

Замороженная фотопроводимость и подвижности электронов в структурах с квантовой ямой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$

© В.А. Кульбачинский^{*†}, Р.А. Лунин^{*}, Н.А. Юзева^{*•}, И.С. Васильевский⁺, Г.Б. Галиев^{*}, Е.А. Климов[•]

^{*} Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, кафедра физики низких температур и сверхпроводимости,
119991 ГСП-1, Москва, Россия

⁺ Национальный ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

[•] Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

(Получена 8 октября 2012 г. Принята к печати 20 октября 2012 г.)

Исследовано влияние ширины квантовой ямы L и легирования на зонную структуру, рассеяние и подвижность электронов в наногетероструктурах с изоморфной квантовой ямой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, выращенных на подложках InP. Из данных по эффекту Шубникова–де-Гааза получены квантовые и транспортные подвижности электронов в подзонах размерного квантования. Рассчитаны подвижности электронов в подзонах размерного квантования при рассеянии на ионизированных примесях с учетом межподзонных переходов. Показано, что рассеяние на ионизированных примесях в исследуемых образцах является доминирующим. При температурах ниже 170 К обнаружена замороженная фотопроводимость, обусловленная пространственным разделением фотовозбужденных носителей заряда.

1. Введение

В последнее время наблюдается интенсивное развитие научных исследований и промышленного освоения сверхвысокочастотных (СВЧ) приборов на основе наногетероструктур InAlAs/InGaAs на подложках InP. Это объясняется теми преимуществами, которые дает использование таких структур в СВЧ устройствах, требующих высоких частотных и низких шумовых параметров [1,2]. Возможность повышения содержания InAs в слое InGaAs до 70% и даже выше позволяет не только поднять подвижность и концентрацию электронного газа в канале, но и значительно увеличить дрейфовую скорость электронов. Это делает наногетероструктурные приборы на InP самыми быстрыми из известных на сегодняшний день.

Предельная частота усиления по току и коэффициент шума НЕМТ (High Electron Mobility Transistor — транзистор с высокой подвижностью электронов) зависят как от геометрических параметров прибора (ширины затвора, расстояния от затвора до канала), так и от параметров двумерного электронного газа (подвижности и концентрации носителей заряда). Высокая предельная частота и низкий коэффициент шума достигаются преимущественно в НЕМТ на InAlAs/InGaAs гетероструктурах, так как электроны в них имеют меньшую эффективную массу, существует больший разрыв зоны проводимости и большее пространственное разделение Γ и L долин по сравнению с другими гетероструктурами. InAlAs/InGaAs НЕМТ могут изготавливаться как на подложках GaAs: псевдоморфные (pseudomorphic НЕМТ, или РНЕМТ) и метаморфные (metamorphic НЕМТ, или МНЕМТ), так и на подложках InP: согласованные по параметру

решетки (isomorphic) и псевдоморфные. На подложках InP возможно создать структуры с согласованными с подложкой параметрами решетки для слоев $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Это достигается при составах слоев со значениями $y = 0.52$ и $x = 0.53$. Отсутствие напряжения между слоями снимает ограничения на толщину выращиваемых слоев в таких НЕМТ структурах [3].

В работе [4] представлены результаты исследования электрофизических параметров: концентрации и подвижности μ двумерных электронов, а также приборные характеристики решеточно-согласованных наногетероструктур типа InAlAs/InGaAs/InAlAs, выращенных на подложках InP. При этом характеристики наногетероструктур исследовались в широком диапазоне изменений таких параметров, как толщина спейсерного слоя d_{sp} (от 2 до 10 нм) и ширина квантовой ямы L (от 20 до 80 нм). В работе [5] для отработки технологии создания СВЧ транзисторов использованы наногетероструктуры на InP с изоморфным каналом $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ с $L = 20$ нм и $d_{sp} = 2$ нм.

Дальнейшее развитие наногетероструктуры на InP получили при использовании псевдоморфного канала. Так, авторы [6] исследовали наногетероструктуры РНЕМТ с составом канала $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$, толщиной от 20 до 35 нм. Канал был окружен барьерным и буферным слоем состава $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, т.е. этот состав был решеточно согласован с подложкой InP. Было выяснено, что μ , оставаясь постоянной и равной $\mu \approx 11120 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $L = 20$ нм, при дальнейшем увеличении L начинает уменьшаться.

Увеличения подвижности электронов, а следовательно, и диапазона частот СВЧ транзисторов при применении подложек InP можно достичь, используя псевдоморфный канал InGaAs, где мольная доля In в канале больше 0.52. Так, в [7] исследованы структуры с мольной

[†] E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

долей In от 0.53 до 0.80, а в [8] — от 0.53 до 0.74. При этом толщина канала составляла 10–12 нм.

Для увеличения частоты СВЧ транзисторов необходимо уменьшать длину затвора, а для снижения при этом короткоканальных эффектов — уменьшать ширину квантовой ямы и приближать ее к поверхности наногетероструктуры. Уменьшение ширины квантовой ямы приводит, в свою очередь, к увеличению энергетического зазора между подзонами размерного квантования и к изменениям в условиях рассеяния электронов. Таким образом, задача создания транзисторной наногетероструктуры на основе гетеросистемы, совместимой с InP, вовлекает такие параметры, как ширину КЯ, уровень легирования и концентрацию электронов.

