

Электронные свойства приповерхностных квантовых ям InGaAs/InAlAs с инвертированным легированием на подложках InP

© Г.Б. Галиев¹, А.Н. Клочков^{1,¶}, И.С. Васильевский², Е.А. Климов¹, С.С. Пушкарёв¹,
А.Н. Виниченко², Р.А. Хабибуллин¹, П.П. Мальцев¹

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

¶ E-mail: klochkov_alexey@mail.ru

(Получена 22 ноября 2016 г. Принята к печати 28 ноября 2016 г.)

Сравниваются электронные транспортные и оптические свойства гетероструктур с приповерхностной квантовой ямой InGaAs/InAlAs при использовании инвертированного (снизу от квантовой ямы) и стандартного (сверху от квантовой ямы) δ -легирования атомами Si. Показано, что при использовании инвертированного легирования происходит увеличение плотности двумерных электронов в квантовой яме по сравнению со стандартным расположением легирующего слоя при идентичных составах и толщинах других слоев гетероструктур. Наблюдаемые особенности низкотемпературного электронного транспорта (осцилляций Шубникова–де-Гааза, эффекта Холла) и спектров фотолюминесценции гетероструктур интерпретированы с помощью моделирования зонной структуры.

DOI: 10.21883/FTP.2017.06.44559.8456

1. Введение

δ -Легированные через спейсер наногетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/InAlAs на подложках фосфида индия (InP) используются в качестве материала для полевых транзисторов НЕМТ (high electron mobility transistor) в СВЧ электронике миллиметрового диапазона длин волн [1,2]. В последнее время продемонстрирована работа НЕМТ на частотах свыше 1 ТГц, достигнутых за счет миниатюризации элементов транзисторов и уменьшения длины затворов до десятков нанометров [3,4]. Для предотвращения короткоканальных эффектов и увеличения крутизны в таких НЕМТ аспектное отношение (отношение длины затвора L_g к глубине залегания КЯ L_b) должно составлять $L_g/L_b > 5$. Таким образом, узкозонный слой КЯ InGaAs должен располагаться как можно ближе к поверхности гетероструктуры, на глубине ~ 10 нм [5,6]. При снижении толщины барьерного слоя InAlAs менее 10 нм увеличивается туннельная прозрачность барьера, что негативно влияет на токи утечки и напряжение пробоя [7]. Легирующий донорный слой, который в стандартных структурах InGaAs/InAlAs располагается между КЯ и поверхностью, создает потенциальную яму для электронов и дополнительно понижает высоту потенциального барьера InAlAs. Кроме того, становится возможным туннелирование электронов через донорные состояния в барьере InAlAs. В этом случае резонным становится переход к инвертированному легированию КЯ через спейсер InAlAs снизу от КЯ [8–10].

Различие электронных свойств стандартных и инвертированных гетероструктур было обнаружено для гетеропереходов GaAs/AlGaAs, в которых подвижность

электронов в инвертированных структурах существенно ниже при использовании одинаковых условий эпитаксиального роста [11,12]. Это объясняется различной шероховатостью прямой и обратной гетерограниц, а также сегрегацией легирующих примесей в слой GaAs из барьера при инвертированном легировании. Для повышения подвижности электронов в инвертированных структурах GaAs/AlGaAs было предложено снижать температуру роста спейсера [13], использовать прерывания роста [14], создавать сверхрешеточный спейсер [15]. Аналогично для НЕМТ-гетероструктур с КЯ InGaAs/InAlAs на подложках InP подвижность электронов в инвертированных структурах меньше по сравнению со стандартным расположением легирующего слоя [16], что связано с примесным рассеянием из-за сегрегации атомов Si в КЯ из легированной области InAlAs [17]. Путем оптимизации эпитаксиального роста, например увеличения толщины спейсера [18] либо снижения температуры роста спейсера InAlAs до 300°C [19], подвижность электронов в инвертированных структурах может быть приближена к подвижности в стандартных структурах.

