

Структурные, оптические и токовые исследования сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой на основе AlGaAs

© Ю.Ю. Романова^{+‡¶}, Е.П. Додин⁺, Ю.Н. Ноздрин⁺, А.А. Бирюков^{*}, Н.В. Байдусь^{*},
Д.А. Павлов[‡], Н.В. Малехонова[‡]

⁺ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[‡] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Приведены результаты комплексного анализа параметров полупроводниковой сверхрешетки GaAs/AlGaAs со сложной элементарной ячейкой с использованием математического моделирования и экспериментальных методов просвечивающей электронной микроскопии, энергодисперсионного анализа, спектроскопии фотолюминесценции и фототока. Показано подавление внутризонной статической отрицательной дифференциальной проводимости в условиях сильного взаимодействия между мини-зонами и негармонического закона дисперсии электронов.

1. Введение

Возросший в последние десятилетия интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) связан с тем, что: во-первых, они проявляют нелинейные свойства в относительно слабых электрических полях (10^2 – 10^4 В/см); во-вторых, частоты колебаний электронов в них (так называемые блоховские колебания [1–3]) лежат в терагерцовой области и управляются напряженностью статического электрического поля; в-третьих, современный уровень развития технологии позволяет формировать многопериодные СР со сложной конструкцией элементарной ячейки и тем самым моделировать закон дисперсии носителей.

Блоховские осцилляции (БО) являются причиной существования статической и динамической (высокочастотной) отрицательных дифференциальных проводимостей (ОДП) сверхрешетки. Как правило, экспериментально исследуются СР с простыми элементарными ячейками, в которых удалось наблюдать только отдельные (несколько периодов) блоховские колебания электронов [4–6]. Дело в том, что в СР традиционной конструкции реализуется гармонический закон дисперсии, поэтому области статической и динамической ОДП совпадают по напряжению. Поэтому генерация терагерцовых колебаний в них подавляется развитием относительно низкочастотной доменной неустойчивости (эффектом Ганна). В неоднородном поле ансамбль БО теряет временную когерентность и усиление терагерцового излучения становится невозможным. Доменная неустойчивость в СР уже использована для создания микроволнового (до 150 ГГц) генератора излучения [7]. Более высокочастотное (до 8 ТГц), но маломощное излучение (несколько нВт) было получено в режиме

умножения гармоник [8]. Для создания терагерцового блоховского генератора требуется наличие высокочастотной ОДП на участках вольт-амперной характеристики с положительной статической дифференциальной проводимостью. Таким образом, необходимо либо разнести по напряжению области статической и динамической ОДП, либо открыть новые каналы для постоянного тока, уменьшив или полностью подавив статическую ОДП. Последнее может быть достигнуто, например, при использовании СР с интенсивным рассеянием на оптических фонах (ширина мини-зоны должна быть чуть больше энергии фотона) или в СР с высокой вероятностью переходов между мини-зонами.

Разнести области статической и динамической ОДП можно в СР с негармоническим, например, параболическим, законом дисперсии электронов в мини-зонах [9–13]. В них блоховские осцилляции ангармоничны, и терагерцовый генератор можно строить на гармониках БО. Реализация негармонического закона дисперсии возможна в расширенной мини-зоне Бриллюэна в СР с двумя (тремя) близко расположенными мини-зонами, значительно удаленными по энергии от верхних мини-зон. При этом закон дисперсии нижней мини-зоны — квазипараболический. Соответствующим подбором ширин мини-зон можно добиться интенсивного рассеяния на оптических фонах. В этом случае возникновение динамической ОДП обусловлено теми же механизмами, что и в объемных полупроводниках [14,15], т.е. стримингом (но пониженной размерности) и автомодуляцией распределения электронов в двумерном квазиимпульсном пространстве. Исследования показали [9,11,13], что в СР с шириной мини-зоны порядка энергии оптического фотона возникает двойной резонанс на четных гармониках БО (так как время набора электроном энергии оптического фотона

