

Экспериментальное определение эффективных масс и подвижностей электронов в каждой из подзон размерного квантования в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ со вставками InAs

© В.А. Кульбачинский*, Л.Н. Овешников*, Р.А. Лунин*, Н.А. Юзеева+, Г.Б. Галиев+, Е.А. Климов+, П.П. Мальцев+

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

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

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

(Получена 20 мая 2014 г. Принята к печати 3 июня 2014 г.)

С помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на InP подложках синтезированы НЕМТ-структуры с квантовой ямой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, двусторонне δ -легированные Si таким образом, что заполняются две подзоны размерного квантования. Изучено влияние центральной нановставки InAs в квантовую яму на эффективные массы m^* и подвижности электронов в каждой подзоне. Для экспериментального определения m^* , квантовой μ_q и транспортной μ_t подвижностей двумерного электронного газа в каждой из подзон размерного квантования измерялся эффект Шубникова–де Гааза при двух температурах 4.2 и 8.4 К. По температурной зависимости амплитуд осцилляций, разделяя осцилляции каждой из подзон размерного квантования, определялись эффективные массы электронов. По фурье-спектрам осцилляций определялись μ_q и μ_t подвижности электронов в каждой из подзон размерного квантования. Установлено, что m^* уменьшается с ростом толщины d нановставки InAs в квантовую яму $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, а подвижности электронов возрастают. Максимальная электронная подвижность наблюдается при толщине вставки $d = 3.4$ нм.

1. Введение

Наногетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с высоким содержанием In являются одними из самых перспективных материалов для СВЧ электроники. Они стали одними из базовых элементов для создания самых быстродействующих транзисторов, маломощных усилителей и монолитных интегральных схем сверхвысокочастотного диапазона [1–3]. На их основе получены самые быстродействующие транзисторы со значениями максимальных рабочих частот более 600 ГГц [4]. Такие высокие значения возможны из-за высокой подвижности электронов μ в таких структурах. В течение последних лет ведутся интенсивные исследовательские работы по увеличению μ . Основные усилия при этом направлены в сторону улучшения дизайна наногетероструктур и оптимизации технологических режимов процесса метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) роста. Решение этих проблем позволит повышать частотные характеристики изготавливаемых на таких структурах СВЧ приборов. Одной из возможностей повышения μ в наногетероструктурах является снижение рассеяния электронов на ионизированных примесях. Это может быть достигнуто, например, изменением толщины спейсерного слоя d_{sp} или оптимизацией технологических режимов роста [5,6]. Другой возможностью повышения μ является уменьшение электрон-фононного рассеяния в КЯ. Это может быть достигнуто путем введения на границах или внутри КЯ тонких (ультратонких) слоев GaAs , AlAs и InAs [7–10]. Наблюдаемое увеличение μ в КЯ InGaAs при введении таких тонких

вставок InAs (1–5 нм) зависит от положения и толщины InAs вставок [11–13].

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ — high electron mobility transistors) на гетероструктурах $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ и на подложке InP имеют одни из лучших характеристик, благодаря значительному разрыву зоны проводимости (0.4–1.4 эВ), а значит, и возможности создать высокую концентрацию двумерных электронов, при высокой подвижности электронов в квантовой яме InGaAs [14]. Одним из преимуществ подложки InP является возможность роста на ней решеточно-согласованной структуры $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ с более высоким содержанием In . Постоянная решетки InP составляет 5.8697 Å [15], практически совпадающими с ней периодами решетки обладают $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (барьер) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (квантовая яма). Таким образом, структуры с квантовой ямой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на подложке InP согласованы по параметру решетки, т. е. в них отсутствуют механические напряжения, и одновременно содержание индия в квантовой яме существенно выше по сравнению со структурами на подложке GaAs . Увеличение содержания In понижает эффективную массу электронов и, следовательно, увеличивает их подвижность.

Однако на данный момент однозначного объяснения увеличения μ в КЯ, содержащих тонкие InAs вставки, нет. Отчасти это вызвано тем, что индий является сегрегирующим к повторно испаряемым компонентам в соединениях InAlAs , InGaAs , InAs . Это может привести к расплыванию наноразмерных вставок InAs . Отсюда вытекает критичность структурного совершенства таких

структур от технологических режимов роста и дизайна структур. Под отличием технологических режимов подразумеваются используемые разными авторами условия предростовой подготовки подложки (температура и время отжига), температура роста слоев гетероструктуры, соотношение потоков элементов III и V групп и другие технологические приемы. К таким технологическим приемам относятся скорости изменения температуры подложки во время роста слоев InGaAs и InAlAs (поскольку они выращиваются при разных температурах), а также времена прерывания и т.д. Указанные факторы влияют на качество границ раздела, что неминуемо отражается на электрофизических свойствах НЕМТ структур. В различных работах эти данные отличаются. Кроме того, недостаточно данных о детальных структурных и транспортных исследованиях свойств образцов с нановставками InAs. Все это оставляет открытым вопросы о влиянии нановставок InAs в квантовой яме InGaAs на электронные и транспортные свойства. Следует также заметить, что на μ может оказывать сильное влияние качество границ раздела InGaAs/InAs и InAlAs/InGaAs.

Эффективная масса m^* — одна из важных характеристик двумерного электронного газа. Уменьшение m^* не только увеличивает подвижность двумерного электронного газа, но и существенно влияет на высокочастотные характеристики НЕМТ-структур [16]. Эффективная масса двумерных электронов может быть определена из измерений эффекта Шубникова–де Гааза (ШдГ) [17], циклотронного резонанса [18]. Использование эффекта ШдГ для измерения эффективной массы электронов в двумерных структурах основано на температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ [19–22]. Очень удобно измерять осцилляции магнетосопротивления для определения эффективных масс электронов при температурах 4.2 и 8.4 К, что не требует откачки паров жидкого гелия [23,24]. Однако использование эффекта ШдГ в цитированных выше работах для определения эффективной массы электронов предполагает наличие одной частоты осцилляций, т.е. одной заполненной зоны размерного квантования в двумерных структурах.