В цитированных работах были исследованы электронные свойства гетероструктур InGaAs/InAlAs, в которых КЯ размещена на значительном удалении от поверхности — более 50 нм, а приповерхностный защитный слой InGaAs легирован донорами для экранирования влияния поверхностного потенциала на состояния электронов в КЯ. Цель данной работы состоит в исследовании особенностей электронных транспортных и оптических свойств инвертированных гетероструктур с приповерхностным расположением КЯ In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As, наиболее соответствующих СВЧ-транзисторам миллиметрового диапазона.

Таблица 1. Схема гетероструктур

Стандартная структура (образцы 308, 312)	Инвертированная структура (образцы 309, 313)
In _{0.53} Ga _{0.47} As (4.6 нм)	
Барьер In _{0.52} Al _{0.48} As (14.3 нм)	
δ -Si (N_{Si})	КЯ In _{0.53} Ga _{0.47} As (15 нм)
In _{0.52} Al _{0.48} As (5.8 нм)	In _{0.52} Al _{0.48} As (5.8 нм)
КЯ In _{0.53} Ga _{0.47} As (15 нм)	δ -Si
In _{0.52} Al _{0.48} As (345 нм)	
Подложка InP(100)	

2. Образцы и методы исследования

Исследуемые образцы представляют собой гетероструктуры с наноразмерной КЯ InAlAs/InGaAs/InAlAs, односторонне δ -легированные кремнием. Слоевая структура образцов, представленная в табл. 1, была следующей: полуизолирующая подложка InP(100), буферный слой In_{0.52}Al_{0.48}As толщиной 345 нм, КЯ In_{0.53}Ga_{0.47}As (15 нм) со спейсером In_{0.52}Al_{0.48}As (5.8 нм) со стандартным или инвертированным δ -легированием, барьерный слой In_{0.52}Al_{0.48}As (14.3 нм), защитный слой In_{0.53}Ga_{0.47}As (4.6 нм). Две пары образцов (308/309 и 312/313), в которых один образец — стандартная, а второй — инвертированная НЕМТ-гетероструктура, различались концентрацией доноров в δ -слое и некоторыми технологическими условиями эпитаксиального роста: температурой роста, парциальным давлением мышьяка As₄ при росте и температурой роста спейсера (табл. 2).

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Ribier Compact 21T. Температура роста буфера составляла 510°C для пары 308/309 и 515°C для пары 312/313. Для предотвращения сегрегации Si в КЯ инвертированных структур температура подложки перед ростом спейсера In_{0.52}Al_{0.48}As понижалась до 350°C для образца 309 и до 380°C для образца 313. Для сохранения идентичности условий формирования гетерограницы спейсер/КЯ температура роста спейсера аналогично понижалась и для стандартных гетероструктур 308 и 312.

Образцы для исследования электронных транспортных свойств были изготовлены при помощи фотолитографии и жидкостного травления мезы в форме холловских мостиков. Омические контакты были сформированы взрывной литографией и вакуумной металлизацией Ni/AuGe/Ni/Au с последующим щадящим вжиганием при температуре 350°C в течение 1 мин. Концентрация и подвижность электронов в КЯ образцов определялись по измерениям электропроводности и эффекта Холла при температурах 300, 77 и 4.2 К. При низких температурах в квантующем магнитном поле до 6 Тл исследовался эффект Шубникова–де-Гааза и эффект Холла

на установке CryoFree8 с прецизионным терморегулятором Lakeshore 335.

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) образцов проводились в оптическом криостате при температуре 79 К в атмосфере азота. Для возбуждения ФЛ использовался He–Ne-лазер мощностью 50 мВт с энергией фотонов 1.96 эВ. Для регистрации спектров использовался неохлаждаемый фотодиод Hamamatsu G8372-01 на основе InGaAs.

3. Моделирование зонной структуры

Поверхностные состояния играют значительную роль в формировании зонного профиля в модулированно-легированных гетероструктурах с приповерхностными КЯ [20]. Высокая плотность поверхностных состояний, расположенных по энергии вблизи середины запрещенной зоны, приводит к закреплению уровня Ферми на поверхности при энергиях поверхностной зоны [21]. В результате заполнения поверхностных состояний формируется обедненная электронами область между поверхностью гетероструктуры и КЯ, в которой присутствует достаточно сильное электрическое поле. При приближении КЯ с двумерным электронным газом к поверхности влияние поверхностных состояний в гетероструктуре должно становиться все более заметным, приводя к истощению электронной плотности в КЯ и изменению оптических и транспортных электронных свойств гетероструктур из-за искажения потенциала КЯ поверхностным электрическим полем [22].

