работах [15,28] для сверхрешеток II типа GaInSb/InAs с разъединенными зонами различной ширины. Резкое изменение подвижности в p -GaInAsSb/ p -InAs при сильном легировании твердого раствора акцепторами, пропорциональное квадрату ширины квантовой ямы d^2 , может быть связано с проявлением дополнительных механизмов рассеяния на флуктуациях потенциала и на шероховатостях гетерограницы. Этот результат впервые демонстрирует переход от полуметаллического поведения к полупроводниковому [29].

Таким образом, было установлено, что при выращивании широкозонных твердых растворов GaInAsSb на подложках p -InAs на гетерогранице, со стороны InAs, электронный канал сохраняется в широком диапазоне уровней легирования эпитаксиального слоя как донорной (Te), так и акцепторной (Zn) примесями. Показано, что в одиночной гетероструктуре $\text{Ga}_{0.87}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/p\text{-InAs}$ при высоком уровне легирования твердого раствора донорной примесью гальваномагнитные эффекты обусловлены суммарным вкладом электронного канала на гетерогранице и эпитаксиального слоя. Резкое падение подвижности, наблюдаемое при сильном легировании акцепторной примесью, обусловлено истощением электронного канала на гетерогранице.

5. Гетероструктуры $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Mn}$ с разным составом твердого раствора ($x = 0.04\text{--}0.22$, $y = 0.22$)

Чтобы иметь возможность исследовать гетероструктуры GaInAsSb/ p -InAs при более высоких температурах (до $T > 200$ К), мы использовали в качестве подложки арсенид индия, легированный акцепторными примесями вплоть до $p \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. В этом случае переход к собственной проводимости в подложке InAs происходит при более высоких температурах и слабее проявляются поверхностные свойства InAs. При этом предпочтительнее в качестве акцептора использовать Mn, так как Zn сильно диффундирует в процессе эпитаксиального роста.

Использование InAs, легированного Mn с концентрацией дырок при $T = 300$ К $p_{300} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, позволило отодвинуть переход к смешанной проводимости в подложке в область более высоких температур и исследовать свойства гетероструктур вплоть до комнатной температуры.

Методом ЖФЭ на подложках InAs:Mn были выращены эпитаксиальные слои твердых растворов $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, близкие по составу к GaSb, с различным содержанием индия ($x = 0.04, 0.09, 0.16, 0.22$, $y = 0.22$).

Основные характеристики исследованных гетероструктур $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Mn}$ при $T = 77$ К представлены в табл. 3. Видно, что при всех составах твердого раствора знак эдс Холла в гетероструктурах указывает на n -тип проводимости. Значения подвижности составляли $30\,000\text{--}54\,000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, что свидетельствует о том, что основной вклад в холловскую подвижность вносят электроны в квантовой яме на гетерогранице. Подвижность убывает с ростом содержания In в твердом растворе.

Рассмотрим, чем определяется подвижность в исследуемых гетероструктурах $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}$ на примере образца 4 с $x = 0.22$ (табл. 3). На рис. 11 представлены зависимости холловской подвижности от температуры при разных значениях магнитного поля для этой гетероструктуры. Как видно из рисунка, подвижность не зависит от температуры и напряженности магнитного поля при $T < 200$ К, что характерно для подвижности носителей в электронном канале. При $T > 200$ К подвижность начинает уменьшаться и тем сильнее, чем выше напряженность магнитного поля, однако вплоть до $T = 300$ К сохраняется электронный тип проводимости. Измеренные значения холловской подвижности в интервале $200 < T < 300$ К определяются одновременным участием в проводимости электронов в канале и дырок в подложке [см. (8)]. Вкладом эпитаксиального слоя можно пренебречь, поскольку подвижность и концентрация дырок в твердом растворе (μ_2, p_2) и в подложке (μ_3, p_3) приблизительно равны:

Таблица 3. Основные характеристики гетероструктур $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Mn}$ ($y = 0.22$) с концентрацией Mn в подложке $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. $T = 77 \text{ K}$

№ образца	x	$\sigma, \text{ см}^{-1}\text{ Ом}^{-1}$	$R_{\square}, \text{ см}^2/\text{Кл}$	$\mu_{\text{H}}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$d, \text{ \AA}$	$N_s, 10^{11}, \text{ см}^{-2}$
1	0.04	0.044	$-1.2 \cdot 10^6$	-54 000	400	1
2	0.09	0.049	$-8.9 \cdot 10^5$	-44 000	370	1.15
3	0.16	0.045	$-6.7 \cdot 10^5$	-30 000	310	1.6
4	0.22	0.05	$-6 \cdot 10^5$	-30 000	310	1.6

$p_2 \approx p_3 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu_2 \approx \mu_3 \approx 100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а толщина слоя в 200 раз меньше, чем толщина подложки. Такой же вывод можно сделать и для структур с $x = 0.04\text{--}0.16$.

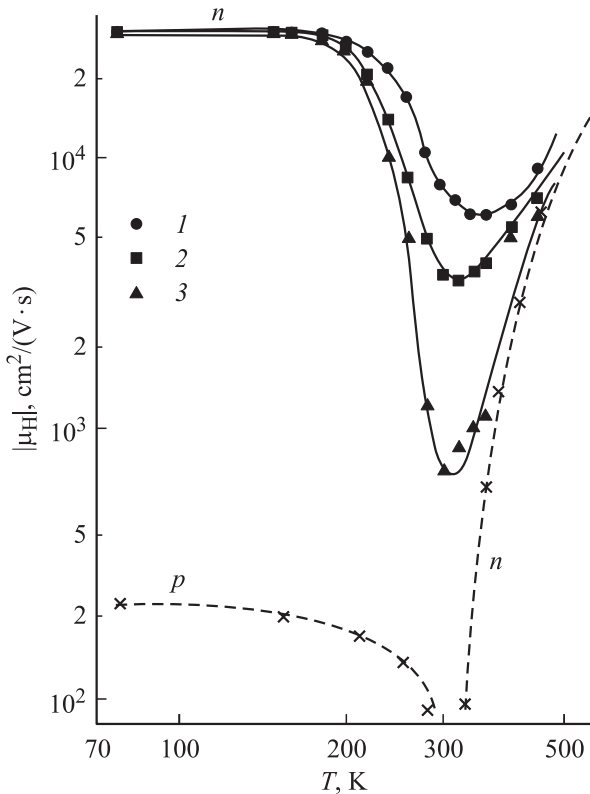


Рис. 11. Зависимости холловской подвижности μ_{H} от температуры для образца 4 (табл. 3) при напряженностях магнитного поля H, кЭ: 1 — 1, 2 — 10, 3 — 20. Символами n и p обозначен тип проводимости. Штриховая линия — температурная зависимость μ_{H} для подложки InAs ($p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Ранее нами (см. разд. 4) было показано, что подвижность в электронном канале μ_1 связана с шириной канала на уровне Ферми d зависимостью $\mu_1 \propto d^2$. Из табл. 3 видно, что ширина канала уменьшается с ростом содержания индия в твердом растворе до $x = 0.22$ и составляет $\sim 300\text{--}400 \text{ \AA}$. Двумерную концентрацию электронов N_s можно оценить из значения ширины канала на уровне Ферми $d^2 = \pi/k_F$, где k_F — волновой вектор. Для гетероструктур с твердым раствором