В этой работе мы представляем результаты исследования эффекта ШдГ при заполнении двух подзон размерного квантования и наличия биений в осцилляциях. Мы определили эффективные массы m^* , а также квантовые μ_q и транспортные μ_t подвижности электронов раздельно в каждой из подзон размерного квантования в НЕМТ-структурах с квантовой ямой $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ ($x = 0.53, y = 0.52$ и $x = 1, y = 0.79$) и влияние на m^*, μ_q и μ_t вставки InAs различной толщины в центр квантовой ямы.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии из твердотельных молекулярных источников In, Ga, Al, As. В качестве подложек использовались легированные Fe полуизолирующие подложки InP с кристаллографической ориентацией

<i>a</i>	
In _{0.53} Ga _{0.47} As	54 Å
In _{0.52} Al _{0.48} As	173 Å
δ_2 -Si	$2.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
In _{0.52} Al _{0.48} As	47 Å
In _{0.53} Ga _{0.47} As	$(168 \text{ Å} - d)/2$
InAs	d
In _{0.53} Ga _{0.47} As	$(168 \text{ Å} - d)/2$
In _{0.52} Al _{0.48} As	47 Å
δ_1 -Si	$0.88 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
In _{0.52} Al _{0.48} As	2440 Å
InP (100)	

<i>b</i>	
InAs	19 Å
In _{0.79} Al _{0.21} As	195 Å
δ -Si	$1.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
In _{0.79} Al _{0.21} As	73 Å
InAs	97 Å
In _{0.79} Al _{0.21} As	2100 Å
In _y Al _{1-y} As ($0.51 \leq y \leq 0.79$)	4700 Å
InP (100)	

Рис. 1. Схематическое изображение образцов 1–3 (a) и 4 (b). (Квантовая яма выделена серым цветом).

(100) $\pm 0.1^\circ$ (фирма Wafer Technology LTD). Образцы 1–3 представляли собой двухсторонне δ -Si легированные НЕМТ-структуры, включающие в себя квантовую яму In_{0.53}Ga_{0.47}As, ограниченную барьерными слоями In_{0.52}Al_{0.48}As. Ширина спейсеров составляла 4.7 нм. Для сравнения исследовался также образец 4 — НЕМТ-структура с квантовой ямой из чистого InAs шириной $L = 97 \text{ Å}$ и спейсером/барьером In_{0.79}Al_{0.21}As шириной 7.3 нм, односторонне δ -легированный Si. На рис. 1 представлено схематическое изображение конструкции исследуемых структур. В табл. 1 приведены некоторые параметры образцов, а именно состав КЯ, концентрации двумерного электронного газа N_{SDH} и N_{Hall} , полученные из измерений эффектов ШдГ и Холла, и подвижности электронов μ_{Hall} , полученные из измерений эффекта Холла, при температуре 4.2 К.

Различие образцов состояло в конструкции квантовой ямы. При сохранении толщины квантовой ямы InGaAs базового образца 1 постоянной $L = 16.8 \text{ нм}$ в образцах 2 и 3 в середину квантовой ямы были введены нановставки InAs толщиной $d = 2$ и 3.4 нм соответственно. Остальные толщины, уровни легирования δ -Si слоев и

Таблица 1. Состав КЯ, ширина КЯ L , толщина d наноставки InAs в КЯ, концентрации двумерного электронного газа N_{SDH} (для каждой из подзон размерного квантования) и N_{Hall} , полученные из измерений эффектов ШдГ и Холла соответственно, и холловские подвижности электронов μ_{Hall} при температуре 4.2 К

№	КЯ	$L, \text{Å}$	$d, \text{Å}$	$N_{\text{SDH}}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$		$N_{\text{Hall}}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_{\text{Hall}}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
				нижняя подзона	верхняя подзона		
1	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	168	0	2.76	1.29	4.03	27600
2	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	168	20	2.30	0.75	2.99	26000
3	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	168	34	2.44	0.60	3.03	29500
4	InAs	97	—	1.29	—	1.30	28400

технологические режимы МЛЭ роста были одинаковые. Уровни легирования δ -слоев кремнием составляли $N_{\text{Si}}(\delta_2) = 0.88 \cdot 10^{12}$ и $N_{\text{Si}}(\delta_1) = 2.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Легирование было таким, что в образцах 1–3 электроны заполняли две подзоны размерного квантования, а в образце 4 — одну.

Толщины слоев определялись из параметров ростового процесса по калибровочным образцам. Слои InAlAs, InGaAs и InAs выращивались при соотношении потоков элементов V и III групп $\gamma_1 = P_{\text{As}}/(P_{\text{In}} + P_{\text{Al}}) = 72.5$, $\gamma_2 = P_{\text{As}}/(P_{\text{In}} + P_{\text{Ga}}) = 60.5$ и $\gamma_3 = P_{\text{As}}/P_{\text{In}} = 84$, где P — парциальные давления соответствующих элементов. Парциальные давления молекулярных потоков соответствующих элементов измерялись датчиком Альперта-Баиярда в зоне роста образцов в установке МЛЭ. Предварительный отжиг подложек InP для удаления естественного окисла перед эпитаксиальным ростом проводился при избыточном давлении мышьяка ($P_{\text{As}} = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$).

При этом температура подложки T_s доводилась до 520°C . Скорость повышения T_s , начиная от 480°C , составляла $3^\circ\text{C}/\text{мин}$. После достижения $T_s = 520^\circ\text{C}$ температура подложки понижалась до 500°C и начинался процесс роста буферного слоя InAlAs.

Все образцы для измерений электрофизических параметров были сделаны в виде двойных холловских мостиков с омическими контактами. Эффект Холла исследовался при температурах 4.2 К в магнитных полях до 6 Тл и при температурах 77 и 300 К в магнитных полях до 0.6 Тл. Эффект Шубникова–де Гааза исследовался при температуре 4.2 и 8.4 К в магнитных полях до 6 Тл. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, так же как и при исследовании эффекта Холла при 4.2 К. Во всех случаях измерения были осуществлены при двух противоположных направлениях вектора магнитной индукции для исключения влияния сопротивления образца.

Для исследования образцов электронной микроскопией стандартными методами были приготовлены поперечные срезы гетероструктур. После механического утончения образца до толщины 20–40 мкм следовало утончение пучком ионов Ar^+ в установке Gatan 691 PIPS (GATAN, USA) при ускоряющем напряжении 5 кэВ до образования отверстия. Окончательная полировка

осуществлялась ионами Ar^+ с понижением энергии до 0.1 кэВ. Исследование гетероструктур проводилось в просвечивающем растровом электронном микроскопе TITAN 80-300 (FEI, USA) с корректором абберации зонда в режимах светлого и темного поля. В последнем случае при сканировании образца использовался высокоугловой кольцевой детектор рассеянных электронов (HAADF). Ускоряющее напряжение составляло 300 кВ.