Для моделирования влияния инвертированного легирования и толщины барьерного слоя InAlAs на зонную структуру на энергии E_i и волновые функции (ВФ) Ψ_i двумерных электронных подзон и на распределение электронного заряда в КЯ InGaAs/InAlAs проводилось численное решение системы уравнений Шредингера–Пуассона в приближении эффективной массы [23]. Использовались следующие значения параметров полупроводников: эффективная масса электронов $0.043m_0$ для In_{0.53}Ga_{0.47}As и $0.073m_0$ для In_{0.52}Al_{0.48}As, разрыв края зоны проводимости на границе In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As был равен 0.51 эВ [24,25]. На поверхности гетероструктур положение уровня Ферми полагалось на 0.25 эВ ниже края зоны проводимости In_{0.53}Ga_{0.47}As [26]. Расчеты проводились для температур 300 и 4.2 К.

Зонные диаграммы гетероструктур со стандартным (образец 308) и инвертированным (образец 309) легированием (при $T = 4.2$ К) приведены на рис. 1, *a* и *b* соответственно. Уровень Ферми совпадает с нулем энергии. Наиболее сильно изменение расположения доноров сказывается на энергии дна зоны проводимости в окрестности δ -слоя. Встроенное электрическое поле в гетероструктуре влияет на кривизну дна КЯ и расположение максимума электронной волновой функции основного состояния. Электроны в КЯ стандартных и инвертированных гетероструктур локализуются соответственно

Таблица 2. Условия эпитаксиального роста (температура роста T_g , температура роста спейсера T_{sp} , поток мышьяка P_{As} , концентрация легирования $N_{\delta-Si}$) и электрофизические характеристики образцов (концентрация n_s и подвижность μ_e электронов)

Образец, тип структуры	T_g , °C	T_{sp} , °C	P_{As} , мкТорр	$N_{\delta-Si}$, 10^{12} см^{-2}	μ_e , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		n_s , 10^{12} см^{-2}	
					300 К	77 К	300 К	77 К
308 (стандартная)	515	350	30	3.6	9540	35410	1.45	1.38
309 (инвертированная)	515	350	30	3.6	8360	22180	2.83	2.82
312 (стандартная)	510	380	25	2.7	7520	25650	0.86	0.83
313 (инвертированная)	510	380	25	2.7	8000	20160	2.08	2.04