[¶] E-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

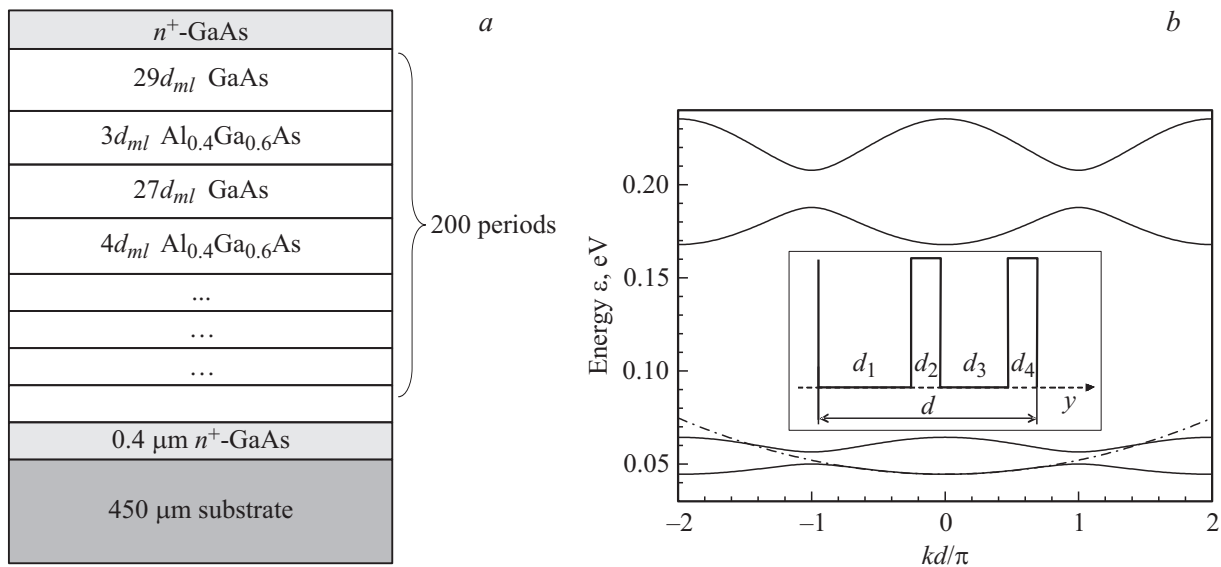


Рис. 1. Схематическое изображение структуры (а) и закон дисперсии электронов в СР со сложной элементарной ячейкой (б). б: штрихпунктирная линия — параболический закон дисперсии.

составляет примерно половину времени пролета им мини-зоны Бриллюэна), а низкочастотная ОДП может отсутствовать во всей области статического поля. Здесь предпочтительнее (с целью повышения величины высокочастотной ОДП) является указанный выше тип СР.

В [16–18] нами были предложены варианты реализации квазипараболического закона в СР GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ со сложной элементарной ячейкой и различным соотношением между шириной мини-зоны (или сдвоенной мини-зоны) и энергией оптического фонона. В настоящей работе представлены результаты выращивания и исследования оптических, структурных и электрических характеристик СР одного из вариантов.

2. Методика эксперимента

Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений) при пониженном давлении (установка AIX 200RF). На подложке n^+ -GaAs (100) был выращен сильно легированный кремнием буферный слой, 200 периодов СР GaAs/ $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ с концентрацией электронов в GaAs $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и верхний сильно легированный контактный слой GaAs. Детали технологии роста приведены в работе [19]. Период СР содержал две квантовые ямы с различающимися на 1 монослой толщинами и два барьера с содержанием алюминия 40% (рис. 1, а). Параметры слоев: $d_{1,2,3,4} = 29, 3, 27, 4 d_{ml}$, где $d_{ml} = 2.83 \text{ \AA}$ — толщина одного монослоя в GaAs. Для измерения токовых характеристик были изготовлены квадратные мезаструктуры с размером стороны 0.2 и 0.5 мм и с омическими контактами со стороны поверхности и подложки. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в импульсном режиме.

Диагностика таких сложных структур рентгеновскими методами очень неоднозначна из-за малой толщины барьеров AlGaAs ($\sim 1 \text{ нм}$) и небольшого (1 монослой) различия в толщинах ям и барьеров, составляющих период. Энергии оптических переходов между разными мини-зонами расположены близко по энергии, что затрудняет их диагностику спектроскопическими методами. Поэтому для определения структурных параметров и энергетической диаграммы использовался комплекс методов, а именно: рентгеновский анализ, просвечивающая электронная микроскопия, спектроскопии фотолюминесценции и фототока.