3. Результаты измерений и обсуждение

3.1. Просвечивающая электронная микроскопия

Образцы исследовались просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ). На рис. 2 представлены изображения образцов 1–3 в темном поле с малым увеличением. Как видно из рисунка, из-за большой разницы в составах слоев гетероструктур наблюдается сильный Z-контраст. Слои, содержащие более высокую концентрацию тяжелых элементов, а именно In, выглядят светлее. В нашем случае это слои InGaAs (покровный

Таблица 2. Состав и толщины слоев по данным ПЭМ

Образец	Состав слоя	$l_{\text{ПЭМ}}, \text{Å}$	Технологически заданные толщины, Å
1	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ QW	153 ± 12	168
	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47
2	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ } QW	66 ± 12	74
	InAs } QW	17 ± 12	20
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ } QW	68 ± 12	74
	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47
3	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ } QW	63 ± 12	67
	InAs } QW	32 ± 12	34
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ } QW	63 ± 12	67
	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer	47	47

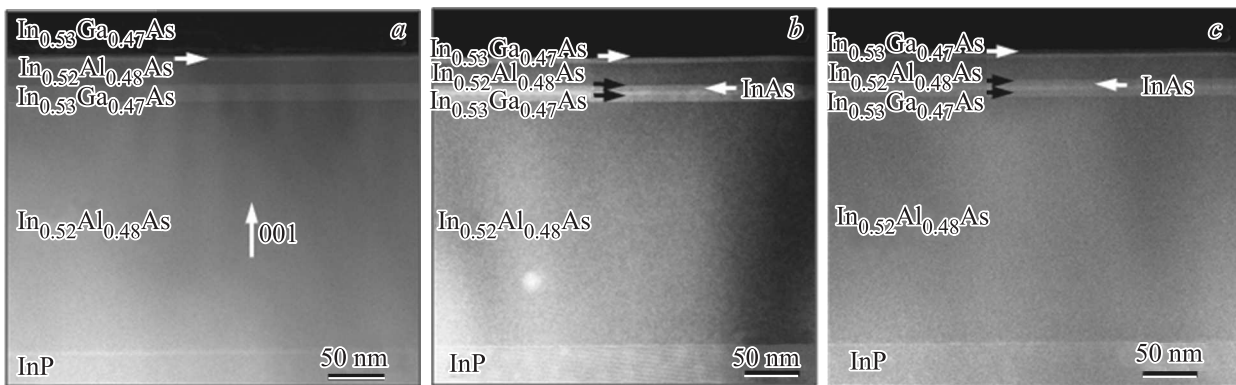


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поперечных срезов гетероструктур с малым увеличением в темном поле для образцов: *a* — 1, *b* — 2, *c* — 3.

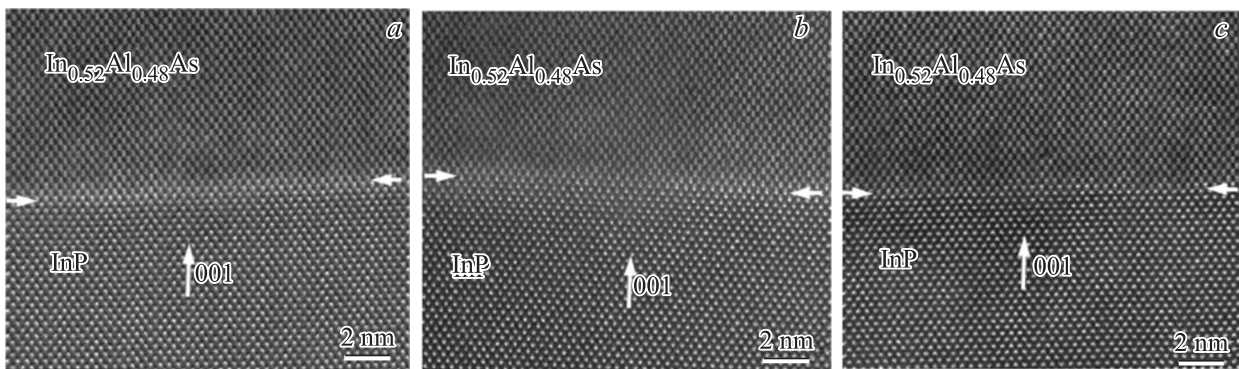


Рис. 3. Изображения границы раздела подложка/буферный слой, полученные в сканирующем режиме с использованием кольцевого детектора темного поля в образцах: *a* — 1, *b* — 2; *c* — 3. В образцах 1 и 2 на границе раздела виден светлый слой толщиной 0.25–0.5 нм с большей концентрацией In.

слой), квантовая яма InGaAs и вставки InAs. То же самое относится к контрасту в слоях InAlAs и InGaAs, в которых слой InGaAs выглядит светлее по сравнению со слоем InAlAs, из-за того что атомы Ga тяжелее атомов Al. Результаты электронно-дифракционных исследований показали, что все слои формируются на подложке InP эпитаксиально, куб на кубе:

$$(001)_{\text{InP}} \parallel (001)_{\text{InAlAs}} \parallel (001)_{\text{InGaAs}},$$

$$(110)_{\text{InP}} \parallel (110)_{\text{InAlAs}} \parallel (110)_{\text{InGaAs}}.$$

Изображения всех слоев получены с осью зоны $V = [110]$. Были выполнены измерения толщин слоев непосредственно по изображениям кристаллической решетки соответствующих слоев гетероструктур подсчетом количества кристаллических плоскостей. Результаты измерений толщин слоев активной области гетероструктур (КЯ и спейсер) представлены в табл. 2, где также представлены технологические толщины.

Как видно из табл. 2, измеренные значения толщин слоев КЯ и спейсера удовлетворительно согласуются с заданными технологическими толщинами. Однако наблюдается систематическое занижение реальной толщины слоев КЯ относительно технологически заданных.

