

## ДИОДНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ПРИБОРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Д. Г. Павельев<sup>1</sup>, А. П. Васильев<sup>2</sup>, В. А. Козлов<sup>1,3</sup>, Ю. И. Кошуринов<sup>1</sup>,  
Е. С. Оболенская<sup>1</sup>, С. В. Оболенский<sup>1</sup>, В. М. Устинов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

<sup>2</sup>НТЦ микроэлектроники РАН, г. Санкт-Петербург

<sup>3</sup>ИФМ РАН, г. Нижний Новгород

<sup>4</sup>ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург

**Аннотация.** Теоретически и экспериментально исследованы короткие сверхрешетки (с небольшим числом периодов) на основе гетероструктур GaAs/AlAs. Установлена возможность их эффективного применения в терагерцовом диапазоне частот. В работе рассмотрена зонная структура классических полупроводниковых сверхрешеток (СР) с количеством периодов более ста, и коротких (СР) с числом периодов 18 и 6. Методом Монте-Карло рассчитаны вольт-амперные характеристики этих СР. С учетом пролетных эффектов, влияния омических контактов и переходных слоев таких СР, рассчитаны высокочастотные параметры диодных структур с малой площадью активной области (1-2 мкм<sup>2</sup>) и найдены предельные частоты этих структур. Определены условия (количество периодов) при которых предельные частоты таких структур максимальны. Обнаружено, что короткие СР проявляют существенные преимущества по сравнению с длинными. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность эффективного применения коротких СР в качестве умножителей частоты вплоть до 8 ТГц и приемников излучения (гармонических смесителей) до 5.3 ТГц, что позволит их использовать для стабилизации частоты квантово-каскадного лазера.

**Ключевые слова:** Терагерцовый диапазон, сверхрешетки, минизоны, баллистический транспорт электронов, гармонические смесители.

**Abstract.** Short GaAs/AlAs superlattices with a small number of periods were investigated theoretically and experimentally. The possibility of effective application of the short superlattices in the frequency range of terahertz radiation was ascertained.

In this paper, the band structures of the classical semiconductor superlattices with number of periods more than hundred, and the short superlattices with number of periods equal to 18 and 6, were considered. The current-voltage characteristics of the superlattices were calculated by Monte Carlo method. The high frequency properties of the diode structures with a small area (1-2 micron<sup>2</sup>) of the active region of the superlattice were calculated. The transit time effects, the resistance of ohmic contacts and the resistance of transition layers were taking into account. The conditions (including number of periods) at which the upper frequency limit of such structures was maximized were determined. It was found that the short superlattices exhibit significant advantages over the long ones. The effective application of the short superlattices for the frequency multiplier devices up to 8 THz and for the high frequency receivers (harmonic mixers) up to 5.3 THz were experimentally demonstrated for the first time

**Key words:** terahertz radiation, superlattice, miniband, ballistic electron transport, harmonic mixers.

## Введение

В настоящее время в неохлаждаемых приборах терагерцового диапазона частот наряду с приборами на диодах Шоттки применяются планарные диоды на основе сверхрешеток (СР). В [1] подробно описаны подходы к увеличению предельной частоты таких диодов, исследованы характеристики их омических контактов на основе InGaAs в планарных диодах на полупроводниковых СР с малой площадью активной области (1 – 10 мкм<sup>2</sup>). Диоды изготавливались на основе высоколегированных ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) GaAs/AlAs сверхрешеток с числом периодов 18 или 30 и шириной минизоны около 24 мэВ. Величина приведенного сопротивления омического контакта при комнатной температуре составила  $2 \times 10^{-7}$  Ом×см<sup>2</sup>. Использование в диодах высоколегированных СР и омических контактов с малым приведенным сопротивлением обусловило их применение в приборах с рабочими частотами вплоть до нескольких терагерц [2-5]. В настоящей работе рассматривается возможность увеличения рабочих частот

приборов на сверхрешетках путем значительного уменьшения количества периодов. В работе исследовались характеристики диодных структур на основе коротких СР, в которых количество периодов (повторений пары слоев GaAs/AlAs) составляло 6 или 18.

### Объект исследования

Для исследований были изготовлены планарные диодные структуры на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с малой площадью активной области (1-2 мкм<sup>2</sup>). На рис. 1 показан профиль потенциала одного периода СР.