Согласно рентгеновским исследованиям, период СР и размеры слоев оказались несколько больше заданных, общая толщина $d = (184 \pm 10) \text{ \AA}$, поэтому были проведены дополнительные исследования методом просвечивающей электронной микроскопии.

Структурный анализ поперечного среза гетероструктуры производился на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F компании JEOL с ускоряющим напряжением 200 кэВ. Подготовка объекта осуществлялась по стандартной технологии, разработанной фирмой Gatan.

Были измерены спектральные зависимости фотолюминесценции (ФЛ) при температуре жидкого азота и при возбуждении сфокусированным лучом гелий-неонового (30 мВт) и аргонового (300 мВт) лазеров. Более мощный лазер использовался для выявления энергий переходов с участием высших мини-зон.

Спектральные зависимости фототока были измерены при 77 К на СР с барьером Шоттки с полупрозрачным золотым контактом. Размеры мезаструктур составляли 400 мкм. Измерения проводились с помощью решеточного монохроматора при фотовозбуждении галогеновой лампой в фотодиодном режиме при обратном сме-

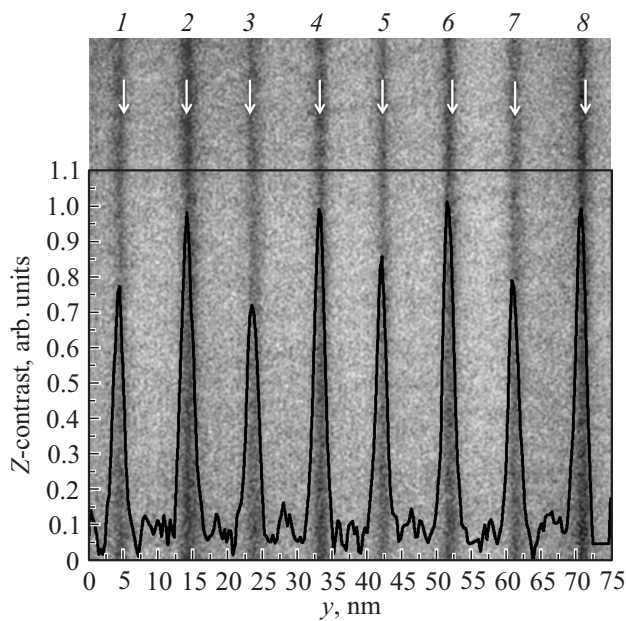


Рис. 2. Обзорный STEM(DF)-снимок CP с профилем распределения Z-контраста. Барьеры отмечены стрелками и пронумерованы.

щении на диоде 1 В. Верхний контактный слой GaAs образцах для измерений ФЛ и фототока предварительно был стравлен для уменьшения поглощения.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Просвечивающая электронная микроскопия

Исследования проводились в сканирующем темнопольном режиме (STEM — scanning transmission electron microscope, DF — dark field). Формирование контраста на STEM(DF)-снимках происходит за счет взаимодействия электронного пучка с атомами, обладающими различной атомной массой (Z-контраст). Так, в областях замещения относительно тяжелых атомов Ga легкими атомами Al изображение более темное. Рис. 2 представляет собой обзорный STEM(DF)-снимок, на который

Таблица 1. Размеры слоев CP, полученные разными методами

Слой CP (толщина, d_{ml})	Заданные размеры слоев, Å	Оценки размеров по STEM, Å	Значения, использовавшиеся при расчете электронно-дырочных переходов, Å (d_{ml})
Яма (29)	82.1	86 ± 3	87.6 (31)
Барьер (3)	8.5	9 ± 3	8.5 (3)
Яма (27)	76.4	81 ± 3	82(29)
Барьер (4)	11.3	12 ± 3	11.3 (4)
Период (63)	178.3	188 ± 3	189.4

наложен усредненный профиль контраста, отражающий форму профиля распределения алюминия в CP в направлении роста. Все барьеры и соответствующие им пики на профиле отмечены стрелками и пронумерованы. Четные пики имеют среднюю высоту 1 отн.ед и ширину на полувысоте (1.2 ± 0.3) нм. Нечетные пики имеют среднюю высоту 0.75 отн.ед и ширину на полувысоте (0.9 ± 0.3) нм (табл. 1). Различная высота пиков Z-контраста и завышенные данные ширины барьерных слоев связаны как с нерезкостью гетерограниц, так и с конечностью сечения сканирующего пучка.