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ и содержанием In $x = 0.04, 0.09$ получаем $N_s \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а с большим содержанием In ($x = 0.16, 0.22$) — $N_s \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Рассмотрим теперь, как изменяются энергетические диаграммы гетероструктур $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}$ в зависимости от содержания индия в твердом растворе. Для оценки взаимного расположения зон и величины энергетического зазора Δ между валентной зоной твердого раствора GaInAsSb и зонной проводимости InAs в гетероструктурах использовалось правило электронного сродства, согласно которому значение энергетического зазора на гетерогранице определяется по формуле

$$\Delta = \chi_1 - \chi_2 - E_{g1}, \quad (10)$$

где χ_1 и χ_2 — электронное сродство в InAs и твердом растворе, E_{g1} — ширина запрещенной зоны твердого раствора. Расчет E_{g1} и величины электронного сродства твердого раствора был выполнен по модели линейной комбинации вкладов бинарных соединений, входящих в состав твердого раствора GaInAsSb, с учетом параметров прогиба в зависимости $E_{g1}(x)$ для тройных соединений [26,30]. С учетом этих данных при $T = 77 \text{ K}$ была оценена величина перекрытия зон и энергетического зазора Δ на гетерогранице в гетероструктурах GaInAsSb/InAs для твердых растворов различного состава. Из табл. 4 видно, что величина энергетического зазора медленно уменьшается от 0.075 до 0.04 эВ, при $T = 77 \text{ K}$, с увеличением содержания In в четверном твердом растворе. Однако такой гетеропереход для составов твердых растворов $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ ($y = 0.22$), лежащих в интервале $0.04 < x < 0.22$, остается разьединенным гетеропереходом II типа. Расчет зонных диаграмм таких гетеропереходов был впервые выполнен

Таблица 4. Значения величин электронного сродства χ_1, χ_2 , ширины запрещенной зоны E_{g1} и энергетического зазора Δ на гетерогранице в структурах $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs}:\text{Mn}$ ($y = 0.22$) в зависимости от мольной доли In

№ образца	x	$\chi_1, \text{ эВ}$	$\chi_2, \text{ эВ}$	$T = 77 \text{ K}$		$T = 300 \text{ K}$	
				$E_{g1}, \text{ эВ}$	$\Delta, \text{ эВ}$	$E_{g1}, \text{ эВ}$	$\Delta, \text{ эВ}$
1	0.04	4.11	4.9	0.79	0.075	0.715	0.174
2	0.09	4.121	4.9	0.77	0.07	0.67	0.17
3	0.16	4.213	4.9	0.63	0.057	0.605	0.16
4	0.22	4.26	4.9	0.6	0.04	0.565	0.157

в работе [17] для четырех типов p - P , n - N , p - N и N - p (с широкозонным слоем GaInAsSb). Величина перекрытия зон на гетерогранице $\Delta \approx 60$ мэВ была определена экспериментально из измерений вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик для гетероперехода p -Ga_{0.83}In_{0.17}As_{0.22}Sb_{0.78}/ p -InAs [17].

Можно ожидать, что электронный канал существует при всех составах твердого раствора. Глубина электронного канала, отсчитанная от уровня Ферми E_F , должна быть тем меньше, чем больше содержание индия в твердом растворе.

6. Гетеропереходы II типа в системе Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb ($x > 0.85$, $y = 0.22$)

Гетеропереходы Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb ($x > 0.85$) отличаются от гетеропереходов Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/InAs ($x < 0.22$) бинарными соединениями (в первом случае GaSb, а во втором — InAs), а также контактирующими твердыми растворами. Как было показано ранее [8], в гетероструктурах на основе Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} могут реализовываться как ступенчатые, так и разьединенные гетеропереходы II типа. Интересно было исследовать, образуется ли электронный канал в изотипной гетероструктуре p -GaInAsSb/ p -GaSb, как это имеет место на гетеропереходе p -GaInAsSb/ p -InAs. Это открывает новые возможности для изучения динамики изменения гальваномагнитных свойств гетеропереходов при изменении от ступенчатого типа к разьединенному.

Разрыв зон проводимости в гетеропереходе определяется разностью электронного сродства χ_1 для твердого раствора InGaAsSb и χ_2 для материала подложки GaSb. Если этот разрыв меньше значения ширины запрещенной зоны GaSb, то может образоваться ступенчатый гетеропереход II типа, если больше ширины запрещенной зоны — разьединенный. В многокомпонентных твердых растворах Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} электронное сродство χ при различных составах можно определить исходя из электронного сродства для каждого из бинарных соединений по эмпирической формуле [31,32]

$$\chi_{\text{GaInAsSb}}(x, y) = \chi_{\text{InSb}}x(1 - y) + \chi_{\text{InAs}}xy + \chi_{\text{GaSb}}(1 - x)(1 - y) + \chi_{\text{GaAs}}(1 - x)y. \quad (11)$$

На рис. 12 представлены значения электронного сродства χ_2 для твердых растворов p -Ga_{1-x}In_xAsSb ($x \geq 0.8$), рассчитанные по формуле (11) в зависимости от x . Исходя из этих данных, с учетом значений ширины запрещенной зоны, по формуле (10) можно определить энергетический зазор Δ между валентной зоной GaSb и зоной проводимости твердого раствора (считая χ_1 — электронным сродством в GaSb). Рассчитанные значения Δ в зависимости от состава твердого раствора представлены на рис. 12. Исходя из этих данных можно ожи-

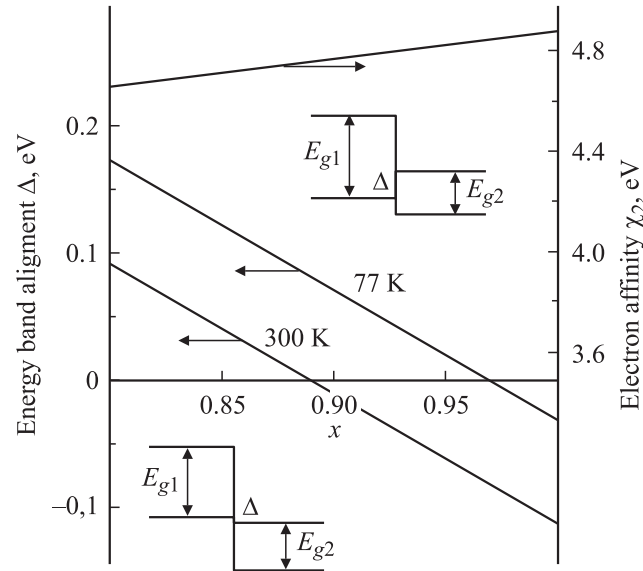


Рис. 12. Электронное сродство χ_2 для твердого раствора Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} и величина энергетического зазора Δ ($T = 77$ и 300 К) в гетероструктурах Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb в зависимости от состава твердого раствора x .