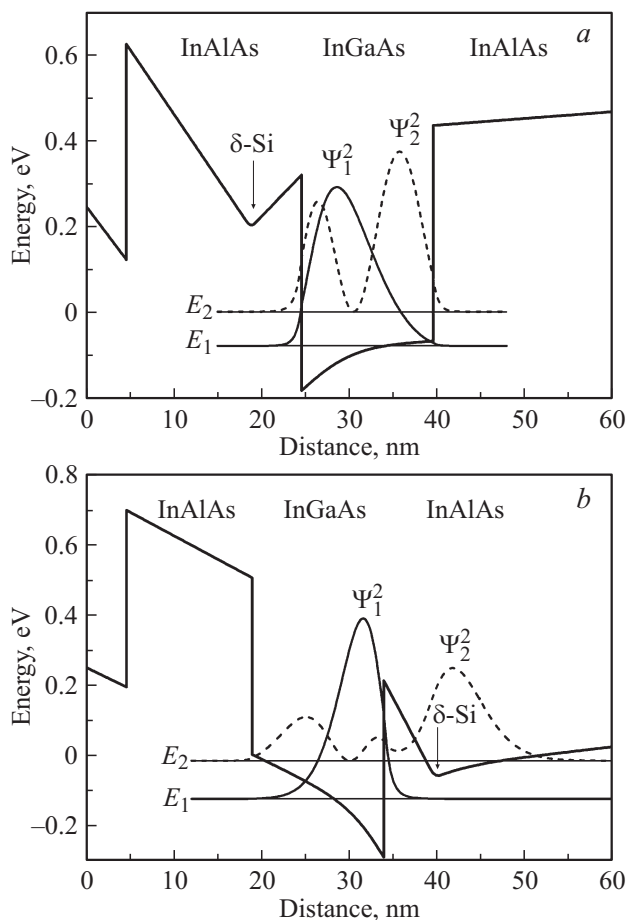


Рис. 1. Зонные диаграммы гетероструктур 308 со стандартной геометрией легирования (а) и 309 с инвертированным легированием (б), E_c — пространственный профиль края зоны проводимости, E_1 и E_2 — энергии, Ψ_1^2 и Ψ_2^2 — квадраты ВФ электронов в первой и второй подзонах размерного квантования.

у верхней и нижней гетерограниц $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ за счет действия электрического поля ионизированных доноров. Дополнительная асимметрия зонного профиля вносится потенциалом поверхностных состояний. При стандартном (верхнем) легировании электрические поля поверхностных состояний и легирующих примесей в области КЯ вычитаются, а при инвертированном легировании — складываются. Поэтому, как видно на рис. 1, б,

при инвертированном легировании распределение заряда в КЯ более несимметрично: максимум электронной плотности в гетероструктуре 308 располагается на расстоянии 4.1 нм от ближайшей гетерограницы, а в гетероструктуре 309 — на расстоянии 2.3 нм. Таким образом, в инвертированных гетероструктурах амплитуда ВФ электронов вблизи правой гетерограницы $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ оказывается выше. Кроме того, ввиду меньшей потенциальной энергии в барьере-спейсере увеличивается туннельное проникновение электронов нижней подзоны КЯ в барьер InAlAs (в область расположения доноров), а также существенно изменяется форма ВФ электронов во 2-й подзоне (рис. 1). Таким образом, в инвертированной структуре можно ожидать снижения подвижности электронов из-за возрастания рассеяния на ионизированной примеси и шероховатостях гетерограницы.

Из-за различного расположения легирующего слоя по отношению к КЯ и поверхности возникает также отличие в концентрации электронов при стандартном и инвертированном способах легирования. На рис. 2 приведены рассчитанные для $T = 300 \text{ К}$ зависимости двумерной концентрации электронов n_s в КЯ от толщины барьерного слоя InAlAs L_b для двух концентраций легирования Si в δ -слое $N_{Si} = 3.6 \cdot 10^{12}$ и $2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$,

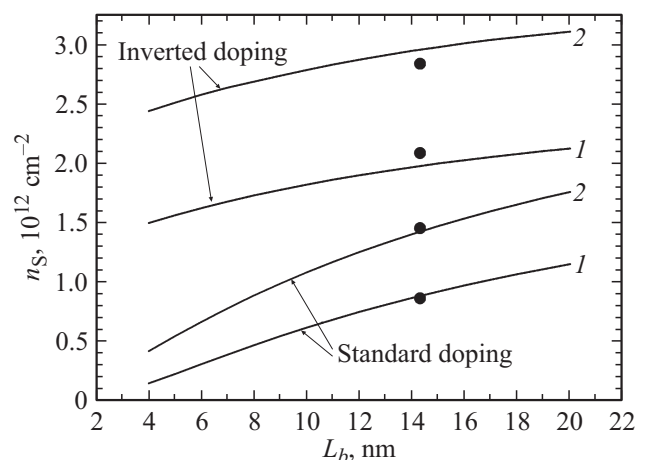


Рис. 2. Рассчитанная зависимость двумерной концентрации электронов n_s от толщины барьерного слоя L_b для стандартных и инвертированных гетероструктур с различным уровнем легирования: 1 — $N_{Si} = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 2 — $N_{Si} = 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; точки — экспериментальные значения.

соответствующих парам образцов 308/309 и 312/313. Конструкция гетероструктур соответствует табл. 1. Видно, что рассчитанная концентрация электронов в КЯ для случая инвертированного легирования в 2–3 раза выше, чем для стандартного при прочих равных условиях: сохранении состава, уровня легирования и расположения других слоев гетероструктур. Отличие в концентрации электронов для двух способов легирования возрастает при приближении КЯ к поверхности. Это различие является следствием обеднения КЯ за счет влияния поверхностного потенциала, за счет смещения центроида электронного газа и легирующей области δ -Si от поверхности для инвертированных структур на величину, сопоставимую с шириной КЯ. Данный эффект особенно проявляется при малой глубине залегания КЯ.