Таким образом, структурно-микроскопические исследования показали, что период выращенной CP больше заданного в основном за счет ширины ям. Это должно было привести к сужению разрешенных энергетических мини-зон и увеличению энергий электронно-дырочных переходов. Вывод подтверждается спектроскопическими исследованиями.

3.2. Спектроскопия фотолюминесценции и фототока

Измерения спектральных зависимостей фотолюминесценции (рис. 3) при температуре $T = 77$ К выявили особенности при энергиях фотонов $h\nu = 1.54$ и 1.64 эВ. Основной пик ФЛ характеризуется экспоненциальным спадом в область больших энергий. Ширина спектра, измеренная на половине максимального значения, составляет 20 мэВ, что значительно больше значения $k_B T = 6$ мэВ (k_B — постоянная Больцмана) при данной температуре. Данный факт позволяет предположить, что в этот пик попадают энергии переходов с участием как легких (lh), так и тяжелых (hh) дырок.

На рис. 3 приведен спектр фототока, измеренный на CP с барьером Шоттки при температуре жидкого азота. Мы полагали, что электрическое поле, создаваемое генерированными светом носителями, в значительной степени компенсирует встроенное поле, поэтому можно

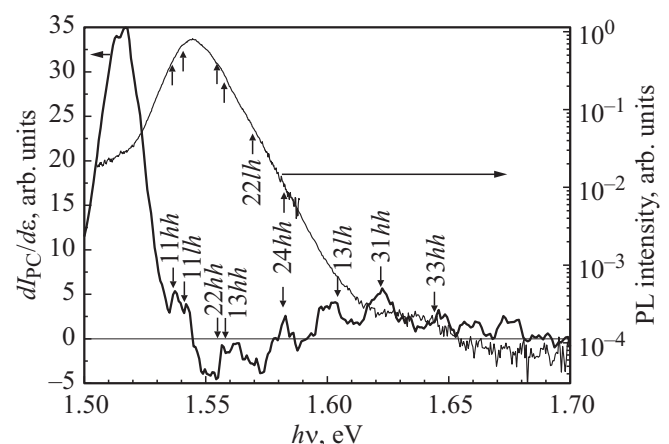


Рис. 3. Спектральные зависимости фотолюминесценции (PL) и производной фототока по энергии ($dI_{PC}/d\varepsilon$), при 77 К. Стрелками отмечены энергии основных переходов между мини-зонами.

пользоваться мини-зонным приближением. Фактически спектр фототока I_{PC} отражает резкое изменение в плотности состояний, соответствующее границам мини-зон, поэтому наиболее информативной является производная фототока по энергии, $dI_{PC}/d\varepsilon$ (рис. 3, левая шкала). Положения пиков фототока могут быть несколько смещены в сторону больших значений энергии относительно спектра ФЛ, например, из-за стокового сдвига.

3.3. Вольт-амперная характеристика мезаструктур

В импульсном режиме при 77 К были измерены вольт-амперные характеристики $I(V_1)$ мезаструктур на основе СР (рис. 4, *a*), которые имеют ступенчатый вид с областями ОДП. Обычно первую (по напряжению) область ОДП связывают с брэгговскими отражениями на границах мини-зон Бриллюэна. На данной структуре она не наблюдается, так как интенсивное туннелирование во вторую мини-зону подавляет этот процесс, что приводит к линейному виду начального участка ВАХ. Заметим, что при характерных для сверхрешеток AlGaAs/GaAs временах релаксации носителей $\sim (0.5-1) \cdot 10^{-13}$ с⁻¹ [20,21] начало этой области ОДП ожидается при падении напряжения на периоде СР