Однако работ, где комплексно бы изучались электрофизические параметры НЕМТ структур на подложках InP, на наш взгляд, недостаточно. В частности, в литературе мало работ, где с помощью измерений эффекта Шубникова–де-Гааза были бы более детально исследованы электронные транспортные свойства структур НЕМТ на подложках InP типа $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, где квантовая яма $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ является изоморфной.

Цель данной работы — детальное исследование изменения зонной структуры, условий рассеяния электронов в изоморфных структурах НЕМТ на подложках InP при изменении ширины квантовой ямы InGaAs, уровня легирования, а также под действием освещения с использованием эффекта Шубникова–де-Гааза при температурах жидкого гелия.

2. Образцы и методы исследований

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP с ориентацией (100). Образцы представляли собой однослойные δ -легированные кремнием наногетероструктуры типа $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$ с различной шириной L квантовой ямы. При этом в образцах квантовая яма, образованная слоем $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, как и все остальные слои $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ НЕМТ-структур, была согласована по параметру решетки с InP. На рис. 1 представлено схематическое изображение поперечного сечения исследованных образцов, а некоторые параметры представлены в табл. 1.

Таблица 1. Технологические параметры образцов

№ образца	L , нм	d_{sp} , нм	$N(\text{Si})$, 10^{12} см^{-2}	d_b , нм
773	26	4.3	6.3	13.5
783	18.5	4.3	4.9	13.5
786	16	6.0	2.1	29
802	14.5	6.0	1.6	29

Примечание. L — ширина квантовой ямы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, d_{sp} — толщина спейсерного слоя, $N(\text{Si})$ — концентрация внедренного в δ -слой кремния, d_b — толщина барьерного слоя.

$i\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (cap, d_{cap})
$i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (barrier, d_b)
$\delta\text{-Si}$
$i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (spacer, d_{sp})
$i\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (QW, L)
$i\text{-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (buffer, $d = 0.24 \mu\text{m}$)
(100) InP (substrate)

Рис. 1. Схематическое изображение структуры образцов.

В выращенных образцах изменялись толщина квантовой ямы L , спейсерного слоя d_{sp} и барьерного слоя d_b , а толщина буферного слоя для всех образцов была одинаковой и составляла 0.24 мкм. Образцы также отличались уровнем легирования кремнием δ -слоя. Изменение уровня легирования в разных образцах выбиралось из тех соображений, что при уменьшении ширины квантовой ямы верхняя подзона размерного квантования приобретает большую энергию и волновые функции электронов сильнее проникают в барьер InAlAs, тем самым увеличивая рассеяние электронов верхней подзоны на расположенных там удаленных ионизированных атомах Si. Из тех же соображений в образцах с наиболее узкой квантовой ямой толщина спейсера была несколько увеличена (образцы 786 и 802).

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 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 влияния освещения на электрофизические параметры образцов при измерении температурной зависимости удельного сопротивления и эффекта Шубникова–де-Гааза использовался светодиод с длиной волны излучения 668 нм, помещенный непосредственно над образцом. Релаксация фотопроводимости измерялась при температуре 4.2 К.

3. Результаты измерений и их обсуждение

3.1. Температурные зависимости сопротивления

Температурные зависимости удельного сопротивления в интервале от $T = 300 \text{ К}$ до $T = 4.2 \text{ К}$ представлены

Таблица 2. Концентрации N_{Hall} и подвижностей μ_{Hall} , полученные из эффекта Холла, и N_{SDH} из эффекта Шубникова–де-Гааза в двух подзонах (за исключением образца 802)

№ образца	$N_{\text{SDH}}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$N_{\text{Hall}}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (в темноте)			$\mu_{\text{Hall}}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (в темноте)			$\mu_{\text{Hall}}, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (при освещении)
		300 К	77 К	4.2 К	300 К	77 К	4.2 К	4.2 К
773	2.5(0.71)	3.13	3.12	3.25	11900	36100	40600	41000
783	2.0(0.59)	2.51	2.50	2.60	11800	38900	45800	46900
786	1.67(0.26)	2.10	2.07	1.95	12100	41900	53500	60000
802	1.55	1.57	1.55	1.56	10400	37000	45200	52400

Примечание. Значения N_{SDH} без скобок относятся к 1-й подзоне, в скобках — ко 2-й подзоне.

на рис. 2. Все образцы демонстрируют зависимости, характерные для вырожденного электронного газа.

При температуре жидкого гелия во всех образцах наблюдается замороженная положительная фотопрово-

димость, которая плавно исчезает при $T > 170 \text{ К}$. На рис. 3 приведены температурные зависимости сопротивления для образцов 783 и 802 в темноте и после освещения при 4.2 К до насыщения сопротивления. После освещения образец медленно отогревался до комнатной температуры.