4. Экспериментальные результаты

4.1. Электронный транспорт

Измеренные с помощью эффекта Холла электронные транспортные свойства образцов (подвижность μ_e и концентрация n_S двумерного электронного газа) представлены в табл. 2. Видно, что измеренная холловская концентрация электронов в инвертированно-легированных образцах больше, чем в стандартных, что находится в хорошем согласии с зонным расчетом (рис. 2). Подвижность электронов при 77 К в парах образцов 308/309 и 312/313 уменьшается при переходе от стандартного легирования к инвертированному.

Во всех образцах при гелиевых температурах наблюдаются осцилляции магнетосопротивления (эффект Шубникова–де-Гааза) (см. рис. 3). При этом в образцах 308, 312 и 313 наблюдается одна частота осцилляций, а в образце 309 проявляются слабые низкочастотные осцилляции, связанные с заполнением электронами второй подзоны размерного квантования. Интересно отметить, что низкочастотные осцилляции в образце 309 начинаются практически в том же магнитном поле, что и высокочастотные. Для анализа концентраций электронов в подзонах размерного квантования КЯ были определены частоты по фурье-анализу амплитуды магнетосопротивления относительно обратной магнитной

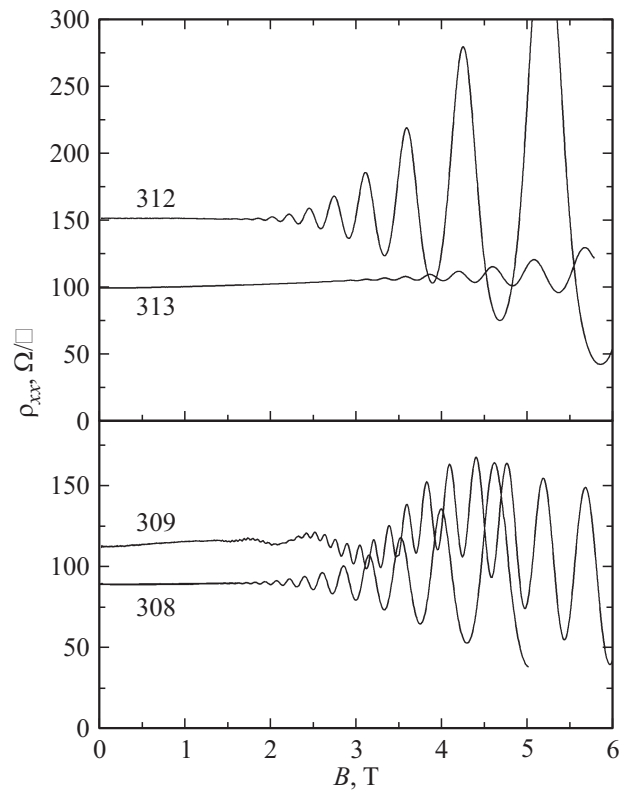


Рис. 3. Осцилляции магнетосопротивления в образцах при температуре $T = 4.2$ К.

индукции. Концентрации электронов, определенные из эффекта Холла и эффекта Шубникова–де-Гааза, хорошо соответствуют друг другу (в случае образца 308 — сумма концентраций в двух подзонах) (см. табл. 3).

Обсудим причину снижения подвижности электронов в парах образцов 308/309 и 312/313 при использовании инвертированного легирования. Для каждой пары концентрация атомов Si в δ -слое была одинаковой. Эффект экранирования примесного потенциала двумерными электронами должен приводить к снижению примесного рассеяния при возрастании концентрации, т. е. подвижность электронов, обусловленная примесным рассеянием, должна быть больше для инвертированных структур с большим n_S . При сравнении структур 308 и 312 одного типа такое поведение подтверждается экспериментом. Однако в паре образцов 309/313 наблюдается уменьшение холловской подвижности с ростом концентрации электронов. При этом для всех образцов температура роста спейсера была существенно меньше принятых значений для НЕМТ на подложках InP, и потому сегрегация атомов Si в область КЯ при инвертированном легировании была затруднена.