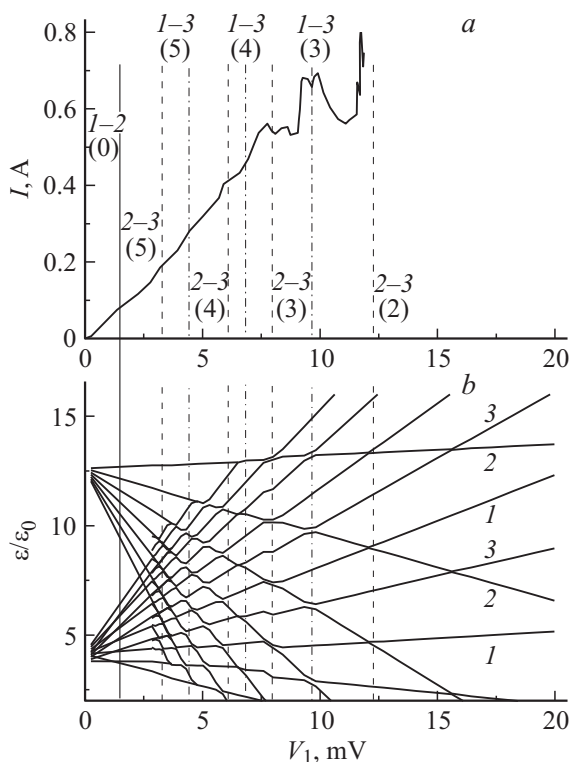


Рис. 4. Зависимости тока I (*a*) и положения уровней Ванье–Штарка (*b*) от напряжения на одном периоде СР (V_1) при 77 К. Вертикальными линиями отмечены антикроссинги уровней ВШЛ различных мини-зон: сплошная — переходы между первой и второй ВШЛ, штриховая — между первой и третьей, штрихпунктирная — между второй и третьей. В скобках указано число периодов, через которые происходит туннелирование.

$V_1 \approx 3-6$ мВ. Таким образом, происходящие с высокой вероятностью переходы электронов во вторую мини-зону подавляют ОДП, определяющуюся процессами внутри мини-зоны, и такую СР можно рассматривать как объект с единой комбинированной мини-зоной, закон дисперсии которой отличается от гармонического.

Особенности на ВАХ при более высоких напряжениях естественно связать с туннелированием в верхнюю пару мини-зон.

4. Метод расчета и обсуждение результатов

Зонная диаграмма СР рассчитывалась в рамках модели Кейна с учетом непараболичности зон [22]. Для описания положения дна Γ -долины в $Al_xGa_{1-x}As$ использовалась квадратичная зависимость Кейси–Паниша [23,24]:

$$E_{\Gamma} = 1.519 + 1.155x + 0.34x^2 \text{ эВ}. \quad (1)$$

Основные параметры $Al_xGa_{1-x}As$ взяты из [23,25]. Для СР с размерами слоев, соответствующими первому столбцу табл. 1, энергетический спектр представляет собой пары сильно связанных мини-зон ($\Delta_1/\Delta_{g1}/\Delta_2 = 12.5/5.3/25$ мэВ и $\Delta_3/\Delta_{g3}/\Delta_4 = 48/11/65$ мэВ), разделенные широкой (52 мэВ) запрещенной мини-зоной (Δ_g). В большей части каждой пары мини-зон закон дисперсии квазипараболичен (рис. 1, *b*). Суммарная ширина двух нижних мини-зон (38 мэВ) сравнима с энергией оптического фона в GaAs, что позволяет надеяться на интенсивное испускание фононов на верхней границе второй мини-зоны (односторонний стриминг [3]). Заметим, что интенсивное испускание оптических фононов, так же как и интенсивное взаимодействие между мини-зонами, должно подавлять статическую ОДП, что мы и наблюдаем на экспериментально измеренной ВАХ.