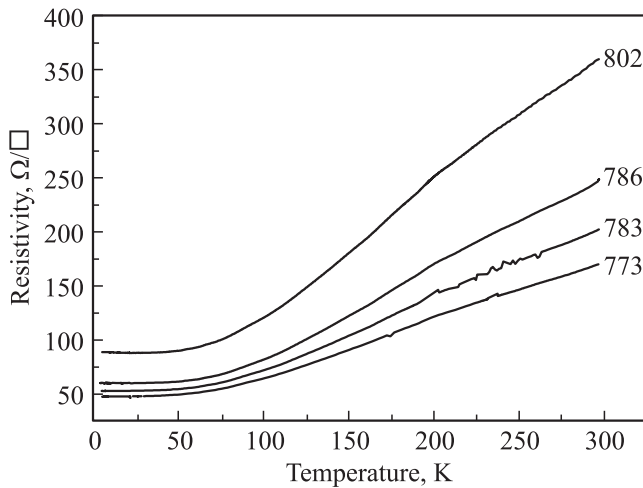


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления.

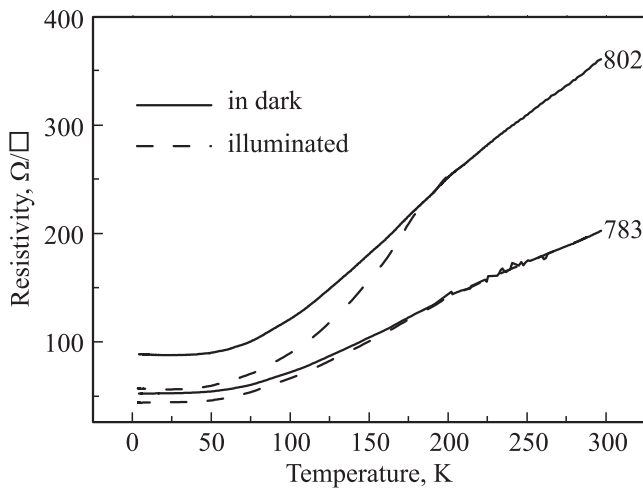


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления на квадрат для образцов 783 и 802 в темноте (сплошные линии) и при освещении светом с длиной волны 668 нм (штриховые линии).

3.2. Эффект Шубникова–де-Гааза

Во всех образцах при температурах жидкого гелия наблюдался эффект Шубникова–де-Гааза. Для всех образцов, кроме образца 802, в осцилляциях наблюдалось две частоты, соответствующие двум заполненным подзонам размерного квантования. В качестве примера на рис. 4 приведены осцилляции магнетосопротивления для двух образцов и их фурье-спектры. В табл. 2 представлены значения концентрации и подвижности электронов, полученные из измерений эффекта Холла (N_{Hall} и μ_{Hall} соответственно), а также значения концентраций электронов в двух подзонах, определенные по эффекту Шубникова–де-Гааза (N_{SDH} , в скобках для второй подзоны). Как видно из этих данных, холловская концентрация хорошо согласуется с суммарной концентрацией в двух подзонах, определенной по эффекту Шубникова–де-Гааза. Это свидетельствует об отсутствии параллельной проводимости по δ -слою. Процедура определения концентраций электронов в подзонах размерного квантования была описана в [9,10]. Следует заметить, что для всех образцов, за исключением образца 802, заполнены две подзоны размерного квантования и наблюдаются две частоты в осцилляциях (рис. 4). Наибольшая холловская подвижность электронов наблюдалась в образце 786.

Освещение образцов при гелиевой температуре приводит к увеличению концентрации электронов в подзонах размерного квантования. В качестве примера на рис. 5 приведены осцилляции Шубникова–де-Гааза в темноте и при освещении для образца 786. Отметим, что освещение при $T = 4.2 \text{ К}$ увеличивает не только концентрацию электронов, но и их холловскую подвижность, как это видно из табл. 2.

Анализ зависимости амплитуды осцилляций от магнитного поля и температуры дает возможность опреде-

Таблица 3. Концентрации электронов n_i в первой n_1 и второй n_2 подзонах размерного квантования, квантовая μ_q и транспортная μ_n подвижности, полученные из эффекта Шубникова–де-Гааза как в темноте, так и при освещении при 4.2 К

№ образца	№ подзоны	$n_i, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в темноте	$n_i, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при освещении	$\mu_q, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$\mu_n, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
				в темноте	при освещении	в темноте	при освещении
773	2	0.70	0.74	8300	—	21000	—
	1	2.49	2.50	4300	—	23000	—
783	2	0.59	0.7	4400	5000	25000	32000
	1	2.00	2.20	2200	3500	28000	35000
786	2	0.26	0.53	3200	5200	30000	36000
	1	1.67	1.87	3200	5100	35000	44000
802	1	1.55	2.08	2100	2700	22000	40000

лить квантовую μ_q и транспортную μ_n подвижности двумерных электронов в каждой из подзон. Варьируя μ_q и μ_n в каждой подзоне, можно подогнать экспериментально