дать, что в гетероструктурах Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb в области составов $x \lesssim 0.85$ реализуется ступенчатый гетеропереход по всем интервалам температур от 77 до 300 К, а при $x \gtrsim 0.95$ гетеропереход должен быть разьединенным. Этот результат был подтвержден теоретическими расчетами, проведенными в [33]. Как видно из рис. 12, при $x \approx 0.92$ благодаря температурной зависимости E_g в GaSb тип гетероперехода Ga_{1-x}In_xAsSb/GaSb изменяется в зависимости от температуры — с ростом температуры можно ожидать перехода от ступенчатого гетероперехода к разьединенному. Изменение характера гетероперехода должно повлечь за собой изменение транспортных свойств такой гетероструктуры [27].

6.1. Нелегированные твердые растворы

Нелегированные эпитаксиальные слои твердых растворов Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} ($x = 0.85, 0.92$ и 0.95) n -типа проводимости были получены на подложках GaSb методом ЖФЭ. В качестве материала подложки использовался n -GaSb:Te и высокоомный p -GaSb:Pb. Для всех образцов при $T = 77$ и 300 К была характерна проводимость n -типа (см. табл. 5, образцы 1–6).

В гетероструктурах Ga_{0.15}In_{0.85}As_ySb_{1-y}/GaSb с нелегированным твердым раствором (образцы 1 и 4, рис. 13) наблюдалась активационная зависимость коэффициента Холла R_H от обратной температуры с тремя наклонами, соответствующими энергиям активации электронов в твердом растворе $E_D = 0.002, 0.02$ и 0.09 эВ.² Это можно приписать наличию мелких неконтролируемых примесей

² При расчете R_H за толщину образца принималась толщина эпитаксиального слоя твердого раствора.

Таблица 5. Характеристики гетероструктур Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb (y = 0.22)

№ образца	Содержание In, x	Тип структуры	T = 77 К				T = 300 К			
			Знак эдс Холла	σ , см ⁻¹ Ом ⁻¹	R _H , см ³ /Кл	\mu _H , см ² /(В · с)	Знак эдс Холла	σ , см ⁻¹ Ом ⁻¹	R _H , см ³ /Кл	\mu _H , см ² /(В · с)
Нелегированный твердый раствор GaInAsSb										
1	0.85	n-N	n	330	11	3700	n	1200	1.6	1900
2	0.92	n-N	n	1300	3.5	4500	n	5300	0.95	5000
3	0.95	n-N	n	1600	8.7	14000	n	2600	3.8	10000
4	0.85	n-P	n	54	115	6300	n	130	30	4000
5	0.92	n-P	n	1900	4.2	8000	n	4700	2.1	10000
6	0.95	n-P	n	550	25.5	14000	n	5200	22	11 500
Легированный акцепторами (Zn, Mn) твердый раствор GaInAsSb										
7	0.85	p-N	p	12	4.9	59	p	17	2.1	36
8	0.92	p-P	p	26	8.3	220	n	47	21.5	1000
9	0.95	p-P	n	135	22	3000	n	200	14	2800

Примечание. При расчете проводимости σ и постоянной Холла R_H в гетероструктурах в качестве толщины использовалась толщина эпитаксиального слоя GaInAsSb.

и структурных дефектов. Величина и температурная зависимость холловской подвижности на рис. 14 типична для твердых растворов и обусловлена рассеянием носителей тока на дефектах и колебаниях решетки. Это указывает на то, что магнитотранспортные свойства исследуемых гетероструктур определяются свойствами только твердого раствора. Это находится в соответствии с энергетической диаграммой гетероперехода, согласно

которой в системе Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb (x = 0.85) должен иметь место ступенчатый гетеропереход во всем интервале температур.

В нелегированных гетероструктурах Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb при x = 0.95 (образцы 3 и 6) наблюдается совершенно иная картина (см, рис. 13 и 14). Согласно оценкам, можно было ожидать существования электронного канала с высокой подвижностью на

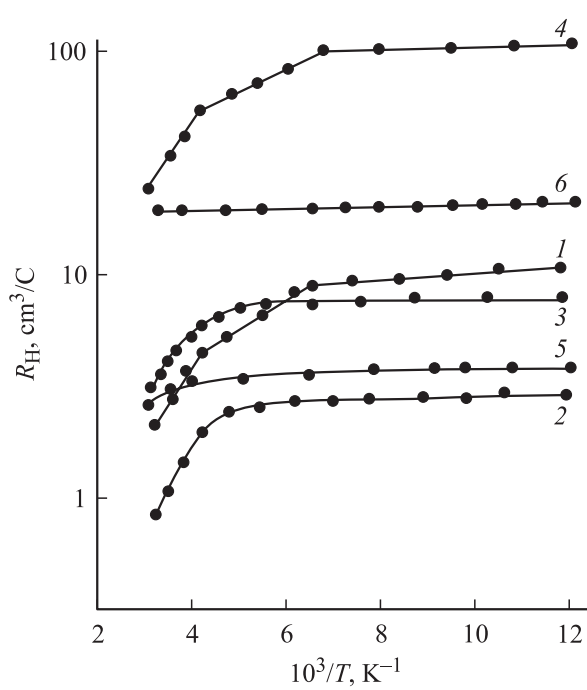


Рис. 13. Зависимости коэффициента Холла R_H при $H = 2$ кЭ от обратной температуры для образцов 1–6 (табл. 5) с нелегированными слоями твердого раствора. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 5.

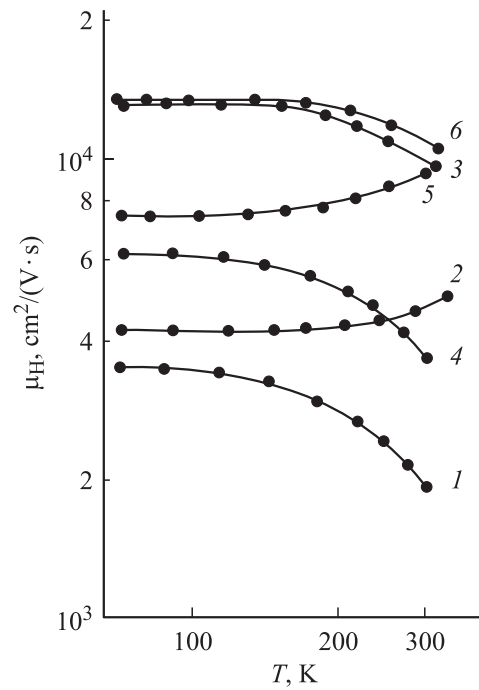


Рис. 14. Холловская подвижность μ_H при $H = 2$ кЭ в зависимости от температуры для образцов гетероструктур 1–6 (табл. 5) с нелегированными слоями твердого раствора. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 5.