На рис. 3 представлены изображения границ раздела подложка/буферный слой (InP/In_{0.52}Al_{0.48}As), полученные с высоким разрешением. Видно, что на границе раздела InP/InAlAs наблюдается тонкая светлая полоса, толщиной в 0.5–1 параметр элементарной ячейки. Эта полоса, по-видимому, связана с избыточной концентрацией индия. Этот эффект связывают с процессом отжига подложки InP перед МЛЭ ростом. Отжиг, в нашем случае, проводился при избыточном давлении мышьяка и в связи с этим фосфор, уходящий во время схода естественного окисла с поверхности InP в тонком приповерхностном слое, замещается мышьяком. Имея больший атомный вес, этот слой, обогащенный мышьяком, на ПЭМ картине выглядит светлее.

На рис. 4 представлены ПЭМ изображения квантовых ям для каждого образца, полученные в сканирующем режиме с использованием кольцевого детектора темного поля. Как видно из рисунка, границы раздела между слоями гетероструктуры также достаточно четкие и имеют такие же поперечные размеры шероховатости, как и на границе раздела подложка InP–буферный слой InAlAs, а именно $(0.5–1)d_{001}$, что составляет половину или целое межплоскостное расстояние (001) соответствующего слоя InAlAs или InGaAs. Эти наблюдаемые

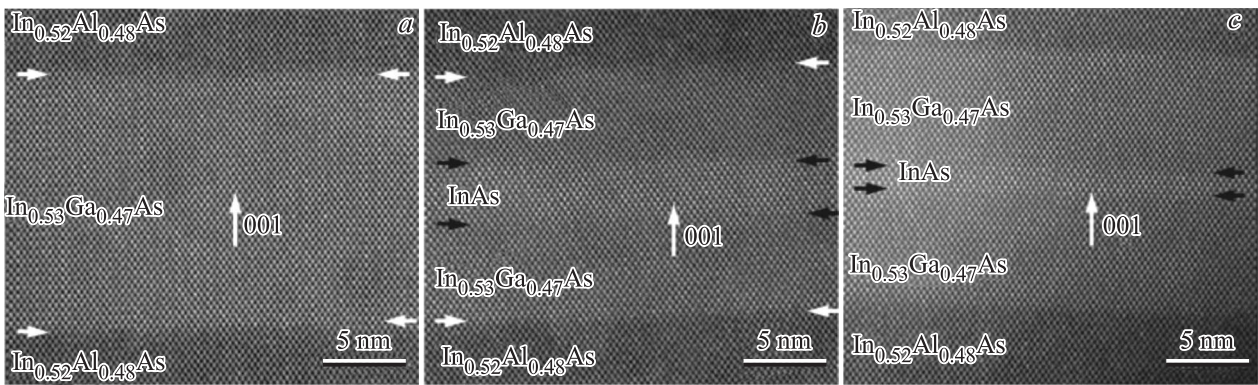


Рис. 4. Изображения квантовых ям, полученные в сканирующем режиме с использованием кольцевого детектора темного поля в образцах: *a* — 1; *b* — 2; *c* — 3.

шероховатости могут быть связаны с прерыванием роста или кратковременным колебанием потоков элементов после открывания и (или) закрывания заслонок молекулярных источников. Кроме этого, из рис. 4, *b* видно, что внутри КЯ присутствуют светлые полосы, соответствующие вставкам InAs. Их толщина хорошо коррелирует с заданными толщинами вставок InAs для этих двух образцов (18 и 32 Å соответственно для образцов 2 и 3). Область КЯ и границы раздела практически не содержат структурных дефектов.

3.2. Расчет зонной структуры и волновых функций электронов

Профиль дна зоны проводимости, уровни энергии и волновые функции электронов были найдены методом самосогласованного численного решения уравнения Шредингера и уравнения Пуассона в однозонном приближении эффективной массы при учете рассеяния на ионизированных примесях и межподзонных переходах. Решение уравнений осуществляется численно в приближении эффективной массы методом матрицы переноса [25–27]. В качестве примера на рис. 5 приведены рассчитанные профили дна зоны проводимости, волновые функции и уровни энергии (их два) в образцах 1 и 3. Как видно из рисунка, волновые функции электронов в образцах с центральной вставкой более локализованы в области вставки, по сравнению с образцом без центральной вставки InAs. Такая ситуация благоприятна для уменьшения рассеяния электронов на ионизированных примесях в δ -слое кремния, куда частично заходит волновая функция электрона.

3.3. Эффект Шубникова–де Гааза, определение эффективных масс

Амплитуда осцилляций магнетосопротивления возрастает при понижении температуры, что дает возможность определить эффективную массу электронов m^* . Отношение амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза

$A(T_1, B_n)$ и $A(T_2, B_n)$, определенных при температурах T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) для одного и того же значения магнитного поля $B = B_n$ (B_n — магнитное поле в точке экстремума осцилляционной зависимости сопротивления от магнит-

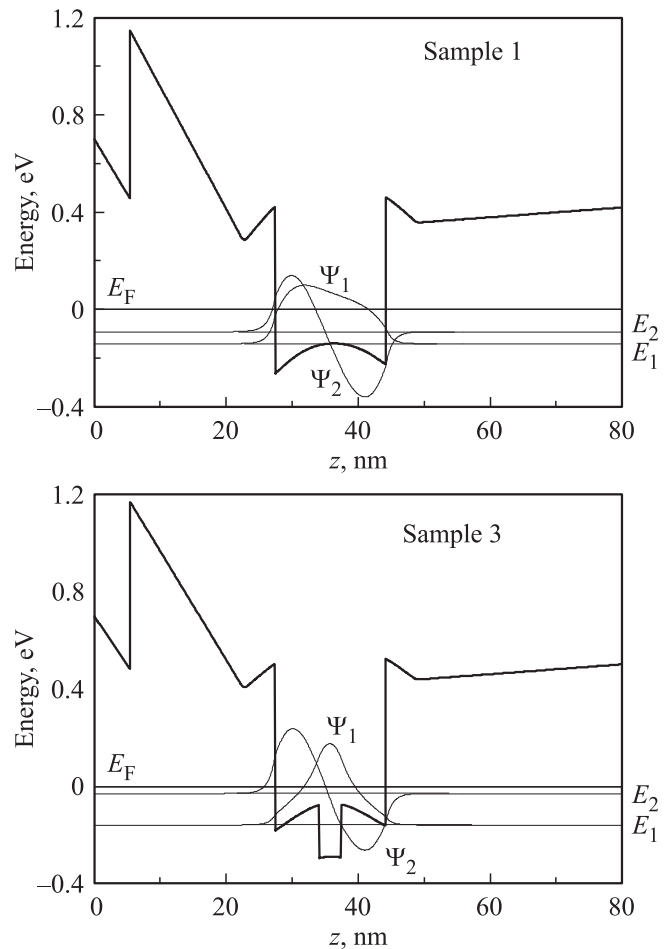


Рис. 5. Профиль дна зоны проводимости, уровни энергии E_1 и E_2 и волновые функции электронов ψ_1, ψ_2 образцов 1 и 3. Энергия отсчитывается от энергии Ферми E_F .