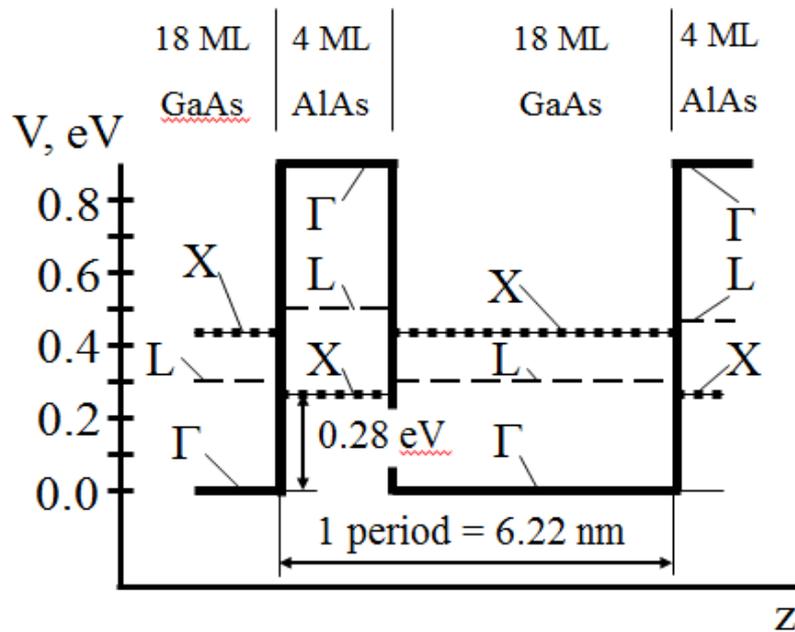


Рис. 1. Профиль потенциала одного периода сверхрешетки. Минизона образована туннельно-прозрачными AlAs(X) барьерами шириной в 4 монослоя и высотой 0.28 эВ и GaAs ( $\Gamma$ ) квантовыми ямами шириной 18 монослоев. Общая длина сверхрешеток составляла 37.2 и 112 нм для 6 и 18 периодов соответственно.

На рис. 2 приведена конструкция короткой диодной структуры (6 периодов), показаны зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев, график концентрации доноров, описание слоев диодной структуры и ее эквивалентная схема.