гетерогранице при наличии разьединенного гетероперехода. Экспериментальные данные это подтверждают. Из табл. 5 и рис. 14 видно, что подвижность в этих образцах составляет $14\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 77\text{ К}$ и $\sim 10\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К , что в несколько раз выше, чем в эпитаксиальных слоях твердого раствора GaInAsSb такого же состава (см. образцы 1 и 4 в табл. 5).

В гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ при $x = 0.92$ с повышением температуры наблюдается небольшой рост подвижности (см. рис. 14, образцы 2 и 5), который можно объяснить изменением характера гетероперехода: переход от ступенчатого гетероперехода при $T = 77\text{ К}$ к разьединенному гетеропереходу при $T = 300\text{ К}$ за счет изменения ширины запрещенной зоны GaSb при повышении температуры.

Существенное различие магнитотранспортных свойств гетероструктур $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ при $x = 0.85$ и $x = 0.92$ наблюдается в зависимостях коэффициента Холла от напряженности магнитного поля. Если для образца с $x = 0.85$ коэффициент Холла не изменяется с ростом напряженности магнитного поля, что характерно для проводимости с участием одного сорта носителей тока (электронов в твердом растворе), то при $x \gtrsim 0.92$ наблюдается небольшое (двукратное) уменьшение коэффициента Холла, которое указывает на участие в переносе двух сортов носителей тока (электронов в твердом растворе и в квантовой яме на гетерогранице).

Таким образом, измеренные значения σ , R_H , μ_H в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ при $x=0.85$ определяются свойствами собственно твердого раствора, а при $x \gtrsim 0.92$ определяются как свойствами твердого раствора, так и свойствами электронного канала. Поэтому если в качестве подвижности для электронов в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ при $x = 0.92$ принять данные, полученные для образца с $x = 0.85$, то можно рассчитать подвижность в электронном канале для любого исследуемого образца по формуле двухслойной модели (8).

Тогда подвижность в электронном канале, например, для образца 3 ($x = 0.95$) будет $\mu = 16\,600\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 77\text{ К}$ и $\mu = 16\,700\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 300\text{ К}$.

6.2. Легированные твердые растворы

При излучении гетероструктур с твердыми растворами, легированными акцепторными примесями Zn и Mn (концентрация легирующих примесей $\sim 10^{-3}$ ат%, образцы 7–9, табл. 5), было установлено, что ступенчатые гетероструктуры $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ с $x = 0.85$ в исследованном интервале температур обладают дырочной проводимостью (кривые 7 на рис. 15 и 16). Как и в образцах с нелегированными эпитаксиальными слоями (см. рис. 13) такого же состава, транспорт в гетероструктурах $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ с $x = 0.85$ определяется свойствами твердого раствора.

В разьединенных гетероструктурах $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ при $x = 0.95$ (образец 9,

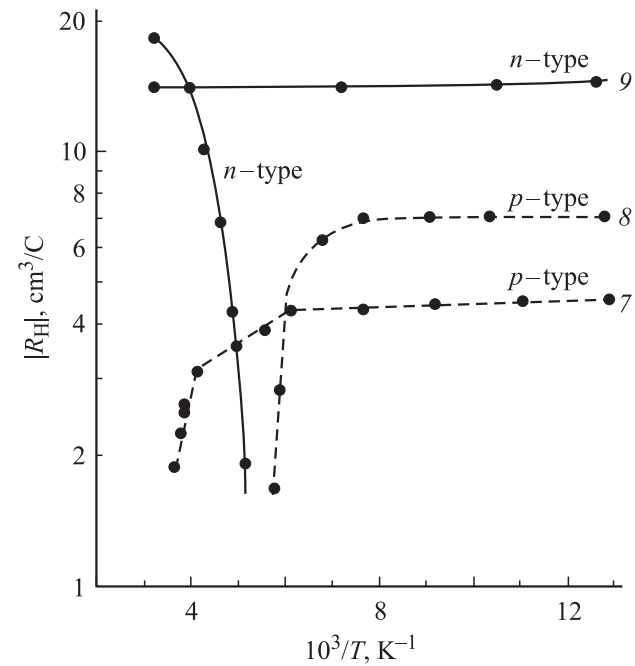


Рис. 15. Зависимости коэффициента Холла R_H при $H = 2\text{ кЭ}$ от обратной температуры для образцов гетероструктур 7–9 (табл. 5) с легированными слоями твердого раствора. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 5. Сплошные линии — n -тип, штриховые — p -тип. При расчете R_H за толщину образца принималась толщина эпитаксиального слоя твердого раствора.

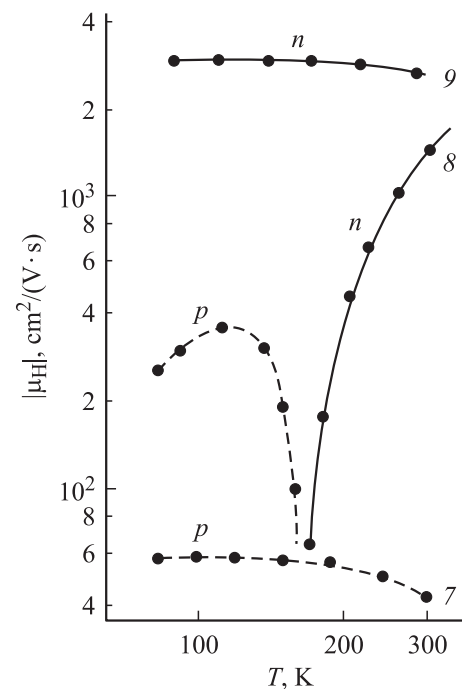


Рис. 16. Холловская подвижность μ_H при $H = 2\text{ кЭ}$ в зависимости от температуры для образцов 7–9 (табл. 5) с легированными слоями твердого раствора. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 5. Сплошные линии — n -тип, штриховые — p -тип.