Таблица 3. Эффективные массы m^* двумерного электронного газа в каждой из подзон размерного квантования, полученные из измерений эффекта ШдГ

№	КЯ	m^*/m_0	
		нижняя подзона	верхняя подзона
1	In _{0.53} Ga _{0.47} As	0.059	0.060
2	In _{0.53} Ga _{0.47} As/InAs/In _{0.53} Ga _{0.47} As	0.050	0.051
3	In _{0.53} Ga _{0.47} As/InAs/In _{0.53} Ga _{0.47} As	0.048	0.049
4	InAs	0.043	—

ного поля), в случае независимости температуры Дингла от температуры равно [17]:

$$\frac{A(T_2)}{A(T_1)} = \frac{T_2}{T_1} \frac{\text{sh}\left(\frac{2\pi^2 k_B T_1}{\hbar \omega_c}\right)}{\text{sh}\left(\frac{2\pi^2 k_B T_2}{\hbar \omega_c}\right)}, \quad (1)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота, k_B — константа Больцмана. Выражение (1) справедливо при наличии только одной гармоники (частоты) осцилляций и является трансцендентным уравнением для определения m^* . Если взять две температуры $T_1 = 2T_2$, то выражение (1) значительно упрощается и эффективная масса находится

из уравнения

$$m^* = \frac{e\hbar B_n}{2\pi^2 k_B T_2} \text{Arch} \frac{A(T_2, B_n)}{A(T_1, B_n)}. \quad (2)$$

Таким образом, для определения эффективной массы электронов при наличии одной частоты осцилляций достаточно произвести измерения эффекта Шубникова–Гааза при двух температурах.

В исследованных в настоящей работе образцах заполнено две подзоны размерного квантования. Каждая подзона размерного квантования дает осцилляции со своим периодом, определяемым концентрацией электронов в подзоне. Это приводит к биениям и невозможности определения амплитуды осцилляций от электронов в каждой из подзон по формуле (2). В качестве примера на рис. 6 приведены осцилляции магнетосопротивления для двух образцов. Как видно из рисунка, осцилляции магнетосопротивления в образцах имеют более одной частоты. То, что их именно две, будет видно при построении фурье-спектра (см. далее рис. 8).

Для того чтобы определить в этих НЕМТ-структурах эффективные массы m^* электронов в каждой из подзон размерного квантования, осцилляции ШдГ (предварительно скомпенсированные и построенные в зависимости от обратного магнитного поля) были разделены на две одночастотные, соответствующие каждой из подзон. Для этого был реализован цифровой фильтр, использующий идею полосно-пропускающего фильтра [28]. На рис. 7, в качестве примера, приведены результаты разделения частот осцилляций, показанных на рис. 6.

В этом случае для моночастоты использование выражения (2) для каждого экстремума осцилляций позволяет получить значение эффективной массы отдельно для высокой частоты (нижняя подзона) и низкой частоты (верхняя подзона). В табл. 3 представлены полученные значения эффективных масс двумерных электронов для каждой из подзон размерного квантования. Отметим, что статистический разброс полученных для разных экстремумов значений m^* составляет менее 1%. Видно, что m^* убывают с увеличением среднего содержания In в КЯ за счет вставок. В верхней подзоне m^* несколько выше, чем в нижней. Это объясняется большим расстоянием от дна зоны проводимости верхней подзоны размерного квантования, а следовательно, большим отклонением закона дисперсии от квадратичного.

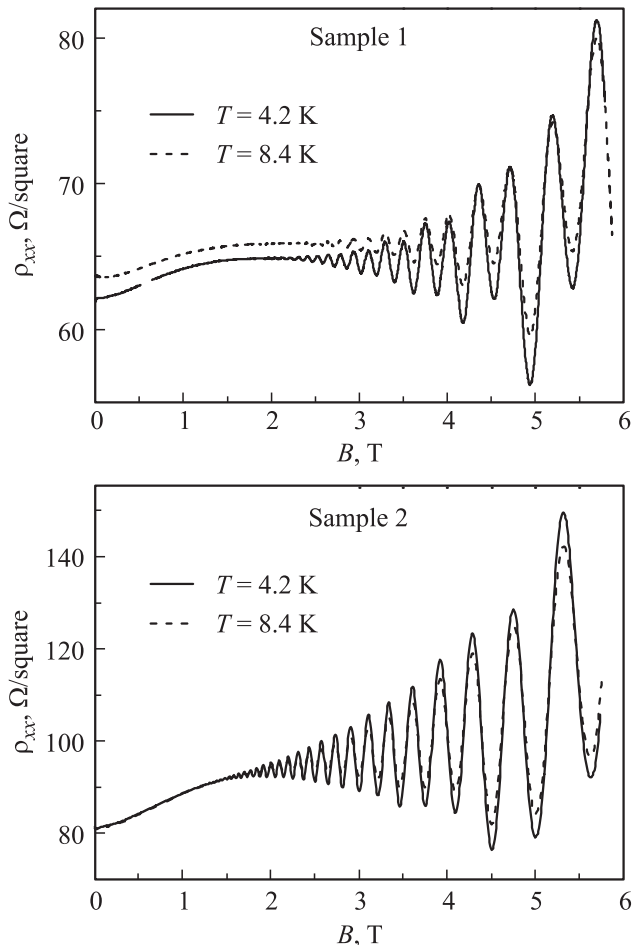


Рис. 6. Осцилляции ШдГ при 4.2 и 8.4 К для образцов 1 и 2.