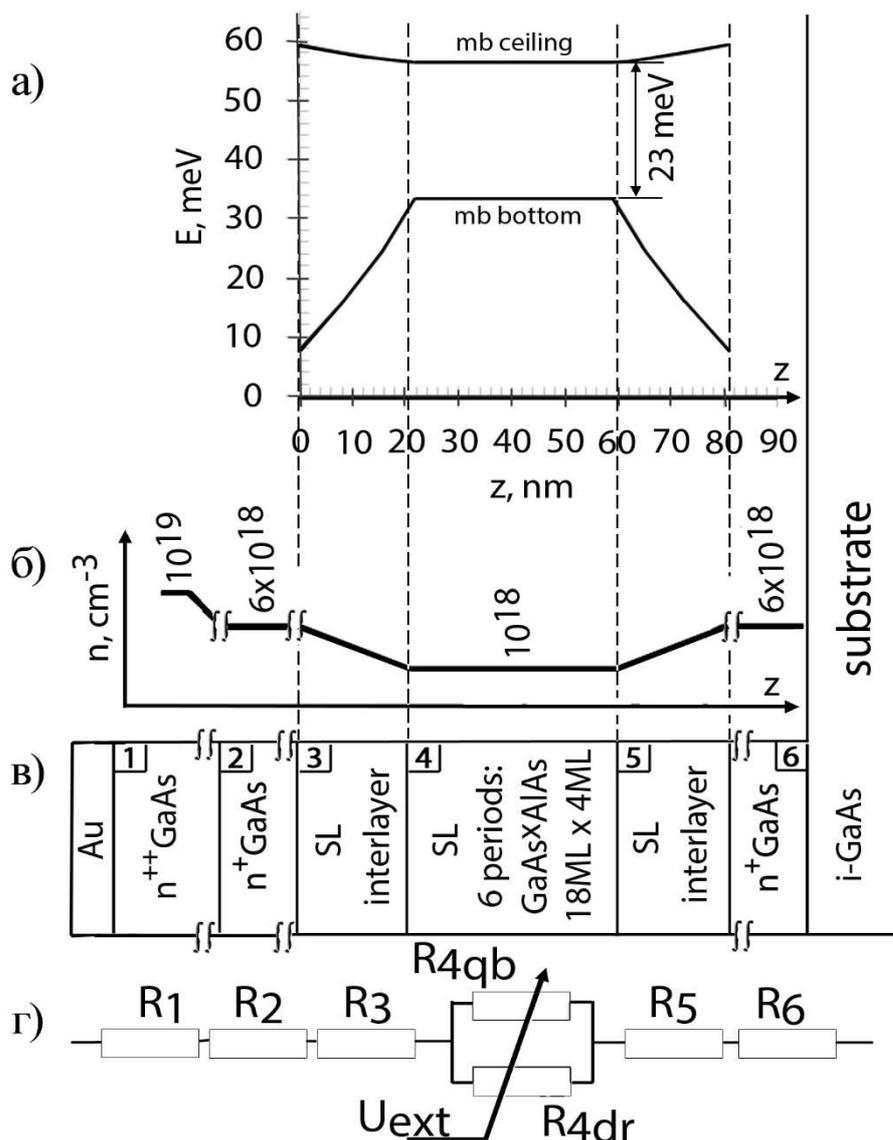


Рис. 2. Конструкция короткой диодной структуры (6 периодов): а) зонная диаграмма минизоны с учетом переходных слоев; б) концентрация доноров; в) описание слоев диодной структуры, г) эквивалентная схема. На краях сверхрешеток были сформированы переходные слои, состоящие из чередующихся слоев AlAs и GaAs с толщами 1x28, 2x24 и 3x21 монослоев указанных полупроводников. Это позволяло повысить эффективный ввод электронов в сверхрешетку. Сопротивление рабочей области сверхрешетки определяется двумя различными по физической природе потоками электронов - квазибаллистическим и дрейфовым движением носителей заряда, поэтому на эквивалентной схеме указаны два сопротивления, величины которых по-разному зависят от внешнего напряжения.

На полуизолирующей GaAs подложке были последовательно выращены: высоколегированный слой  $n^+$ -GaAs (Si,  $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ );  $(\text{GaAs})_{18}/(\text{AlAs})_4$  сверхрешетка с переходными градиентными слоями, отделяющими её от слоев  $n^+$ -GaAs; высоколегированный слой  $n^+$ -GaAs (Si,  $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и слой InGaAs, где мольная доля InAs и концентрация донорной примеси линейно менялись по толщине слоя от 5 до 50% и от  $6 \times 10^{18}$  до  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , соответственно. Через фоторезистивную маску электрохимическим осаждением на полупроводниковую структуру наносилась металлизация (Au) выводов диода. Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке с ориентацией (100). Скорости роста калибровались с помощью исследования рентгеновских кривых качания. Распределение концентрации донорной примеси по структуре приведено на рис. 2б.

### **Результаты расчетов и их сопоставление с экспериментальными данными**

Ширина первой минизоны СР определялась с использованием модели Кронига – Пенни и составила 23 мэВ [1]. С помощью той же модели оценивалось увеличение ширины минизоны в переходных слоях. В ходе расчетов сопоставлялось положение соответствующего энергетического уровня в отдельной квантовой яме для каждого из переходных слоев с взаимно-согласованным положением верхней и нижней границы минизоны. Результаты расчетов приведены на рис. 2а. В ходе проведения расчетов полагалось, что значительное влияние на ВАХ оказывает изменение сопротивления  $R_4$ , которое происходит за счет изменения характера движения электронов при взаимодействии с потолком минизоны СР, а также рассеяния. При коротких длинах СР в ней появляются квазибаллистические электроны, которые пролетают СР с минимальной потерей импульса в результате рассеяния. Это сказывается как на ВАХ, так и на высокочастотной проводимости коротких структур.

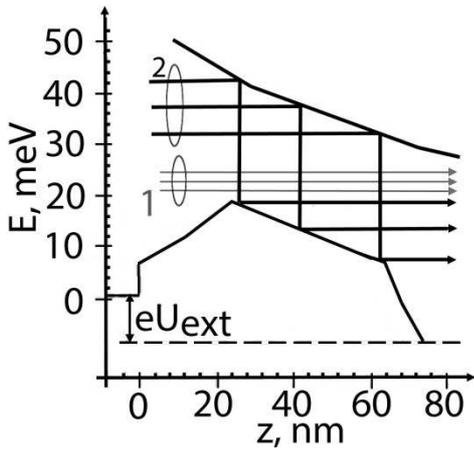


Рис. 3. Зонная диаграмма диодной структуры под напряжением. Показаны траектории двух сортов электронов: 1 – движущиеся квазибаллистически, т.е. испытывая только малоугловые упругие столкновения и 2 – претерпевающие рассеяния с потерей энергии и отражения от потолка минизоны.