наблюдаемые зависимости сопротивления от магнитного поля и, следовательно, фурье-преобразования по формулам

$$\sigma_{xx} = \frac{en_s\mu_n}{1 + \mu_n^2 B^2} \left[1 + \frac{2\mu_n^2 B^2}{1 + \mu_n^2 B^2} \frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} \right], \quad (1)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{en_s\mu_n^2 B}{1 + \mu_n^2 B^2} \left[1 - \frac{3\mu_n^2 B^2 + 1}{\mu_n^2 B^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} \frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi s}{\mu_q B}\right) \times \cos\left[\frac{2\pi s(E_F - E_i)}{\hbar\omega_c} - s\pi\right] \frac{(2\pi^2 s k_B T / \hbar\omega_c)}{\text{sh}(2\pi^2 s k_B T / \hbar\omega_c)}, \quad (3)$$

где e — модуль заряда электрона, $\mu_n = e\tau_n/m$ — транспортная подвижность электронов при $B = 0$, $\mu_q = e\tau_q/m$ — квантовая подвижность, τ_n и τ_q — транспортное и квантовое времена релаксации, $\Delta g(\epsilon_F)$ — осцилляционная часть плотности состояний на уровне Ферми, g_0 — плотность состояний в отсутствие магнитного поля, E_i — энергия дна i -й подзоны.

Результаты подгонки показаны на рис. 5, b сплошной линией. Подгонка производилась по методу поисковой оптимизации, описанному в работе [11]. Этот метод позволяет минимизировать функцию многих переменных (до 20) и обладает высокой скоростью сходимости. Процесс поиска подвижностей сходится устойчиво, так как μ_q и μ_n ответственны за разные параметры осцилляций: μ_q в основном характеризует затухание в обратном магнитном поле, μ_n — их амплитуду. В табл. 3 показаны значения квантовой и транспортной подвижностей носителей заряда для каждой из подзон как в темноте, так и при освещении. Освещение увеличивает концентрацию электронов. Также возрастают электронные подвижности, поскольку при этом улучшается экранирование рассеивающих центров. Полученные величины хорошо согласуются с экспериментальными. Величи-

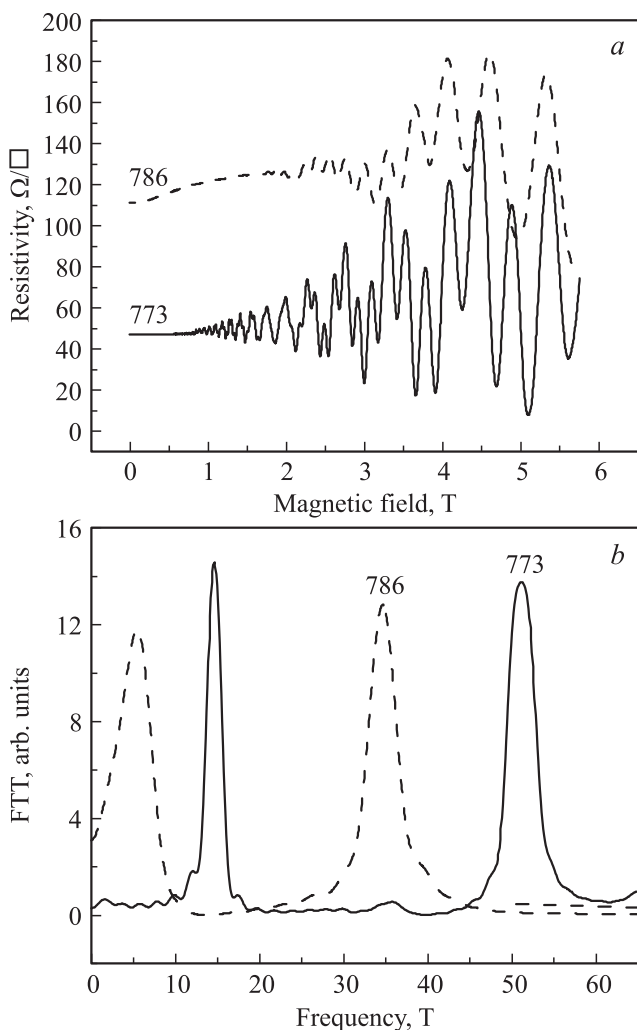


Рис. 4. a — осцилляции магнетосопротивления образцов 773 (сплошная линия) и 786 (штриховая линия) и b — их фурье-спектры. Наблюдается две частоты от двух заполненных подзон размерного квантования.