Главной причиной снижения подвижности в инвертированных структурах является изменение зонной структуры (см. разд. 3). Значительное уменьшение высоты барьера КЯ со стороны донорного слоя в КЯ с инвертированным легированием приводит к возрастанию амплитуды ВФ электронов в барьере и, следовательно,

Таблица 3. Результаты криомагнитных ($T = 4.2$ К) измерений с помощью методов Холла (подвижность μ_e , концентрация n_S , удельное сопротивление ρ_S) и Шубникова–де-Гааза (концентрация электронов в подзонах n_{SDH})

Образец	μ_e , см ² /(В · с)	n_S , 10 ¹² см ⁻²	n_{SDH} , 10 ¹² см ⁻²	ρ_S , Ом/□
308 (стандартный)	48870	1.43	1.45	89.3
309 (инвертированный)	17610	3.15	2.83	112.5
312 (стандартный)	36340	1.13	1.14	152
313 (инвертированный)	27320	2.29	2.32	100

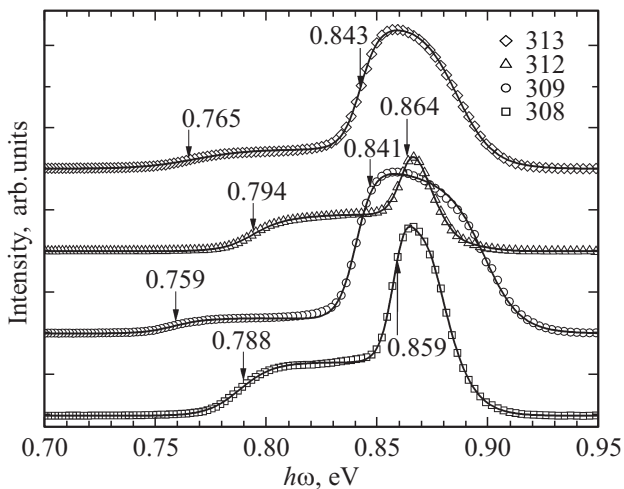


Рис. 4. Спектры ФЛ образцов при 77 К; точки — эксперимент, кривые — результат подгонки, стрелками отмечены энергии переходов, соответствующие доньям двумерных квантовых подзон.

к увеличению рассеяния электронов на ионизированных донорах. Кроме того, асимметрия дна КЯ вызывает смещение ВФ электронов и приближение электронов к гетерогранице InGaAs/InAlAs, приводящее к возрастанию рассеяния электронов. Отметим, что для второй подзоны размерного квантования изменения энергии и структуры электронной волновой функции еще более существенны — в КЯ со стандартным легированием ВФ Ψ_2 локализована в КЯ InGaAs, а в КЯ с инвертированным легированием Ψ_2 имеет „гибридный“ характер и принадлежит как слою КЯ, так и барьеру InAlAs, включая область расположения доноров. В этом случае увеличивается рассеяние электронов во второй подзоне и можно ожидать снижение холловской подвижности. Именно этот фактор холловского усреднения по двум электронным подзонам с различной подвижностью электронов, по нашему мнению, приводит к сниженной величине холловской подвижности в образце 309 с двумя заполненными подзонами размерного квантования.

4.2. Спектроскопия ФЛ

Низкотемпературные спектры ФЛ от КЯ InGaAs/InAlAs, измеренные при 79 К, представлены на рис. 4. Для всех образцов наблюдаются две линии ФЛ, которые соответствуют переходам из первой и второй электронных подзон в первую подзону тяжелых дырок $e1-h1$ и $e2-h1$. Для образцов 308, 312 и 313 с одной заполненной электронной подзоной переходы $e2-h1$ наблюдаются за счет фотозаполнения второй подзоны возбуждающим лазером.