Таблица 6. Характеристики гетероструктур $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs:Mn}$ ($y = 0.22$) при $T = 77$ К

№ образца	Содержание In, x	Концентрация дырок p , см^{-3}	R_{\square} , $\text{см}^2/\text{Кл}$		μ_{H} , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$(\Delta\rho/\rho)^{\pm}$, %	
			$H = 2 \text{ кЭ}$	$H = 20 \text{ кЭ}$	$H = 2 \text{ кЭ}$	$H = 20 \text{ кЭ}$	$H = 2 \text{ кЭ}$	$H = 20 \text{ кЭ}$
1	0.04	10^{17}	$-7 \cdot 10^5$	$-7 \cdot 10^5$	-44 000	-40 000	+4	+140
2	0.09	10^{17}	$-9 \cdot 10^5$	$-9 \cdot 10^5$	-48 000	-46 000	+2	+110
3	0.22	10^{17}	$-6 \cdot 10^5$	$-6 \cdot 10^5$	-30 000	-30 000	+5	+170
4	0.04	$5 \cdot 10^{18}$	-220	+5.4	-440	+14	-1.3	-9.2
5	0.09	$6 \cdot 10^{18}$	-1170	-12	-2800	-20	-4	-30
6	0.22	$7 \cdot 10^{18}$	-390	+4	-1200	+13	-1.5	-10.3

рис. 15 и 16) при аналогичном уровне легирования Zn во всем интервале температур наблюдается проводимость электронного типа, т.е. существует разьединенный гетеропереход. Коэффициент Холла не зависит от температуры и напряженности магнитного поля. Холловская подвижность составляет $\mu_{\text{H}} = 3000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 77$ К. Преобладает вклад только от одного типа носителей заряда — электронов в квантовой яме.

Таким образом, легирование твердого раствора акцепторными примесями приводит к снижению максимальной подвижности носителей тока в электронном канале до $3000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что объясняется сильной компенсацией твердого раствора и, как следствие, увеличением амплитуды флуктуаций потенциала на гетерогранице.

7. Аномальный эффект Холла и отрицательное магнитосопротивление в гетероструктурах GaInAsSb/InAs:Mn при высокой концентрации магнитной примеси Mn в подложке

В гетероструктурах $p\text{-Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/p\text{-InAs:Mn}$ при концентрации Mn в подложке $p = (5-7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при всех исследованных составах твердого раствора ($x = 0.04, 0.09, 0.22$) наблюдаются аномальные зависимости коэффициента Холла, подвижности и магнитосопротивления от магнитного поля и температуры [34]. Они принципиально отличаются от аналогичных зависимостей в таких же гетероструктурах, но выращенных на подложках $p\text{-InAs:Mn}$ с концентрацией дырок $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, где коэффициент Холла и подвижность практически не изменяются с температурой и магнитным полем в интервале $T = 77-200$ К и в полях до 20 кЭ (см. рис. 17 и табл. 6) [34].

7.1. Аномальный эффект Холла (АХЭ)

На рис. 17 представлены зависимости коэффициента Холла R_{\square} от магнитного поля H для трех образцов гетероструктуры с подложками $p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образцы 1, 2, 3) и трех образцов с $p > 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (об-

разцы 4, 5, 6) при $T = 77$ К. Характеристики образцов приведены в табл. 6. Видно, что величина R_{\square} и подвижность μ_{H} для образцов 1–3 имеют высокие значения и постоянны при всех полях, а в образцах 4–6 резко падают уже при полях ~ 5 кЭ. Такой аномальный характер коэффициента Холла свойствен полупроводникам с магнитными примесями, в частности InAs, легированному Mn ($p \approx (5-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В отличие от этого в InAs, легированном немагнитными примесями такой же концентрации, в частности Zn, коэффициент Холла и подвижность не изменяются с температурой, а также не зависят от напряженности магнитного поля вследствие вырождения электронного газа.

Известно, что марганец относится к переходным элементам Периодической системы, его атомы имеют неза-

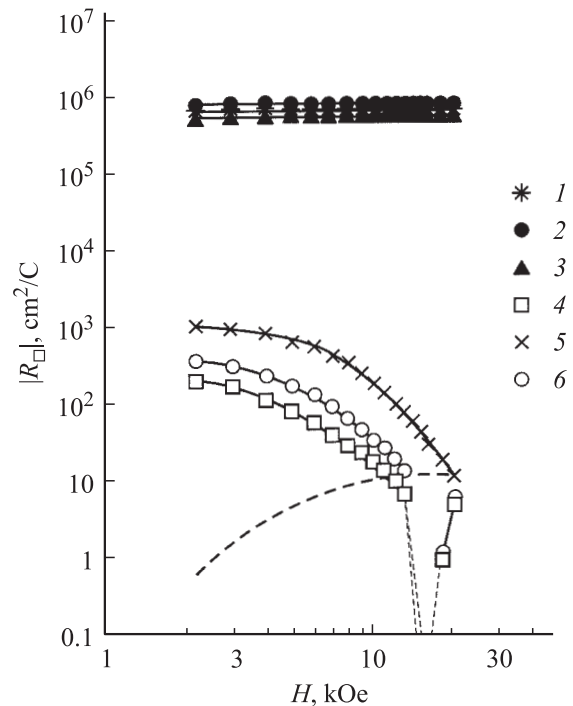


Рис. 17. Зависимости коэффициента Холла R_{\square} от напряженности магнитного поля H в гетероструктуре GaInAsSb/InAs:Mn при $T = 77$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 6. Штриховая линия — значения R_{\square} в образце 6, измеренные со стороны подложки.

полненную $3d$ оболочку и заполненную $4s$ (электронная конфигурация $3d^5 4s^2$). Mn хорошо растворяется в InAs, занимая узлы в индиевой подрешетке. Когда концентрация Mn в InAs становится достаточно большой, он проявляет специфические свойства. При низких температурах он оказывается в зарядовом состоянии Mn^{3+} (электронная конфигурация $3d^4$) и обеспечивает электронный тип проводимости. С повышением температуры атомы марганца способны захватить по одному электрону из валентной зоны. В результате изменяется зарядовое состояние на Mn^{2+} (электронная конфигурация $3d^5$) и проявляется дырочный тип проводимости. При этом в InAs наблюдается аномальный эффект Холла: коэффициент Холла резко убывает с понижением температуры и в области температур 45–90 К изменяет знак с дырочного на электронный (рис. 18, *a*, штриховая линия) [35–37]. Этот аномальный эффект Холла объясняется специфическим обменным взаимодействием носителей заряда с магнитными примесями Mn. Коэффициент Холла при низкой температуре определяется алгебраической суммой нормального коэффициента Холла R_H , вызванного действием сил Лоренца на носители тока, и аномального коэффициента Холла $R_{I\text{Mn}}$, связанного с намагниченностью образца [36]:

$$R_{\text{exp}} = R_H + R_{I\text{Mn}}, \quad (12)$$

где $R_{I\text{Mn}}$ — коэффициент Холла, определяемый магнетизмом Mn.