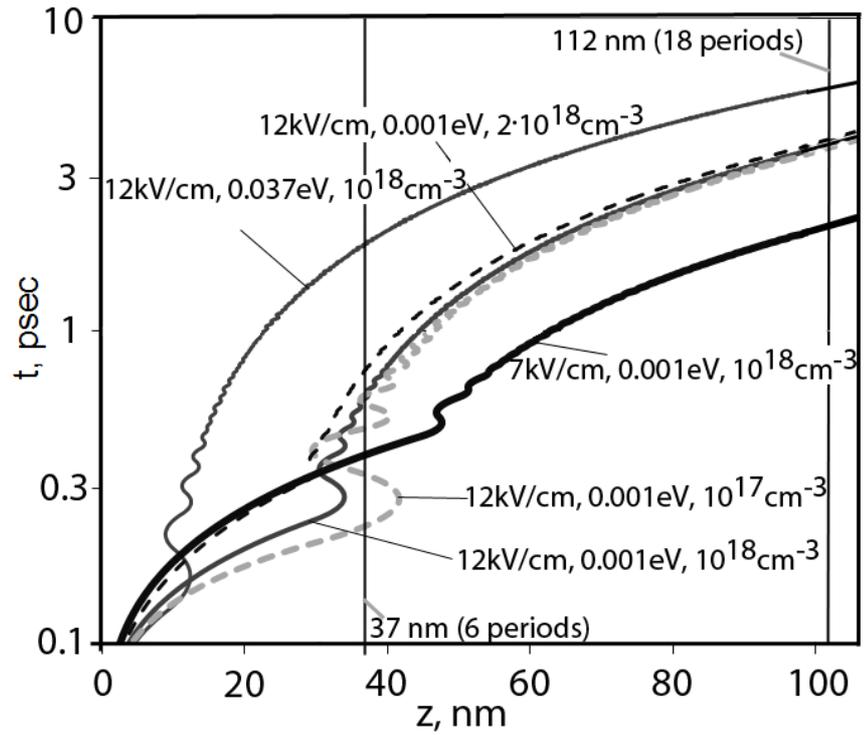


Рис. 4. Результат расчета зависимости координаты от времени в квазигидродинамическом приближении. Решались уравнения баланса энергии и импульса в заданном поле. Моделировалось движение усредненного электрона типа 1 (стартовая энергия 0.001 эВ) или типа 2 (стартовая энергия 0.037 эВ) в постоянном поле для различных концентраций легирующей примеси.

На рис. 3 приведена качественная картина движения электронов в коротких СР, когда наблюдается как квазибаллистический сквозной пролет электронов через минизону, так и взаимодействие электронов с потолком минизоны. Цифрой 1 выделен ансамбль квазибаллистических электронов, а цифрой 2 – ансамбль электронов, которые отражаются от потолка минизоны или переходят на более низкие уровни, в ансамбль дрейфовых электронов. При увеличении внешнего напряжения доля электронов типа 1 снижается, а электронов типа 2 увеличивается (рис. 5). Так как скорости у баллистических электронов выше,

чем у дрейфующих, то небольшое увеличение напряжения на СР приводит к резкому снижению тока, из-за уменьшения ансамбля баллистических электронов, которые начинают отражаться потолком минизоны. Появление баллистических электронов в коротких СР, также приводит к образованию в ансамбле типа 1 терагерцовой динамической отрицательной проводимости на пролетных частотах [6–9].