При переходе от стандартного к инвертированному легированию изменяется форма спектров ФЛ и возрастает интенсивность перехода $e2-h1$ по отношению к $e1-h1$ (I_{e1-h1}/I_{e2-h1} составляет для пары образцов 308/309 — 3.6 и 10.7, для пары 312/313 — 2.7

и 7.8). Это изменение относительной интенсивности оптических переходов обычно связано с двумя факторами. Первое — изменение перекрытия ВФ электронов и дырок и матричного элемента оптического перехода из-за изменения изгиба дна КЯ. Второе — изменение соотношения концентраций электронов в двух подзонах. Как следует из разд. 3, при переходе от стандартного к инвертированному легированию возрастает электрическое поле в области КЯ и увеличивается заполнение второй электронной подзоны. Первый фактор приводит к относительному снижению интенсивности перехода $e1-h1$, а второй — к возрастанию интенсивности перехода $e2-h1$.

Анализ кривых ФЛ проводился при помощи параметрической подгонки формы линии по модели [27]. На рис. 4 стрелками отмечены определенные таким образом энергии переходов, соответствующие краям двумерных квантовых подзон. При переходе от стандартного к инвертированному легированию линии $e1-h1$ и $e2-h1$ смещаются в сторону меньших энергий. Это связано с увеличением электрического поля в области КЯ, приводящего к росту наклона дна КЯ и уменьшению расстояния между электронными и дырочными уровнями, локализующимися у разных границ КЯ (эффект Штарка для КЯ) [28,29]. Также на спектрах ФЛ отчетливо наблюдается увеличение ширины высокоэнергетического пика ФЛ для пар образцов 308/309 и 312/313 при переходе от стандартного к инвертированному легированию. Это коррелирует с увеличением энергии Ферми вырожденного электронного газа в КЯ и соответствующим увеличением ширины энергетической полосы состояний электронов, участвующих в оптических переходах [29–31].

5. Заключение

Таким образом, показано, что при переходе от верхнего к нижнему δ -легированию кремнием через спейсер приповерхностных КЯ InGaAs/InAlAs происходит заметное повышение плотности электронов в КЯ и проводимости структуры при идентичных составах и толщинах прочих слоев гетероструктуры. Данный эффект объясняется ослаблением обеднения КЯ поверхностными состояниями за счет удаления центроида электронного газа и легирующей области δ -Si от поверхности гетероструктуры на величину, сопоставимую с шириной КЯ. Результаты работы указывают на перспективность использования инвертированных гетероструктур в НЕМТ на основе InGaAs/InAlAs и необходимость оптимизации геометрии слоев для сохранения высокой подвижности электронов в КЯ. Обнаруженные эффекты заметны при глубине залегания КЯ, сравнимой с ее толщиной, и должны становиться тем больше, чем тоньше барьерный слой InAlAs.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-29-03033 офи_м), Совета по грантам президента РФ (проект МК-2342.2017.2) и Программы конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