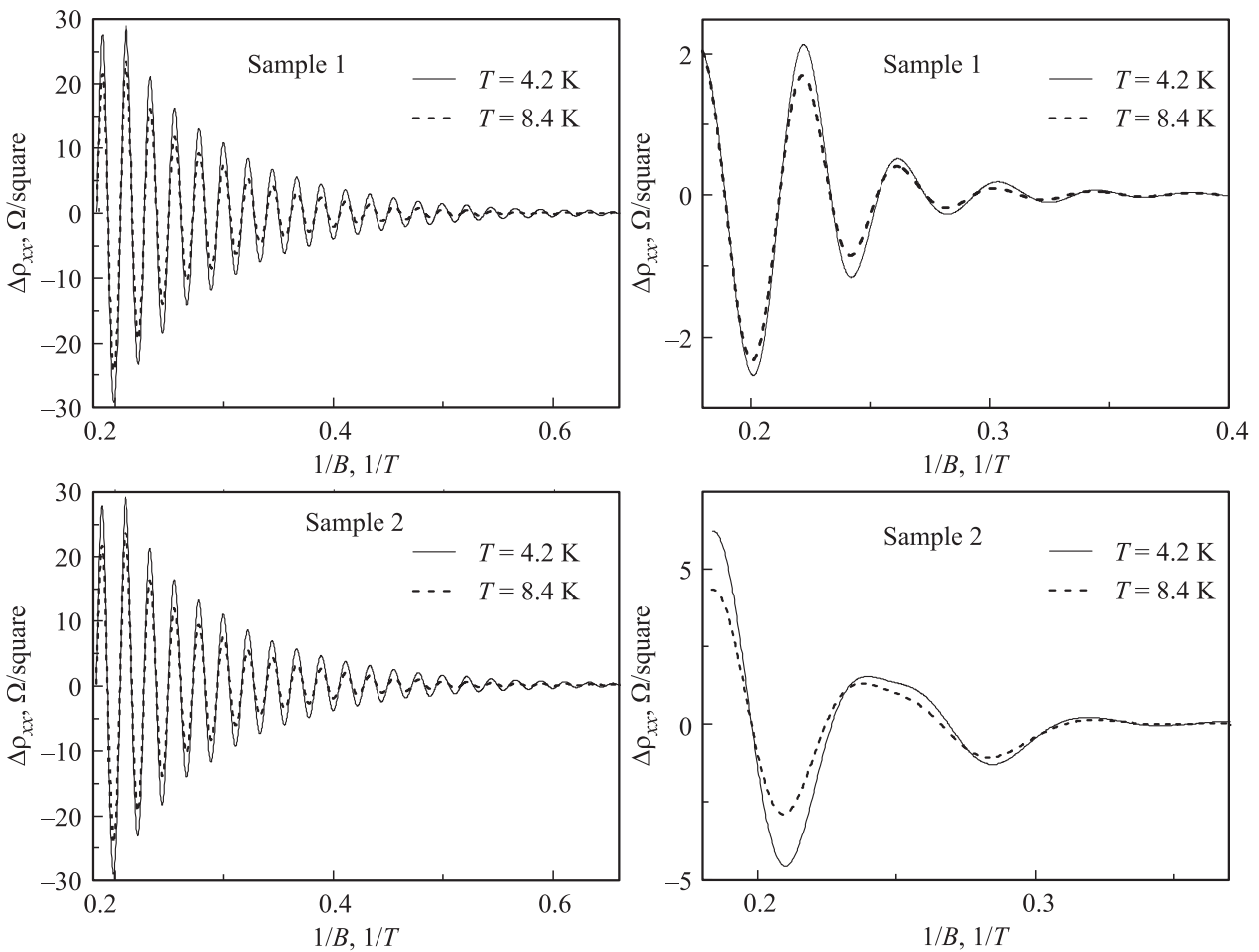


Рис. 7. Осцилляции магнетосопротивления, соответствующие каждой из подзон размерного квантования (нижней — слева, верхней — справа), для образцов 1 и 2.

3.4. Эффект Шубникова–де Гааза, определение транспортной и квантовой подвижностей

Осциллирующая в магнитном поле B часть плотности состояний электронов $\Delta g(E_F)$, нормированная на плотность состояний g_0 в нулевом магнитном поле, выражается формулой [17,29–31]

$$\frac{\Delta g(E_F)}{g_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{\pi n}{\mu_q B}} \times \cos\left(\frac{2\pi n(E_F - E_n)}{\hbar\omega_c} - \pi n\right) \frac{(2\pi^2 n k_B T / \hbar\omega_c)}{\text{sh}(2\pi^2 n k_B T / \hbar\omega_c)}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона,

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} = \frac{e}{m^* \int_0^{\pi} P(\theta) d\theta} \quad (4)$$

— квантовая подвижность электрона, учитывающая все акты рассеяния электрона, $P(\theta)$ — величина, пропор-

циональная вероятности рассеяния на угол θ . Учитывая взаимосвязь тензоров сопротивления и проводимости $\rho_{xx} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)$, можно получить выражения для компонент тензора проводимости

$$\sigma_{xx} = \frac{eN_{\text{sdH}}\mu_t}{1 + \mu_t^2 B^2} \left(1 + \frac{2\mu_t^2 B^2}{1 + \mu_t^2 B^2} \frac{\Delta g(E_F)}{g_0}\right), \quad (5)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{eN_{\text{sdH}}\mu_t^2 B}{1 + \mu_t^2 B^2} \left(1 - \frac{3\mu_t^2 B^2 + 1}{\mu_t^2 B^2 (1 + \mu_t^2 B^2)} \frac{\Delta g(E_F)}{g_0}\right), \quad (6)$$

где

$$\mu_t = \frac{e\tau_t}{m^*} = \frac{e}{m^* \int_0^{\pi} P(\theta)(1 - \cos\theta) d\theta}$$

— транспортная подвижность электронов при $B = 0$, учитывающая рассеяние на большие углы, N_{sdH} — концентрация двумерных электронов. Подзоны размерного квантования имеют различные концентрации носителей заряда, значит, количество частот осцилляций Шубникова–де Гааза совпадает с количеством подзон