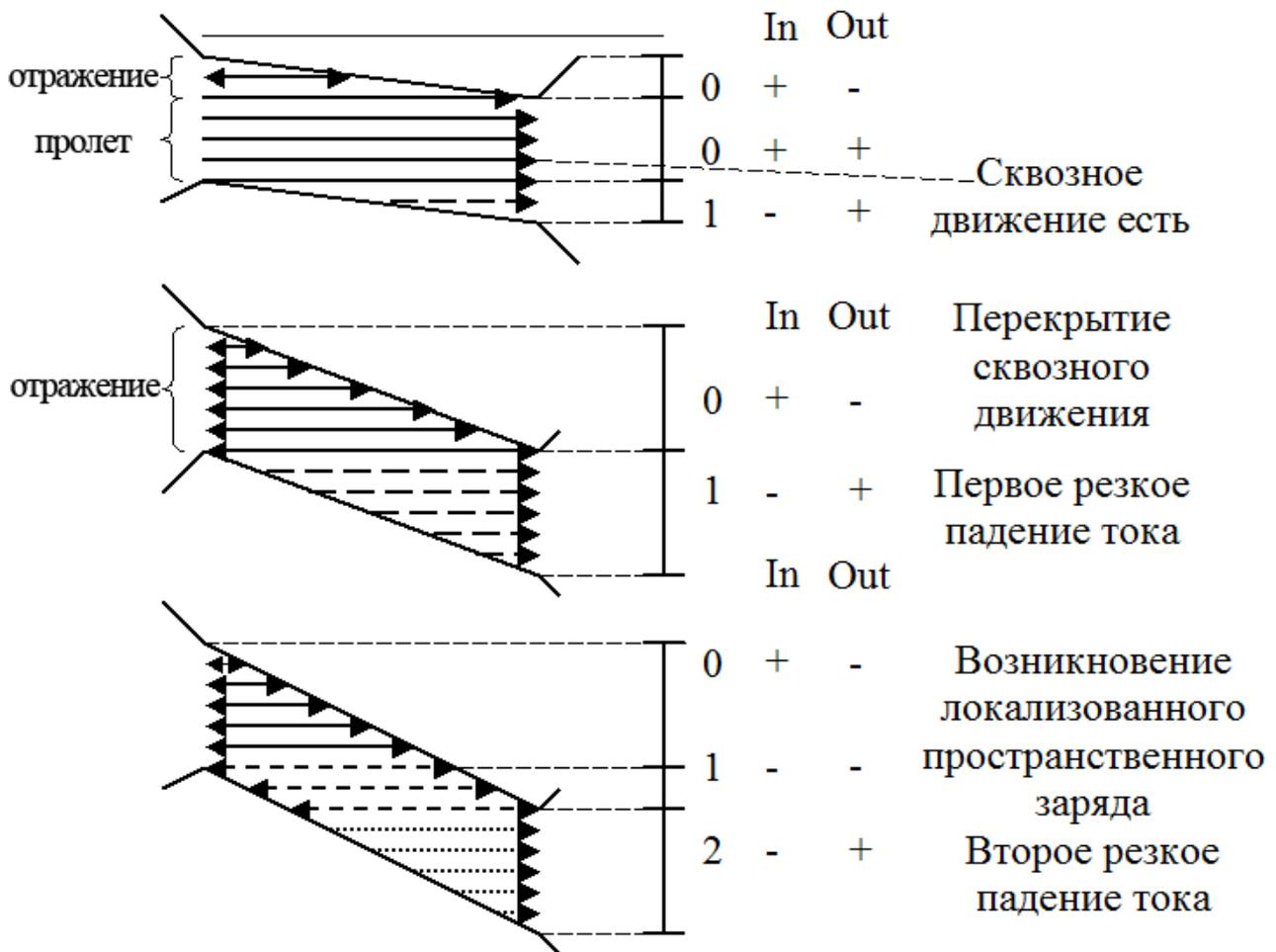


Рис. 5. Схема движения электронов в диодной гетероструктуре. Для различных внешних напряжений на зонной диаграмме выделены характерные процессы квазибаллистического транспорта электронов прерываемого взаимодействием с потолком минизоны и рассеянием.

Для расчетов использовался комплекс моделей на основе квазигидродинамического приближения и метода Монте-Карло [10]. Модели

модифицировались для учета зонной диаграммы СР. Сначала проводилось пробное моделирование с использованием квазигидродинамической модели, состоящей из уравнений баланса энергии и импульса. Приблизительно оценивались времена пролета электронов сорта 1 и 2 через сверхрешетку. Затем проводилось более детальное моделирование транспорта электронов методом Монте-Карло. Особое внимание обращалось на долю квазибаллистических электронов и подсчет количества малоугловых рассеяний, а также определялась доля электронов, претерпевших существенное изменение траектории движения за счет рассеяния на оптических фонах. Последнее позволило доказать возможность квазибаллистического транспорта в коротких сверхрешетках и определить вклад электронов из ансамблей типа 1 и 2 в проводимость СР.

При расчетах, в квазигидродинамическом приближении, предполагалось, что напряженность поля одинакова по всей СР и оценивалось среднее время пролета электронами рабочей области СР. Использовались параболические приближения для зависимостей энергий нижней  $l$  и верхней  $h$  половин минизон от импульса. Эффективные массы  $m_l > 0$  и  $m_h < 0$  выбирались фиксированными. Это позволило снять противоречие, присущее гидродинамическим моделям, которые работают со средними значениями энергии и импульса электронов, что порождает расхожимость указанных моделей для значений энергии близких к середине минизоны, когда масса электрона стремится к неопределенному (нулевому) значению. Результаты расчетов зависимости координаты электронов от времени показаны на рис. 4. На каждом из графиков хорошо виден участок переколебаний, объясняющийся изменением знака эффективной массы электрона, что соответствует возникновению отражения от потолка минизоны. Уменьшение амплитуды колебаний – показывает, что в движение электронов после нескольких отражений усредняется, так что дальше ансамбль электронов движется в среднем «ламинарно». Видно, что при изменении напряженности поля координата, при которой электроны «ударяются» о потолок минизоны первый раз, уменьшается. Таким образом, при напряженности поля около 12 кВ/см, в шестипериодной диодной структуре пропадают электроны типа 1,

поэтому ток резко падает. Оценка показывает, что доля этих электронов составляет около 25 % от общего количества, поэтому снижение тока тоже происходит на указанную величину.

Важно, что для более длинных СР, вероятность квазибаллистического движения падает, так что в 18-периодной СР его вклад в проводимость будет значительно меньше. В таких, и более длинных СР, будет большую роль играть группировка электронов, схожая по своему принципу с группировкой в диодах Ганна. Об этом уже сообщалось нами ранее в [1]. Оценка критической длины СР, при которой еще сохраняется возможность группировки квазибаллистических электронов, при их скорости равной  $2...5 \cdot 10^6$  см/с, показывает, что её длина составляет 30...45 нм. Таким образом, исследуемая 6-периодная сверхрешетка имеет пограничный размер. В этой СР отсутствуют дополнительные слои, в которых осуществляется перенос сгруппированных электронов. Вместе с тем у такой структуры есть преимущество – наличие квазибаллистического характера движения электронов 1 сорта, что повышает эффективность ее работы на высоких частотах за счет меньшего времени пролета указанных электронов.