При высокой температуре магнитная восприимчивость χ_{Mn} описывается законом Кюри [38]:

$$\chi_{\text{Mn}} = \frac{N_{\text{Mn}}\mu^2}{3kT}, \quad (13)$$

где N_{Mn} — концентрация ионов Mn, μ — магнитный момент.

В области низких температур, с появлением ионов Mn в зарядовом состоянии $Mn^{3+}(d^4)$ в больших количествах, наблюдается отклонение от закона Кюри. При взаимодействии ионов Mn с электронами возникает расщепление примесных уровней кристаллическим полем и спин-орбитальное взаимодействие.

На рис. 18, *a* сплошными линиями представлены зависимости коэффициента Холла R_H от температуры для подложки образца 6 (см. табл. 6) — объемного InAs, легированного Mn с концентрацией дырок $p = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при двух магнитных полях $H = 3 \text{ кЭ}$ и $H = 10 \text{ кЭ}$. Видно, что при $H = 3 \text{ кЭ}$ коэффициент Холла с понижением температуры уменьшается гораздо сильнее, чем при $H = 10 \text{ кЭ}$.

Характер изменения коэффициента Холла с температурой указывает на то, что эффект спин-орбитального взаимодействия при $H = 3 \text{ кЭ}$ начинает проявляться при более высоких температурах, чем для $H = 10 \text{ кЭ}$.

Измерения образцов гетероструктур 4–6 со стороны эпитаксиального слоя твердого раствора показали

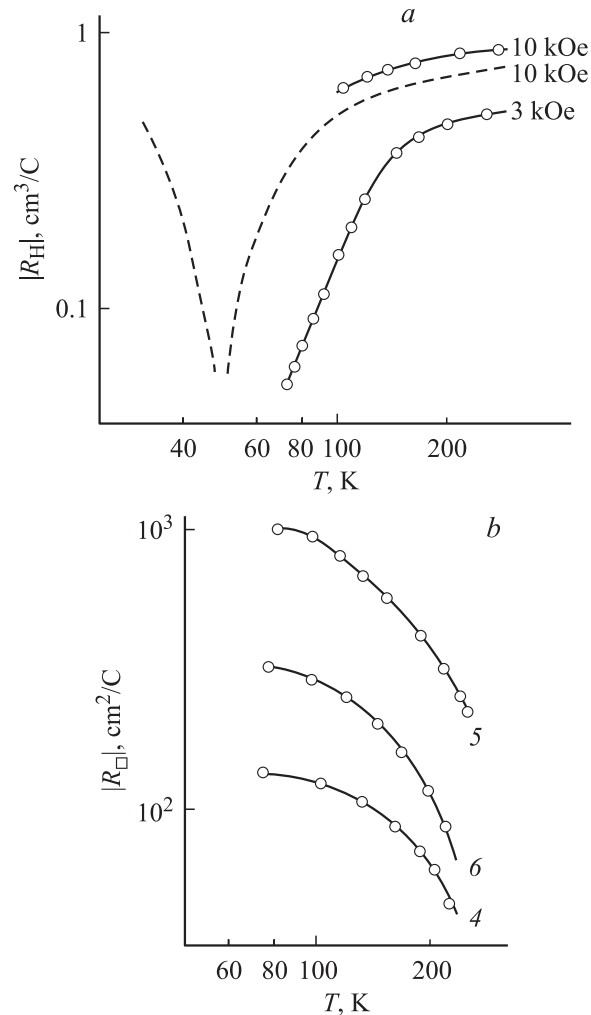


Рис. 18. Коэффициент Холла в зависимости от температуры: *a* — в p -InAs:Mn (подложка образца 6) при $H = 10 \text{ кЭ}$ и $H = 3 \text{ кЭ}$ (сплошные линии) и в p -InAs:Mn [27] (штриховая линия); *b* — в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{InAs}:\text{Mn}$ при $H = 3 \text{ кЭ}$ (номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 6).

(рис. 18, *b*), что в магнитном поле $H = 3 \text{ кЭ}$ в интервале температур $T = 77\text{--}220 \text{ К}$ преобладает электронный тип проводимости, а вклад эпитаксиального слоя твердого раствора p -типа и подложки p -типа в общий измеренный эффект незначителен. Можно считать, что при $H = 3 \text{ кЭ}$ и $T \lesssim 200 \text{ К}$ при измерениях со стороны эпитаксиального слоя твердого раствора мы исследуем электронный канал на гетеропереходе $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}:\text{Mn}$ при всех составах твердого раствора. Характер изменения коэффициента Холла с температурой такой же, как для объемного InAs (рис. 18, *a*, штриховая линия), но при более низких температурах $T < 50 \text{ К}$.

Таким образом, аномальный эффект Холла в гетероструктурах с электронным каналом, в слабом магнитном поле $H = 3 \text{ кЭ}$, наблюдается при более высоких температурах ($T = 77\text{--}200 \text{ К}$), чем в объемном InAs:Mn

($T < 50$ К) [34–37]. Он обусловлен магнитными свойствами InAs:Mn и взаимодействием ионов $Mn^{3+}(d^4)$ с электронами на гетеропереходе.

7.2. Отрицательное магнитосопротивление (ОМС)

Одновременно с проявлением АХЭ в гетероструктурах с p -GaInAsSb/ p -InAs:Mn при высокой концентрации Mn ($p = (5-7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) наблюдалось отрицательное магнитосопротивление (см. рис. 19, кривые 4–6), тогда как в образцах, выращенных на подложках с концентрацией Mn, соответствующей $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 19, кривые 1–3), имеет место положительное магнитосопротивление. Величина ОМС в гетероструктурах достигала 30% при 77 К, в то время как в объемных образцах InAs, сильно легированных марганцем, такой эффект достигался только при понижении температуры до $T = 4.2$ К (см. рис. 19, штрихпунктирная кривая) [35].

На рис. 19 можно видеть, что при $T = 77$ К ОМС пропорционально H^2 в слабом магнитном поле ($H < 5$ кЭ) и насыщается при $H > 10$ кЭ [39]. Появление ОМС в гетероструктурах может быть обусловлено взаимодействием носителей тока в электронном канале с магнитными моментами ионов Mn в InAs:Mn. Полученные экспериментальные результаты при всех составах твердого раствора хорошо описываются формулой для объемного