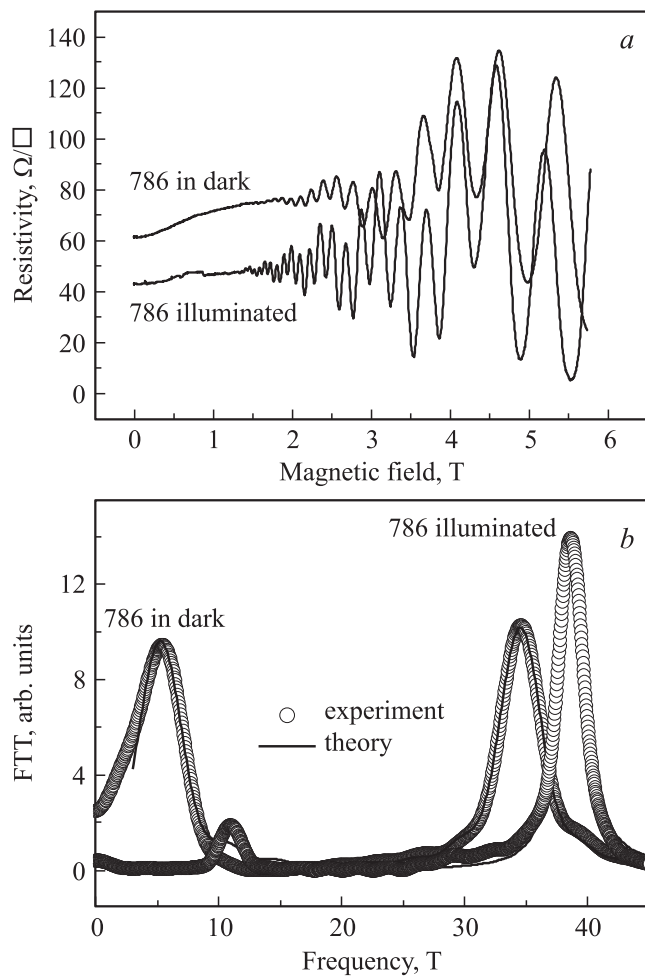


Рис. 5. *a* — эффект Шубникова–де-Гааза и *b* — преобразование Фурье для образца 786 в темноте и под освещением.

на μ_n несколько меньше экспериментальной холловской подвижности электронов, что связано с ограниченной точностью метода определения подвижностей.

3.3. Расчет зонной диаграммы структур

Методом самосогласованного решения уравнения Шредингера и уравнения Пуассона в однозонном приближении эффективной массы при температуре 4.2 К были получены профиль дна зоны проводимости, уровни энергии и волновые функции электронов [9,10].

Волновые функции $\psi_n(z)$ и энергии E_n носителей заряда определялись из одномерного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Одномерное уравнение Шредингера было решено, используя метод матрицы переноса [12]. Потенциальная энергия $U(z)$ есть сумма разрыва потенциальной энергии дна зоны проводимости $U_c(z)$, электростатического потенциала $U_H(z)$ (потенциала Хартри) и обменно-корреляционного потенциала $U_{xc}(z)$. $U_c(z) = 490$ мэВ для $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и $U_c(z) = 0$ мэВ в яме $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [13–16]. Эффективная масса электрона в $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ принималась рав-

ной $0.075m_0$, а в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ $0.041m_0$, где m_0 — масса свободного электрона [14–16]. Электростатический потенциал определялся из уравнения Пуассона. Разность диэлектрических постоянных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ приводит к возникновению потенциала изображения. Тем не менее разность диэлектрических постоянных составляет не более 10%, поэтому мы не учитываем вклад этого эффекта в потенциальную энергию.

Результат вычислений представлен на рис. 5 для образцов 773 и 786 в темноте и для образца 786 при освещении.

3.4. Релаксация фотопроводимости

Как отмечалось ранее, во всех образцах при низких температурах наблюдается положительная замороженная фотопроводимость (см. рис. 3). После выключения света проводимость релаксировала к исходному значению — уменьшалась. При 4.2 К в образцах была исследована кинетика релаксации фотопроводимости. В качестве примера на рис. 7 представлен график зависимости проводимости от времени для образца 786. Эта зависимость в начальный период релаксации хорошо аппроксимируется по формуле $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)$ [17–20]. Параметр τ составляет десятки секунд и уменьшается с ростом температуры. Такая зависимость соответствует пространственному разделению фотовозбужденных носителей заряда. При этом фотогенерированные электроны скапливаются в квантовой яме, а дырки уходят в подложку и к поверхности. Последнее обстоятельство приводит к понижению поверхностного потенциала под действием освещения (см. рис. 6, *c*). Дырки, уходящие в подложку, приводят к частичному распрямлению зоны проводимости между квантовой ямой и подложкой.

3.5. Расчет подвижности электронов, обусловленной рассеянием на ионизированных примесях, при нескольких заполненных подзонах

Транспортная μ_n и квантовая μ_q подвижности могут быть получены, используя кинетическое уравнение и описание примесного рассеяния в борновском приближении. Теория рассеяния в случае нескольких заполненных подзон была разработана в [21]. Далее мы описываем процедуру расчета транспортных времен релаксации τ_n (и, следовательно, μ_n), а также квантовых времен релаксации τ_q (и, следовательно, μ_q) в подзонах при рассеянии электронов на ионизированных примесях с учетом межподзонных переходов.

Когда несколько подзон размерного квантования заполнены, τ_i определяется системой линейных уравнений

$$P_n(E)\tau_n(E) - \sum_{n \neq n'} P_{nn'}(E)\tau_{n'}(E) = 1, \quad (4)$$

где коэффициенты $P_n(E)$ суть вероятности соответствующих межзонных переходов:

$$P_n(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^3} \int_0^\pi d\varphi (1 - \cos\varphi) |\tilde{V}_{nm}(q)|^2 + \frac{m^*}{\pi\hbar^3} \sum_{n \neq n'} \theta(E - E_{n'}) \int_0^\pi d\varphi |\tilde{V}_{nn'}(q')|^2, \quad (5)$$

$$P_{nn'}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^3} \theta(E - E_{n'}) \left(\frac{E - E_{n'}}{E - E_n} \right)^{\frac{1}{2}} \times \int_0^\pi d\varphi \cos\varphi |\tilde{V}_{nn'}(q')|^2, \quad (6)$$

где

$$q = 2k(1 - \cos\varphi)^{\frac{1}{2}}, \quad q' = (k^2 - 2kk'\cos\varphi + k'^2)^{\frac{1}{2}},$$

$$k = \left[\frac{2m^*(E - E_n)}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad k' = \left[\frac{2m^*(E - E_{n'})}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

и $\theta(x)$ — функция Хевисайда.