При моделировании движения электрона использовался одночастичный метод Монте-Карло. Предполагалось, что электрическое поле однородно, не изменяется во времени и приложено вдоль оси СР. В качестве основных механизмов рассеяния рассматривалось рассеяние на акустических фононах, полярных оптических фононах, атомах ионизированной примеси. Все параметры материала, необходимые для расчета частот рассеяния, выбирались такие же, как и для объемного GaAs. Расчет проводился для комнатной температуры. Результаты расчетов ВАХ диодных структур и их сравнение с экспериментальными данными приведено на рис. 6. Хорошо видно отличие в форме зависимостей на участках ОДП. Это объясняется квазибаллистическим характером движения электронов – первая ступенька на ВАХ соответствует квазибаллистическому пролету без взаимодействия с потолком минизоны, вторая ступенька – одно взаимодействие и т.д. Такой режим хорошо выражен

только для 6-периодной СР, а для 18-периодной он подавлен и большее значение играет группировка электронов аналогичная диоду Ганна.

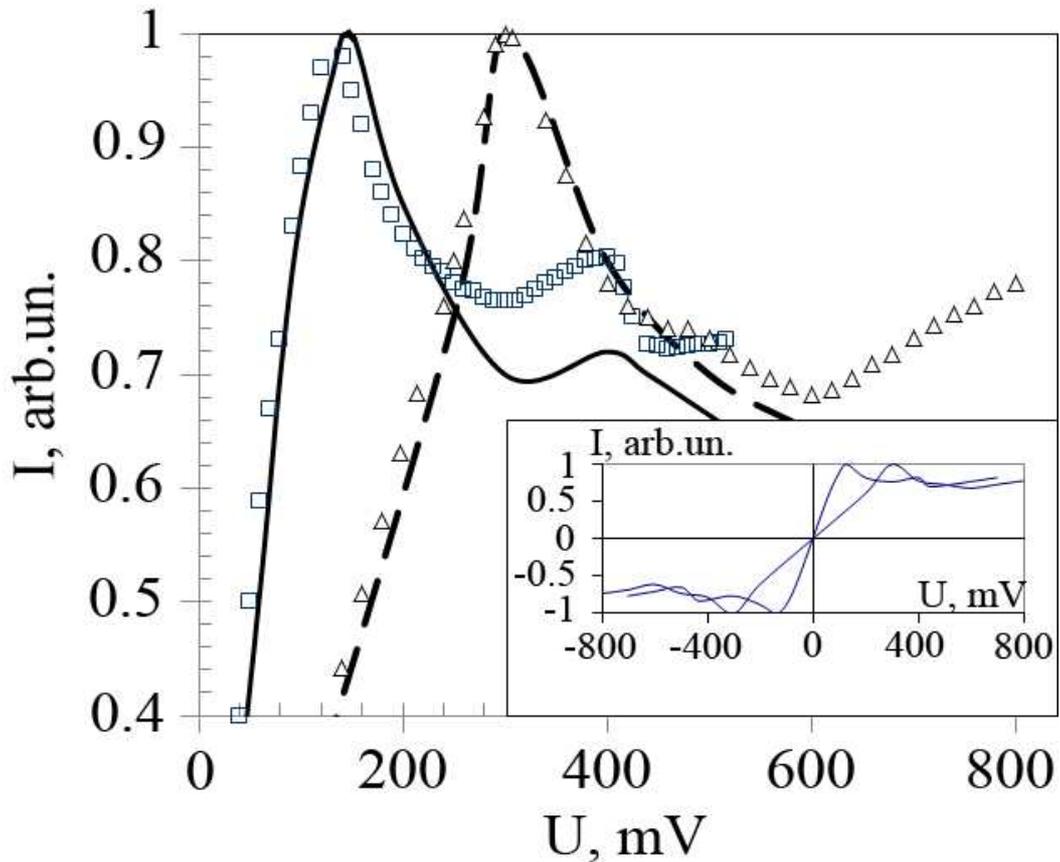


Рис. 6. Сравнение расчетной (—) и экспериментальной (□, Δ) прямых ветвей вольт-амперных характеристик диодных структур для 6-периодной (□) и 18-периодной (Δ) сверхрешеток. Характеристики нормированы на значение тока в максимуме. Плотность тока в обеих СР приближенно одинакова. Наблюдается отличие в форме зависимости на участках ОДП, связанное с квазибаллистическим характером движения электронов в 6-периодной СР. На врезке приведен полный вид ВАХ диодных структур.

Расчеты методом Монте-Карло показывают, что характерное время пролета 6-периодной СР квазибаллистическими электронами составляет 150...300 фс, что обосновывает возможность применения таких СР для преобразования сигналов на частотах до 8...12 ТГц. Предельная частота  $f_p = 1/2\pi R_s C$ , обусловленная влиянием паразитной емкости активной области диода  $C$ , и его последовательного сопротивления  $R_s = R_1 + R_2 + R_3 + \text{часть } R_4 + R_5 + R_6$ ,

рассчитывалась по методике, предложенной в [1] и была равна 4 ТГц для диодов с 18-периодной СР и 6 ТГц для 6-периодной. В последнем случае минимизирована паразитная составляющая сопротивления  $R_4$ . Дополнительные возможности повышения предельных частот связаны с уменьшением омического сопротивления контактов малой площади, а также с оптимизацией переходных слоев гетероструктуры (рис. 2), которые могут выступать в роли инжектора баллистических электронов [11] в рабочую область структуры.