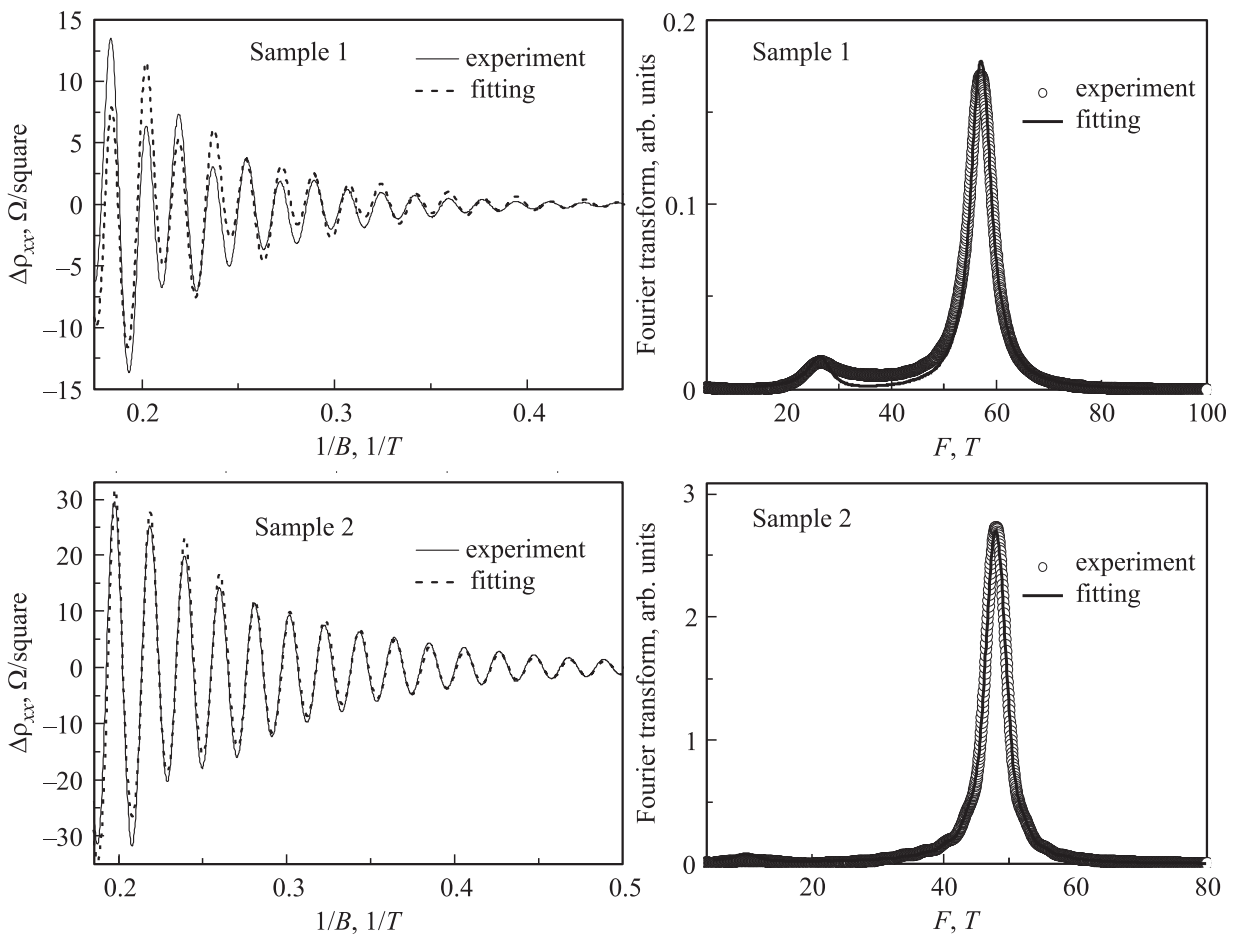


Рис. 8. Осцилляции ШдГ в обратном магнитном поле (сплошные линии — эксперимент, штриховые линии — восстановленные из подогнанного фурье-спектра) и фурье-преобразования осцилляций ШдГ (кружки — эксперимент, сплошная линия — подгонка) для образцов 1 и 2.

размерного квантования, заполненных электронами. Значения μ_q и μ_t находятся как подгоночные параметры в формулах (5), (6) при минимизации среднеквадратичного отклонения экспериментального фурье-преобразования осцилляций ШдГ. Квантовая подвижность μ_q всегда меньше или равна транспортной подвижности μ_t , так как электроны, рассеивающиеся под малыми углами, вносят небольшой вклад в транспортную подвижность. В качестве примера на рис. 8 приведены осцилляции магнетосопротивления в обратном магнитном поле для двух образцов, из фурье-преобразования (экспериментальные кривые показаны кружками) и теоретически подогнанные кривые (сплошные линии). Фурье-преобразования, построенным по подгонке транспортной и квантовой подвижностей, соответствуют осцилляции, построенные на графиках.

В табл. 4 приводятся полученные подгонкой значения транспортной μ_t и квантовой μ_q подвижностей электронов в каждой подзоне размерного квантования.

Из табл. 4 видно, что отношение μ_t/μ_q для всех образцов составляет порядка десяти, что свидетельствует о преобладании малоуглового рассеяния электро-

нов, характерного для рассеяния на ионизированных примесях. Кроме того, для всех образцов значение подвижности в нижней подзоне больше, чем в верхней, что связано с большим проникновением электронной волновой функции в легирующие δ -слои и большим рассеянием. Рассчитанные и холловские подвижности находятся в хорошем согласии. Обращает на себя внимание немонотонная зависимость от толщины вставки InAs

Таблица 4. Квантовая μ_q и транспортная μ_t подвижности электронов, полученные из эффекта ШдГ для каждой из подзон размерного квантования, и для сравнения холловские подвижности μ_{Hall} при температуре 4.2 К

Образец	$\mu_q, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$\mu_t, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$\mu_{Hall}, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
	нижняя подзона	верхняя подзона	нижняя подзона	верхняя подзона	
1	2200	2100	27600	24900	27600
2	3000	2200	28700	26800	26000
3	3100	1900	36200	30700	29500
4	2300	—	27600	—	28400

в КЯ или среднего содержания индия в КЯ. Среди всех исследованных образцов максимальная подвижность зафиксирована у структуры с толщиной вставки InAs $d = 3.4$ нм.

4. Заключение

В работе предложен и экспериментально реализован способ определения эффективной массы двумерных электронов в каждой из подзон размерного квантования КЯ путем измерения эффекта ШдГ при двух температурах (4.2 и 8.4 К) и последующего выделения монохроматических осцилляций, каждая из которых соответствует одной подзоне размерного квантования. Исследованы структуры с КЯ $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ ($x = 0.53, y = 0.52$ и $x = 1, y = 0.79$) с нановставкой InAs в центр КЯ различной толщины. Введение вставок InAs в КЯ приводит к уменьшению эффективной массы m^* . Кроме того, по эффекту ШдГ мы определили квантовую и транспортную подвижности двумерных электронов в каждой из подзон размерного квантования. Установлено, что эффективная масса электронов уменьшается с ростом толщины d вставки InAs в квантовую яму $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, а подвижности возрастают. Максимальная подвижность наблюдается при толщине вставки $d = 3.4$ нм. Установлено, что преобладающий тип рассеяния электронов при низких температурах — рассеяние на ионизированных примесях.