Список литературы

- [1] E.-Y. Chang, C.-I. Kuo, H.-T. Hsu, C.-Y. Chiang, Y. Miyamoto. *Appl. Phys. Express*, **6**, 034001 (2013).
- [2] J.A. del Alamo. *Nature*, **479**, 317 (2011).
- [3] R. Lai, X.B. Mei, W.R. Deal, W. Yoshida, Y.M. Kim, P.H. Liu, J. Lee, J. Uyeda, V. Radisic, M. Lange, T. Gaier, L. Samoska, A. Fung. *Proc. IEDM Tech. Dig.* (December 2007) p. 609.
- [4] D.H. Kim, J.A. del Alamo, P. Chen, W. Ha, M. Urteaga, B. Brar. *Proc. IEDM Tech. Dig.* (December 2010) p. 692.
- [5] K. Kalna, S. Roy, A. Asenov, K. Elgaid, I. Thayne. *Sol. St. Electron.*, **46**, 631 (2002).
- [6] Y. Yamashita, A. Endoh, K. Shinohara, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Matsui. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **22**, 367 (2001).
- [7] D.K. Ferry, J. Ayubi-Moak, R. Akis, N. Faralli, M. Saraniti, S.M. Goodnick. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **109**, 012001-1 (2008).
- [8] X. Zhou, Q. Li, C.W. Tang, K.M. Lau. *Appl. Phys. Express*, **5**, 104201 (2012).
- [9] Q. Li, X. Zhou, C.W. Tang, K.M. Lau. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **60** (12), 4112 (2013).
- [10] S. Lee, J.J.M. Law, A.D. Carter, B.J. Thibeault, W. Mitchell, V. Chobpattana, S. Krämer, S. Stemmer, A.C. Gossard, M.J.W. Rodwell. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **33** (11), 1553 (2012).
- [11] S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, S. Hiyamizu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23**, L573 (1984).
- [12] M. Heiblum. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3**, 820 (1985).
- [13] N.M. Cho, D.J. Kim, A. Madhukar, P.G. Newman, D.D. Smith, T. Aucoin, G.J. Iafrate. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 2037 (1988).
- [14] H. Shtrikman, M. Heiblum, K. Seo, D.E. Galbi, L. Osterling. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **6**, 670 (1988).
- [15] T. Sajoto, M. Santos, J.J. Heremans, M. Shayegan, M. Heiblum, M.V. Weckwerth, U. Meirav. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 840 (1989).
- [16] T.J. Drummond, H. Morkoc, K.Y. Cheng, A.Y. Cho. *J. Appl. Phys.*, **53**, 3654 (1982).
- [17] A.S. Brown, R.A. Metzger, J.A. Henige, L. Nguyen, M. Lui, R.G. Wilson. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3610 (1991).
- [18] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, K. Arai. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1263 (1994).
- [19] H. Kunzel, H.G. Bach, J. Böttcher, C. Heedt. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 2910 (1994).
- [20] Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, В.П. Гладков, В.А. Кульбачинский, А.Н. Клочков, Н.А. Юзева. *ФТП*, **45** (5), 666 (2011).
- [21] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y., Wiley, 1981)].
- [22] Р.А. Хабибуллин, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский, В.А. Кульбачинский, П.Ю. Боков, Л.П. Авакянц, А.В. Червяков, П.П. Мальцев. *ФТП*, **47** (9), 1215 (2013).
- [23] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарёв, П.П. Мальцев. *ФТП*, **49** (9), 1243 (2015).
- [24] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (Wiley, 2009).
- [25] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [26] K. Kajiyama, Y. Mizushima, S. Sakata. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 458 (1973).
- [27] S.K. Brierley. *J. Appl. Phys.* **74**, 2760 (1993).
- [28] H. Brugger, H. Mussig, C. Wolk, K. Kern, D. Heitmann. *Appl. Phys. Lett.*, **59** (21), 2739 (1991).
- [29] G.B. Galiev, I.S. Vasilevskii, E.A. Klimov, S.S. Pushkarev, A.N. Klochkov, P.P. Maltsev, M.Yu. Presniakov, I.N. Trunkin, A.L. Vasiliev. *J. Cryst. Growth*, **392**, 11 (2014).
- [30] Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарёв, П.П. Мальцев. *ФТП*, **48** (5), 658 (2014).
- [31] О.А. Рубан, С.С. Пушкарёв, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, П.П. Мальцев. *Нано- и микросистемная техника*, **10**, 12 (2013).

Редактор А.Н. Смирнов

Electron properties of near-surface quantum wells InGaAs/InAlAs with inverted doping on InP substrates

G.B. Galiev¹, A.N. Klochkov¹, I.S. Vasil'evskii², E.A. Klimov¹, S.S. Pushkarev¹, A.N. Vinichenko², R.A. Khabibullin¹, P.P. Maltsev¹

¹ Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, 117105 Moscow, Russia

² National Research Nuclear University „MEPhI“, 115409 Moscow, Russia

Abstract The electron transport properties and optical properties of the heterostructures with near-surface InGaAs/InAlAs quantum well with inverted (under the quantum well) and standard (over the quantum well) δ -doping position are compared. It is shown that inverted doping of heterostructures results in increase of the two-dimensional electron gas concentration in a quantum well as compared to the standard doping plane position with identical layer thicknesses and compositions. The observed features of the low-temperature electron transport (Shubnikov-de Haas oscillations, Hall effect) and photoluminescence spectra were interpreted by band structure modelling.