В больших электрических полях мини-зоны распадаются на совокупность эквидистантных уровней, так называемых лестниц Ванье–Штарка (ВШЛ). Методика их расчета для разных значений статического поля подробно описана в работе [16]. В полях, соответствующих максимальному сближению уровней различных ям (так называемые антикроссинги ВШЛ), естественно ожидать более интенсивных переходов между ступенями различных лестниц и, как следствие, роста тока через СР. Значения этих полей можно оценить из формулы для пересечений невзаимодействующих лестниц Ванье–Штарка [17]:

$$\left| F_n / (\bar{\varepsilon}_m - \bar{\varepsilon}_l) \right|^{-1} = e \left| nd + (\bar{x}_{mm} - \bar{x}_{ll}) \text{sign}(F_n) \right|, \quad (2)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

Здесь F_n — напряженность электрического поля в n -м антикроссинге, $x_{mm}(k)$ — диагональные матричные

Таблица 2. Теоретические и полученные по измерению фототока значения энергий межзонных переходов в СР

Эксперимент	Теория	Переход
1.537	1.537	11hh
1.542	1.542	11lh
1.556	1.555	22hh
1.559	1.558	13hh
	1.57	22lh
1.58	1.582	24hh
1.602	1.605	13lh
	1.669	24lh
1.622	1.622	31hh
1.646	1.644	33hh

Примечание. Энергии приведены в эВ.

элементы оператора координаты, подробно исследованные, например, в [16], $\varepsilon_m(k)$ — закон дисперсии m -й мини-зоны. Горизонтальная черта обозначает усреднение по мини-зоне Бриллюэна. Последнее слагаемое отсутствует в СР с осью симметрии.

Расщепление уровней и учет зависимости вероятности туннелирования от квазиволнового вектора электрона сдвигает антикроссинги по напряжению. Поэтому был проведен численный расчет изменения уровней лестниц Ванье–Штарка от напряженности электрического поля. Результаты для трех нижних лестниц приведены на рис. 4, *b*. Обозначение переходов стандартное: $m-l(n)$, где m, l — номера уровней, между которыми осуществляется переход, n — число периодов, через которые осуществляется туннелирование. Видно, что за ступеньки на ВАХ отвечает туннелирование электронов на уровни верхних мини-зон, происходящее через 2–3 периода, в то время как туннелирование из первой во вторую мини-зону приводит лишь к „выпрямлению“ ВАХ. Особенность при $V_1 \approx 9.9$ мэВ связана с туннелированием в четвертую мини-зону, которая на рис. 4, *b* не показана, чтобы не загромождать рисунок.

Используя названные выше методики, мы проанализировали экспериментальные результаты. Принимая во внимание, что в слое содержится целое число монослоев, удалось подобрать параметры СР, наиболее согласующиеся с результатами всех наблюдений. Полученные размеры слоев приведены в последнем столбце табл. 1. В табл. 2 проведено сравнение между энергиями максимумов производной фототока и энергиями переходов, получено хорошее согласие.

Таким образом, на спектральных зависимостях ФЛ наблюдается комбинация близко расположенных по энергии переходов 11hh и 11lh (между электронами и тяжелыми и легкими дырками первой мини-зоны соответственно), а также переходов 22hh и 22lh, так как первые запрещенные мини-зоны довольно узкие (~ 5 мэВ для электронов и ~ 1 мэВ для тяжелых дырок). Энергии переходов показаны стрелками на рис. 3. Вторая особенность, вероятно, связана с переходами между третьими мини-зонами (33hh).

Спектральные зависимости фототока отражают коэффициент поглощения структуры. На них заметны переходы, связанные с поглощением в GaAs и разными оптическими переходами сверхрешетки. Разрешить переходы между отдельными уровнями удалось путем дифференцирования спектральных зависимостей фототока (рис. 3).

Для идентификации токовых измерений был рассчитан веер уровней Ванье–Штарка, координаты их „антипересечений“ соответствуют особенностям на ВАХ (рис. 4). Исследование токовых характеристик выявило сильное межминизонное взаимодействие, подавляющее внутризонную ОДП, а также создающее новые области положительной и отрицательной дифференциальных проводимостей.

Таким образом, проведенные исследования показали, что выращенная СР обладает более узкими мини-зонами по сравнению с заданной СР: $\Delta_1/\Delta g/\Delta_2 = 11/4.7/22$ мэВ вместо $12/5.9/23$ мэВ. Следовательно, ширина сдвоенной мини-зоны меньше энергии оптического фона, что уменьшает роль последних в электронном транспорте и препятствует подавлению статической ОДП при более высоких напряжениях.