Изготовленные диодные структуры исследовались в гармонических смесителях диапазона частот 0.2-5.3 ТГц (рис. 7). Гармонические смесители были использованы в установке прецизионной терагерцовой спектроскопии, в которой в качестве источника была использована частотная гребенка, возбуждаемая фемтосекундными лазерными импульсами [12, 13], а также газовый и квантово-каскадный лазеры.

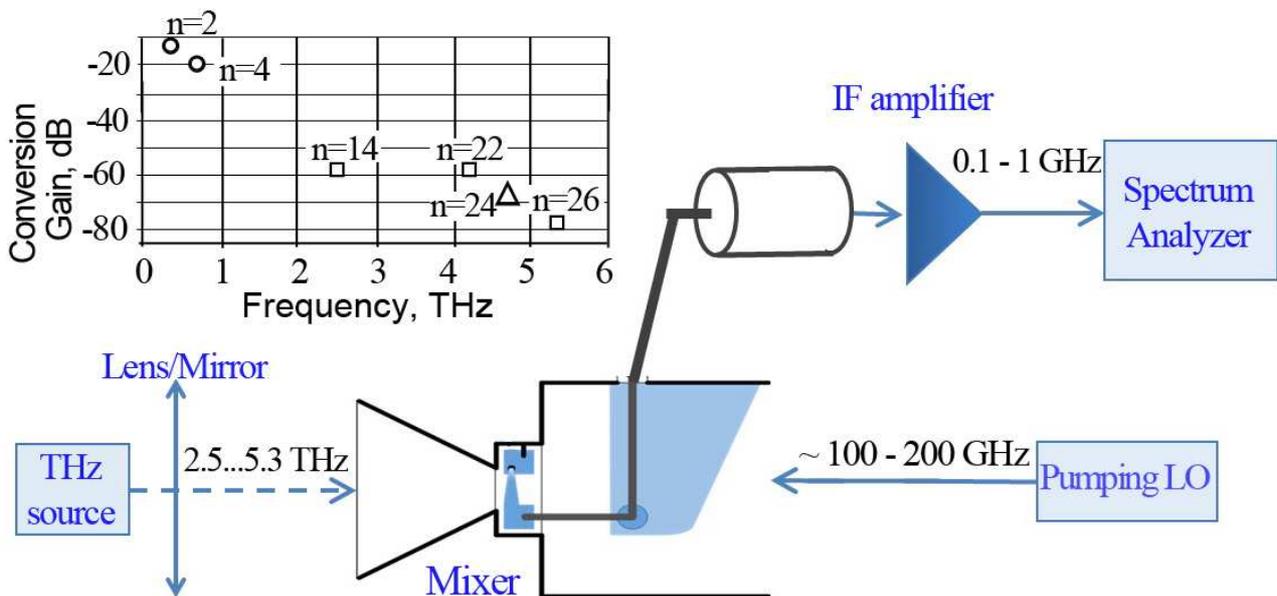


Рис.7. Схема преобразования сигнала в гетеродинном приемнике с гармоническим смесителем на основе исследуемого диода. На врезке представлена зависимость коэффициента преобразования от частоты сигнала для диодной структуры на 6-периодной сверхрешетке. Указанная зависимость измерялась с использованием нескольких источников терагерцового сигнала: частотной гребенки, возбуждаемой фемтосекундным лазером ( $n=2,4$ ); газового

лазера на  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $n=14, 22, 26$ ); и квантово-каскадного лазера ( $n=24$ ). Цифры (2,4,...26) на врезке указывают номера используемых гармоник гармонического смесителя с накачкой от гетеродина на частоте 0.1 – 0.2 ТГц.

Были определены потери преобразования по второй (300 ГГц, 12 дБ) и четвертой (450 ГГц, 20 дБ) гармоникам гетеродина на лампе обратной волны. Потери преобразования сопоставлялись для смесителей выполненных на планарных диодных структурах содержащих сверхрешетки с 18 и 6 периодами. Результаты измерений показали, что мощность гетеродина для структур с шестью периодами оказалось меньше на 3-5 дБ, что согласуется с меньшими пороговыми напряжениями для ВАХ указанных структур по сравнению со структурами с восемнадцатью периодами рис. 7. Заметная разница в преобразовательных свойствах изготовленных структур была замечена при их использовании в системах фазовой стабилизации частоты квантово-каскадных лазеров на частотах выше 3.4 ТГц. Так использование структур с 18 периодами для стабилизации квантово-каскадного лазера 4.76 ТГц оказалось невозможным из-за больших потерь преобразования. Структуры с шестью периодами имели потери преобразования на 20 дБ меньше и были успешно применены для стабилизации частоты указанного лазера [14].