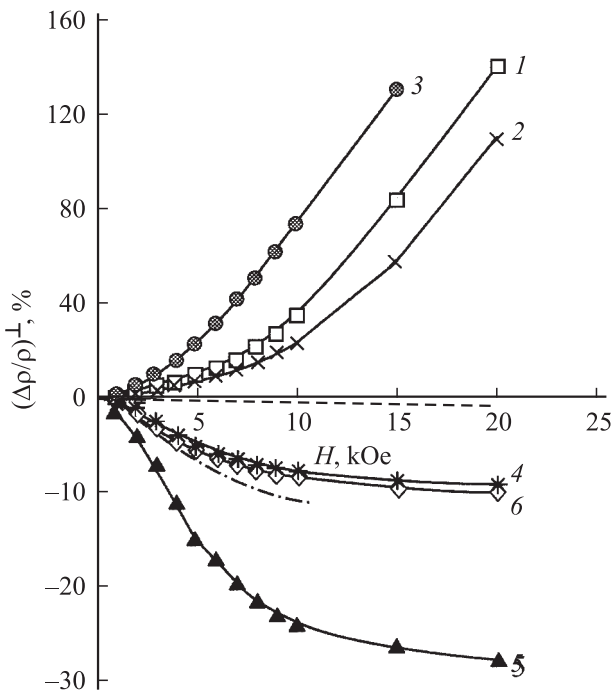


Рис. 19. Зависимости поперечного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ от напряженности магнитного поля H при $T = 77$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 6. Штриховая линия — $(\Delta\rho/\rho)^\perp$ при измерениях со стороны подложки образца 6, штрихпунктирная — данные работы [27], $p = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 4.2$ К.

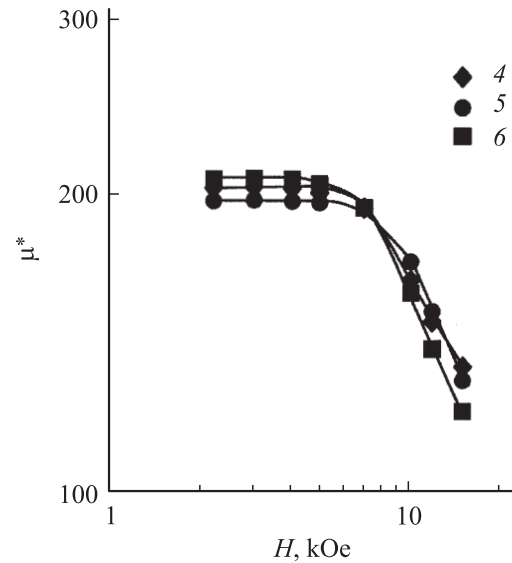


Рис. 20. Зависимости эффективного магнитного момента ионов Mn $\mu^* = \mu/\mu_B$ от магнитного поля H . Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 6.

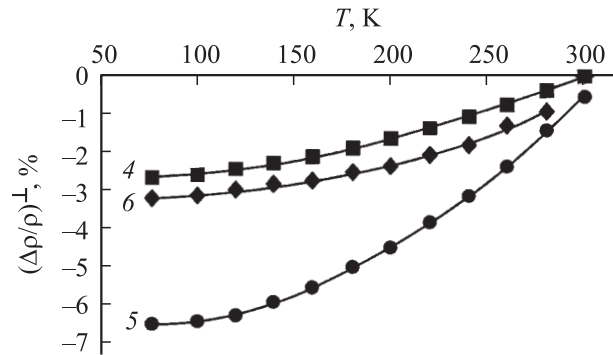


Рис. 21. Зависимости ОМС от температуры при $H = 3$ кЭ. Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 6.

материала [39]:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\text{exp}} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\text{sat}} \text{th}^2\left(\frac{\mu H}{kT}\right), \quad (14)$$

здесь μ — магнитный момент ионов марганца, $(\Delta\rho/\rho)_{\text{sat}}$ — величина ОМС при насыщении. Зная зависимость $\Delta\rho/\rho$ от H , можно вычислить магнитный момент μ . Оказалось, что при $T = 77$ К в магнитных полях $H \lesssim 5$ кЭ, когда ОМС квадратично зависит от H , магнитный момент ионов марганца при всех составах твердого раствора постоянен и равен $\mu = 200 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора (см. рис. 20). Величина $(\Delta\rho/\rho)_{\text{sat}}$, согласно [39], определяется концентрацией магнитных центров N_{Mn} . Из наших экспериментов (см. рис. 19, табл. 6) видно, что чем выше подвижность электронов в образце, тем больше $(\Delta\rho/\rho)_{\text{sat}}$, т.е. тем больше концентрация магнитных центров.

Интересно, что ОМС сохраняется в исследованных нами структурах вплоть до комнатной температуры. На рис. 21 представлены зависимости ОМС от температуры для образцов 4–6 при $H = 3$ кЭ. Видно, что при $T = 77–250$ К ОМС достигает 3–7% и уменьшается по абсолютной величине с повышением температуры.

Подводя итог сказанному, можно сделать вывод, что эффекты ОМС и АХЭ, наблюдающиеся в одних и тех же образцах при $T = 77–200$ К, имеют общую природу. Большая величина эффективного магнитного момента $\mu = 200 \mu_B$, определенная из ОМС, свидетельствует о высокой степени намагниченности гетерограницы, что связано со специфическими особенностями взаимодействия высокоподвижных s -электронов в электронном канале с магнитными примесями в подложке.

8. Заключение

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. На разьединенной гетерогранице II типа в одиотипных изотипных гетероструктурах p -GaInAsSb/ p -InAs и p -GaInAsSb/ p -GaSb, полученных методом жидкофазной эпитаксии, впервые обнаружен и изучен электронный канал с высокой подвижностью электронов: $\mu \approx 50\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ в GaInAsSb/InAs и $\mu \approx 14\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ в GaInAsSb/GaSb при $T = 77$ К. Установлено, что разьединенный геетропереход II типа реализуется в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{InAs}$ в широком диапазоне составов: $0 < x < 0.22$ при $y = 0.22$.

2. Показано, что в гетероструктурах $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ ($0.85 < x \lesssim 0.95$) могут существовать как разьединенные гетеропереходы (при $x = 0.95$), так и ступенчатые (при $x = 0.85$), а при $x \approx 0.92$ наблюдается переход от ступенчатого к разьединенному в зависимости от температуры, что согласуется с теоретическими оценками.

3. Исследованы магнитотранспортные свойства (эффект Холла, электропроводность, подвижность, магнитосопротивление, эффект Шубинкова–де-Гааза) в таких гетероструктурах в слабых и сильных (до 100 кЭ) магнитных полях при температурах 4.2–300 К.

4. При исследовании гетероструктур $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{InAs}$ в магнитных полях до 30 кЭ получены данные об энергетическом спектре носителей, двумерной концентрации и эффективной массе электронов.

5. Обнаружен и изучен эффект истощения электронного канала при легировании твердого раствора GaInAsSb акцепторами, приводящий к переходу от полуметаллической проводимости к полупроводниковой и резкому падению подвижности в электронном канале.

6. В гетероструктурах GaInAsSb/InAs:Mn, выращенных на подложках, легированных Mn, с высокой концентрацией Mn, соответствующей $p > 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, об-

наружены аномальный эффект Холла и отрицательное магнитосопротивление, обусловленные обменным взаимодействием ионов марганца в InAs с двумерными электронами на гетерогранице. Определена величина эффективного магнитного момента $\mu = 200 \mu_B$.