В эффективном рассеивающем потенциале учитывается распределение ионизированных примесей:

$$|\tilde{V}_{nn'}(q)|^2 = \int dz_i N(z_i) |\tilde{V}_{nn'}(q, z_i)|^2, \quad (7)$$

где $N(z_i)$ — трехмерная плотность примесей в точке z_i . Так как заряженные примеси экранируются свободными электронами всех заполненных подзон, матричный элемент неэкранированного кулоновского потенциала

$$V_{ll'}(q, z_i) = \frac{e^2}{2\epsilon\epsilon_0q} \int \psi_l(z) \exp(-q|z - z_i|) \psi_{l'}(z) dz$$

связан с экранирующим потенциалом $\tilde{V}_{nn'}(q, z_i)$ через диэлектрическую функцию

$$\tilde{V}_{nn'}(q, z_i) = \sum_{ll'} \epsilon_{nn', ll'}^{-1}(q) V_{ll'}(q, z_i),$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, а $\psi_l(z)$ — волновые функции подзон, считавшиеся одновременно с зонной диаграммой. В приближении случайных фаз функция диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\epsilon_{ll', nn'}(q) = \delta_{ln}\delta_{l'n'} + \frac{e^2}{2\epsilon\epsilon_0q} F_{ll', nn'}(q) \Pi_{nn'}(q), \quad (8)$$

где форм-фактор $F_{ll', nn'}(q)$ определяется из уравнения

$$F_{ll', nn'}(q) = \int dz \int dz' \psi_l(z) \psi_{l'}(z) \times \exp(-q|z - z'|) \psi_n(z') \psi_{n'}(z'). \quad (9)$$

$$\Pi_{nn'}(q, E_F) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \left[1 - \frac{C_+}{2} \left\{ \left(\frac{E_{ij}}{E_q} + 1 \right)^2 - \left(\frac{2k_{Fi}}{q} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \frac{C_-}{2} \left\{ \left(\frac{E_{ij}}{E_q} - 1 \right)^2 - \left(\frac{2k_{Fi}}{q} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (10)$$

— поляризационные компоненты при $T = 0$ К, где $E_{ij} = E_i - E_j$, $E_q = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}$, $C_{\pm} = \text{sgn}(E_{ij} \pm E_q)$; k_{Fi} — вол-