Авторы выражают благодарность А.Л. Васильеву за помощь в проведении ПЭМ измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 14-07-31108.

Список литературы

- [1] H. Zhao, Y-T. Chen, J.H. Yum, Y. Wang, F. Zhou, F. Xue, J.C. Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 102101 (2010).
- [2] Jesus A. del Alamo. *Nature*, **479**, 317 (2011).
- [3] X. Wallart, B. Pinsard, F. Mollot. *J. Appl. Phys.*, **97**, 053706 (2005).
- [4] Dae-Hyun Kim, Jesus A. del Alamo. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **31**, 806 (2010).
- [5] Dong-Wan Roh, H.G. Lee, D.W. Lee. *J. Cryst. Growth*, **167**, 468 (1996).
- [6] G.B. Galiev, I.S. Vasil'evskii, E.A. Klimov, V.G. Mokerov, A.A. Cherechukin. *Semiconductors*, **40**, (12), 1445 (2006).
- [7] K. Požela, A. Šilenas, J. Požela, V. Juciene, G.B. Galiev, I.S. Vasil'evskii, E.A. Klimov. *Appl. Phys. A*, **109**, (1), 233 (2012).
- [8] V.A. Kulbachinskii, N.A. Yuzeeva, G.B. Galiev, E.A. Klimov, I.S. Vasil'evskii, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 035021 (2012).
- [9] J. Požela, K. Požela, V. Juciene, A. Shkolnic. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014025 (2011).
- [10] Theodore Zhu, Herbert Goronkin, George N. Maracas, Ravi Droopad, Michail A. Stroschio. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (17), 2141 (1992).
- [11] D. Xu, H.G. Heiss, S.A. Kraus, M. Sexl, G. Bohm, G. Trankle, G. Weimann, G. Abstreiter. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **45** (1), 21 (1998).
- [12] T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, Y. Ishii. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **13** (6), 325 (1992).
- [13] M. Sexl, G. Bohm, D. Xu, H. Heib, S. Kraus, G. Trankle, G. Weimann. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 915 (1997).
- [14] S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknoune, T. Parenty, H. Happy, A. Cappy. *Ann. Telecommun.*, **56**, (1–2), 15 (2001).
- [15] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).
- [16] S. Ahmed, K.D. Holland, N. Paydavosi, C.M.S. Rogers, A.U. Alam, N. Neophytou, D. Kienle, M. Vaidyanathan. *IEEE Trans. Nanotechn.*, **11**, 1160 (2012).
- [17] D. Shoenberg. *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge University Press, Cambridge, 1984) [Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986)].
- [18] T.W. Kim, D.U. Lee, D.C. Choo, M. Jung, K.H. Yoo, M.S. Song, T. Yeo, G. Comanescu, B.D. McCombe, M.D. Kim. *J. Appl. Phys.*, **89**, 2649 (2001).
- [19] P.T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, A.S. Sachrajda. *Surf. Sci.*, **361/362**, 560 (1996).
- [20] C. Diaz-Paniagua, M.A. Hidalgo, A.F. Brana, A. Urbina, F. Batallan, S. Fernandez de Avila, F. Gonzalez-Sanz. *Sol. St. Commun.*, **109**, 785 (1999).
- [21] T.W. Kim, M. Jung. *Sol. St. Commun.*, **111**, 89 (1999).
- [22] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, K. Arai. *J. Electron. Mater.*, **25**, 745 (1996).
- [23] Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Р.А. Хабибуллин, В.А. Кульбачинский, Н.А. Юзеева. *ФТП*, **46**, 500 (2012).
- [24] V.A. Kulbachinskii, N.A. Yuzeeva, G.B. Galiev, E.A. Klimov, I.S. Vasil'evskii, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 035021 (2012).
- [25] B. Jonsson, S.T. Eng. *J. Quant. Electron.*, **26**, 2025 (1990).
- [26] Ch. Jirauschek. *IEEE J. Quant. Electron.*, **45**, 1059 (2009).
- [27] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кыгин, А.С. Бугаев, А.П. Сеничкин. *ЖЭТФ*, **110**, 1517 (1996).
- [28] J.F. Kaiser, W.A. Reed. *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 1103 (1978).
- [29] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982).
- [30] A. Ishihara, L. Smrckha. *J. Phys. C*, **19**, 6777 (1986).
- [31] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **44**, 3793 (1991).

Редактор А.Н. Смирнов

Experimental determination of effective masses and electron mobilities in every subband of the demensional quantization in a quantum well $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with InAs inserts

V.A. Kulbachinskii*•, L.N. Oveshnikov*, R.A. Lunin*,
N.A. Yuzeeva⁺, G.B. Galiev⁺, E.A. Klimov⁺,
P.P. Maltsev⁺

* M.V. Lomonosov Moscow State University,
119991 Moscow, Russia

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

• Moscow Engineering Physics Institute
(MEPhI)–National Nuclear Research University,
115409 Moscow, Russia

Abstract With help of molecular beam epitaxy (MBE) we synthesized HEMT structures with quantum well $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ delta-Si doped from the both sides on InP substrates with two filled by electrons subbands. We investigated the influence of the central InAs nanoinsert to the quantum well on the electron effective mass m^* and mobility in the every dimensionally quantized subband. For the experimental determination of the m^* , quantum μ_q and transport μ_t mobilities of the two-dimensional electron gas in the every of the subband Shubnikov–de Haas (SdH) effect was investigated at two temperatures 4.2 and 8.4 K. The frequency of the SdH effect oscillation from the every subband were separated and using temperature dependence of the amplitude for the every frequency the electron effective masses were determined in the every subband separately. Quantum μ_q and transport μ_t mobilities were determined by fitting the Fourier-spectra of the SdH oscillations in the every subbands. We found that the electron effective mass m^* decreases with increasing of the thickness d of the InAs nanoinsert in the center of the quantum well $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, and mobilities increase. The maximal electron mobility was observed with the thickness $d = 3.4$ nm.