7. Существование сильной зависимости параметров (коэффициента Холла R_H , электропроводности σ) от магнитного поля и температуры в гетероструктурах GaInAsSb/InAs:Mn с сильно легированной Mn подложкой может быть использовано на практике для создания магнитных сенсоров, датчиков, индикаторов магнитного поля и других приборов [40].

Работа поддержана грантами Отделения физических наук и Президиума РАН.

Список литературы

- [1] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. Appl. Phys. Lett., **64**, 2480 (1994).
- [2] K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, B.I. Zhurtanov, T.I. Voronina, O.V. Andreychuk, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev. Appl. Surf. Sci., **252**, 257 (1998).
- [3] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 21 (1996).
- [4] T.S. Haserberg, R.H. Miles, L. West. IEEE J. Quant. Electron., **33**, 1403 (1997).
- [5] Н.Д. Стоянов, М.П. Михайлова, О.В. Андрейчук, К.Д. Моисеев, И.А. Андреев, М.А. Афраилов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35**, 467 (2001).
- [6] L. Esaki, G.A. Sai-Halasz, W.A. Harrison. Phys. Rev. B, **18** (6), 2812 (1978).
- [7] M. Nakao, S. Yoshida, S. Gonda. Sol. St. Commun., **49**, 663 (1984).
- [8] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1279 (1994).
- [9] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsuse. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
- [10] W.R. Frensley, H. Kroemer. Phys. Rev. B, **16**, 2642 (1977).
- [11] M.P. Mikhailova, T.I. Voronina, T.S. Lagunova, K.D. Moiseev, S.A. Obukhov, A.V. Ankudinov, A.N. Titkov, Yu.P. Yakovlev. Abstracts 3 Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (1995) p. 49.
- [12] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 985 (1996).
- [13] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, М.А. Сиповская, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 897 (1997).
- [14] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **32**, 218 (1998).
- [15] C.A. Hoffman, J.R. Meyer, E.R. Youngdale, F.J. Bartoli, R.H. Miles, L.R. Ram-Mohan. Sol. St. Electron., **37**, 1203 (1994).
- [16] G.K. Bologesi, H. Kroemer, J.H. English. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1992).
- [17] К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34** (12), 1438 (2000).
- [18] P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, N.N. Ledentsov, B.Ya. Meltzer, M.Yu. Nadochii, V.M. Ustinov. Sov. Phys. Semicond., **24**, 317 (1990).

- [19] М.П. Михайлова, Г.Г. Зегря, К.Д. Моисеев, И.Н. Тимченко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 687 (1995).
- [20] M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. Sol. St. Electron., **40**, 673 (1996).
- [21] K.D. Moiseev, A. Krier, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev. Proc. SPIE, **5023**, 340 (2003).
- [22] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, R.V. Parfeniev, N.L. Bazhenov, V.A. Smirnov, Yu.P. Yakovlev. IEE Proc. Optoelectron, **145**, 268 (1998).
- [23] K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. Surf. Sci., **482–485**, 1083 (2001).
- [24] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, № 22, 34 (1996).
- [25] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1995).
- [26] K.D. Moiseev, J. Zeman, M.L. Sadowski, G. Martinez, V.A. Beresovets, P.N. Brunkov, V.I. Falko, M.P. Mikhailova, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. *Abstracts 11 Int. Conf. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, 2003) p. 216.
- [27] Т.И. Воронина, Б.Е. Джуртанов, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **25**, 285 (1991).
- [28] L. Esaki. Lect. Not-Phys., **133**, 302 (1980).
- [29] Т.С. Лагунова, Т.И. Воронина, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. *Тез. докл. III Всеросс. конф. по физике полупроводников „Полупроводники’97“* (ФИАН, Москва, Россия, 1997) p. 170.
- [30] И.А. Андреев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 678 (1995).
- [31] *Handbook Series on Semiconductor Parameters* / Ed. by M. Levenstein, S. Romyantsev, M. Shur (World Science Publisher, 1996) v. 1.
- [32] A.G. Milnes, D.L. Feucht. *Heterostructures and Metal-Semiconductor Junctions* (N.Y., Academic, 1972).
- [33] R. Magri, A. Zunger, H. Kroemer. *Book of Abstracts 6 Int. Conf. MIOMD-VI* (St. Petersburg, Russia, 2004) p. 59.
- [34] Т.С. Лагунова, Т.И. Воронина, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Е. Самохин, Ю.П. Яковлев. ФТП, **37**, 901 (2003).
- [35] Д.Г. Адрианов, В.В. Каратаев, Г.В. Лазарева, Ю.Б. Муравлев, А.С. Савельев. ФТП, **11**, 1252 (1977).
- [36] Д.Г. Адрианов, Г.В. Лазарева, А.С. Савельев, В.И. Фистуль. ФТП, **10**, 568 (1976).
- [37] Д.Г. Адрианов, А.С. Савельев. ФТП, **14**, 539 (1980).
- [38] С.В. Вонсовский. *Современное учение о магнетизме* (М., 1953).
- [39] Y. Toyazawa. J. Phys. Soc. Japan, **17**, 986 (1962).
- [40] N. Kuze, K. Nagase, S. Muramatsu, S. Miya, T. Iwabuchi, A. Ishii, I. Shibusaki. J. Cryst. Growth, **150**, 1307 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Magnetotransport properties of the type II heterojunctions based on GaInAsSb/InAs and GaInAsSb/GaSb

T.I. Voronina, T.S. Lagunova, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, A.F. Lipaev, Yu.P. Yakovlev

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We report on results of a detailed study of magnetotransport in the type II broken-gap GaInAsSb/InAs(GaSb) heterojunction. The electron channel with a high carrier mobility (up to 50 000–60 000 cm²/V · s) was observed for the first time in an isotype II broken-gap *p*-GaInAsSb/*p*-InAs single heterostructure. Observations of the electron channel depletion and semimetal–semiconductor transition were found under high acceptor doping of the quarternary layer. Magnetotransport properties were investigated at temperature range 4.2–200 K and new data on the energy spectrum and parameters of 2D carriers at the type II heterointerface were obtained. It was established experimentally that Ga_{1–x}In_xAsSb/GaSb heterostructures can form type II staggered heterojunctions and/or broken-gap ones as a function of the quarternary layer composition that was confirmed by theoretical calculations. In GaInAsSb/InAs:Mn heterostructures doped by Mn with hole concentration $p > 5 \cdot 10^{18}$ cm^{–3} anomalous Hall effect and negative magnetoresistance were observed as a result of the exchange interaction between ions of Mn in InAs and mobile carriers in the electron channel at the interface.