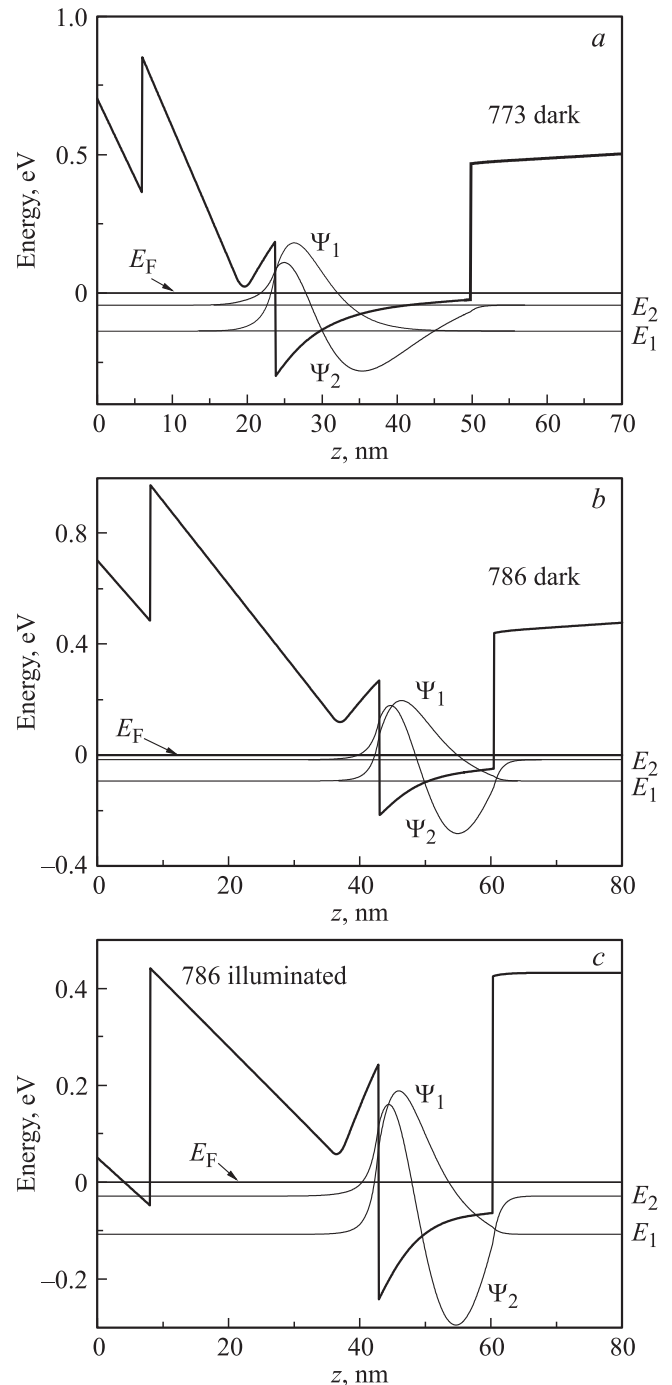


Рис. 6. Профиль зоны проводимости, уровни энергии и волновые функции для двух подзон размерного квантования образцов 773 (а) и 786 в темноте (б) и 786 при освещении (с). Энергии отсчитываются от уровня Ферми.

Таблица 4. Теоретические квантовая μ_q и транспортная μ_n подвижности для образцов 783 и 786 при $T = 4.2$ К в темноте и при освещении

Условия эксперимента	№ подзоны	$N_{\text{San}}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_q, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\mu_n, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
		Эксперимент		
Образец 783				
В темноте	2	0.59	3300	62900
	1	2.0	1100	43300
При освещении	2	0.74	5500	119000
	1	2.2	1600	75100
Образец 786				
В темноте	2	0.26	3900	72000
	1	1.67	2100	86900
При освещении	2	0.53	6700	183000
	1	1.87	2700	138000

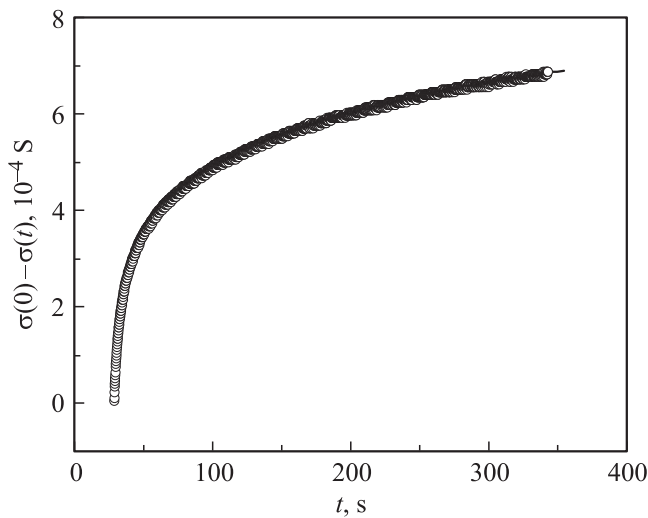


Рис. 7. Кинетика релаксации фотопроводимости для образца 786, точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация.

новой вектор, соответствующий энергии Ферми i -й подзоны [22].

Транспортная подвижность n -й подзоны выражается формулой

$$\mu_n = \frac{e}{m^*} \langle \tau_n(E) \rangle, \quad \langle \tau_n(E) \rangle = \frac{\int \tau_n(E) E \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE}{\int E \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE}, \quad (11)$$

где f_0 — функция распределения Ферми–Дирака. Квантовая подвижность n -й подзоны $\mu_q^{(n)} = \frac{e}{m^*} \tau_q^{(n)}$, где $\tau_q^{(n)}$ — квантовое время жизни на уровне Ферми, — величина, обратная сумме всех вероятностей рассеяния с соответствующими весами:

$$\frac{1}{\tau_q^{(n)}} = \frac{m^*}{\pi \hbar^3} \sum_{n'} \int_0^\pi d\varphi |\tilde{V}_{nn'}(q')|^2. \quad (12)$$

В качестве примера в табл. 4 представлены результаты прямых расчетов квантовой и транспортной подвижностей для образцов 783 и 786 при рассеянии на ионизированных примесях и при учете межподзонных переходов. При расчете брались значения концентраций в подзонах из эксперимента. Как видно из табл. 4, под освещением электронные концентрации заметно возросли, как и подвижности. Прямые расчеты хорошо согласуются с экспериментально определенными по эффекту Шубникова–де-Газа подвижностями (см. табл. 3). Транспортные подвижности существенно превышают квантовые, что свидетельствует о преобладающем малугловом рассеянии электронов, что характерно для рассеяния на ионизированных примесях. К тому же расчетные значения подвижности сопоставимы с наблюдаемыми в эксперименте (отличие не более $\sim 50\%$), что позволяет говорить о все еще достаточно заметном вкладе рассеяния на удаленной ионизированной примеси в структурах данного типа. Дополнительный вклад в рассеяние вносит также микросплавное рассеяние в канале InGaAs.

4. Заключение

В работе были исследованы электронные подвижности в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на подложках InP. Максимальная подвижность электронов наблюдается в квантовых ямах шириной $d = 16$ нм. Из данных по эффекту Шубникова–де-Газа получены квантовые и транспортные подвижности электронов в подзонах размерного квантования. Рассчитаны подвижности электронов в подзонах размерного квантования при рассеянии на ионизированных примесях с учетом межзонных переходов. Расчеты хорошо совпадают с экспериментальными данными. Показано, что рассеяние на ионизированных примесях является основным в исследованных структурах. При низких температурах обнаружена положительная замороженная фотопрово-

димось. Исследование релаксации фотопроводимости показывает, что она обусловлена пространственным разделением носителей заряда.