В протяженных структурах (18 периодов) наблюдалась генерация микроволновой мощности на частоте порядка 100 ГГц. При напряжении смещения -0.6 В уровень излучаемой мощности составлял 25 мкВт с эффективностью 8-10 процентов. Эти структуры ранее исследовались в схемах умножителей с выходными частотами вплоть до 8 ТГц [5]. По всей видимости, аналогичные исследования, проведенные со структурами с шестью периодами, позволят расширить частотный диапазон таких устройств до 10-12 ТГц.

Работа проведена в рамках выполнения гранта РФФИ № 14-02-00581 и поддержана грантами РФФИ №15-02-07935 и МОН РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003), а также Государственным заданием МОН РФ (код проекта 2183).

## Литература

1. Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, А.Е. Жуков, В.М. Устинов. "Характеристики планарных диодов терагерцового диапазона частот на основе сильнолегированных GaAs/AlAs сверхрешеток", ФТП, 2004, том 38, вып. 9, с. 1141-1146.
2. В.Л. Вакс, Ю.И. Кошуринов, Д.Г. Павельев, А.Н. Панин. "Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона", Известия Вузов. Радиофизика, 2005, т. XLVIII, №10-11, с. 110-115.
3. C.P. Endres, F. Lewen, T.F. Giesen, and S. Schlemmer, D.G. Paveliev, Y.I. Koschurinov, V.M.Ustinov, A.E.Zhukov Application of Superlattice Multipliers for High Resolution THz Spectroscopy. // Rev. Sci. Instr., 2007, vol.78, N 4, p. 043106-1÷043106-6
4. D.G. Paveliev, Yu.I. Koschurinov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, F. Lewen, C. Endres, A.M. Baryshev, P. Khosropanah, Wen Zhang, K.F. Renk, B.I. Stahl, A. Semenov and H.-W. Huebers Short GaAs/AlAs superlattices as THz radiation sources. // 19th International Symposium on Space Terahertz Technology, Groningen, The Netherlands, 2008, 28-30 April, pp.319-328.
5. 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. "Экспериментальное исследование умножителей частоты на полупроводниковых сверхрешетках в терагерцовом диапазоне частот", ФТП, 2012, том 46, вып. 1, с. 125-129.
6. V.A. Kozlov, A.B. Kozyrev, A.V. Samokhvalov Dynamic Negative Differential Conductivity due to Electron Transit Time Effects. // Proc. 11<sup>th</sup> Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors, 2001, 27-29 August, Vilnius, Lithuania; Materials Science Forum, 2002, Vol. 384-385, pp. 139-142.
7. V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, A.V. Samokhvalov The population inversion and the terahertz negative differential conductivity induced by hot carriers transit time effects in coordinate and momentum spaces. // Semicond. Sci. Technol, 2004, vol. 19, n. 4, pp. S99-S101.

8. V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, V.A. Verbus Terahertz Negative Differential Conductivity in Heterostructures due to Population Inversion and Bunching of Ballistic Electrons. // Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. 25-29.07.2005, Chicago, USA; 2005, Springer Proc. in Physics, vol. 110, pp. 257-260.
9. В.А. Козлов, А.Б. Козырев. "Инверсия населенностей электронов в ступенчатых гетероструктурах", ФТП, 1996, т. 30, в. 11, с. 2002-2016.
10. S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin Simulation of the Electron Transport in a Mott Diode by the Monte Carlo Method. // IEEE Trans. on Electron Devices, 2011, v. 58, № 8, pp. 2507-2510.
11. М.В. Безногов, Р.А. Сурис. "Теория баллистических токов, ограниченных объемным зарядом, в наноструктурах разной размерности", ФТП, 2013, т. 47, в. 4, с. 493-502.
12. D.G. Pavelyev, A.S. Skryl, and M.I. Bakunov High-resolution broadband terahertz spectroscopy via electronic heterodyne detection of photonicly generated terahertz frequency comb. // Opt. Lett., 2014, pp. 5669-5672.
13. A.S. Skryl, D.G. Pavelyev, M.Y. Tretyakov, and M.I. Bakunov High-resolution terahertz spectroscopy with single tunable frequency comb. // Optics Express 22, 2014, p. 22537
14. A.V. Khudchenko, D.J. Hayton, D.G. Pavelyev, A.M. Baryshev, J.R. Gao, T-Y. Kao, Q. Hu, J.L. Reno, V.L. Vaks Phase Locking a 4.7 THz Quantum Cascade Laser using a Super-Lattice Diode as Harmonic Mixer // 39 Int. Conf. of IRMMW-THz, 14-19.09. 2014, Tucson, Arisona