5. Заключение

В работе исследованы свойства СР с попарно сильно связанными узкими разрешенными мини-зонами, которые в настоящее время мало изучены. Однако именно такие объекты открывают большой простор для моделирования мини-зонного спектра электронов (дырок), что представляет интерес для решения задач СВЧ электроники. В силу близости мини-зон и малости размеров слоев диагностика таких структур должна вестись комплексно, с использованием как структурных, так и оптических методов. В частности, исследование спектров фототока позволило выделить целую серию электронно-дырочных переходов, что способствовало идентификации размеров выращенных слоев.

Непараболичность закона дисперсии и интенсивное взаимодействие между мини-зонами подавило внутризонную ОДП, но этих факторов оказалось недостаточно для подавления статической ОДП при более высоких напряжениях.

Авторы выражают благодарность Ю.Н. Дроздову и П.А. Юнину за рентгеноструктурный анализ СР.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант № 13-02-00734).

Список литературы

- [1] F. Bloch. Z. Phys., **52**, 555 (1928).
- [2] C. Zener. Proc. Royal Soc. (London) Ser. A, **145**, 523 (1934).
- [3] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [4] K. Leo, P.H. Bolivar, F. Brüggemann, R. Schwedler, K. Köhler. Sol. St. Commun., **84** (10), 943 (1992).

- [5] V.G. Lyssenko, F. Löser, T. Hasche, K. Leo, M.M. Dignam, K. Köhler, G. Valušis. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 301 (1997).
- [6] Y. Shimada, K. Hirakawa. *Phys. Rev. B*, **94**, 057408 (2005).
- [7] E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, D.G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, A. Zhukov, A. Kovsh, P.S. Kop'ev. *Electron. Lett.*, **5** (17), 12 (1999).
- [8] Д.Г. Павельев, Ю.И. Кошуринов, А.С. Иванов, А.Н. Панин, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **46** (1), 125 (2012).
- [9] Ю.А. Романов. *ФТП*, **45** (3), 529 (2003).
- [10] Y.A. Romanov, L.G. Mourkh, N.J.M. Horing. *J. Appl. Phys.*, **93** (8), 4696 (2003).
- [11] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. *ФТП*, **46** (1), 162 (2004).
- [12] Y.A. Romanov, J.Y. Romanova. *Int. J. Nanosci.*, **3** (1–2), 177 (2004).
- [13] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. *ФТП*, **39** (1), 162 (2005).
- [14] А.А. Андронов, В.А. Козлов. *Письма ЖЭТФ*, **17** (2), 124 (1973).
- [15] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов. *Письма ЖЭТФ*, **73** (5–6), 253 (2001).
- [16] J.Yu. Romanova, E.V. Demidov, L.G. Mourkh, Yu.A. Romanov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23** (30), 305801 (2011).
- [17] Ю.Ю. Романова, М.Л. Орлов, Ю.А. Романов. *ФТП*, **46** (11), 1475 (2012).
- [18] Ю.Ю. Романова. *Тез. докл. XVII Межд. симп. Нанотехника и нанотехнология* (Нижегород, 2013) с. 569.
- [19] Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, Е.П. Додин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Андронов. *ФТП*, **46** (12), 1593 (2012).
- [20] N. Sekine, Y. Shimada, K. Hirakawa. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (23), 4794 (2003).
- [21] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин. *ФТП*, **43** (2), 248 (2009).
- [22] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Halsted, N.Y., 1988).
- [23] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58** (3), R1 (1985).
- [24] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [25] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Structural, optical and current study of AlGaAs superlattices with a complex unit cell

Yu.Yu. Romanova^{+‡}, E.P. Dodin⁺, Yu.N. Nozdrin⁺, A.A. Biryukov^{*}, N.V. Baidus^{*}, D.A. Pavlov[‡], N.V. Malehonova[‡]

⁺ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

^{*} Physicotechnical Research Institute, Nizhny Novgorod State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

[‡] Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract This paper presents the results of a comprehensive analysis of the parameters of the semiconductor GaAs/AlGaAs superlattices with a complex unit cell, with the use of mathematical modeling and experimental methods of transmission electron microscopy, energy dispersive analysis, photoluminescence spectroscopy and photocurrent. The suppression of intraband static negative differential conductivity under non-harmonic electron dispersion law and strong interminiband interaction were demonstrated.