Работа выполнена в рамках государственных контрактов № 14.740.11.0869 и № 16.513.11.3113 по заказу Министерства образования и науки, один из авторов (Е.А. Климов) был поддержан фондом поддержки образования и науки им. чл.-кор. РАН В.Г. Мокерова.

Список литературы

- [1] Dong Xu, Heiner G. Heiß, Stefan A. Kraus, M. Sexl, G. Böhm, G. Trankle, G. Weimann, G. Abstreiter. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **45**, 21 (1998).
- [2] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, L225 (1980).
- [3] P.R. Berger, P.K. Bhattacharya, J. Singh. *J. Appl. Phys.*, **61**, 2856 (1987).
- [4] A.S. Brown, U.K. Mishra, J.A. Henige, M.J. Delaney. *J. Vac. Sci. Technol.* **B**, 6 (2), 678 (1988).
- [5] K. Higuchi, H. Uchiyama, T. Shiota, M. Kudo, T. Mishima. *Semicond. Sci. Technol.* **B**, 17 (3), 475 (1997).
- [6] R.S. Sandhu, G. Bhasin, C.D. Moore, G.D. Uren, M.S. Goorsky, T.P. Chin, M. Wjtovich, T.R. Block, D.C. Streit. *J. Vac. Sci. Technol.* **B**, 17 (3), 1163 (1999).
- [7] Hanxuan Li, Ju Wu, Zhanguo Wang, Jiben Liang, Bo Xu, Qian Gong, Fengqi Liu, Wei Zhou. *J. Cryst. Growth*, **186**, 309 (1998).
- [8] W. Klein, G. Bohm, H. Heiss, S. Kraus, D. Xu, R. Semerad, G. Tränkle, G. Weimann. *J. Cryst. Growth*, **150**, 1252 (1995).
- [9] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кыгин, А.С. Бугаев, А.П. Сенечкин. *ЖЭТФ*, **110**, 1517 (1996).
- [10] Р.А. Лунин, В.Г. Кыгин, В.А. Кульбачинский, Г.А. Мирнова. *Вестн. МГУ, Сер. 3, Физика, астрономия*, № 4, 31 (2007).
- [11] А.С. Рыков. *Поисковая оптимизация. Методы деформируемых конфигураций* (М., Физматлит, 1993).
- [12] B. Jonsson, S.T. Eng. *IEEE J. Quant. Electron.*, **26**, 2025 (1990).
- [13] S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknour, T. Parenty, H. Happy, A. Cappy. *Ann. Telecommun.*, **56**, 15 (2001).
- [14] K. Satzke, G. Weiser, W. Stolz, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **43**, 2263 (1991).
- [15] R. Dittrich, W. Schroeder. *Sol. St. Electron.* **43**, 403 (1999).
- [16] J.T. Woo, J.H. Kim, T.W. Kim, J.D. Song, Y.J. Park. *Phys. Rev. B*, **72**, 205 320 (2005).
- [17] H.Q. Queisser, D.E. Theodorou. *Phys. Rev. B*, **33**, 4027 (1986).
- [18] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кыгин, А.В. Голиков, А.В. Демин, В.А. Рогозин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Д.О. Филатов. *ЖЭТФ*, **120**, 933 (2001).
- [19] V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, V.A. Rogozin, V.G. Kytin, B.N. Zvonkov, S.M. Nekorkin, D.O. Filatov, A. De Visser. *Physica E*, **17**, 159 (2003).
- [20] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, V.A. Rogozin, B.N. Zvonkov, Z.M. Dashevskii, V.A. Casian. *Physica E*, **39**, 1 (2007).
- [21] E.D. Sigga, P.C. Kwok. *Phys. Rev. B*, **2**, 1024 (1970).
- [22] K. Inoue, T. Matsuno. *Phys. Rev. B*, **47**, 3771 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Persistent photoconductivity and electron mobility in structures with quantum well $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$

V.A. Kulbachinskii*, R.A. Lunin*, N.A. Yuzeeva*•, I.S. Vasilievskii+, G.B. Galiev•, E.A. Klimov•

* M.V. Lomonosov Moscow State University, Low Temperature Physics and Superconductivity Department, 119991 GSP-1, Moscow, Russia

+ National Nuclear Research University „MEPHI“, 115409 Moscow, Russia

• Institute of UHF Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences, 117105 Moscow, Russia

Abstract We investigated the influence of the quantum well width L and doping on the band structure, scattering and electron mobility in nanoheterostructures with isomorphic quantum well $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ grown on substrate InP. Using Shubnikov–de-Haas effect quantum and transport electron mobilities in quantized subbands have been evaluated. Independently electron mobilities in quantized subbands have been calculated with taking into account a scattering on ionized impurities and electron transitions between subbands. We showed that ionized impurity scattering of electrons is a dominant. At $T < 170$ K we observed a persistent photoconductivity which can be explained by a spatial separation of photoexcited carriers.